

Spectro-photométrie à champ intégral dans le cadre du projet " The Nearby Supernova Factory "

Yannick Copin

▶ **To cite this version:**

Yannick Copin. Spectro-photométrie à champ intégral dans le cadre du projet " The Nearby Supernova Factory ". Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. ⟨tel-00855585⟩

HAL Id: tel-00855585

https://theses.hal.science/tel-00855585v1

Submitted on 29 Aug 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Mémoire pour l'obtention d'une Habilitation à diriger des recherches

N° d'ordre 31-2013

Spectro-photométrie à champ intégral

dans le cadre du projet

The Nearby Supernova Factory

Yannick Copin

Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université de Lyon 1

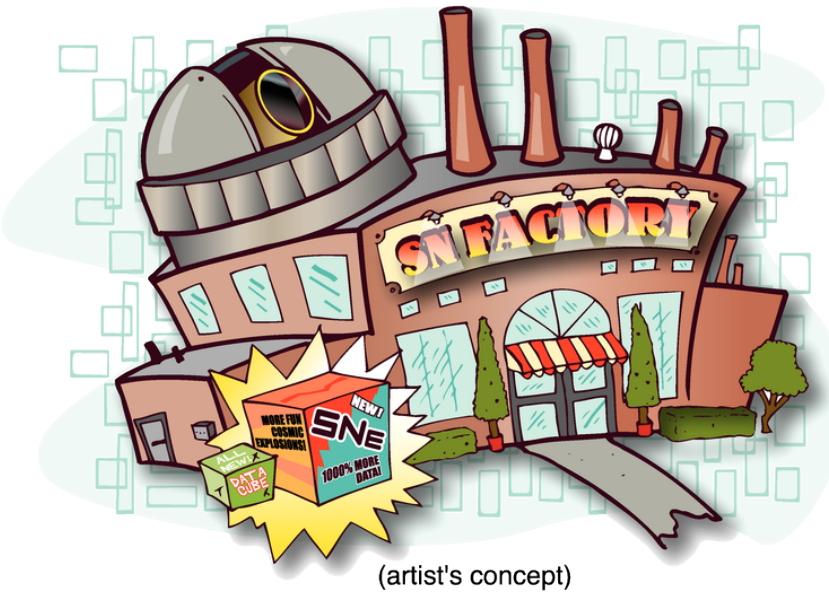


Illustration de Dianna LaFerry

À soutenir le 26 juin 2013 devant le jury composé de :
- M^me^ Corinne Augier (rapporteur),
- M. Roland Bacon,
- M. Christophe Balland (rapporteur),
- M^me^ Anne Ealet (rapporteur),
- M. Martin M. Roth (président du jury),
- M. Gérard Smadja

Remerciements

C'est avec plaisir mais aussi une certaine timidité que j'entame ce document en adressant « noir sur blanc » quelques remerciements tout aussi succincts que sincères.

J'exprime d'abord ma gratitude aux membres du jury, et en particulier aux rapporteurs, M^mes^ Corinne Augier et Anne Ealet ainsi que M. Christophe Balland, de m'avoir fait le plaisir et l'honneur de participer à cette soutenance d'Habilitation à Diriger des Recherches.

I would like to offer my warmest thanks to all past and present collaborators from the *Nearby Supernova Factory*, with a special mention to Greg Aldering. From the Nobel laureate (a single one) to the PhD students (many of them), it has always been a delight to meet you all!

Évidemment, un immense merci à tous les membres, anciens ou actuels, permanents ou éphémères, de l'(ex-)équipe Supernovæ, avec une dédicace spéciale à Gérard Smadja, Rui Pereira et Clément Buton, sans qui rien de tout cela n'aurait été possible, ni même *fun*. Nicolas et Mickaël, à vous de jouer !

Je remercie également mes collègues de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon — bon anniversaire ! — et les enseignants de l'Université de Lyon. J'en profite aussi pour saluer tous les étudiants qui ont eu à me supporter, et auprès desquels j'ai beaucoup appris.

Enfin, merci à tous mes proches, mes ami(e)s, ma famille, tous ceux que j'ai parfois délaissés pour des étoiles qui n'existent plus. Sylvie, Guénolé, Rosalie, je vous aime.

Table des matières

1 Introduction **1**
1.1 Les supernovæ thermonucléaires, sonde cosmologique . . . 1
1.2 Spectro-photométrie des SNe Ia proches . . . 2
1.3 *The Nearby Supernova Factory* . . . 3
1.3.1 Les programmes de recherche . . . 3
1.3.2 Le suivi spectro-photométrique . . . 3
1.3.3 La collaboration . . . 4
1.4 À propos de ce document . . . 5

I SNIFS, un spectro-photomètre à champ intégral **9**

2 Le *SuperNova Integral Field Spectrograph* **11**
2.1 Voies spectroscopiques . . . 12
2.2 Voie photométrique . . . 13
2.2.1 Pourquoi un multi-filtre ? . . . 14

3 Du CCD au cube **19**
3.1 Réduction des CCD . . . 19
3.1.1 *Preprocessing* . . . 20
3.1.1.1 Imperfections du CCD-R . . . 21
3.1.1.2 Imperfections du CCD-B . . . 22
3.1.2 Soustraction du fond de lumière diffuse . . . 22
3.2 Extraction des cubes . . . 23
3.2.1 Masque d'extraction . . . 24
3.2.1.1 Modèle optique . . . 25
3.2.1.2 Profil spectral transverse . . . 26
3.2.2 Extraction des spectres . . . 27
3.2.2.1 Pollution inter-spectre . . . 28
3.2.2.2 Sommation optimale . . . 28
3.2.2.3 Estimateur du maximum de vraisemblance . . . 29
3.2.2.4 Estimateur du minimum de χ^2 . . . 30
3.2.2.5 Bruit de Poisson pur . . . 31
3.2.2.6 Simulations Monte-Carlo . . . 32
3.2.3 Améliorations récentes . . . 33
3.3 Étalonnage des cubes . . . 34
3.3.1 Étalonnage en longueur d'onde . . . 35
3.3.1.1 Méthode . . . 35
3.3.1.2 Précision . . . 35
3.3.1.3 Résolution spectrale . . . 36
3.3.1.4 Corrélation spectrale . . . 37
3.3.2 Champ plat spectro-spatial . . . 38
3.3.2.1 Méthode . . . 39
3.3.2.2 Correction de dichroïque . . . 40
3.3.3 Suppression des rayons cosmiques . . . 42

4 Du cube au spectre **47**
4.1 Soustraction du fond structuré galactique . . . 47
4.2 Spectro-photométrie de PSF . . . 48

4.2.1 Modélisation de la PSF . . . 49
4.2.1.1 Distribution azimutale . . . 50
4.2.1.2 Profil radial *ad hoc* . . . 50
4.2.1.3 Modèle physique du profil radial . . . 51
4.2.2 Ajustement des paramètres de forme de la PSF . . . 53
4.2.3 Extraction du spectre de la source ponctuelle . . . 54
4.2.4 Tests de performance . . . 56
4.3 Réfraction atmosphérique différentielle . . . 57
4.3.1 La réfraction atmosphérique . . . 57
4.3.2 Modélisation de l'ADR chromatique . . . 58
4.3.3 Indice de réfraction atmosphérique . . . 59
4.3.4 Étalonnage astrométrique des voies spectroscopiques . . . 59

5 Du spectre au flux **63**
5.1 Principe de l'étalonnage en flux . . . 63
5.2 Préparation de l'étalonnage à partir des étoiles standards . . . 64
5.2.1 Analyse multi-standard . . . 64
5.2.2 Modélisation de l'extinction atmosphérique . . . 64
5.2.3 Photométricité . . . 66
5.2.4 Étoiles de référence . . . 67
5.2.4.1 Problèmes des spectres de référence . . . 68
5.2.4.2 Les solutions envisagées . . . 69
5.3 Étalonnage en flux des sources non standards . . . 70
5.3.1 Rapports photométriques . . . 70
5.3.2 Inter-étalonnage des rapports photométriques . . . 72

II *The Nearby Supernova Factory* **75**

6 Acquisition et production des données **77**
6.1 Prise des données . . . 77
6.1.1 Salle de contrôle virtuelle . . . 77
6.1.2 Organisation des observations . . . 78
6.1.3 Conditions d'observation . . . 79
6.1.4 *Warehouse* . . . 80
6.2 Production des données . . . 82
6.2.1 Base de données . . . 83
6.2.2 Stockage des fichiers . . . 83
6.2.3 Codes de traitement . . . 86
6.2.4 Pipeline SNfactory . . . 86
6.3 L'échantillon SNfactory . . . 87
6.3.1 Production « New Hampshire » . . . 87
6.3.2 IDR « metaAHERN » . . . 88

7 Précision photométrique **93**
7.1 Photométrie synthétique . . . 93
7.2 Estimations de la précision photométrique . . . 94
7.2.1 À partir des étoiles de référence . . . 94
7.2.2 À partir des supernovæ . . . 96
7.2.2.1 Comparaison avec SALT2 . . . 96
7.2.2.2 Comparaison avec la littérature . . . 99
7.2.3 Utilisation d'étoiles à bas flux . . . 99
7.3 Transmission instrumentale . . . 100

8 Analyses scientifiques **103**
8.1 Diagramme de Hubble . . . 103
8.2 Études de cas . . . 104

8.2.1 SN 2005gj et les SNe-CSM . . . 104
8.2.2 SN 2006D et le Carbone non brûlé . . . 104
8.2.3 SN 2007if et les SNe « super-Chandra » . . . 104
8.2.4 SN 2011fe, une SN Ia « normale » . . . 105
8.3 Analyses spectrales . . . 105
8.4 Galaxies hôtes . . . 108
8.4.1 Propriétés globales . . . 109
8.4.2 Propriétés locales . . . 110

9 Conclusions et perspectives **115**
9.1 *The Nearby Supernova Factory* . . . 115
9.1.1 Le bilan instrumental . . . 115
9.1.2 Les objectifs scientifiques . . . 116
9.1.3 La gestion de projet . . . 117
9.2 *To infinity... and beyond!* . . . 118
9.2.1 Spectro-photométrie de PSF . . . 118
9.2.2 La transmission atmosphérique . . . 118
9.2.3 La nécessité du suivi spectro-photométrique . . . 118
9.2.4 Le projet Euclid . . . 119

Annexes **121**
A Méthode des moindres carrés linéaire généralisée . . . 121
A.1 Résolution de l'équation normale . . . 121
A.2 Matrice de covariance . . . 122
A.2.1 Contribution des erreurs statistique . . . 122
A.2.2 Contribution des erreurs de modélisation . . . 123
B Publications hors-SNfactory . . . 124
B.1 Dynamique des galaxies et projet SAURON . . . 124
B.2 Techniques de spectrographie à champ intégral . . . 125
B.2.1 Tessellation de Voronoi . . . 125
B.2.2 Cinémétrie . . . 125
B.2.3 Euro3D . . . 125
B.3 Observations SNIFS hors-SNfactory . . . 125
C Activités d'enseignement . . . 126
C.1 Enseignement universitaire . . . 126
C.2 Encadrement . . . 126
C.2.1 Thèses . . . 126
C.2.2 Stages . . . 126
C.3 Diffusion des connaissances . . . 126

Liste des figures

1.1 Diagramme de Hubble des SNe Ia d'Union 2.1. . . . 2
1.2 Répartition des SNe de SNfactory-I. . . . 4

2.1 UH88 et SNIFS. . . . 11
2.2 Schémas de principe de l'instrument SNIFS. . . . 12
2.3 Trame de micro-lentilles de SNIFS. . . . 12
2.4 Schéma de principe des poses SNIFS. . . . 14
2.5 Exemples de poses, voie B. . . . 15
2.6 Exemples de poses, voie R. . . . 15
2.7 Schéma de la voie photométrique. . . . 16
2.8 Transmission des filtres SNIFS. . . . 16

3.1 Schéma de réduction des données SNIFS. . . . 20
3.2 Cartes de courant d'obscurité pour le CCD R. . . . 22
3.3 Non-linéarité du CCD B. . . . 22
3.4 Structure de la lumière diffuse. . . . 23
3.5 Soustraction du fond de lumière diffuse (cas haut flux). . . . 24
3.6 Soustraction du fond de lumière diffuse (cas bas flux). . . . 25
3.7 Identification des spaxels. . . . 26
3.8 Visualisation du modèle optique et profil spectral transverse. . . . 27
3.9 Profil énergétique transverse des spectres. . . . 29
3.10 Simulation des méthodes d'extraction (hauts flux). . . . 32
3.11 Simulation des méthodes d'extraction (bas flux). . . . 33
3.12 Performance des méthodes d'extraction. . . . 33
3.13 Comparaison `extract_spec`/`extract_spec2`. . . . 34
3.14 Spectre de la lampe à arc, voie B. . . . 35
3.15 Spectre de la lampe à arc, voie R. . . . 36
3.16 Erreurs d'étalonnage en longueur d'onde. . . . 36
3.17 Distribution chromatique de la résolution spectrale. . . . 37
3.18 Distribution spatiale de la résolution spectrale. . . . 38
3.19 Évolution temporelle de la résolution spectrale. . . . 38
3.20 Coefficient de corrélation des pixels adjacents. . . . 39
3.21 Spectre de champ plat. . . . 39
3.22 Précision du champ plat spectro-spatial. . . . 40
3.23 Bibliothèque de correction de transmission de la dichroïque. . . . 41
3.24 Illustration de la correction de transmission de la dichroïque. . . . 41
3.25 Évolution du taux de rayons cosmiques. . . . 42

4.1 Exemple de soustraction galactique. . . . 48
4.2 *Seeing* effectif de l'étoile guide. . . . 50
4.3 Profil radial de la PSF. . . . 51
4.4 Profil radial de la PSF atmosphérique de Kolmogorov. . . . 52
4.5 Comparaison des différents modèles de PSF atmosphériques. . . . 53
4.6 Profils radiaux observés de PSF atmosphérique. . . . 53
4.7 Ajustement des paramètres de l'ADR. . . . 54
4.8 Ajustement des paramètres de la PSF. . . . 54
4.9 Visualisation de l'ajustement de la PSF. . . . 55
4.10 Matrice de corrélation des paramètres de la PSF. . . . 55
4.11 Matrice de corrélation des spectres extraits. . . . 56
4.12 Définition de l'angle parallactique η. . . . 58
4.13 Effets de la réfraction atmosphérique différentielle. . . . 58
4.14 Variabilité de l'indice de réfraction. . . . 59
4.15 Comparaison des formules d'indice de réfraction. . . . 59
4.16 Décalage astrométrique des voies spectroscopiques. . . . 60
4.17 Distribution des caractéristiques astrométriques des voies spectroscopiques. . . . 61

5.1 Modélisation de la diffusion Rayleigh. . . . 65
5.2 Extinction atmosphérique moyenne. . . . 66
5.3 Estimateurs de photométricité. . . . 67
5.4 Statistiques mensuelles de photométricité. . . . 68
5.5 Répartition dans le ciel des étoiles standards. . . . 68
5.6 Erreur d'étalonnage en longueur d'onde des spectres de référence. . . . 69
5.7 Réseau d'étoiles standards. . . . 70
5.8 Schéma d'étalonnage en flux. . . . 71
5.9 Exemples de poses de la voie photométrique. . . . 72
5.10 Évolution temporelle des rapports photométriques. . . . 73

6.1 Écran de contrôle à distance de l'instrument SNIFS. . . . 78

6.2 Distribution des conditions d'observation. 79
6.3 Distribution des paramètres atmosphériques. 80
6.4 Diagramme de Sankey des cibles. 81
6.5 Diagramme de Sankey des spectres. 81
6.6 Distribution en *redshift* et première phase de *Warehouse*. 82
6.7 Distribution en *redshift*. 82
6.8 Schéma de la base de données de production. 84
6.9 Suivi et origine des SNe de la DB. 84
6.10 Distribution en *redshift* des SNe de la DB. 85
6.11 Statistique hebdomadaire des pointés. 85
6.12 Temps de pose hebdomadaire. 85
6.13 Flux opérationnel du pipeline de production. 87
6.14 Courbes de lumière des SNe (production NH). 89
6.15 Comparaison des échantillons des SNe Ia proches. 90
6.16 Répartition dans le ciel des SNe Ia de l'IDR metaAHERN. 90
6.17 Distribution en *redshift*, première phase et nombre de spectres de l'IDR metaAHERN. . . . 91
6.18 Distribution en phase de l'IDR metaAHERN. 91

7.1 Comparaison de différents systèmes photométriques. 94
7.2 Précision spectrophotométrique de EG131. 95
7.3 Précision photométrique de EG131. 96
7.4 Précision photométrique des étoiles standards. 97
7.5 Précision photométrique des SNe (SALT2). 98
7.6 Transmission instrumentale moyenne. 100
7.7 Cartes de transmission instrumentale. 101
7.8 Évolution de la transmission instrumentale. 101

8.1 Diagramme de Hubble des SNe Ia SNfactory. 104
8.2 Spectres de SN 2006D. 105
8.3 Série temporelle de SN 2011fe. 106
8.4 Courbes de lumière de SN 2011fe. 107
8.5 Principales caractéristiques spectrales d'une SN Ia au maximum de lumière.. 108
8.6 Propriétés des galaxies hôtes des SNe Ia de SNfactory. 109
8.7 Évolution de la magnitude absolue des SNe Ia avec la masse de la galaxie hôte. 110
8.8 Propriétés globales et locales des galaxies hôtes. 111
8.9 Exemple d'ajustement du spectre galactique local. 111
8.10 Propriétés des SNe Ia en fonction des caractéristiques locales de la galaxie hôte. 112

1 Exemple de tessellation de Voronoi. 125
2 Exemple d'application de la cinémétrie. 125

Liste des tables

2.1 Coordonnées et spécifications techniques du télescope UH88. 12
2.2 Spécifications techniques de SNIFS. 13

3.1 Caractéristiques spectrales des cubes *Supernova Integral Field Spectrograph* (SNIFS) 37

4.1 Estimation de l'erreur d'extraction de PSF. 57
4.2 Caractéristiques astrométriques des voies spectroscopiques. 60
4.3 Décalage astrométrique moyen $R - B$. 61

6.1 Conditions atmosphériques moyennes de UH88. 79
6.2 Statistiques *Warehouse*. 80

6.3 Répartition des données brutes. 85

7.1 Définition des filtres SNfactory. 94
7.2 Précision photométrique des étoiles standards. 97
7.3 Précision photométrique des SNe (SALT2). 98

Abréviations et acronymes

ADR	*Atmospheric Differential Refraction* — réfraction atmosphérique différentielle
ADU	*Analog-to-Digital Unit* — unité de conversion analogique-numérique
AIC	*Automated Instrument Control* — système de contrôle automatique de SNIFS
CCD	*Charge Coupled Device* — dispositif à transfert de charges
CFA	*Center for Astrophysics Supernova*
CFHT	*Canada-France-Hawaii Telescope*
CSP	*Carnegie Supernova Project*
FWHM	*Full Width at Half Maximum* — largeur totale à mi-hauteur
HST	*Hubble Space Telescope* — télescope spatial Hubble
IDR	*Internal Data Release* — diffusion interne des données
IFS	*Integral Field Spectrograph(y)* — spectrograph(i)e à champ intégral
KAIT	*Katzman Automatic Imaging Telescope*
LOSS	*Lick Observatory Supernova Search*
LSQ	*La Silla-QUEST Variablity Survey*
LSST	*Large Synoptic Survey Telescope*
MAD	*Median Absolute Deviation* — déviation absolue médiane
MFR	*Multi-Filter Ratio* — rapport photométrique du multi-filtre
MLA	*Micro-Lens Array* — trame de micro-lentilles
NISP	*Near Infra-Red Spectro-Photometer* (Euclid)
OASIS	*Optically Adaptative System for Imaging Spectroscopy*
pixel	*Picture Element* — élément d'un détecteur matriciel
PSF	*Point Spread Function* — fonction de réponse impulsionnelle
PTF	*Palomar Transient Factory*
RoN	*Read-out Noise* — bruit de lecture
RMS	*Root Mean Square* — moyenne quadratique
SALT	*Spectral Adaptive Lightcurve Template*
SCP	*Supernova Cosmology Project*
SAURON	*Spectrographic Areal Unit for Research on Optical Nebulae*
S/B	rapport Signal/Bruit
SDSS	*Sloan Digital Sky Survey*
SFR	*Star Formation Rate* — taux de formation stellaire
SN Ia	supernova de type Ia
SNfactory	*The Nearby Supernova Factory*
SNIFS	*Supernova Integral Field Spectrograph*
SNLS	*CFHT Legacy Survey Supernova Program*
spaxel	*Spatial Picture Element* — élément spatial d'un spectrographe à champ intégral
TCS	*Telescope Control System* — système de contrôle du télescope
UH88	télescope de 2,2 m de l'Université d'Hawaï

Chapitre 1

Introduction

La découverte à la fin des années 1990 de l'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et coll., 1998; Perlmutter et coll., 1999, prix Nobel de physique 2011) a plongé le monde de la cosmologie dans une cruelle perplexité. Déjà accablés depuis des décennies par une omniprésente quoique insaisissable « matière noire » responsable d'un excès de gravité, les physiciens ont dorénavant affaire à une « énergie noire » aux propriétés répulsives encore plus déconcertante.

Étonnamment pourtant, *toutes* les observables cosmologiques — rayonnement fossile, distribution des grandes structures, nucléosynthèse primordiale, histoire de l'expansion universelle, etc. — s'intègrent parfaitement dans le cadre du « modèle de concordance » ΛCDM, décrivant un Univers euclidien largement dominé par les deux composantes sombres introduites de façon phénoménologique. De fait, il n'est pas encore établi à l'heure actuelle si ces composantes doivent effectivement être considérées comme des constituants essentiels de notre monde physique, ou si elles ne sont que les « épicycles » d'une théorie de la gravitation en crise.

Pour un tour d'horizon de la problématique de l'énergie noire et des différentes sondes de l'accélération cosmique, je renvoie à la lecture de Copeland et coll. (2006); Frieman et coll. (2008); Blanchard (2010); Weinberg et coll. (2012); Astier & Pain (2012), ainsi que de Famaey & McGaugh (2012) pour une interprétation alternative. Amendola et coll. (2012) propose une revue dans le contexte du projet spatial Euclid, tandis que la LSST Science Collaboration et coll. (2009) explore l'impact du futur *Large Synoptic Survey Telescope*. Enfin, les rapports de la « *Dark Energy Task Force* » (Albrecht et coll., 2006) et du Committee for a Decadal Survey of Astronomy and Astrophysics (2010) offrent une mise en perspective des projets en cours ou à venir.

1.1 Les supernovæ thermonucléaires, sonde cosmologique

Les supernovæ thermonucléaires, dites de type Ia (SNe Ia), résultent de l'explosion d'une naine blanche dans un système binaire, sans toutefois que la nature exacte du progéniteur ne soit encore parfaitement identifiée (Wang & Han, 2012; Hillebrandt et coll., 2013).

Avec une magnitude absolue $M_B^{\max} \simeq -19{,}3$ au pic de luminosité, ces explosions sont visibles pendant quelques semaines à des distances cosmologiques ($d_L \lesssim 10$ Gpc), mais la dispersion de leur luminosité maximale, $\sim 0{,}4$ mag (Branch & Miller, 1993), est trop élevée pour en faire de bonnes chandelles standards en l'état. Cependant, la mise en évidence de deux corrélations essentiellement empiriques — « *brighter-slower* » selon laquelle les SNe les plus brillantes sont caractérisées par une évolution plus lente de leur courbe de lumière (Phillips, 1993; Phillips et coll., 1999), et « *fainter-redder* » où les SNe les plus rouges sont aussi les moins lumineuses (Hamuy et coll., 1996; Riess et coll., 1996; Tripp, 1998) — permet de réduire significativement la dispersion au pic à $\sim 0{,}15$ mag (p.ex. Goldhaber et coll., 2001; Guy et coll., 2005; Prieto et coll., 2006; Guy et coll., 2007; Jha et coll., 2007). Après une telle standardisation, les SNe Ia deviennent d'incomparables chandelles extragalactiques, et se révèlent être une sonde majeure de la cosmologie observationnelle moderne (voir Leibundgut, 2008; Goobar & Leibundgut, 2011; Astier, 2012, pour des revues récentes).

De nombreuses campagnes d'observation ont été menées au cours de la dernière décennie pour améliorer — en quantité et en qualité — les SNe utilisables (p.ex. Kessler et coll., 2009; Guy et coll., 2010; Stritzinger

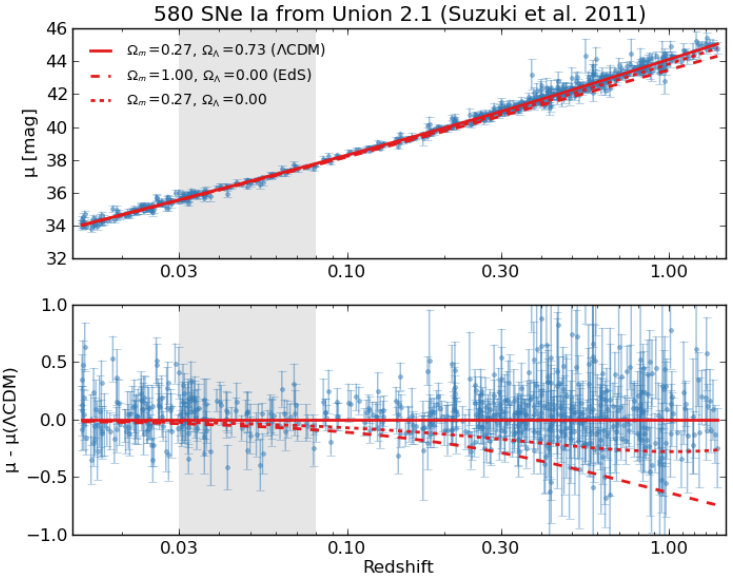


FIGURE 1.1 – Diagramme de Hubble des SNe Ia de l'échantillon Union 2.1 (Suzuki et coll., 2012). Deux modèles cosmologiques sont indiqués (*en rouge*), le modèle de concordance ΛCDM ($\Omega_M = 0{,}27$, $\Omega_\Lambda = 0{,}73$, $w = -1$) et le modèle d'Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$). La zone *grisée* correspond au domaine de *redshift* visé par SNfactory.

et coll., 2011, pour les plus récentes), éventuellement regroupées au sein de larges échantillons homogénéisés (p.ex. l'échantillon Union, Kowalski et coll., 2008; Amanullah et coll., 2010). Le « diagramme de Hubble » des SNe Ia, traçant l'évolution de la distance de luminosité (ou toute autre quantité associée) avec le *redshift*, est une illustration directe de l'histoire de l'expansion de l'Univers. Sa dépendance aux paramètres cosmologiques permet de les contraindre avec précision (Fig. 1.1).

1.2 Spectro-photométrie des SNe Ia proches

Si l'effort s'est essentiellement porté sur l'observation des SNe Ia distantes — tant pour des raisons scientifiques que techniques —, les objets proches ne doivent pas être négligés, car leur intérêt est multiple :

Ancrer le diagramme de Hubble. Alors que la partie à haut *redshift* ($z \gtrsim 0{,}1$) est effectivement sensible aux paramètres cosmologiques que l'on cherche à contraindre, elle est également fonction de la quantité $\mathcal{L}H_0^2$ — où $\mathcal{L}$ est la luminosité standardisée au pic des SNe Ia, et H_0 la constante de Hubble. Ce paramètre de « nuisance » — en ce qu'il ne dit rien de notre Univers — ne peut que dégrader la pertinence statistique de l'ajustement cosmologique du diagramme de Hubble. Inversement, le contraindre de façon indépendante à l'aide des SNe proches permet un gain immédiat en précision (p.ex. Hicken et coll., 2012).

Confirmer et améliorer le caractère standard des SNe Ia. Les SNe Ia sont d'excellentes chandelles standards *après* seulement le processus de standardisation. Ce processus ne peut être affiné que sur un lot d'objets proches bien observés sur lesquels les incertitudes de la cosmologie n'ont pas d'impact.

Caractériser et réduire les erreurs systématiques. De nombreuses corrections techniques interviennent dans la comparaison entre les SNe aux différents *redshifts*, toutes sources d'erreurs systématiques pouvant entacher la mesure de précision des paramètres cosmologiques (Kim et coll., 2004).

Ainsi, Linder (2006) évalue qu'un échantillon de quelques centaines de SNe Ia proches, situées dans la partie basse du « flot de Hubble » — où les mouvements propres deviennent négligeables par rapport au terme d'expansion — ($z \sim 0{,}05$), permet d'assurer les meilleurs contraintes.

Les SNe Ia sont traditionnellement observées en photométrie pure dans les filtres *[U]BVR[I]* du domaine optique, la spectroscopie n'intervenant que dans le « typage » de l'objet et la mesure de son *redshift*. Cependant, des mesures spectro-photométriques, fournissant des spectres rigoureusement étalonnés en flux, sont *essentielles* à des mesures photométriques de qualité, car à la base de corrections techniques fondamentales, p.ex. les corrections K — pour reporter la mesure du flux dans le référentiel

de la source (p.ex. Hsiao et coll., 2007) — et S — correction de bande passante entre les différents instruments (p.ex. Kowalski et coll., 2008). En outre, la spectro-photométrie donne évidemment accès à un jeu de données plus riches, permettant une analyse fine de toutes les problématiques des SNe — méthodes de standardisation, étude des erreurs systématiques, corrections de l'extinction et couleur intrinsèque, nature du progéniteur et physique de l'explosion, influence de l'environnement galactique, etc. — et de façon générale une meilleure compréhension de ces chandelles standards.

1.3 *The Nearby Supernova Factory*

Pour toutes ces raisons, le projet *The Nearby Supernova Factory* (SNfactory, Aldering et coll., 2002) a été initié en 2000, avec pour objectif d'observer de façon homogène un large échantillon de séries temporelles spectro-photométriques de SNe Ia proches (idéalement $0{,}03 < z < 0{,}08$, Fig. 1.1).

Un projet d'observation des SNe proches tel que SNfactory se décompose en fait en deux parties distinctes :

1. un programme de recherche des SNe Ia, permettant de détecter et de rapporter au plus vite l'apparition de nouvelles cibles éphémères (*transient*) dans le ciel ;
2. le suivi spectro-photométrique, qui devra non seulement confirmer et classifier les sources fournies par l'étape de recherche, mais également réaliser l'observation continue des SNe Ia sélectionnées (p.ex. sur leur *redshift* et leur phase).

Dans le cas des sondages à grands *redshifts*, les deux étapes peuvent être plus ou moins imbriquées (technique du *rolling search*) : le cône d'espace couvert par les observations de suivi photométrique est d'un volume suffisant pour assurer la détection régulière de nouvelles SNe. En revanche, dès qu'il s'agit de SNe proches, l'effet de profondeur ne joue plus, et doit être compensé par la couverture intensive d'un grand champ de vue.

1.3.1 Les programmes de recherche

Les SNe Ia proches ($z < 0{,}1$) de SNfactory ont principalement été obtenues par un sondage photométrique grand champ non ciblé similaire à ceux utilisés pour la découverte des SNe distantes. Cela permet de limiter les biais de sélection en détectant des objets dans des galaxies proches analogues à celles à grand z — moins lumineuses et massives, plus jeunes et moins métalliques. En outre, le sondage des galaxies de champ plutôt que des galaxies d'amas atténue les effets de mouvements d'ensemble (*bulk flows*) susceptibles de biaiser la mesure du *redshift* cosmologique.

Outre les SNe « publiques » d'origines diverses, plusieurs programmes de recherche ont été utilisés au fil du projet SNfactory :

- 2005–2008 : le sondage Palomar-QUEST (Baltay et coll., 2007; Andrews et coll., 2008; Djorgovski et coll., 2008), partie intégrante de la collaboration SNfactory-I, utilisait la caméra QUEST-II de 112 CCD avec un champ de vue de 9,4 deg^2, montée sur le télescope de 1,2 m du Mont Palomar. Pendant les 28 mois de recherche, plus de 1000 SNe ont été découvertes, dont 700 spectralement typées par nos soins (Fig. 1.2, voir également les statistiques de la Sect. 6.1.4) ;
- Depuis 2010 : un accord de coopération avec *Palomar Transient Factory* (PTF, Law et coll., 2009; Rau et coll., 2009; Grillmair et coll., 2010) nous permet de suivre — sous conditions — les SNe Ia découvertes par ce sondage ;
- Depuis 2012 : le sondage *La Silla-QUEST Variablity Survey* (LSQ, Hadjiyska et coll., 2012), issu de la mise à jour et du déménagement de la caméra QUEST sur le télescope Schmidt de 1 m de l'observatoire de La Silla, a rejoint la collaboration SNfactory-II.

L'échantillon SNfactory de SNe Ia est à ce jour le plus important au monde dans ce domaine de *redshift* (Sect. 6.3).

1.3.2 Le suivi spectro-photométrique

Le programme de suivi de SNfactory doit permettre d'obtenir les séries temporelles des SNe Ia avec les caractéristiques suivantes :

- suivi de la SN entre -15 et $+45$ jours du maximum de lumière, avec une périodicité de 2 à 3 jours ;

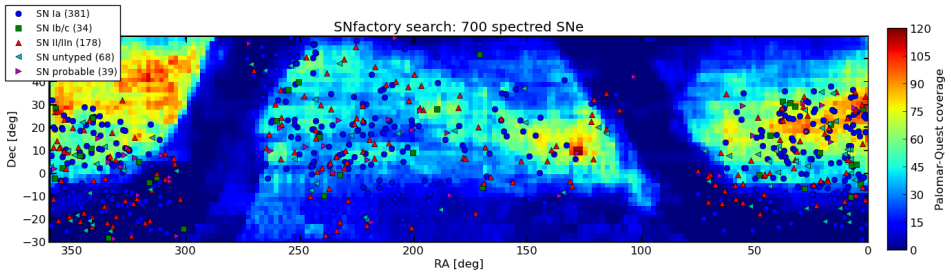


FIGURE 1.2 – Répartition dans le ciel des 700 SNe spectrées découvertes par SNfactory-I, selon leur type. Le code couleur de la carte de fond correspond à la couverture (en nombre de pose) du sondage Palomar-QUEST ; la zone sombre correspond au plan galactique.

- couverture spectrale du domaine optique étendu (3200–10 000 Å), avec une résolution intermédiaire permettant la mesure de précision du *redshift* ;
- étalonnage photométrique des observations, quelles que soient les conditions atmosphériques.

Pour ce faire, la collaboration a développé son propre instrument de suivi, le SNIFS, un spectrographe à champ intégral dédié à la spectro-photométrie des supernovæ proches.

Avant de revenir sur les caractéristiques de SNIFS (Chap. 2), je voudrais évoquer les points clés du suivi SNfactory.

- La spectrographie à champ intégral (IFS) a ici un double avantage :
  - elle assure la qualité spectro-photométrique des observations des sources ponctuelles, y compris en permettant une soustraction précise du fond galactique sur lequel repose la SN,
  - elle permet une grande souplesse dans l'acquisition des cibles éphémères, dont la position n'est pas toujours connue avec une grande précision.
- L'instrument est largement autonome, et intègre ses propres modules de cryogénie (froid et vide), de contrôle (télescope, instrument et détecteurs), d'étalonnage interne et externe (suivi de la transmission atmosphérique), de focalisation (télescope et spectrographe), de pointage et de guidage.
- L'instrument dédié reste monté en permanence sur le télescope et est toujours disponible, sans être soumis à des procédures de montage/démontage. Les observations sont garanties par l'achat du temps de télescope nécessaire — initialement trois demi nuits par semaine, puis trois nuits entières à partir de mai 2006.
- L'instrument est semi-automatisé et entièrement piloté à distance afin d'en faciliter l'utilisation et de minimiser les coûts d'observation. Seules les interventions d'entretien et réparation sont assurées *in situ* par l'équipe du télescope ou lors de missions techniques (typiquement une par an).

Plusieurs de ces points seront développés dans la suite du document.

1.3.3 La collaboration

Les membres fondateurs de la collaboration internationale SNfactory sont :

- le *Lawrence Berkeley National Laboratory* (LBNL), responsable principal du projet (*PI* : G. Aldering) ;
- l'Université de Yale, en charge des programmes de recherche SNfactory (Palomar-QUEST) puis LSQ ;
- le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL), responsable de la construction et de l'entretien de SNIFS ;
- l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), responsable du traitement et de la production des données spectro-photométriques ;
- le Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies, responsable des opérations d'aquisition et transfert des données ;

soit au total une trentaine de chercheurs et étudiants. En 2010, dans le cadre d'une renégociation pour le prolongement des observations, la collaboration SNfactory-II s'est étoffée de nouveaux partenaires, le *Tsinghua Center for Astrophysics*, le *Physikalisches Institut Universitat Bonn*, le *Max-Planck-Institut für Astrophysik* et le Centre de Physique des Particules de Marseille.

1.4 À propos de ce document

J'ai intégré le projet SNfactory lors de mon arrivée à l'IPNL en 2001, en tant que spécialiste de la spectrographie à champ intégral. Mes travaux de thèse au sein de l'équipe TIGRE de l'Observatoire de Lyon portaient effectivement sur cette technique dans le cadre du projet SAURON, mais pour une thématique scientifique différente, la dynamique des galaxies de type précoce (Copin, 2000, voir Annexe B).

C'est essentiellement au titre de responsable de la réduction des données spectro-photométriques issues de SNIFS que j'ai œuvré dans la collaboration SNfactory ces dix dernières années. Il m'a dès lors paru naturel d'axer ce mémoire sur la « spectro-photométrie à champ intégral », non pas tant comme l'aboutissement du travail accompli que comme l'occasion d'ouvrir de nouvelles perspectives.

La première partie de ce document est consacrée aux méthodes mises en œuvre dans le traitement des données SNIFS. Après une présentation de l'instrument et des spécificités de la spectrographie 3D (Chap. 2), je présente tour à tour les trois grandes étapes de la réduction des données :

Du CCD au cube : la production et l'étalonnage spectral des cubes de données (Chap. 3),

Du cube au spectre : l'extraction des sources ponctuelles par une technique de spectro-photométrie de PSF (Chap. 4),

Du spectre au flux : l'étalonnage en flux des spectres, y compris dans les conditions d'observation les moins favorables (Chap. 5).

À chaque fois, je m'applique à déterminer les conditions d'une qualité spectro-photométrique optimale permettant de répondre aux exigences du projet scientifique.

La seconde partie du document est consacrée au projet SNfactory, encore une fois essentiellement du point de vue de la spectro-photométrie. Après avoir présenté les méthodes d'acquisition et de production des données et les échantillons qui en résultent (Chap. 6), j'évalue la précision photométrique des observations SNIFS (Chap. 7), d'abord sur les étoiles standards puis sur les SNe, nos cibles principales. Enfin, pour prouver que tous ces efforts n'ont pas été vains, j'évoque la diversité des résultats scientifiques qui s'appuient sur ces observations (Chap. 8).

Bibliographie

Albrecht, A. et coll. (2006). *Report of the Dark Energy Task Force.* 1

Aldering, G. et coll. (2002). *Overview of the Nearby Supernova Factory.* Dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, t. 4836 de *Proceedings of the SPIE*, p. 61–72. 3

Amanullah, R. et coll. (2010). *Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at 0.511<z<1.12 and the Union2 Compilation. ApJ*, **716**, 712. 2

Amendola, L. et coll. (2012). *Cosmology and fundamental physics with the Euclid satellite. ArXiv e-prints*, **1206**, 1225. 1

Andrews, P. et coll. (2008). *The QUEST Data Processing Software Pipeline. PASP*, **120**, 703. 3

Astier, P. (2012). *The expansion of the universe observed with supernovae. ArXiv e-prints*, **1211**, 2590. 1

Astier, P. & Pain, R. (2012). *Observational evidence of the accelerated expansion of the universe. Comptes Rendus Physique*, **13**, 521. 1

Baltay, C. et coll. (2007). *The QUEST Large Area CCD Camera. PASP*, **119**, 1278. 3

Blanchard, A. (2010). *Evidence for the fifth element. Astrophysical status of dark energy. A&AR*, **18**, 595. 1

Branch, D. & Miller, D.L. (1993). *Type IA supernovae as standard candles. ApJL*, **405**, L5. 1

Committee for a Decadal Survey of Astronomy and Astrophysics (2010). *New Worlds, New Horizons in Astronomy and Astrophysics* (The National Academies Press, Washington, D.C.). 1

Copeland, E.J., Sami, M. & Tsujikawa, S. (2006). *Dynamics of Dark Energy. Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753. 1

Copin, Y. (2000). *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations.* Thèse de doctorat, École normale supérieure de Lyon, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.). 5

Djorgovski, S.G. et coll. (2008). *The Palomar-Quest digital synoptic sky survey. Astron. Nachr.*, **329**, 263. 3

Famaey, B. & McGaugh, S.S. (2012). *Modified Newtonian Dynamics (MOND) : Observational Phenomenology and Relativistic Extensions. Living Reviews in Relativity*, **15**, 10. 1

Frieman, J.A., Turner, M.S. & Huterer, D. (2008). *Dark Energy and the Accelerating Universe. ARA&A*, **46**, 385. 1

Goldhaber, G. et coll. (2001). *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves. ApJ*, **558**, 359. 1

Goobar, A. & Leibundgut, B. (2011). *Supernova Cosmology : Legacy and Future. Ann. Rev. Nucl. & Part. Sc.*, **61**, 251. 1

Grillmair, C.J. et coll. (2010). *An Overview of the Palomar Transient Factory Pipeline and Archive at the Infrared Processing and Analysis Center.* Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, t. 434 de *ASP Conference Series*, p. 28 (Sapporo, Japan). 3

Guy, J. et coll. (2005). *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae. A&A*, **443**, 781. 1

—— (2007). *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. A&A*, **466**, 11. 1

—— (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. A&A*, **523**, 7. 1

Hadjiyska, E. et coll. (2012). *La Silla-QUEST Variability Survey in the Southern Hemisphere.* Dans *New Horizons in Time-Domain Astronomy*, t. 285 de *Proceedings of the International Astronomical Union*, p. 324–326. 3

Hamuy, M. et coll. (1996). *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernova. AJ*, **112**, 2391. 1

Hicken, M. et coll. (2012). *CfA4 : Light Curves for 94 Type Ia Supernovae. ApJS*, **200**, 12. 2

Hillebrandt, W. et coll. (2013). *Towards an understanding of Type Ia supernovae from a synthesis of theory and observations. Frontiers of Physics*, **8**, 116. 1

Hsiao, E.Y. et coll. (2007). *K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae. ApJ*, **663**, 1187. 3

Jha, S., Riess, A.G. & Kirshner, R.P. (2007). *Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLCS2k2. ApJ*, **659**, 122. 1

Kessler, R. et coll. (2009). *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters. ApJS*, **185**, 32. 1

Kim, A.G. et coll. (2004). *Effects of systematic uncertainties on the supernova determination of cosmological parameters. MNRAS*, **347**, 909. 2

Kowalski, M. et coll. (2008). *Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets. ApJ*, **686**, 749. 2, 3

Law, N.M. et coll. (2009). *The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results. PASP*, **121**, 1395. 3

Leibundgut, B. (2008). *Supernovae and cosmology. General Relativity and Gravitation*, **40**, 221. 1

Linder, E.V. (2006). *Importance of supernovae at z<0.1 for probing dark energy. Phys. Rev. D*, **74(10)**, 103518. 2

LSST Science Collaboration et coll. (2009). *LSST Science Book, Version 2.0. ArXiv e-prints*, **0912**, 201. 1

Perlmutter, S. et coll. (1999). *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ*, **517**, 565. 1

Phillips, M.M. (1993). *The absolute magnitudes of Type IA supernovae. ApJL*, **413**, L105. 1

Phillips, M.M. et coll. (1999). *The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae. AJ*, **118**, 1766. 1

Prieto, J.L., Rest, A. & Suntzeff, N.B. (2006). *A New Method to Calibrate the Magnitudes of Type Ia Supernovae at Maximum Light. ApJ*, **647**, 501. 1

Rau, A. et coll. (2009). *Exploring the Optical Transient Sky with the Palomar Transient Factory. PASP*, **121**, 1334. 3

Riess, A.G., Press, W.H. & Kirshner, R.P. (1996). *A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes. ApJ*, **473**, 88. 1

Riess, A.G. et coll. (1998). *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. AJ*, **116**, 1009. 1

Stritzinger, M.D. et coll. (2011). *The Carnegie Supernova Project : Second Photometry Data Release of Low-redshift Type Ia Supernovae. AJ*, **142**, 156. 1

Suzuki, N. et coll. (2012). *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above z > 1 and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. ApJ*, **746**, 85. 2

Tripp, R. (1998). *A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae. A&A*, **331**, 815. 1

Wang, B. & Han, Z. (2012). *Progenitors of type Ia supernovae. New Astron. Rev.*, **56**, 122. 1

Weinberg, D.H. et coll. (2012). *Observational Probes of Cosmic Acceleration. ArXiv e-prints*, **1201**, 2434. 1

Première partie

SNIFS, un spectro-photomètre à champ intégral

If your experiment needs statistics, you ought to have done a better experiment.

Ernest Rutherford

Chapitre 2

Le *SuperNova Integral Field Spectrograph*

Au cœur du projet SNfactory, le *Supernova Integral Field Spectrograph* (SNIFS, Lantz et coll., 2004) est un spectrographe à champ intégral (IFS) à trame de micro-lentilles (*Micro-Lens Array*, MLA) de type « TIGRE » (Courtes et coll. 1988; Pécontal 1991; Bacon et coll. 1995 ; voir Bershady 2009 pour une revue instrumentale de la spectrographie à champ intégral). Ce concept unique, développé au CRAL/Observatoire de Lyon, a déjà été éprouvé dans deux réalisations instrumentales, OASIS et SAURON.

OASIS (Bacon et coll., 1998) est un instrument polyvalent en terme de résolution spatiale (éventuellement couplé à un système d'optique adaptative) et de couverture et résolution spectrales, initialement ouvert à la communauté du *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) et actuellement installé au *William Herschel Telescope* (Benn et coll., 2003; Benn, 2006). SAURON (Copin, 2000; Bacon et coll., 2001) est caractérisé par son grand champ de vue ($33'' \times 40''$) et est avant tout dédié à l'étude de la dynamique des étoiles et du gaz des galaxies dans le cadre des projets SAURON (de Zeeuw et coll., 2002) puis ATLAS^{3d} (Cappellari et coll., 2011).

Dans la foulée de ces réalisations, SNIFS est le premier — et à ma connaissance l'unique — IFS dont l'objectif principal est la spectro-photométrie des sources ponctuelles. Conçu et construit en collaboration entre le CRAL et l'IPNL, il est monté à demeure depuis mars 2004 sur le foyer Cassegrain replié du télescope UH88 de 2,2 m de l'Université d'Hawaï, situé au sommet du Mauna Kea, un des meilleurs sites astronomiques au monde (Fig. 2.1, Table 2.1).

SNIFS est en fait composé de plusieurs sous-modules (Fig. 2.2, et Table 2.2 pour les spécifications techniques) :

- un spectrographe à champ intégral, caractérisé par :
  - un champ de vue de $6\farcs4 \times 6\farcs4$, densément échantillonné par une trame de 15×15 micro-lentilles carrées (Fig. 2.3),



FIGURE 2.1 – *À g.* : le télescope UH88 de 2,2 m de l'Université d'Hawaï (source) ; *à dr.* : vue d'ensemble de SNIFS monté sur le port Cassegrain replié Sud du télescope (source).

TABLE 2.1 – Coordonnées (Institute for Astronomy, 1998) et spécifications techniques du télescope UH88.

Latitude	$+19°49'23''$
Longitude	$-155°28'10''$
Altitude	4214 m
Diamètre primaire	2218 mm
Diamètre secondaire	660 mm
Rapport d'ouverture	$f/10{,}14$
Échelle spatiale	109 μm/$''$

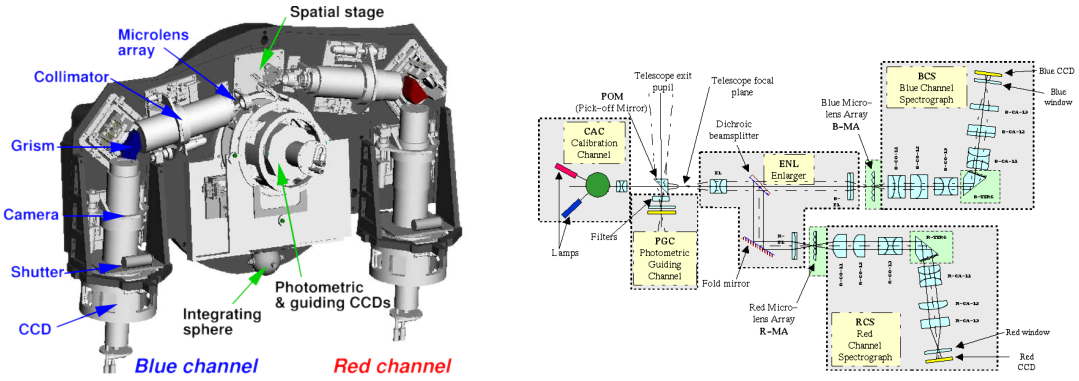


FIGURE 2.2 – Schémas de principe mécanique (*à g.*) et optique (*à dr.*) de l'instrument SNIFS.

- un spectrographe à double voie, offrant une couverture complète du domaine optique étendu (voie B : 3200–5200 Å, voie R : 5100–10 000 Å) avec une résolution spectrale $\mathcal{R} = \Delta\lambda/\lambda \sim 2000$;
- une voie photométrique de $4'6 \times 9'2$ échantillonnée à $0''14$, permettant à la fois le guidage du télescope (voie G) et le suivi des fluctuations de la transmission atmosphérique (voie P) ;
- une unité d'étalonnage interne, avec des lampes à arc (spectre de raies) et à filament (spectre continu).

2.1 Voies spectroscopiques

Pour qui n'y est pas habitué, les poses obtenues avec un IFS de type TIGRE ne sont pas facilement compréhensibles. Elles montrent une collection de spectres régulièrement répartis sur la surface du détecteur (Fig. 2.4 pour le schéma de principe, Fig. 2.5 et 2.6 pour des exemples réels). Chaque spectre $S_i(\lambda)$ est issu d'une des micro-lentilles de la trame, et sonde une zone restreinte du ciel centrée sur (x_i,y_i)



FIGURE 2.3 – Schéma (*à g.*) et réalisation (*à dr.*) du MLA à barreaux cylindriques croisés en verre de quartz de SNIFS. Figures extraites de Lantz et coll. (2004).

TABLE 2.2 – Spécifications techniques de l'instrument SNIFS.

	Voies spectroscopiques	
Trame de micro-lentilles	15×15	
Échantillonnage spatial	$0\farcs4251 \pm 0\farcs0003$	
Champ de vue	$6\farcs38 \times 6\farcs38$	
Rotation/CCD	3,8°	
Séparation interspectre	8,5 px	
	Voie B	Voie R
Domaine spectral total [Å]	3200 – 5300	5000 – 10 200
Domaine spectral utile [Å]	3300 – 5150	5100 – 9700
Échantillonnage spectral[Å/px]	2,38	2,93
Résolution spectrale (FWHM) [Å]	5,23	7,24
Détecteur	Marconi 2k×4k	E2V-DD 2k×4k
Modèle	CCD44-82	CCD44-82-0-A72
Série/Classe	9252-20-2/0	01502-14-01/0
Pixel [μm]	15	15
Courant d'obscurité [e^-/h]	0,09	0,144
Bruit de lecture [e^-]	1,9	2,2
Gain	0,758	0,764
	Unité d'étalonnage	
Lampe à spectre continu	Halogène	
Lampe à arc	Hg-Cd	Ar
	Voie photométrique	
Échantillonnage spatial	$0\farcs1376$	
Champ de vue	$2 \times 4\farcm6 \times 9\farcm2$	
	Voie P	Voie G
Détecteur	E2V 2k×4k	E2V 2k×4k
Modèle	CCD44-82-1-B23	CCD44-82-2-B23
Série/Classe	02263-15-01/1	02111-12-02/2
Filtres	MF+$BVugriz$	$\sim V$

appelée « *Spatial Picture Element* (spaxel) ». L'information stockée sur le CCD est donc de la forme (x_i,y_i,λ), c.-à-d. un « cube » de données (d'où le terme de « spectrographie 3D »). Comme tous les spaxels sont contiguës et couvrent intégralement une région du ciel, on parle de « spectrographie à champ intégral ».

Une première difficulté dans la conception de ce genre d'instrument est d'éviter le chevauchement des spectres sur le CCD, non seulement entre spectres voisins mais également entre les différents ordre du réseau de diffraction. Cela passe par une optimisation des différents paramètres instrumentaux (Lantz et coll., 2004) : distance interspectre, rotation du MLA par rapport aux colonnes du détecteur, taille de la pupille, propriétés de l'étage spectrographique, etc.

L'autre difficulté majeure, qui me concerne plus directement en tant que responsable du traitement des données SNIFS, est la reconstruction du cube de données à partir de la collection disparate des spectres sur le CCD. Cette étape cruciale est détaillée au Chap. 3.

2.2 Voie photométrique

La voie photométrique est constituée de deux CCD situés dans le plan focal du télescope, et dont la projection sur le ciel jouxte le champ de vue spectroscopique (Fig. 2.7). Elle est équipée d'une roue à filtres, sur laquelle sont montés différents filtres (Fig. 2.8) couvrant simultanément les CCD P et G.

Cette voie joue un rôle majeur à différents niveaux :

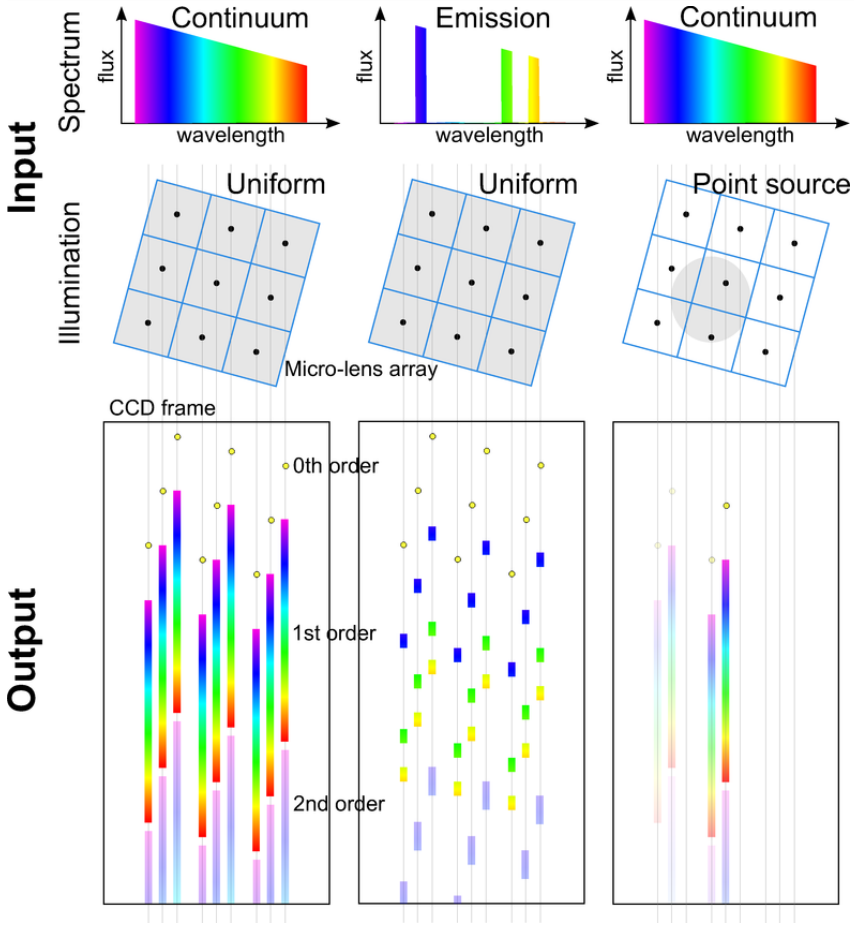


FIGURE 2.4 – Schéma de principe expliquant la géométrie des poses de type TIGRE. *À g. :* source à spectre continu et à illumination uniforme, p.ex. une pose d'étalonnage sur lampe halogène. *Au c. :* source à spectre à raies et à illumination uniforme, p.ex. une pose d'étalonnage sur lampe à arc ; *à dr. :* source à spectre continu mais à illumination ponctuelle, p.ex. une SN.

Pointé rapide et précis des objets : une pose grand champ de quelques secondes dans la bande V, acquise après avoir pointé approximativement le télescope dans la direction de la cible, permet d'en confirmer la présence, et de la transférer avec précision dans le champ réduit du spectrographe ;

Guidage : pendant la pose spectroscopique, une étoile de la voie de guidage G est observée en mode vidéo pour assurer le guidage du télescope en temps réel ;

Suivi photométrique : pendant la pose spectroscopique, les étoiles observées dans la voie P, alors équipée d'un filtre segmenté appelé « multi-filtre », serviront par la suite à déterminer la transmission effective de l'atmosphère (Sect. 5.3.1). Cette capacité est l'un des aspects les plus novateurs de l'instrument, et est essentielle à la procédure d'étalonnage en flux.

Imagerie : il est enfin possible d'utiliser SNIFS comme un simple imageur, avec les filtres standards $BVugriz$.

2.2.1 Pourquoi un multi-filtre ?

La pose de la voie P est essentielle à la détermination de la transmission effective de l'atmosphère pendant une pose spectroscopique. Durant la phase de design de SNIFS, le multi-filtre (MF) a été conçu pour permettre d'établir non seulement l'intensité mais également la dépendance chromatique de l'extinction atmosphérique, et les différents filtres du MF — leur taille et leur bande passante — ont été soigneusement sélectionnés à cette fin.

En pratique, il est néanmoins apparu que cet objectif ne pouvait pas être atteint, de par la piètre qualité photométrique de certaines bandes (bruit corrélé, réflexions internes, etc.) ou du nombre réduit de sources secondaires visibles (p.ex. Fig. 5.9). En outre, la modélisation précise de l'extinction atmosphérique (Sect. 5.2.2) fait apparaître que ses *fluctuations* sont *a*chromatiques, tandis que la partie chromatique peut être contrainte par l'observation d'étoiles standards. La dépendance chromatique du MF n'est donc plus explicitement utilisée dans le suivi de l'extinction atmosphérique, et les sources de tous les filtres

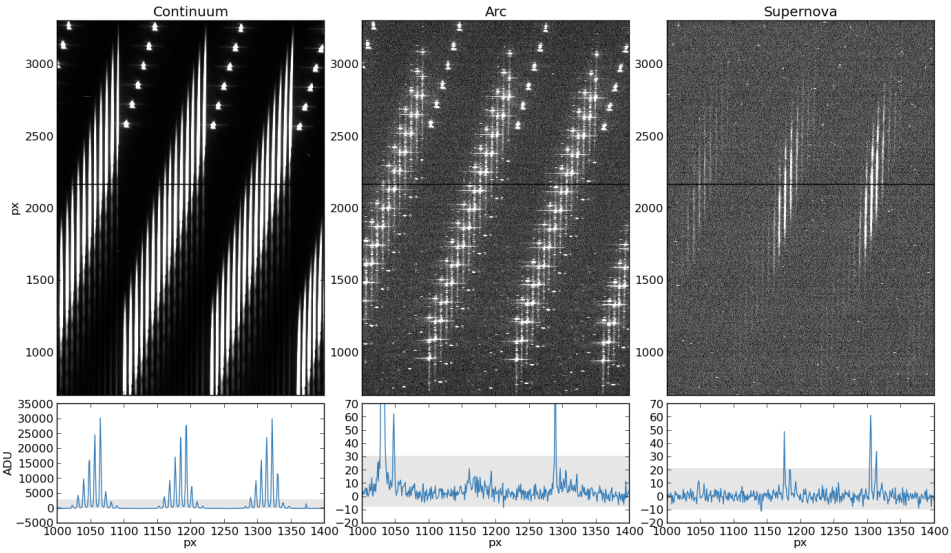


FIGURE 2.5 – Disposition des spectres de la voie B, sur la partie centrale d'une pose d'étalonnage « continuum » (*à g.*), d'une pose d'étalonnage « arc » (*au c.*) et d'une pose scientifique sur une supernova (*à dr.*). Notez les échelles différentes selon les deux axes. Les panneaux inférieurs représentent une coupe le long d'une ligne (*trait noir*) pour illustrer le niveau du signal.
Les spectres les plus intenses sont les spectres du premier ordre du réseau de diffraction (*au c.* des poses, les longueurs d'onde sont croissantes *de h. en b.*), mais les spectres d'ordre 0 (*en h.* des poses) et 2 (*en b.* des poses) sont discernables sur la pose « continuum ». Le spectre de la lampe à arc est essentiellement un spectre à raies en émission, visibles comme autant de points lumineux répétés régulièrement sur le CCD. Dans les poses d'étalonnage, tous les spaxels sont également éclairés (illumination spatiale uniforme) ; *a contrario*, sur la pose d'objet ponctuel, seuls quelques spaxels sont significativement illuminés par la source.

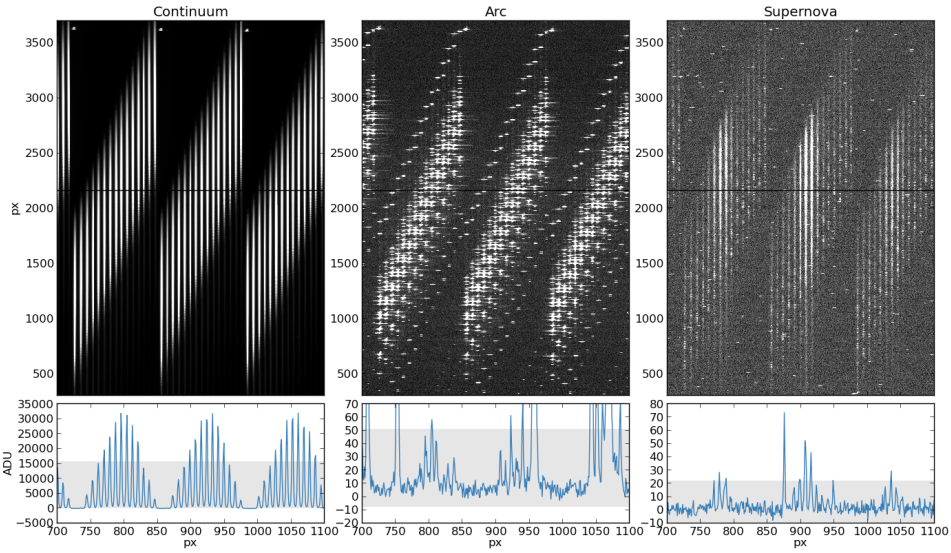


FIGURE 2.6 – Même chose que la Fig. 2.5, mais pour la voie R. Le phénomène d'interférences en couche mince est discernable sur la partie rouge des spectres « continuum » (*à g.*). Le continuum et les raies en émission du spectre du ciel nocturne sont visibles sur la pose objet (*à dr.*), ainsi que les impacts quasi-ponctuels de rayons cosmiques répartis aléatoirement.

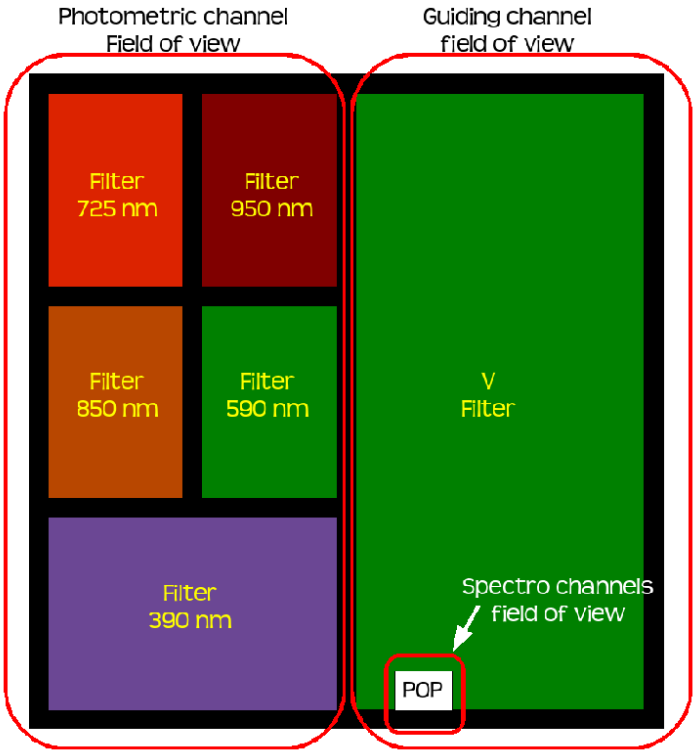


FIGURE 2.7 – Schéma de la voie photométrique. *À g. :* la voie P « multi-filtre » avec la localisation des différents filtres ; *à dr. :* la voie de guidage G, avec la position du *Pick-Off Prism* (POP) redirigeant le signal vers les voies spectroscopiques.

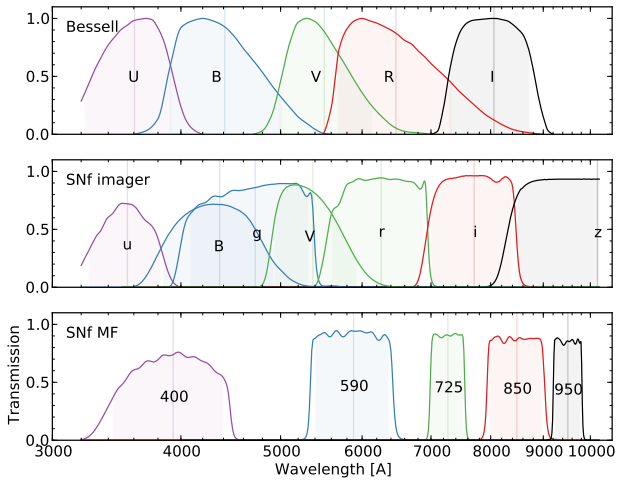


FIGURE 2.8 – Transmission des filtres « imagerie » de la voie P (*centre*) et du multi-filtre (*bas*), comparée à celle des filtres « Bessell » standards.

sont traitées simultanément (Sect. 5.3.1). En revanche, le MF a trouvé une utilisation inattendue dans la contrainte de la dépendance chromatique de la *Point Spread Function* (PSF) spatiale nécessaire à la procédure de soustraction du fond galactique (Sect. 4.1).

Bibliographie

Bacon, R. et coll. (1995). *3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. A&AS*, **113**, 347. 11

—— (1998). *The integral field spectrograph OASIS.* Dans *Proceedings of CFHT Users Meeting, May 1998* (Québec City). 11

—— (2001). *The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph. MNRAS*, **326**, 23. 11

Benn, C. (2006). *NAOMI/OASIS on-sky performance*. *New Astron. Rev.*, **49**, 625. 11

Benn, C., Talbot, G. & Bacon, R. (2003). *OASIS at the WHT*. *The Newsletter of the Isaac Newton Group of Telescopes*, **7**, 21. 11

Bershady, M.A. (2009). *3D Spectroscopic Instrumentation*. Dans *XVII Canary Island Winter School of Astrophysics*, t. 0910, p. 167 (Cambridge University Press). 11

Cappellari, M. et coll. (2011). *The ATLAS3D project - I. A volume-limited sample of 260 nearby early-type galaxies : science goals and selection criteria*. *MNRAS*, **413**, 813. 11

Copin, Y. (2000). *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations*. Thèse de doctorat, École normale supérieure de Lyon, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.). 11

Courtes, G. et coll. (1988). *A New Device for Faint Objects High Resolution Imagery and Bidimensional Spectrography*. Dans L.B. Robinson (réd.), *Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy*, Santa Cruz Summer Workshops in Astronomy and Astrophysics, p. 266–274 (Springer New York). 11

de Zeeuw, P.T. et coll. (2002). *The SAURON project - II. Sample and early results*. *MNRAS*, **329**, 513. 11

Institute for Astronomy (1998). *Mauna Kea Telescope Coordinates*. 12

Lantz, B. et coll. (2004). *SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays*. Dans *Optical Design and Engineering*, t. 5249 de *Proceedings of the SPIE*, p. 146–155. 11, 12, 13

Pécontal, E. (1991). *Étude du spectrographe à trame de micro-lentilles TIGER. Application à l'observation des environnements de noyaux actifs*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris. 11

Chapitre 3

Du CCD au cube

Je présente dans ce chapitre les procédures de réduction mises en œuvre dans le cadre du traitement des données spectroscopiques de SNIFS, afin de passer des observations brutes — des poses CCD obtenues à travers les voies B et R — à des cubes (x,y,λ) étalonnés, c.-à-d. corrigés de toutes les signatures instrumentales introduites par les spectrographes :

1. réduction des poses CCD (Sect. 3.1) ;
2. reconstruction des cubes (Sect. 3.2) ;
3. étalonnage spectroscopique des cubes (Sect. 3.3).

La présentation de ces étapes est relativement détaillée, en particulier les aspects spécifiques à l'instrument SNIFS, car ils n'ont pas fait pour l'instant l'objet d'une publication dédiée. Je me permets d'utiliser ce manuscrit comme document de référence à disposition de la collaboration SNfactory. Un schéma de la réalisation pratique de la chaîne de réduction est présenté Fig. 3.1.

Notons que ces étapes ne constituent que les premiers pas de la longue chaîne d'étalonnage des données SNIFS. L'étape d'extraction du spectre de la source ponctuelle — SN ou étoile de référence — sera traitée au Chap. 4, et celle d'étalonnage en flux — permettant de convertir les photons recueillis au niveau du détecteur en flux physique au sommet de l'atmosphère — sera abordée au Chap. 5.

Puisque tous les spectrographes à champ intégral de type TIGRE développés à l'Observatoire de Lyon depuis le début des années 1990 — OASIS, SAURON puis SNIFS — partagent un schéma optique similaire, les codes d'extraction et de traitement des données 3D issues de ces instruments sont eux-mêmes voisins. Ils héritent du travail formalisé et supervisé par Rousset (1992), et étoffé au fil des années par les membres de l'équipe TIGRE de l'Observatoire de Lyon (p.ex. Pécontal, 1991; Emsellem, 1994; Ferruit, 1996; Copin, 2000). Ce travail au long cours a donné naissance aux `IFU_libs`, qui ont par la suite été diffusées sous le nom de *Lyon C Libraries* (Pécontal-Rousset et coll., 2004) dans le cadre du *Research and Training Network* européen EURO3D (Walsh, 2004).

L'expertise lyonnaise de spectrographie à champ intégral s'appuie sur le format de données 3D TIGRE (`tig+fits`). Il s'agit d'un format « propriétaire », avec quelques qualités et beaucoup de défauts, sur lequel a été bâti toute la `IFU_iolib`. Il est à l'origine du format EURO3D (Kissler-Patig et coll., 2004), officiellement enregistré comme convention FITS (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, 2008), et utilisé p.ex. par l'IFS MUSE (Weilbacher et coll., 2006). Cependant, le format EURO3D est essentiellement un format de *partage* de données : malgré une tentative de l'utiliser en interne (Blanc, 2006), la force des habitudes et le support natif du format historique TIGRE par la librairie `IFU_iolib` nous ont fait préférer ce dernier pour le traitement des données SNIFS. Seuls les cubes étalonnés en fin de procédure sont convertis et distribués au format EURO3D.

3.1 Réduction des CCD

Le spectrographe SNIFS utilise au total quatre détecteurs de type *Charge Coupled Device* (p.ex. Howell, 2006), tous de format 2k×4k (pixel de 15 μm) à illumination arrière (*Backside Illuminated*) : un Marconi pour la voie B et un E2V *Deep Depleted* pour la voie R, tous deux de classe astronomique, et deux E2V de qualité moindre pour les voies photométriques P (photométrie) et G (guidage). La technologie *Backside*

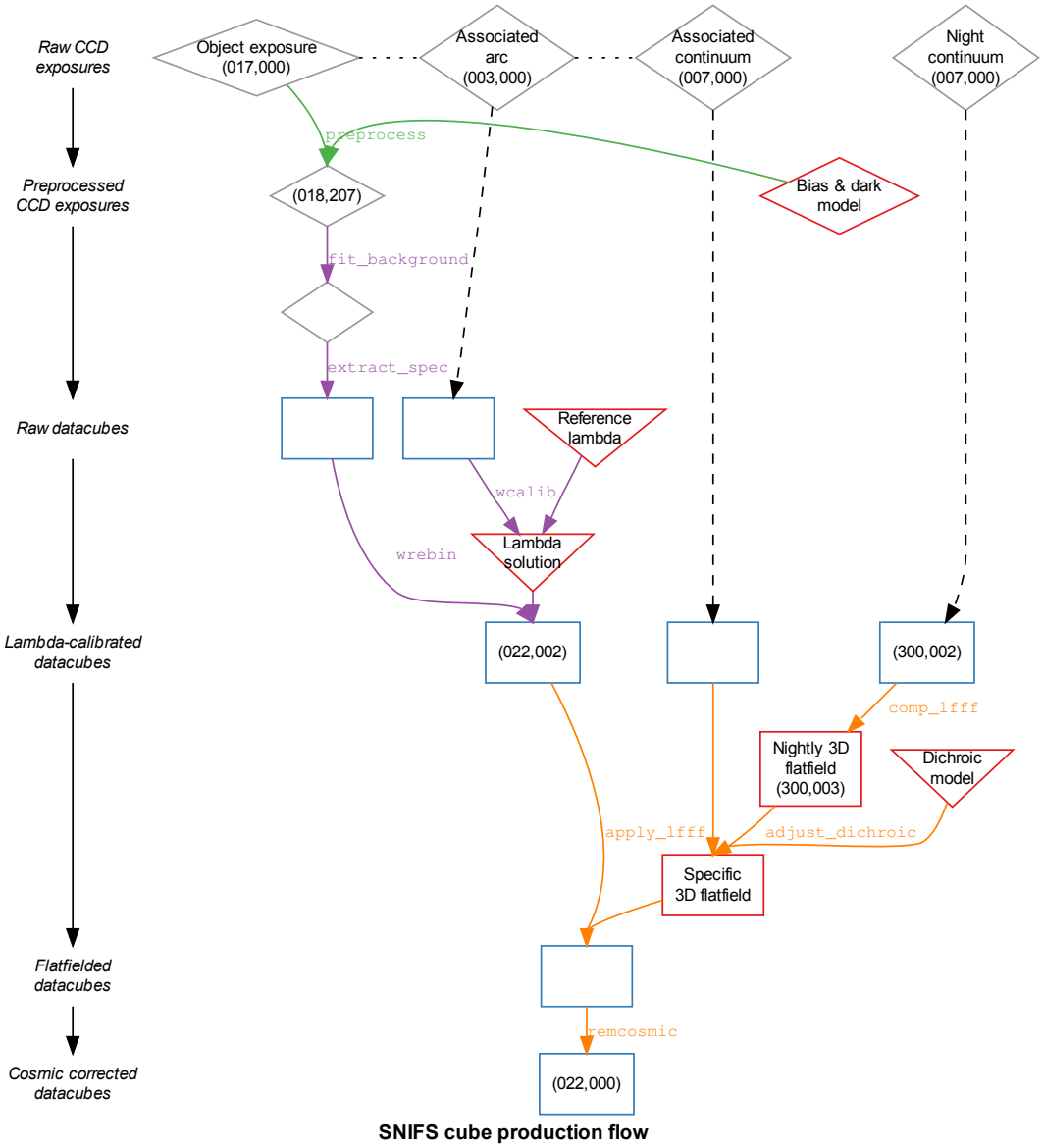


FIGURE 3.1 – Schéma de réduction des cubes SNIFS, des poses CCD brutes (*en h.*) aux cubes étalonnés en longueur d'onde, corrigés du champ plat spectro-spatial et nettoyés des rayons cosmiques (*en b.*).

Illuminated permet une meilleure efficacité quantique, de même que l'utilisation d'un CCD *Deep Depleted* dans le rouge/proche infrarouge (0,7–1 μm). Les caractéristiques techniques des détecteurs sont rappelées dans la Table 2.2.

3.1.1 *Preprocessing*

Quelles que soient leurs qualités, les détecteurs introduisent dans le signal mesuré leurs propres signatures, qu'il est nécessaire de caractériser et de corriger afin de retrouver le véritable signal incident à la surface du capteur : c'est l'objet de l'étape du *preprocessing* (pré-traitement), préalable à toute opération de réduction spécifique à la spectrographie à champ intégral. Je ne traite ici que du *preprocessing*

des détecteurs des voies spectrographiques de SNIFS : le traitement spécifique de la voie photométrique est décrit par Da Silva Pereira (2008).

Cette étape est relativement classique dans le principe, mais doit faire l'objet des plus grands soins si l'on veut obtenir une précision suffisante en fin de chaîne. Gangler (2011), responsable de cette opération dans le projet SNfactory, en détaille les différentes étapes, et en particulier les développements qui ont été nécessaires à SNfactory :

1. soustraction du piédestal (*overscan*), un signal analogique ajouté par l'électronique de lecture avant conversion numérique ;
2. estimation du bruit de lecture (*Read-out Noise*, RoN, en e^-) et du gain, c.-à-d. du facteur de conversion entre le nombre d'électrons stockés dans un pixel et le nombre d'*Analog-to-Digital Unit*s (ADUs) délivré par l'électronique de lecture ;
3. conversion du signal en électrons, et estimation de la variance associée estimée à partir du bruit de photons (loi de Poisson) et du bruit de lecture ;
4. correction ou masquage des défauts cosmétiques, liés à des défauts intrinsèques aux détecteurs (p.ex. pixels « chauds » ou « froids », défauts du masque de gravure), en particulier sur le CCD R ;
5. soustraction du biais (*bias*), le signal de base lié à l'électronique de lecture pour une pose de temps d'exposition nulle ;
6. soustraction du courant d'obscurité (*dark*), c.-à-d. le signal introduit dans le détecteur essentiellement par les effets thermiques le temps de la pose (et de sa lecture, de l'ordre de 80 s).

Notons que l'étape de *preprocessing* n'essaie pas de corriger des effets suivants, essentiellement du fait de la géométrie très particulière des poses SNIFS par rapport à des poses traditionnelles :

- Le champ plat haute fréquence (inter-pixel), corrigeant des fluctuations intrinsèques d'efficacité quantique d'un pixel à l'autre (p.ex. Howell, 2006). Cet effet, de quelques pourcents, est notoirement difficile à évaluer dans le cas des IFS de type TIGRE, du fait de la très haute non-uniformité d'illumination du détecteur et du caractère fortement chromatique de l'efficacité quantique. Cependant, l'intensité de cet effet est atténué par la méthode d'extraction du spectre qui combine plusieurs pixels adjacents (voir Sect. 3.2), réduisant ainsi en pratique l'amplitude des fluctuations à un niveau inférieur au pourcent. Par ailleurs, le champ plat basse fréquence — correspondant à des non-uniformités d'illumination du détecteur — sera lui corrigé ultérieurement (Sect. 3.3.2) ;
- La détection et la suppression des impacts de rayon cosmique directement sur le détecteur : la procédure de nettoyage est effectuée plus tard au niveau du cube par application d'un filtre spectro-spatial (Sect. 3.3.3) ;
- Les franges (*fringes*) — phénomène d'interférence prenant place dans la couche mince que constitue le substrat du détecteur, résultant dans une fluctuation *effective* de l'efficacité quantique des pixels — sont particulièrement intenses dans le cas du CCD R au-delà de 8300 Å (Fig. 2.6). Là encore, la structure particulière des poses TIGRE ne permet pas d'appliquer directement la correction traditionnelle de cet effet (p.ex. Howell, 2012), mais la solution empirique apportée par le champ plat spectro-spatial (Sect. 3.3.2) s'avère suffisante en pratique.

Un des développements les plus importants effectués dans le cadre de SNfactory pour le *preprocessing* concerne la production de cartes de biais et de courant d'obscurité de haute précision, incluant une dépendance en température *et* en temps de fonctionnement — temps écoulé depuis la mise sous tension de l'électronique de lecture. Ces modèles permettent une estimation du niveau de biais avec un RMS de l'ordre de 0,1 e^-, et du courant d'obscurité avec un RMS de 0,8 e^-/h sur le CCD B et de 0,4 e^-/h sur le CCD R. Ils mettent également en évidence un certain nombre d'imperfections des détecteurs (p.ex. Fig. 3.2).

3.1.1.1 Imperfections du CCD-R

À l'occasion de l'élaboration de ce modèle, il est apparu qu'au niveau de précision requis, le courant d'obscurité du CCD R présentait un certain nombre de structures spatiales inattendues (Fig. 3.2) :

- la présence de bandes verticales de ~ 300 px de part et d'autre du détecteur (« *red wings* ») ;
- l'existence d'une bande horizontale de raccordement d'une dizaine de pixels à mi-hauteur du CCD.

Le modèle développé tente d'en tenir compte, mais d'une façon encore imparfaite, essentiellement parce que ces effets semblent largement imprévisibles : la précision de la correction reste dominée par les

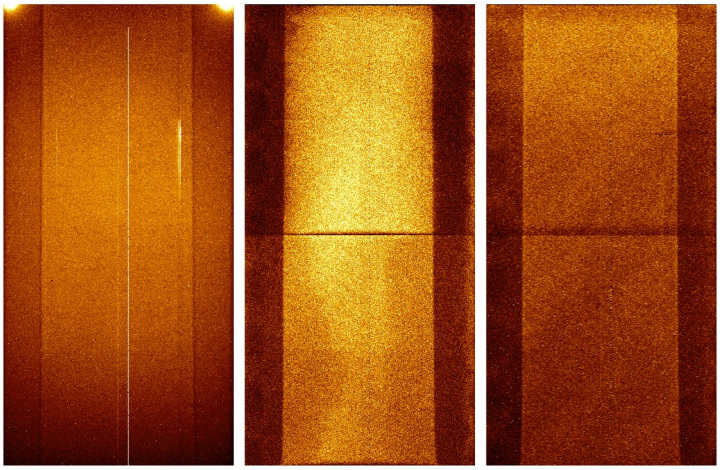


FIGURE 3.2 – Cartes du modèle de courant d'obscurité pour le CCD de la voie R (Gangler, 2011). *De g. à dr. :* composante constante, composante en temps de fonctionnement et composante en température. Les cosmétiques (pixels défectueux) et les zones chaudes (*glow*) près des préamplificateurs sont visibles sur la composante constante ; les bandes latérales et la zone de raccord sont les principales structures des composantes en température et temps de fonctionnement.

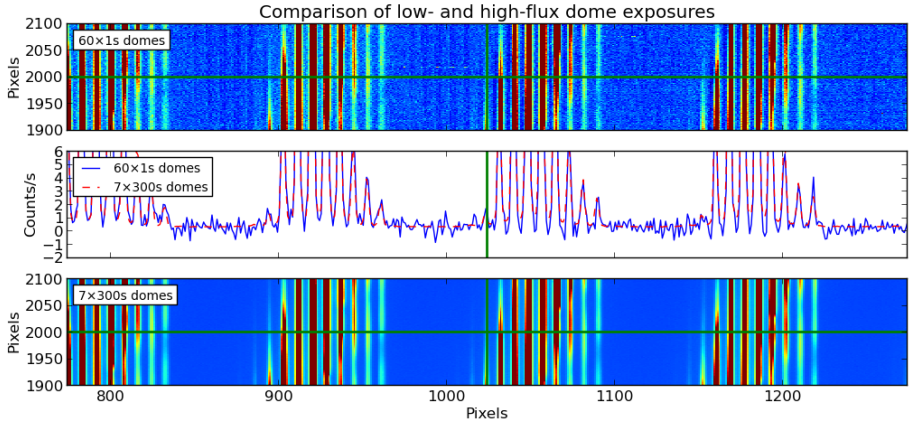


FIGURE 3.3 – Mise en évidence de la non-linéarité de l'amplificateur droit du CCD B. *En b :* région centrale de la moyenne de 7 poses « continuum dôme [2] » à haut flux (300 s d'exposition) ; *En h. :* même chose pour la moyenne de 60 poses à bas flux (1 s d'exposition) ; *au c. :* coupes des deux poses à haut (*rouge*) et bas (*bleu*) flux. L'effet de non-linéarité aux bas flux est clairement visible dans les zones inter-spectres à droite de la colonne 1024 (*axe vert*).

fluctuations entre les poses individuelles. Comme nous le verrons par la suite, les imperfections à très bas flux (sub-électron) constituent une source d'erreur notable dans les données réduites.

3.1.1.2 Imperfections du CCD-B

Les CCD sont utilisés comme détecteurs en astronomie du fait de leurs multiples qualités, parmi lesquelles leur excellente linéarité : le signal mesuré est directement proportionnel au flux incident.

L'étude attentive des poses CCD de la voie B a cependant mis en évidence, outre une différence fluctuante de $\sim 0{,}5$ e^-/h entre les deux amplificateurs (« *blue step* »), une non linéarité assez nette, de 3 à 5 % aux bas flux, sur l'amplificateur droit uniquement (*undershoot*, Fig. 3.3). Ce problème est d'autant plus dommageable qu'il n'a pas été possible, malgré de nombreuses tentatives, de le modéliser (hystérésis, variabilités spatiales et temporelles). Il impacte donc directement, lors du processus d'extraction du cube (Sect. 3.2), la qualité spectro-photométrique de l'instrument aux très bas flux.

3.1.2 Soustraction du fond de lumière diffuse

Le fond de lumière diffuse est constitué — outre d'éventuels résidus à basse fréquence de *preprocessing* — du flux de photons incident sur le CCD ne pouvant être modélisé quantitativement par le modèle optique

2. Obtenues par observation d'une lampe halogène à spectre continu illuminant la surface interne du dôme du télescope.

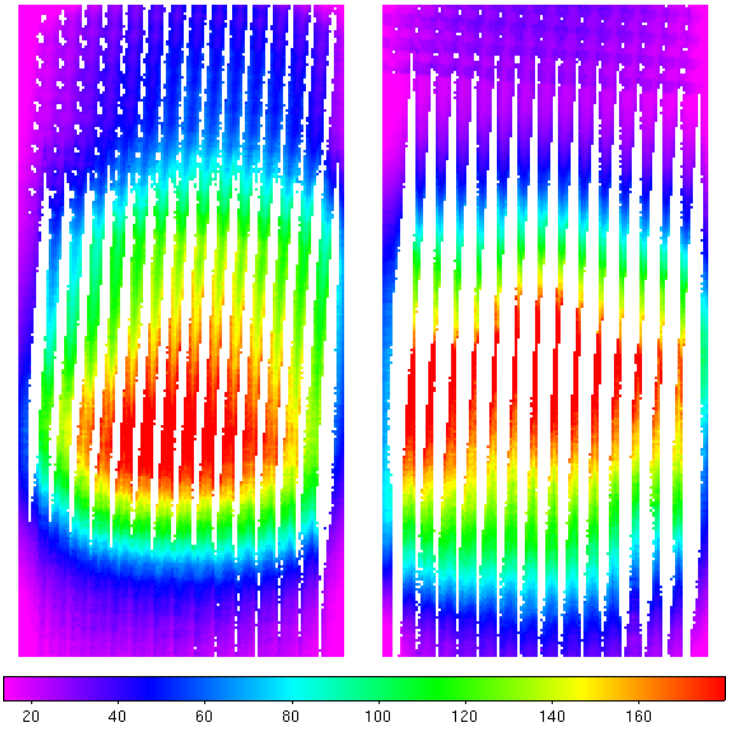


FIGURE 3.4 – Fond de lumière diffuse, estimé sur des poses « continuum » à haut flux B (*à g.*) et R (*à dr.*) ; les zones *blanches* correspondent aux zones masquées à fort signal. Le niveau du fond diffus représente toujours moins de 0,4 % du flux au pic des spectres (plus de 40 000 ADU pour les poses d'étalonnage).

de l'instrument (Sect. 3.2.1). Dans le cas de l'instrument SNIFS, sa source est essentiellement la diffusion de la lumière au niveau des imperfections de la jonction des barreaux cylindriques du MLA (Fig. 2.3) ; son amplitude est proportionnelle à l'intensité du signal incident.

En pratique, le niveau du fond diffus ne dépasse jamais une fraction de pourcent du pic d'intensité (Fig. 3.4). Toutefois, son influence peut être notable pour des mesures de précision, du fait de son caractère additif et corrélé sur l'ensemble du CCD. Il n'a pas été possible de modéliser ce fond directement à partir du signal incident et d'une estimation du halo étendu de la PSF spectrale (composante à très longue portée). Il s'est donc avéré nécessaire d'estimer et de soustraire cette composante par une méthode *ad hoc* (`fit_background`) :

1. Dans un premier temps, les zones inter-spectre du CCD, c.-à-d. qui ne sont pas directement illuminées, sont déterminées sur une pose à haut rapport Signal/Bruit (S/B), en l'occurrence une pose « continuum » obtenue avec une lampe halogène à spectre de corps noir et à illumination uniforme (Fig. 3.5) ;
2. Ces zones permettent, à l'aide de filtres de détection de minima, de déterminer un niveau local de fond du signal en une multitude de points du détecteur (points jaunes des Fig. 3.5 et 3.6) ;
3. Le modèle de fond diffus est reconstruit à partir de ces échantillons par une méthode d'interpolation par splines bicubiques (cf. Fig. 3.5 et 3.6).

L'étape 1 est apparue nécessaire pour ne pas biaiser l'estimation du signal de fond par les filtres minimaux de l'étape 2 dans le cas des poses à très bas flux, où les zones illuminées (représentatives du signal) et inter-spectre (fond diffus) ne sont pas nettement démarquées. L'interpolation de l'étape 3 doit se faire sur la base d'un simple « moindres carrés » (et non d'un χ^2), puisque le signal n'a pas atteint, à ces faibles niveaux de flux, une statistique normale (cf. Sect. 3.2.2). Ce filtrage passe-bas ne permet pas en outre de traiter des structures à haute fréquence (p.ex. le « *blue step* » et les « *red wings* »), qui ont été corrigées durant l'étape de *preprocessing*, et sont affinées de façon *ad hoc*.

3.2 Extraction des cubes

L'« extraction des cubes » est un passage obligé dans le traitement de la spectrographie à champ intégral : il s'agit de reconstruire le cube des données 3D (x,y,λ) à partir des poses CCD 2D (i,j). Reconstruire un cube projeté de façon relativement complexe (voir Fig. 2.5 et 2.6) dans le plan du

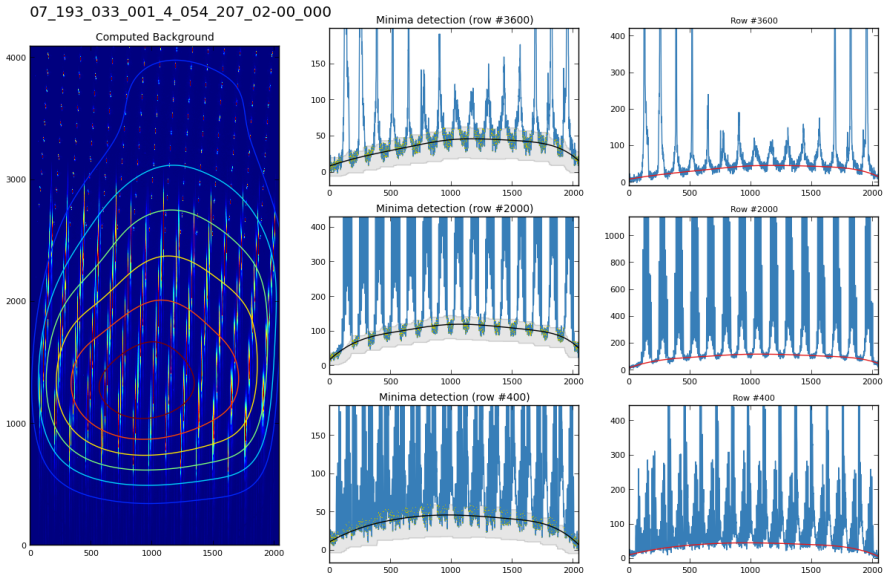


FIGURE 3.5 – Figure de contrôle de la procédure de soustraction du fond de lumière diffuse, dans le cas d'une pose à haut flux (ici une pose « continuum dôme » voie B de 300 s de temps d'exposition). *À g. :* vue d'ensemble de la pose et de la structure de la lumière diffuse (*contours*). Les spectres d'ordre 0 (resp. 2) sont visibles *en h.* (resp. *en b.*, nettement moins intenses). *Colonnes :* coupes à différents niveaux de la pose ; le fond diffus (*noir/rouge*) est estimé à partir d'un échantillon de *minima* locaux de la pose (*points jaunes*).

détecteur représente une opération non triviale, qui constitue en outre une étape clé pour la qualité spectro-photométrique des observations.

Notons que la problématique de l'extraction d'un signal spectroscopique à partir d'observations CCD n'est évidemment pas spécifique à l'IFS, et a donc été très largement traitée par la littérature dans le cadre des différentes méthodes spectrographiques — à fente longue, sans fente, échelle, à champ intégral à fibres, etc. (Horne, 1986; Robertson, 1986; Marsh, 1989; Mukai, 1990; Khmil & Surdej, 2002; Piskunov & Valenti, 2002; Lucy & Walsh, 2003; Sharp & Birchall, 2010; Bolton & Schlegel, 2010).

3.2.1 Masque d'extraction

Le code d'extraction des cubes de SNIFS découle directement des méthodes développées dans le cadre du projet SAURON (Copin, 2000; Bacon et coll., 2001), même si les finalités scientifiques et les spécificités techniques des deux instruments sont largement différentes — dynamique des galaxies, grand champ et domaine spectral restreint pour SAURON, spectro-photométrie de source ponctuelle, champ réduit et domaine spectral étendu pour SNIFS.

J'ai développé le code d'extraction essentiellement entre 2004 et 2008, initialement sur la base de poses simulées réalisées par Bonnaud (2005) puis rapidement sur les données réelles acquises à partir d'avril 2004. La procédure d'extraction a été succinctement présentée dans les publications SNfactory (p.ex. Aldering et coll., 2006; Scalzo et coll., 2010), et devra faire l'objet d'une présentation plus détaillée lors de la publication des données définitives. J'en rappelle ici les grands principes, en particulier les modifications spécifiques à l'instrument SNIFS.

L'extraction des cubes s'appuie sur une modélisation *ad hoc* des poses issues de l'IFS — appelée pour des raisons historiques le « masque » d'extraction — avec une double composante :

1. un modèle optique $\mathsf{M} : (k,\lambda) \leftrightarrow (i,j)$ permettant de relier la position (i,j) d'un pixel du CCD à la longueur d'onde λ du spaxel k positionné en (x_k,y_k) du champ de vue, et *vice versa* (Sect. 3.2.1.1) ;
2. un profil spectral transverse $\mathsf{P}(k,\lambda)$, décrivant le profil des spectres sur le détecteur dans la direction perpendiculaire à la direction de dispersion pour chaque spaxel k à chaque longueur d'onde λ (Sect. 3.2.1.2).

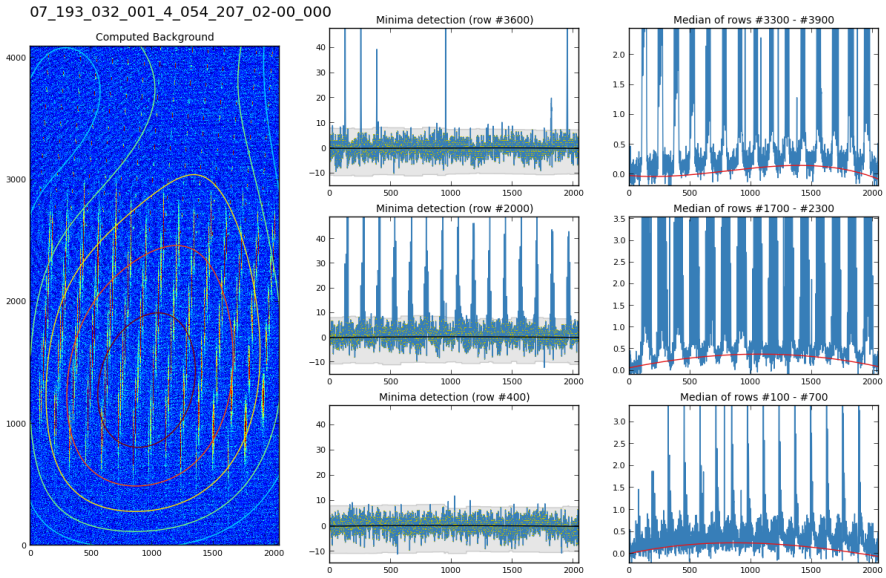


FIGURE 3.6 – Même chose que Fig. 3.5, dans le cas d'une pose à bas flux (ici une pose « continuum dôme » voie B de 1 s de temps d'exposition). Notez l'amplitude très faible du fond diffus, toujours inférieure à 0,5 ADU. La non-linéarité de l'amplificateur droit est également visible (*axe milieu droit*).

Ces deux composantes combinées décrivent totalement la répartition du signal sur le détecteur à partir de la distribution du flux dans l'espace des observables longueur d'onde/position sur le ciel. Inversement, elles permettent la reconstruction du cube des données 3D à partir de la pose CCD 2D par une sommation appropriée de tous les pixels contribuant significativement à chaque voxel (x,y,λ) (Sect. 3.2.2), en tenant compte des effets de recouvrement (*cross talk*) entre spectres voisins (Sect. 3.2.2.1).

L'identification et la répartition des spaxels dans le plan du CCD et dans le plan du ciel sont données en Fig. 3.7. L'échelle spatiale dans le plan du ciel est fixée à $0\farcs43$, et la légère rotation du champ par rapport aux coordonnées équatoriales est négligée. Les éléments astrométriques plus précis des voies spectroscopiques sont présentés Sect. 4.3.4. Notez que la voie B ne compte que 221 spaxels sur 225, puisque 4 spaxels (#1, #2, #15 et #16) en bord de champ sont trop assombris (vignettage) pour être exploitables.

3.2.1.1 Modèle optique

Le modèle optique de l'instrument est construit à partir d'une simulation simplifiée type « lancer de rayons » de ses différents composants optiques (voir Fig. 2.2). Il intègre une cinquantaine de coefficients techniques supposés connus et fixés, décrivant le télescope, les détecteurs, les différents composants optiques dont le MLA, le disperseur, les verres utilisés, etc. Il dépend également de 16 variables libres pour chaque voie B et R[3] :

- le collimateur est décrit par sa longueur focale $f^{\rm coll}$, un coefficient de distorsion $e^{\rm coll}$ et trois coefficients de distorsion chromatique latérale $a^{\rm coll}_{1,2,3}$;
- le grisme — élément disperseur combinant un prisme à un réseau de diffraction — est défini par son angle A et son orientation donnée par les trois angles d'Euler $\boldsymbol{\alpha}$;
- la chambre (*camera*) est également décrite par sa longueur focale $f^{\rm cam}$, un coefficient de distorsion $e^{\rm cam}$ et trois coefficients de distorsion chromatique latérale $a^{\rm cam}_{1,2,3}$;
- l'axe optique est repéré par sa position i_0,j_0 dans le plan du détecteur.

Pour améliorer la précision du modèle, nous avons ajouté un *ajustement* local des positions prédites par ce modèle global : pour chaque spaxel, un décalage chromatique sub-pixel — modélisé par un polynôme du 3e ordre en longueur d'onde — est ajouté.

3. Les deux voies spectroscopiques B et R de SNIFS constituent en pratique deux spectrographes totalement distincts, traités de façon complètement indépendante l'un de l'autre tout au long de la réduction des données.

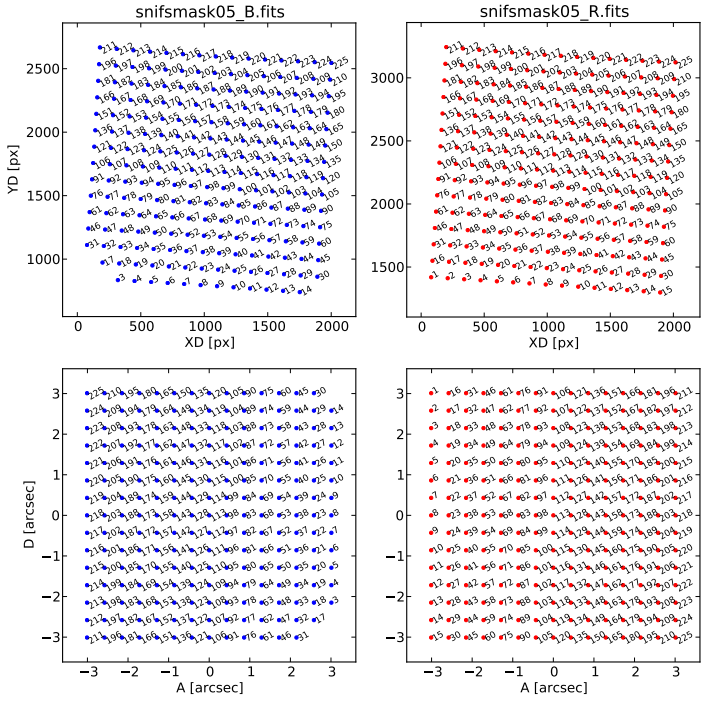


FIGURE 3.7 – Identification des spaxels pour les voies *B* (*à g.*) et *R* (*à dr.*) dans le plan du CCD (*en h.*) et dans le plan du ciel (*en b.*). Notez les rotations/inversions de champ entre les deux plans.

Les 16 paramètres globaux et les 225×4 coefficients des polynômes d'ajustement local sont ajustés sur les spectres du 1er ordre des poses d'étalonnage « arc » et « continuum » [4] de référence, en partant d'estimations initiales fournies par un logiciel de simulation optique à partir des données constructeur. Finalement, ce modèle optique a une précision de l'ordre de 0,1 px RMS dans le domaine spatial et un pixel (c.-à-d. 2–3 Å) dans la direction spectrale (p.ex. Fig. 3.8). La relativement faible précision chromatique du modèle n'est pas dommageable, puisque les spectres feront par la suite l'objet d'un étalonnage en longueur d'onde dédié (Sect. 3.3.1).

Le modèle a la capacité de prédire la position des autres ordres du réseau de dispersion, en particulier l'ordre 0 non dispersé et l'ordre 2 (resp. en haut et en bas des Fig. 2.5 et 2.6), mais il n'est pas ajusté avec précision, sachant que le réseau échelette a été optimisé — par le choix de l'angle de taille (*blaze angle*) — pour concentrer le flux vers le 1er ordre. La prédiction des positions des spectres d'ordre 0 et 2 n'est donc qu'indicative (Fig. 3.8).

Compte-tenu de la stabilité des paramètres optiques de l'instrument, seule la position de l'axe optique dans le plan du détecteur peut évoluer significativement au fil du temps au gré des flexions et des éventuelles interventions de maintenance sur les détecteurs. Cette position est donc réévaluée à chaque extraction à partir d'un réalignement entre la pose « arc » de référence utilisée dans la construction du masque et celle acquise pour la pose en traitement.

3.2.1.2 Profil spectral transverse

Le modèle optique décrit précédemment permet de prédire la position des spectres sur le détecteur dans l'approximation de l'optique géométrique. En l'état, il ne permet pas de prédire la *répartition* du flux autour de la position prédite. Le profil spectral transverse — dit de « *cross-dispersion* » — est une composante supplémentaire du modèle devant permettre de décrire la distribution du signal dans la direction perpendiculaire à la dispersion (c.-à-d. horizontale dans le cas des poses SNIFS). Notons que nous ne cherchons pas ici à modéliser la distribution dans le sens de la dispersion, représentative de la PSF spectrale.

4. Contrairement aux instruments OASIS et SAURON, SNIFS ne permet pas d'acquérir des poses « micro-pupilles » prises en l'absence de disperseur (p.ex. Copin, 2000), puisque le grisme joue un rôle actif dans la qualité optique de l'instrument. Ces poses étaient usuellement utilisées pour la localisation des spectres et la paramétrisation de la composante achromatique des distorsions géométriques. Leur absence ajoute un niveau de complexité supplémentaire dans la construction du modèle optique.

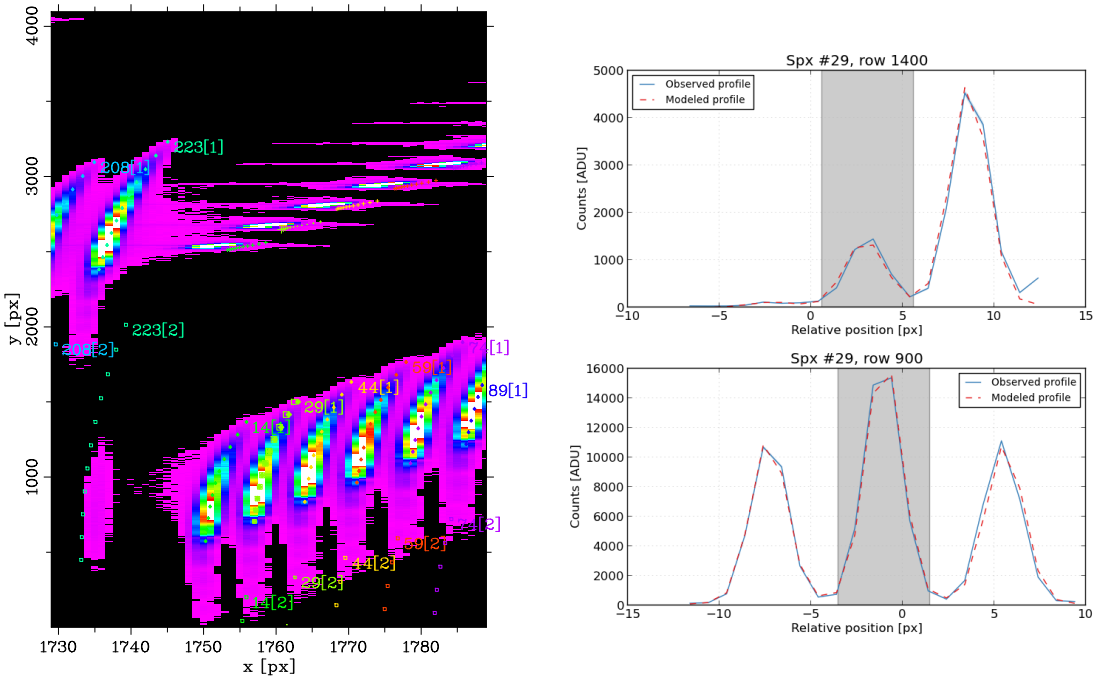


FIGURE 3.8 – *À g. :* Superposition d'une partie d'une pose « continuum » (*fond coloré*, représentation logarithmique du flux) et de sa modélisation optique (*symboles*), donnant la position des spectres à différentes longueurs d'onde. La figure est centrée sur le spaxel #29 de la voie *B*, présentant une forte distorsion optique (notez cependant les échelles différentes). Les prédictions pour les ordres 0 (ici *en h. à dr.*) et 2 (*en b. à g.*) ne sont pas optimisées. *À dr. :* profils transverses observés (*trait plein*) et modélisé (*trait tireté*) à différents niveaux du spectre #29 et de ses deux plus proches voisins. La zone *grisée* correspond à la zone d'extraction.

Le profil spectral transverse est construit à partir de trois composantes distinctes :

1. une composante fixe décrivant la micro-pupille géométrique — c.-à-d. l'image de la pupille du télescope par le MLA dans le plan du détecteur, approximée par une somme de trois gaussiennes décentrées dont les paramètres découlent des caractéristiques optiques du télescope et de l'étage spatial de l'IFS (agrandisseur + MLA) ;
2. une composante fixe décrivant la PSF spectrale transverse *minimale*, décrite par la somme de deux gaussiennes centrées dont les paramètres ont été ajustés empiriquement lors de la construction du masque d'extraction ;
3. une composante décrivant la variabilité de la PSF spectrale transverse au delà de la valeur minimale en fonction du spaxel et de la longueur d'onde, décrite par une unique gaussienne dont la dispersion a été là aussi déterminée sur une pose « continuum » de référence. Pour chaque spaxel, l'évolution chromatique est décrite par un polynôme du 3^{e} ordre. La dispersion est en outre ajustée globalement sur chaque pose pour tenir compte de la focalisation effective du spectrographe.

La convolution de ces trois composantes constitue le profil $\mathsf{P}(k,\lambda)$ recherché. En conjonction avec le modèle optique $\mathsf{M}(k,\lambda)$ décrit précédemment, il permet une modélisation complète de la répartition du flux sur le détecteur pour tous les spaxels k à toutes les longueurs d'onde λ (Fig. 3.8).

3.2.2 Extraction des spectres

Disposant maintenant d'un masque d'extraction $\mathsf{M}(k,\lambda)+\mathsf{P}(k,\lambda)$, c.-à-d. d'un modèle complet décrivant la répartition du signal sur le détecteur en fonction d'un flux incident sur le spaxel k à la longueur d'onde

λ, il s'agit de remonter au flux incident $f(k,\lambda)$, en (pseudo) ADU [5] à partir de l'illumination observée des pixels $I(i,j)$.

Compte tenu de la faible inclinaison des spectres par rapport aux colonnes du CCD (axe vertical), toujours inférieure à 1° (p.ex. Fig. 3.8), il n'est pas nécessaire d'en tenir compte, et l'extraction des spectres peut se faire en considérant les lignes (horizontales) du détecteur de façon indépendante les unes des autres : le problème devient unidimensionnel.

Nous avons finalement affaire à un problème classique d'ajustement : déterminer à partir du profil observé $\boldsymbol{y} = \{y_i\}$ (et de ses propriétés statistiques) la norme α à appliquer à un profil modélisé $\hat{\mathbf{P}} = \{\hat{\mathsf{P}}_i\}$ correctement normalisé, selon un critère d'optimalité qui reste à définir. Ce genre de problème d'extraction de flux est évidemment récurrent dans le domaine de l'analyse des données (p.ex. photométrie de source ponctuelle), y compris dans l'analyse des données spectroscopiques (domaine d'étude initié par les travaux de Horne, 1986; Robertson, 1986).

J'en présente quelques résultats importants en gardant à l'esprit qu'un traitement statistique rigoureux est essentiel à l'utilisation optimale des données à bas flux, p.ex. en provenance du spectromètre sans fente NISP d'EUCLID (Laureijs et coll., 2011; Grupp et coll., 2012; Zoubian, 2012).

3.2.2.1 Pollution inter-spectre

Avant d'extraire le signal d'un spectre, il faut d'abord tenir compte de la pollution inter-spectre (*cross-talk*) lié au recouvrement partiel des spectres voisins. Dans la conception de SNIFS, ce recouvrement a été minimisé : dans la direction de *cross-dispersion*, les spectres recouvrent 2 à 3 px (FWHM), tandis qu'ils sont séparés de 8 à 10 px [6]. Les effets de pollutions peuvent alors sembler faibles, mais ils compromettent la qualité photométrique des mesures dans le cas de gradients spectraux — p.ex. raies en émission dans le spectre du ciel nocturne — ou spatiaux — observation d'une source ponctuelle. Du fait du décalage en longueur d'onde des spectres voisins sur le CCD, une correction incomplète donne lieu à des erreurs systématiques difficiles à tracer (p.ex. l'existence de raies « fantômes » dans les poses « arc », Fig. 3.14 et Fig. 3.15).

Le masque d'extraction permet d'estimer la contribution de chacun des spaxels à l'illumination d'un pixel (p.ex. Fig. 3.8). En pratique, la procédure de dépollution se limite aux deux spectres du 1$^{\text{er}}$ ordre les plus proches, de part et d'autre du spectre en cours d'extraction. Les pollutions par l'ordre 0 et l'ordre 2 ne sont pas prises en compte, mais il faut noter (voir p.ex. Fig. 2.5 et 2.6) que :

- elles ne concernent à chaque fois qu'un nombre réduit de spaxels situés sur les bords du MLA ;
- la pollution par les ordres 0 s'étend sur un domaine spectral restreint, quelques pixels spectraux ;
- l'intensité des ordres 2 est significativement réduite par le choix de l'angle de taille du réseau échelette.

Enfin, compte-tenu du profil énergétique des spectres (Fig. 3.9) et de la séparation des spectres sur le CCD, il a été décidé de réaliser l'estimation du flux sur une fenêtre d'extraction de cinq pixels — $\pm$2,5 px de part et d'autre de la position présumée du spectre, ce qui permet d'inclure plus de 90 % du flux incident tout en minimisant les effets de pollution par les spectres voisins, $\lesssim$ 0,1 % dans le cas d'une source spatialement et spectralement uniforme.

3.2.2.2 Sommation optimale

La méthode d'extraction de flux décrite par Copin (2000); Bacon et coll. (2001) utilise une « sommation optimale » (Horne, 1986; Robertson, 1986), réalisant une somme pondérée des pixels dans la fenêtre d'extraction et destinée dans le principe à maximiser le S/B du spectre extrait.

Considérons donc un profil observé $\{y_i\}$ — dépollué de la contribution des spectres voisins — modélisé par un profil $\{\mathsf{P}_i\}$ d'intensité *approximative* [7]. Pour une variance associée à un bruit de photons (loi de Poisson) et une contribution normale constante σ^2_{RoN} (bruit de lecture), la variance *approchée* est

5. La conversion de ce signal numérique en unités physiques — p.ex. erg s^{-1} cm^{-2} Å^{-1} — sera l'objet de l'étalonnage en flux, Chap. 5.3.

6. Dans le cas de SAURON, cette séparation est de moins de 5 px, ce qui permet de tasser plus de spectres sur le détecteur, au prix d'une précision photométrique moindre.

7. Dans notre cas, la prénormalisation du profil P se fait par un ajustement du χ^2 réalisé lors de la procédure de dépollution. Ce χ^2 utilise la variance *observée* (choix de Neyman, p.ex. Humphrey et coll., 2009).

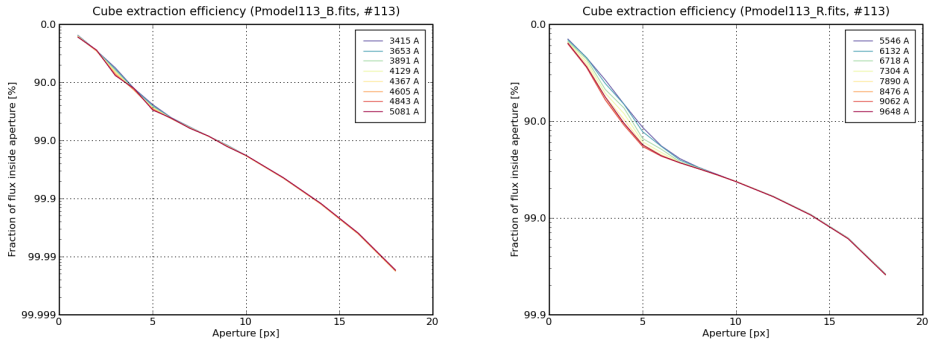


FIGURE 3.9 – Profil d'énergie encerclée dans la direction transverse (*cross-dispersion*) des spectres des voies B (*à g.*) et R (*à dr.*), estimé à partir du profil modélisé $\mathsf{P}(\lambda)$. Une fenêtre d'extraction de 5 px d'ouverture contient 96 % du flux en B, et de 91 à 95 % selon la longueur d'onde en R.

$\sigma_i^2 = \mathsf{P}_i + \sigma_{\mathrm{RoN}}^2$, et la sommation optimale s'écrit :

$$S \triangleq \sum_i y_i \frac{\mathsf{P}_i}{\sigma_i^2} \times \frac{\sum_j \mathsf{P}_j}{\sum_j \mathsf{P}_j^2/\sigma_j^2} = \frac{\sum_i w_i y_i}{\sum_i w_i \hat{\mathsf{P}}_i} \tag{3.1}$$

avec une pondération définie par $w_i \triangleq \hat{\mathsf{P}}_i/\sigma_i^2$ où $\hat{\mathsf{P}}_i = \mathsf{P}_i / \sum \mathsf{P}$ représente le modèle *normalisé* ($\sum \hat{\mathsf{P}} = 1$).

Or, ajustons l'amplitude α du modèle normalisé $\hat{\mathsf{P}}_i$ sur les observables y_i en minimisant le χ_P^2 suivant :

$$\chi_P^2 = \sum_i \frac{(\alpha \hat{\mathsf{P}}_i - y_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{3.2}$$

avec le même $\sigma_i^2 = \mathsf{P}_i + \sigma_{\mathrm{RoN}}^2$. La minimisation du χ_P^2 vis-à-vis de α donne alors :

$$\alpha_{\chi_P^2} = \frac{\sum_i y_i \hat{\mathsf{P}}_i/\sigma_i^2}{\sum_i \hat{\mathsf{P}}_i^2/\sigma_i^2} = S. \tag{3.3}$$

La sommation dite « optimale » correspond donc formellement à la minimisation d'un χ^2, qui n'est valide — au sens du maximum de vraisemblance — que dans le cas d'un bruit purement *normal*[8], c.-à-d. dans la limite des hauts flux où la loi de Poisson s'approxime par une loi gaussienne. En outre, χ_P^2 utilise une expression approchée $\sigma_i^2 = \mathsf{P}_i + \sigma_{\mathrm{RoN}}^2$ de la variance *prédite* (choix de Pearson, p.ex. Humphrey et coll., 2009), et correspond à une estimation potentiellement *biaisée* du flux. L'estimation non biaisée avec une pondération en $\alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma_{\mathrm{RoN}}^2$ ne peut pas être inversée en α, mais peut être résolue numériquement.

Que se passe-t-il alors dans le cas où le bruit *n'*est *pas* gaussien, p.ex. purement poissonien (dans la limite des faibles flux avec $\sigma_{\mathrm{RoN}} \equiv 0$) ou plus probablement « mixte » (gaussien + poissonien) ? Pour étudier la question, nous repartons de l'estimateur du maximum de vraisemblance.

3.2.2.3 Estimateur du maximum de vraisemblance

Nous cherchons donc à estimer, au sens du maximum de vraisemblance, la norme α à partir d'un profil observé $\boldsymbol{y} = \{y_i\}$ et d'un modèle normalisé $\hat{\mathbf{P}} = \{\hat{\mathsf{P}}_i\}$ — supposé connu *a priori* — dans le régime de bruit mixte à deux composantes : un bruit de photons — caractérisé par une distribution $\mathcal{P}(\mu = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i)$ — et un bruit de lecture σ_{RoN} – décrit par une distribution gaussienne $\mathcal{N}_{\mathrm{RoN}} = \mathcal{N}(\mu = 0, \sigma^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2)$.

8. De fait, Robertson (1986) présente la méthode comme dérivant de la moyenne optimale pondérée par l'inverse de la variance, c.-à-d. de l'estimateur du maximum de vraisemblance de la moyenne de variables aléatoires gaussiennes.

La probabilité $P(y_i|\alpha)$ d'observer le signal y_i dans le pixel i pour une norme α donnée est :

$$P(y_i|\alpha) = \sum_{k=0}^{\infty} \mathcal{P}(k; \alpha\hat{\mathsf{P}}_i) \times \mathcal{N}_{\mathrm{RoN}}(y_i - k) \tag{3.4a}$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha\hat{\mathsf{P}}_i)^k e^{-\alpha\hat{\mathsf{P}}_i}}{k!} \times \frac{1}{\sigma_{\mathrm{RoN}}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y_i-k)^2}{2\sigma_{\mathrm{RoN}}^2}\right) \tag{3.4b}$$

$$= e^{-(\alpha-1)\hat{\mathsf{P}}_i} Q_i^{\infty}(\alpha) \tag{3.4c}$$

où la série entière $Q_i^{\infty}(\alpha) = \sum_{k=0}^{\infty} q_{i,k}\alpha^k$ est définie par ses coefficients :

$$q_{i,k} = \frac{\hat{\mathsf{P}}_i^k e^{-\hat{\mathsf{P}}_i}}{k!} \times \frac{1}{\sigma_{\mathrm{RoN}}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y_i-k)^2}{2\sigma_{\mathrm{RoN}}^2}\right) = \mathcal{P}(k;\, \mu = \hat{\mathsf{P}}_i) \times \mathcal{N}(y_i;\, \mu = k, \sigma^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2). \tag{3.5}$$

Dans ces équations, k est le nombre de photons frappant réellement le pixel i, et $y_i - k$ est le RoN nécessaire pour obtenir une valeur effectivement observée de y_i.

Notons que la probabilité $P(y_i|\alpha)$ est correctement normalisée, et possède effectivement un maximum non trivial en α. Compte tenu des rapides décroissances des distributions $\mathcal{P}$ et de $\mathcal{N}_{\mathrm{RoN}}$, la série entière peut être tronquée à un nombre fini N de termes, Q_i^N.

Pour des mesures *indépendantes et également distribuées*, la probabilité $P(\boldsymbol{y}|\alpha)$ d'obtenir le profil observé $\{y_i\}$ pour une norme α donnée est :

$$P(\boldsymbol{y}|\alpha) = \prod_i P(y_i|\alpha) \tag{3.6}$$

C'est la définition de la *vraisemblance* de α compte tenu des observations $\boldsymbol{y}$:

$$\mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y}) \triangleq P(\boldsymbol{y}|\alpha) \tag{3.7a}$$

$$\ln \mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y}) = \sum_i \ln P(y_i|\alpha) \tag{3.7b}$$

$$= -(\alpha - 1)\sum_i \hat{\mathsf{P}}_i + \sum_i \ln Q_i^{\infty}(\alpha). \tag{3.7c}$$

L'estimateur $\alpha_{\mathcal{L}}$ du maximum de vraisemblance est la valeur de α maximisant la vraisemblance $\mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y})$, ou de manière équivalente $\ln \mathcal{L}$:

$$\alpha_{\mathcal{L}} \triangleq \arg\max \ln \mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y}). \tag{3.8}$$

Rappelons que $\alpha_{\mathcal{L}}$ correspond à l'estimation bayésienne la plus probable sous l'hypothèse d'une distribution uniforme de l'*a priori* (*prior*) sur α.

La résolution de l'Éq. (3.8) n'est pas triviale dans le cas général. Une procédure itérative basée sur l'algorithme espérance-maximisation (*expectation-maximisation*) est discutée par Benvenuto et coll. (2008) et références.

3.2.2.4 Estimateur du minimum de χ^2

Dans le régime à haut flux $y_i \gg 1$ — Cash (1979) évoque une valeur limite de 10 à 20, la distribution de Poisson $\mathcal{P}(\mu = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i)$ est bien approchée par une distribution gaussienne :

$$\mathcal{P}(\mu = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i) \cong \mathcal{N}_{\mathcal{P}}(\mu = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i, \sigma^2 = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i) \tag{3.9}$$

La probabilité $P(y_i|\alpha)$ s'écrit alors :

$$P(y_i|\alpha) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{N}_{\mathcal{P}}(y) \times \mathcal{N}_{\mathrm{RoN}}(y_i - y)\mathrm{d}y = (\mathcal{N}_{\mathcal{P}} \otimes \mathcal{N}_{\mathrm{RoN}})(y_i) \tag{3.10}$$

La convolution de deux distributions gaussiennes $\mathcal{N}_\mathcal{P} \otimes \mathcal{N}_\mathrm{RoN}$ est à nouveau une distribution gaussienne $\mathcal{N}(\mu = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i, \sigma^2 = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN})$. Finalement :

$$\ln \mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y}) \propto \frac{-1}{2} \sum_i \frac{(y_i - \alpha\hat{\mathsf{P}}_i)^2}{\alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN}} = \frac{-1}{2}\chi^2(\alpha|\boldsymbol{y}) \tag{3.11}$$

$$\text{avec} \qquad \chi^2(\alpha|\boldsymbol{y}) \triangleq \sum_i \frac{(y_i - \alpha\hat{\mathsf{P}}_i)^2}{\alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN}} \tag{3.12}$$

L'estimateur du minimum de χ^2 est donc la valeur de α maximisant $\mathcal{L}(\alpha|\boldsymbol{y})$ dans ce cas particulier des hauts flux :

$$\alpha_{\chi^2} \triangleq \arg\min \chi^2(\alpha|\boldsymbol{y}). \tag{3.13}$$

Encore une fois, l'Éq. (3.13) ne s'inverse pas analytiquement en α_{χ^2} dans le cas général, mais une résolution numérique est possible. Considérons maintenant différentes versions approchées de cet estimateur.

Notons auparavant que les données de spectrographie sans fente NISP/EUCLID seront limitées par le bruit de photons du fond de ciel : $\sigma_\mathrm{RoN} \simeq 6$ e$^-$ et $y_i > 100$ e$^-$ (Zoubian, 2012). Elles pourront donc être traitées dans le cadre de l'approximation du χ^2.

Choix de Pearson. Si les dénominateurs de l'Éq. (3.12) sont supposés ne pas dépendre explicitement de α :

$$\sigma_i^2 = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN} \simeq \bar{\alpha}\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN}, \tag{3.14}$$

où $\bar{\alpha}$ est une *pré*-estimation de α, le χ^2 résultant correspond au choix dit « de Pearson », et l'Éq. (3.13) s'inverse en Éq. (3.3). Notons que la méthode des moindres carrés correspond de fait à choisir $\bar{\alpha} = 0$.

Comme nous l'avons montré (Sect. 3.2.2.2), nous retrouvons ici la sommation optimale de Robertson (1986) et Horne (1986), une estimation de α obtenue dans le régime des hauts flux et potentiellement biaisée.

Choix de Neyman. Le dénominateur de l'Éq. (3.12) peut être approché directement à partir des observations :

$$\sigma_i^2 = \alpha\hat{\mathsf{P}}_i + \sigma^2_\mathrm{RoN} \simeq \max(y_i,0) + \sigma^2_\mathrm{RoN}. \tag{3.15}$$

Il s'agit du choix dit « de Neyman ». L'Éq. (3.13) s'inverse encore en Éq. (3.3), mais avec une estimation du bruit σ_i différente.

3.2.2.5 Bruit de Poisson pur

Ce cas classique concerne les expériences « à comptage », omniprésentes dans le domaine de la physique des particules ou dans le domaine des observations X et γ. Il ne concerne pas directement les poses de spectroscopie SNIFS, puisque les CCD sont caractérisés par un RoN significatif de $\sigma_\mathrm{RoN} \simeq 2$ e$^-$/h (Table 2.2). Il pourrait toutefois devenir pertinent avec le développement de détecteurs à faible RoN (p.ex. Fernández Moroni et coll., 2012).

La méthode des rapports de vraisemblance permet de déterminer la statistique appropriée dans le cas d'un signal purement poissonien, la statistique de Cash (Cash, 1979; Baker & Cousins, 1984; Nousek & Shue, 1989) :

$$C = 2\sum_i \left[\alpha\hat{\mathsf{P}}_i - y_i + y_i \log \frac{y_i}{\alpha\hat{\mathsf{P}}_i}\right] \tag{3.16}$$

dont l'emploi est similaire à celui d'un χ^2. On peut également citer la statistique introduite par Mighell (1999), aux propriétés très similaires :

$$\chi^2_\nu = \sum_i \frac{(y_i + \min(y_i,1) - \alpha\hat{\mathsf{P}}_i)^2}{y_i + 1} \tag{3.17}$$

Cependant, sans doute par la force de l'habitude, les ajustements dans ce régime sont encore souvent réalisés sur la base de la minimisation d'un χ^2 « ajusté » pour tenir compte de la statistique non gaussienne (p.ex. Hauschild & Jentschel, 2001). Il est pourtant bien établi que cette approche est *systématiquement* entachée de biais, quel que soit le choix particulier de la variance (p.ex. Mighell, 1999; Humphrey et coll., 2009).

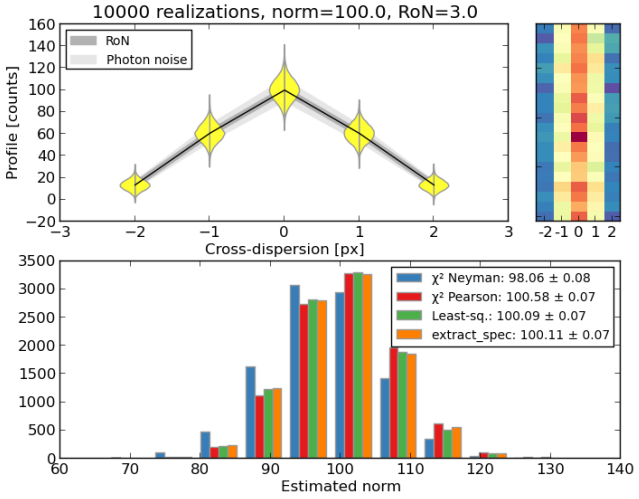


FIGURE 3.10 – Simulation Monte-Carlo des méthodes d'extraction pour les hauts flux ($\alpha_T = 100 \gg \mathrm{RoN}^2 = 9$). *En h. à g. :* distribution de l'intensité des pixels simulés (*en jaune*) et profil moyen (*courbe noire*) ; *en h. à dr. :* visualisation type « CCD » de quelques profils simulés ; *en b. :* distribution des $\alpha^\star$ pour les différentes méthodes d'extraction simulées : χ^2 de Neyman (*bleu*), χ^2 de Pearson (*rouge*), moindres carrés (*vert*) et sommation optimale « à la `extract_spec` » (*orange*).

3.2.2.6 Simulations Monte-Carlo

Comme Humphrey et coll. (2009), j'ai cherché à estimer le biais introduit par l'utilisation d'une procédure de minimisation du χ^2 dans le cas où le signal n'est pas purement normal. La procédure de test est la suivante :

1. choisir une norme α_T, que l'on va chercher à retrouver ;
2. générer une réalisation aléatoire du profil $\alpha_T \hat{\mathsf{P}}$, avec les caractéristiques suivantes :
   - profil normalisé : $\hat{\mathsf{P}} = \mathcal{N}(\mu = 0, \sigma = 1)$, s'étendant sur 5 px ($i = -2 \ldots + 2$),
   - bruit de photons : $\mu_i = \alpha_T \hat{\mathsf{P}}_i$,
   - bruit de lecture : $\sigma_{\mathrm{RoN}} = 3$ e$^-$;
3. estimer la norme $\alpha^\star = \mathrm{argmin}\chi^2(\alpha)$, en minimisant une version particulière du χ^2 ;
4. réitérer à partir de l'étape 2.

Les définitions du χ^2 que nous avons choisies de tester correspondent à différentes estimations possibles du terme de bruit σ_i (Humphrey et coll., 2009, et références incluses, Arnaud et coll., 2011, Chap. 7) :

Choix de Neyman : $\sigma_i^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2 + \max(y_i, 0)$ (Éq. (3.15)) ;

Choix de Pearson : $\sigma_i^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2 + \alpha \hat{\mathsf{P}}_i$, avec résolution numérique en α (Éq. (3.13)) ;

Moindres carrés : $\sigma_i^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2$ (Éq. (3.14) avec $\bar{\alpha} \equiv 0$) ;

`extract_spec` : utilise une approche type « sommation optimale » (Éq. (3.14)) avec $\bar{\alpha}$ préestimé en utilisant un χ^2 de Neyman : $\sigma_i^2 = \sigma_{\mathrm{RoN}}^2 + \alpha_N^\star \hat{\mathsf{P}}_i$

La distribution des normes estimées $\alpha^\star$ pour différentes valeurs de la norme d'entrée α_T et pour les différentes méthodes d'extraction testées est visualisée sur les Fig. 3.10 et 3.11, et les performances sont résumées sur la Fig. 3.12.

Notons que, dans le cas des observations SNIFS, $\alpha_T = 10 - 100$ est représentatif du signal incident sur le détecteur pour les étoiles de référence en flux et pour les SNe les plus brillantes, tandis que $\alpha_T = 1 - 10$ est caractéristique du flux des SNe les moins brillantes (lointaines ou phases précoces ou tardives). Le régime $\alpha_T < 1$ n'est abordé que lors de tests spécifiques à très bas flux (p.ex. Sect. 3.2.3).

Les conclusions de cette étude sont les suivantes :

- Comme attendu (Humphrey et coll., 2009), la minimisation d'un χ^2 de Neyman (*courbe bleue* de la Fig. 3.12) conduit à une estimation significativement biaisée du flux, même dans la limite des hauts flux ;
- L'utilisation d'un χ^2 de Pearson (*courbe rouge*), même dans le cas d'une résolution numérique de l'Éq. (3.13), est également biaisée, dans une moindre mesure ;
- La méthode initialement mise en œuvre dans le programme d'extraction des cubes — une sommation optimale basée sur une préestimation de type Neyman (*courbe orange*) — s'avère robuste et ne montre pas de biais significatif quel que soit le niveau du signal incident ;

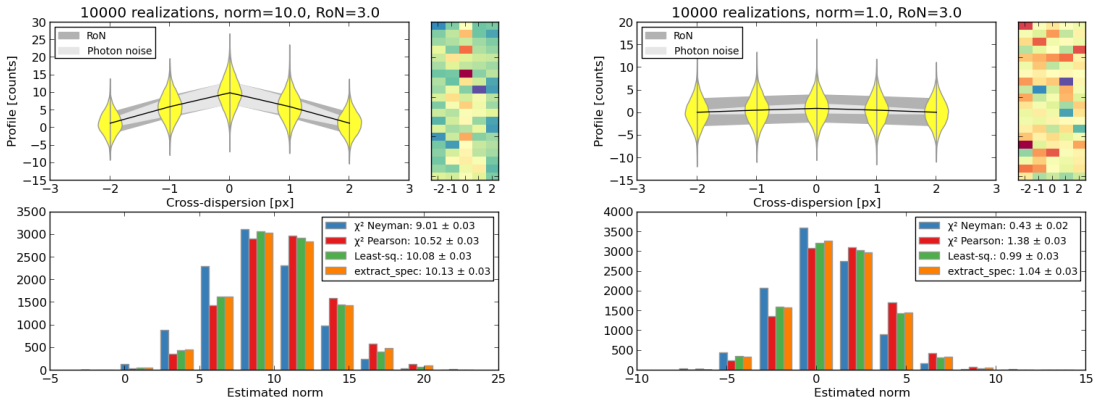


FIGURE 3.11 – Même chose que Fig. 3.10, pour les niveaux de flux intermédiaires ($\alpha_T = 10 \simeq \mathrm{RoN}^2$, *à g.*) et bas ($\alpha_T = 1 \ll \mathrm{RoN}^2$, *à dr.*), pour lequel le signal est pratiquement invisible sur le détecteur.

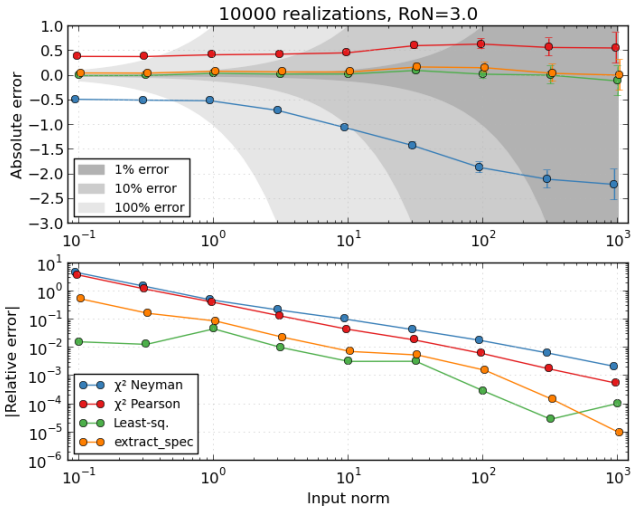


FIGURE 3.12 – Simulation Monte-Carlo des méthodes d'extraction.

– Cependant, cette méthode ne fait pas mieux, en terme de biais d'extraction, que la simple méthode des moindres carrés (courbe verte). Finalement, cette méthode fournit un estimateur du flux dont on sait qu'il n'est pas de variance minimale (sous-optimal), mais qui, chose plus importante dans notre cas, s'avère ne pas présenter de biais d'extraction (robuste).

3.2.3 Améliorations récentes

Après les développements majeurs de la période 2004–2008, présentés ci-dessus, le programme d'extraction des cubes (`extract_spec`) a été régulièrement amélioré, essentiellement pour en augmenter la robustesse dans le cas de poses à très bas S/B ou pour la gestion des pixels défectueux du CCD.

Puisque l'étape d'extraction du cube est une étape absolument critique dans la qualité spectro-photométrique finale de l'instrument, un collaborateur (J. Guy, LPNHE) a entrepris en 2011 d'auditer le code d'extraction. Il en a résulté la mise en place d'un certain nombre d'améliorations techniques (`extract_spec2`) :

1. La position et la largeur prédites des spectres sur le détecteur sont réajustées *pour chaque pose extraite* à partir d'une étude de la répartition des spectres à relativement haut S/B de la pose « arc » associée. Cette procédure assure que le masque d'extraction est optimisé à chaque longueur d'onde de chaque spectre de chaque pose ;
2. La procédure de correction de pollution inter-spectrale et d'extraction du signal est maintenant itérative ;

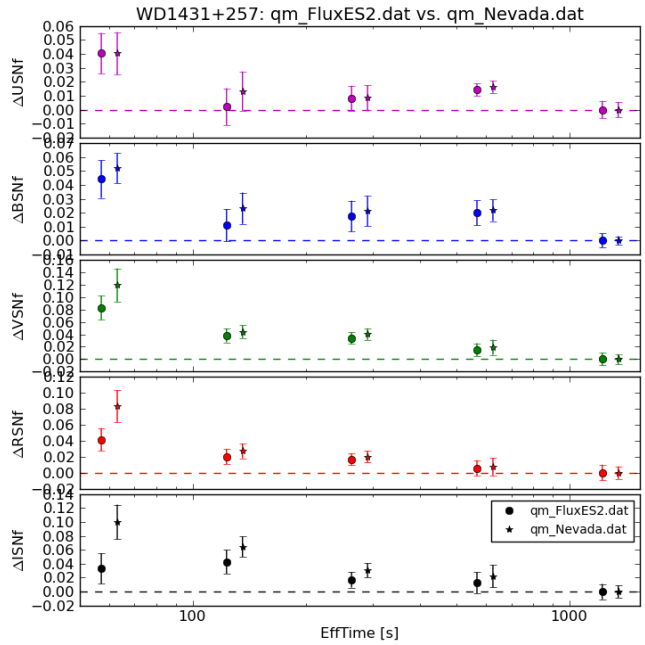


FIGURE 3.13 – Comparaison des biais d'extraction entre `extract_spec` (⋆) et `extract_spec2` (•) sur les observations de l'étoile de référence WD1431+257. Dans chacune des bandes photométriques synthétisées (*UBVRI de h. en b.*), les poses avec le plus long temps d'exposition — et donc les moins susceptibles d'être biaisées par les effets de faible flux — sont prises comme référence pour la magnitude.

3. Compte tenu des biais introduits par les méthodes de sommation optimale, en particulier dans le cas des très bas flux, il a été jugé préférable d'utiliser une simple minimisation par moindres carrés pour l'estimation du flux. Il s'agit ici d'échanger une augmentation marginale du bruit des spectres extraits par une réduction des biais d'extraction liés à la non-gaussianité du bruit à faible flux, ce qui est critique dans la procédure d'étalonnage en flux.

En pratique, seul le point 3 s'avère faire une différence significative, essentiellement, comme on devait s'y attendre, dans le cas des poses à très bas flux.

Nous avons testé la différence entre la méthode d'extraction « `extract_spec` » — χ^2 de Neyman + sommation optimale, Sect. 3.2.2.6 — et la méthode des moindres carrés finalement mise en œuvre dans `extract_spec2` dans le cas d'observations de test à *très* bas flux de l'étoile de référence en flux WD1431+257 ($V = 17{,}0$, Fig. 3.13). Un temps de pose de 600 s correspond à une illumination « faible » des détecteurs spectrographiques, avec une norme des profils spectraux transverses dans le régime $\alpha = 1 - 10$, conforme aux flux observés sur les poses de SNe faibles. En réduisant le temps de pose sur cette étoile, nous pouvons simuler un flux *très* faible, correspondant au régime $\alpha = 0{,}1 - 1$ pour un temps de pose de 60 s. Même dans les extractions aux très bas flux, le biais ne dépasse que rarement 0,04 mag dans le sens d'une sous-estimation du flux.

3.3 Étalonnage des cubes

L'étalonnage spectroscopique doit permettre de caractériser et de corriger les signatures instrumentales introduites par le spectrographe, et de fournir des données telles qu'elles auraient été observées à l'entrée du télescope. Hormis le fait que le traitement se fait sur des cubes (x,y,λ), il est assez similaire dans le principe à celui appliqué en spectrographie « classique », et comprend les étapes suivantes :

1. étalonnage en longueur d'onde (Sect. 3.3.1) ;
2. application d'un champ plat spectro-spatial (Sect. 3.3.2), avec dans le cas de SNIFS une correction supplémentaire pour la variabilité de la transmission de la lame dichroïque (Sect. 3.3.2.2) ;
3. détection et soustraction des impacts de rayons cosmiques (Sect. 3.3.3).

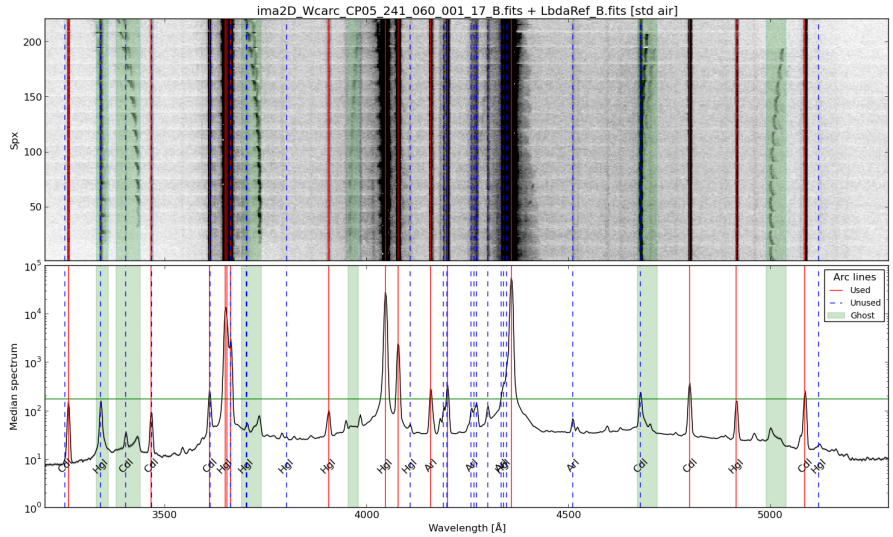


FIGURE 3.14 – Spectre de la lampe à arc utilisé pour l'étalonnage en longueur d'onde de la voie B. *En h. :* les 225 spectres, après étalonnage en longueur d'onde ; *en b. :* spectre moyen (noter l'échelle logarithmique en flux). Les raies *rouges* sont utilisées dans la procédure d'étalonnage, tandis que les raies *bleues* sont ignorées (p.ex. intensité trop faible, ou confusion avec une raie voisine). Les zones *vertes* correspondent à des raies « fantômes » dues à une correction incomplète des effets de pollution inter-spectre.

3.3.1 Étalonnage en longueur d'onde

Comme je l'ai mentionné, les spectres extraits par la procédure décrite précédemment (Sect. 3.2) sont *pré*-étalonnés en longueur d'onde, à la précision relativement faible — de l'ordre de quelques Å — du modèle chromatique $\mathsf{M}(k,\lambda)$. La comparaison avec des spectres de référence pour lesquels la longueur d'onde des raies en émission est connue *a priori* va permettre d'en affiner la précision. Pour ce faire, l'acquisition de chaque cube est directement associée [9] à celle d'un cube d'étalonnage en longueur d'onde obtenu par observation de lampes à arc Hg/Cd/Ar (Fig. 3.14 et 3.15).

3.3.1.1 Méthode

La procédure d'étalonnage en longueur d'onde se décompose en deux étapes :

1. calcul, à partir de l'étude des spectres du cube d'étalonnage, de la solution en longueur d'onde, c.-à-d. de la transformation $\lambda_i \to \lambda_f$, où λ_i (resp. λ_f) est la longueur d'onde initiale (resp. finale) ;
2. rééchantillonnage $\lambda_i \to \lambda_f$ des spectres des cubes à étalonner.

La solution en longueur d'onde $\mathcal{S}(\lambda) = \lambda_f - \lambda_i$ est calculée pour chaque spectre du cube « arc » en comparant les positions observées λ_i des raies — par un ajustement des raies en émission présentes dans le spectre — aux longueurs d'onde de référence λ_f issues de la *NIST Atomic Spectra Database* (version 3, Kramida et coll., 2005) dans un air normalisé ($P = 1013{,}25$ mbar et $T = 15$ °C). Seule une sélection de raies bien identifiées et peu affectées par des effets de pollution inter-spectre — 15 dans la voie B et 30 dans la voie R (Fig. 3.14 et 3.15), est utilisée lors de l'ajustement. La solution $\mathcal{S}(\lambda)$ est enfin modélisée par un polynôme $\mathsf{S}(\lambda)$ du 3$^{\text{e}}$ degré avec coupure à 2σ.

La solution ajustée, issue de l'analyse de chacun des spectres des cubes « arc », est ensuite utilisée pour le rééchantillonnage linéaire (avec conservation du flux) des spectres à étalonner.

3.3.1.2 Précision

La comparaison entre les longueurs d'onde de référence et effectivement observées après étalonnage permet d'estimer pour chaque observation la précision en longueur d'onde, c.-à-d. l'erreur $\delta\lambda \triangleq \mathrm{RMS}(\mathsf{S}(\lambda) -$

9. L'observation des cubes d'étalonnage se fait immédiatement avant ou après l'acquisition des cubes à étalonner, dans la même position du télescope et de l'instrument, pour éviter les effets de flexion.

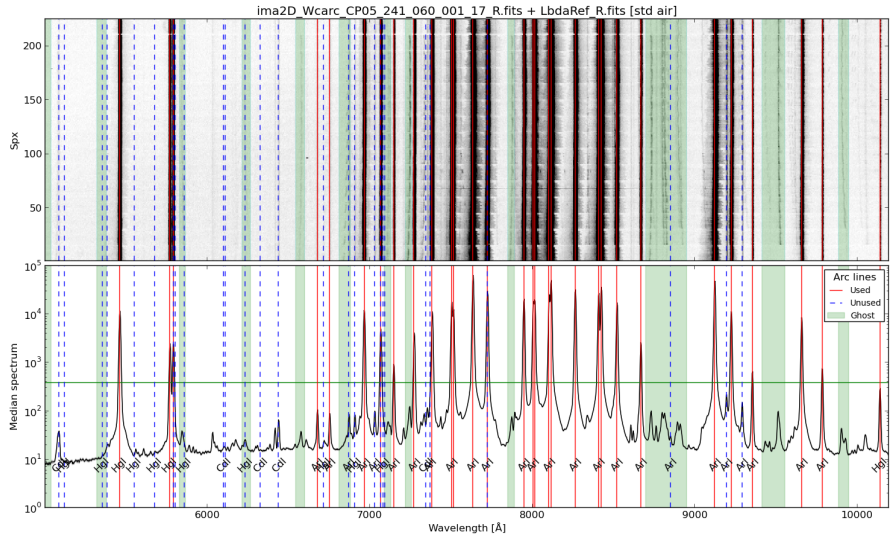


FIGURE 3.15 – Même chose que la Fig. 3.14 pour la voie R. Noter le nombre plus élevé de raies de référence utilisées dans l'étalonnage en longueur d'onde de la voie R par rapport à la voie B, justifiant la meilleure qualité de l'étalonnage.

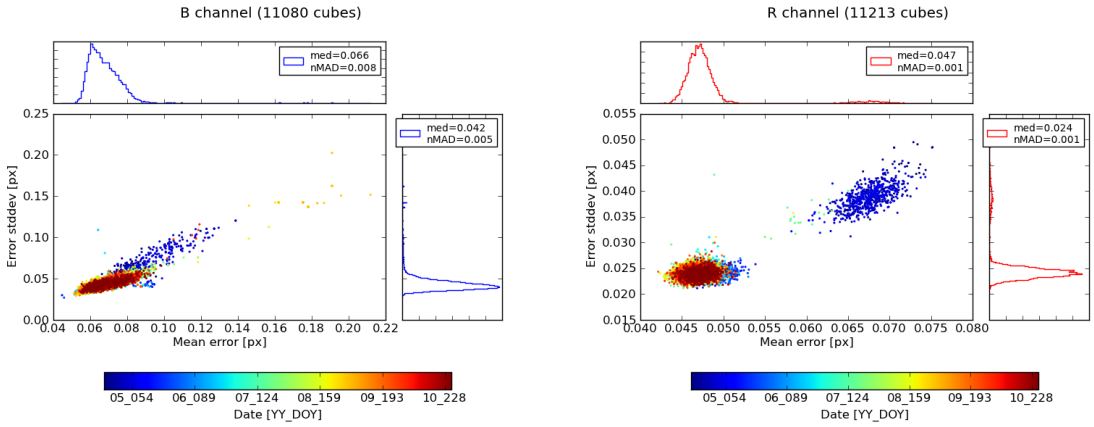


FIGURE 3.16 – Évolution temporelle de l'erreur d'étalonnage en longueur d'onde (valeur moyenne et écart type, en px), pour les voies B (*à g.*) et R (*à dr.*). Les quelques points hors de la distribution principale correspondent soit à des mesures préliminaires effectuées en 2004 (alors que l'instrument n'était pas encore optimisé), soit à des mesures associées à des lampes à arc en fin de vie.

$\mathcal{S}(\lambda)$) moyennée sur les raies utiles et/ou sur les spaxels. L'évolution temporelle de cette précision est illustrée Fig. 3.16. Finalement, la précision moyenne [10] de l'étalonnage en longueur d'onde de l'instrument SNIFS est de $\delta\lambda^B = 0{,}066 \pm 0{,}008$ px dans la voie B, et $\delta\lambda^R = 0{,}047 \pm 0{,}001$ px dans la voie R (Table 3.1), significativement meilleure que l'objectif initial de $1/10^{\text{e}}$ px. La meilleure précision de l'étalonnage en R est due à la plus dense couverture du domaine spectral en raies de référence (voir Fig. 3.14 et 3.15).

3.3.1.3 Résolution spectrale

L'ajustement des raies de référence des spectres « arc » permet non seulement d'établir la solution en longueur d'onde $\mathsf{S}(\lambda)$, mais également de déterminer la résolution spectrale de l'instrument. La Fig. 3.17 donne un exemple de distribution chromatique de la résolution spectrale pour une pose « arc » : seule la voie R montre une chromaticité marquée. Concernant la variabilité spatiale (Fig. 3.18), la voie B affiche

10. Moyennes chromatique sur l'ensemble des raies de référence, spatiale sur l'ensemble des spaxels, et temporelle sur l'ensemble des observations.

TABLE 3.1 – Caractéristiques spectrales des cubes SNIFS (médiane ± nMAD).

	Voie B	Voie R
Étalonnage en longueur d'onde		
Raies de référence	15	30
Erreur moyenne $\delta\lambda$ [px]	$0{,}066 \pm 0{,}008$	$0{,}047 \pm 0{,}001$
Dispersion $\sigma_{\delta\lambda}$ [px]	$0{,}042 \pm 0{,}005$	$0{,}024 \pm 0{,}001$
Résolution σ [Å]	$2{,}222 \pm 0{,}028$	$3{,}075 \pm 0{,}012$
Coefficient de corrélation spectrale		
$\langle \rho_{i,i+1} \rangle_\lambda$	0,410	
$\langle \rho_{i,i+2} \rangle_\lambda$	0,045	

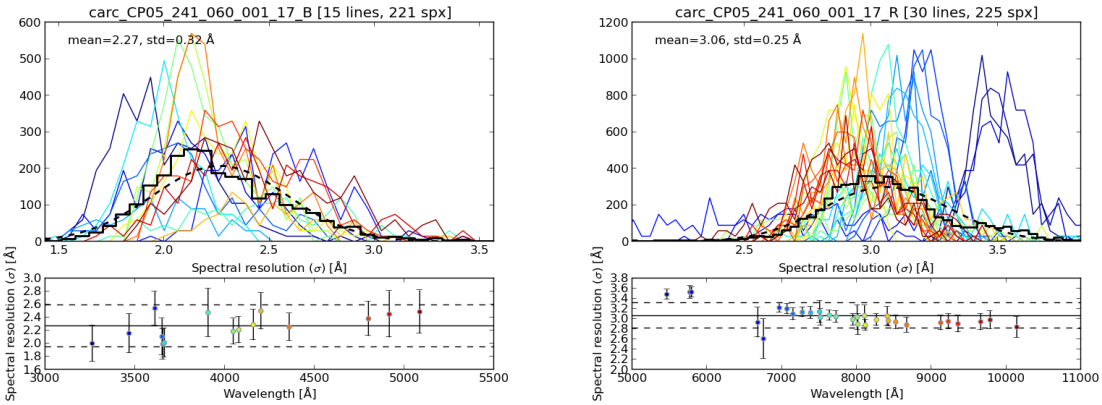


FIGURE 3.17 – Exemple de distributions en longueur d'onde de la résolution spectrale (σ en Å, moyenne spatiale), pour les voies B (*à g.*) et R (*à dr.*). *En h. :* distributions de la résolution pour chacune des raies d'étalonnage (*traits fins*), pour l'ensemble des raies (*trait épais*) et approximation gaussienne (*pointillés*) ; *en b. :* valeur moyenne et écart type des distributions chromatiques. Pour ces poses, $\sigma^B = 2{,}27 \pm 0{,}32$ Å (moyenne ± écart type) et $\sigma^R = 3{,}06 \pm 0{,}25$ Å.

une dégradation radiale assez nette de la qualité optique, tandis que la voie R est marquée par un léger défaut d'alignement des masques de gravure du détecteur.

L'évolution temporelle de la résolution spectrale (Fig. 3.19) met en évidence l'impact des dernières procédures d'alignement optique début 2005, ainsi que la grande sensibilité de la résolution de la voie B vis-à-vis de la procédure de focalisation du spectrographe. En moyenne — chromatique, spatiale et temporelle — la résolution des spectrographes SNIFS est de $\sigma^B = 2{,}222 \pm 0{,}028$ Å et $\sigma^R = 3{,}075 \pm 0{,}012$ Å (Table 3.1), soit 2,20 px FWHM en B et 2,47 px en R.

3.3.1.4 Corrélation spectrale

Les procédures d'extraction de spectres (Sect. 3.2) et d'étalonnage en longueur d'onde font intervenir une double interpolation spectrale pour échantillonner le signal linéairement en longueur d'onde. Ce rééchantillonnage, que nous avons choisi linéaire à flux constant, introduit à chaque fois une corrélation restreinte aux pixels voisins, d'abord $\rho_{i,i+1}$ puis $\rho_{i,i+2}$ (la corrélation $\rho_{i,i+(k\geq 3)}$ reste donc strictement nulle).

Si les pixels sont corrélés, il n'est théoriquement plus exact de se contenter de la propagation de la simple variance associée au signal, mais il devient nécessaire de propager l'ensemble de la matrice de covariance. Cependant, comme $\rho_{i,i+k} \equiv 0$ pour $k \geq 3$, cette matrice est une matrice à bande étroite, dont la trace σ_i^2, c.-à-d. la variance, constitue de fait la structure principale. En pratique, nous avons donc choisi d'ignorer les éléments non diagonaux de cette matrice, et de se contenter effectivement de la propagation de la simple variance *linéairement* interpolée. Cela conduit à ignorer les termes covariants, et à surestimer en parallèle la variance.

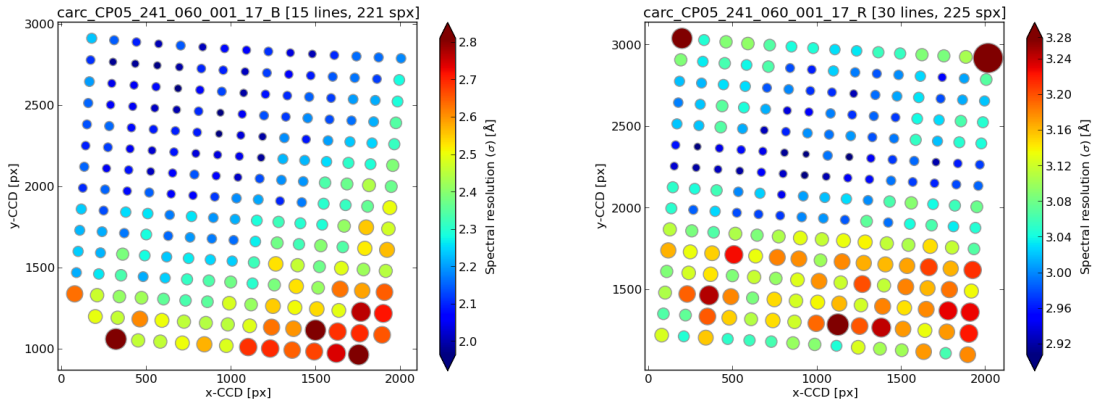


FIGURE 3.18 – Exemple de distribution dans le plan du CCD de la résolution spectrale (σ en Å, moyenne chromatique), pour les voies B (*à g.*) et R (*à dr.*). La taille et la couleur des cercles figurant la position moyenne des spectres sur le CCD sont représentatives de la résolution. Notez dans la voie B la dégradation radiale de la qualité optique, tandis que la voie R est essentiellement affectée par un défaut de planéité entre les masques de gravure du détecteur.

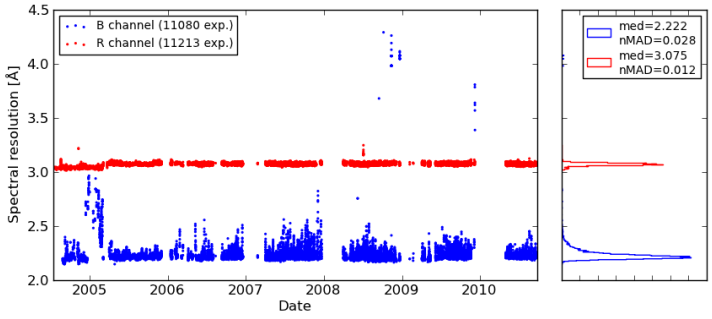


FIGURE 3.19 – Évolution temporelle de la résolution spectrale (σ en Å), pour les voies B (*en b.*) et R (*en h.*). L'intervention sur l'instrument début 2005, achevant les alignements optiques, est particulièrement visible sur la voie R.

Chotard (2011) a estimé ces effets à partir d'une analyse de la corrélation du bruit dans le cadre d'études sur le lissage optimal des spectres. Il a ainsi déterminé que les coefficients de corrélation $\rho_{i,i+1}$ ne dépendent globalement que de la voie spectrale (sans dépendance chromatique explicite), avec $\rho^B_{i,i+1} = 0{,}33$ et $\rho^R_{i,i+1} = 0{,}40$ (dans l'hypothèse $\rho_{i,i+(k\geq 2)} \equiv 0$), ce qui entraîne une surestimation de la variance de ~ 43 %.

J'ai pour ma part estimé les coefficients de corrélation introduits par les procédures de rééchantillonnage appliquées à un peigne de Dirac. L'étude des profils d'auto-corrélation dans un domaine de longueur d'onde restreint à quelques pics permet de déterminer les coefficients de corrélation entre pixels p_i voisins, moyennés sur l'ensemble des spaxels (Fig. 3.20) :

$$\rho_{i,i+k} = \left\langle \frac{\sum_i p_i p_{i+k}}{\sum_i p_i^2} \right\rangle_{\text{spx}} \tag{3.18}$$

Cette méthode permet de retrouver des coefficients assez peu chromatiques (hormis des phénomènes de battement liés à la proximité des pas d'échantillonnage avant et après réinterpolation) — ce qui est logique compte tenu de la linéarité de la dispersion chromatique par un réseau — avec $\langle \rho_{i,i+1} \rangle^{B,R} = 0{,}410$ et $\langle \rho_{i,i+2} \rangle^{B,R} = 0{,}045$ (Table 3.1).

3.3.2 Champ plat spectro-spatial

Dans le cadre de la spectrographie 3D, la procédure de champ plat (*flat field*) spectro-spatial doit corriger les fluctuations de transmission internes à l'instrument, spatiales (entre spaxels) et spectrales (selon la longueur d'onde). Rappelons qu'il n'est pas question ici de la correction des fluctuations d'efficacité quantiques des pixels des CCD évoquées précédemment (Sect. 3.1.1).

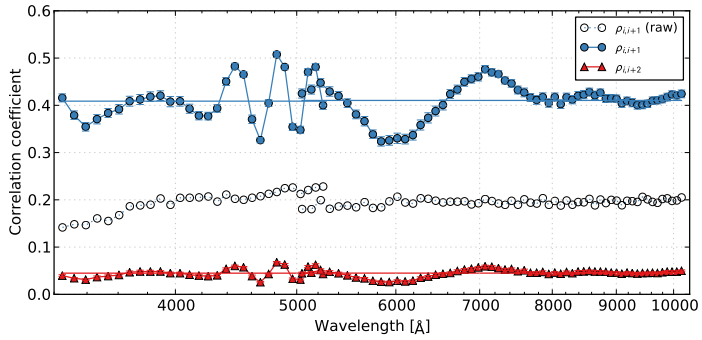


FIGURE 3.20 – Coefficients de corrélation des pixels voisins après un seul (○ : $\rho_{i,i+1}$) et deux (● : $\rho_{i,i+1}$ et ▲ : $\rho_{i,i+2}$) rééchantillonnages en longueurs d'onde, estimés à partir de l'analyse de l'auto-corrélation d'un peigne de Dirac interpolé.

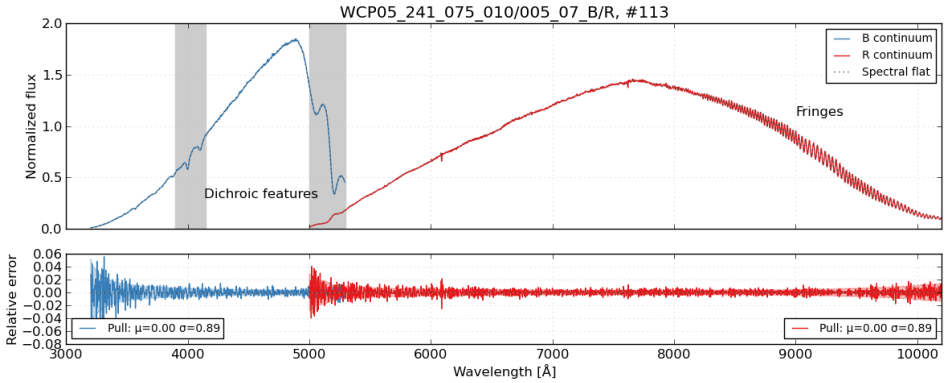


FIGURE 3.21 – *En h. :* spectres « continuum » (spx #113, *traits pleins*) et l'ajustement qui en est fait pour produire le spectre de champ plat (*pointillés*). Les zones les plus affectées par les oscillations de la transmission de la lame dichroïque sont *grisées*. Les modulations régulières liées à la présence de franges sur le CCD *R* sont clairement visibles au delà de 8000 Å. *En b. :* erreur relative observée (*trait plein*) comparée à l'erreur attendue (*bande colorée*). Une dispersion du *pull* de 0,9 indique un léger sur-ajustement des spectres par les splines.

Dans le cas de SNIFS, la chromaticité de la transmission instrumentale a plusieurs origines (Fig. 3.21) :
- une composante basse fréquence (>300 Å) liée à la transmission des différents composants optiques de l'instrument (MLA, lentilles, réseau, etc.) ;
- une composante haute fréquence (30–40 Å) caractéristique de la transmission de la lame dichroïque, essentiellement dans les domaines 3900–4200 et 5000–5300 Å ;
- dans la voie *R*, une composante haute fréquence (∼ 30 Å) au delà de 8000 Å, liée à la présence d'interférences en couche mince à la surface du détecteur (Sect. 3.1.1).

3.3.2.1 Méthode

Comme en photométrie, la construction d'un champ plat spectro-spatial passe par l'observation d'une source uniforme, ou au moins considérée comme telle, dans ses distributions spatiale *et* spectrale. Pour SNIFS, nous utilisons une lampe d'étalonnage interne à spectre continu (Table 2.2) fournissant un spectre proche de celui d'un corps noir. Le spectre n'est évidemment pas achromatique, mais ne contient pas de hautes fréquences spectrales et couvre toute la gamme de longueur d'onde des spectrographes *B* et *R*. L'uniformité spatiale est assurée par une sphère intégrante incluse dans le module d'étalonnage et fournissant une illumination constante au pour cent.

Un cube « continuum » est acquis durant les nuits d'observation. Ses spectres sont spectralement normalisés — tout en en conservant les fluctuations spatiales —, et ajustés par des splines (Fig. 3.21). Ce cube de champ plat (*flat field*) est alors utilisé pour corriger (par une simple division) le cube à traiter.

Notons qu'à ce moment de la réduction, la correction de champ plat est incomplète dans sa composante spectrale, puisque le spectre continu de référence — le spectre de quasi corps noir de la lampe halogène — *n'est pas* constant. La procédure permet juste de s'affranchir de toutes les variations relatives de

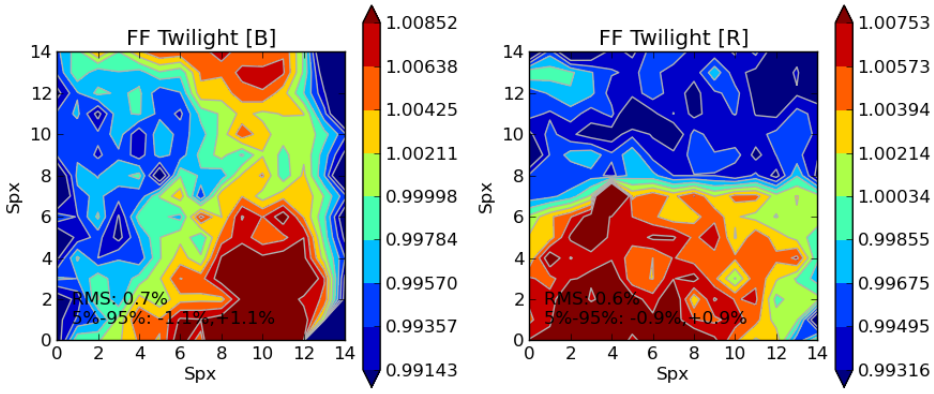


FIGURE 3.22 – Image reconstruite normalisée d'un cube de ciel crépusculaire — fournissant une illumination strictement uniforme — après application du champ plat spectro-spatial. Les structures spatiales résiduelles, avec un RMS < 1 %, donne une indication combinée de l'uniformité spatiale de la lampe d'étalonnage interne et de la précision de la correction.

transmission spatiales et spectrales inter-spaxels. Le spectre de la lampe qui se retrouve « injecté » dans les spectres sera finalement éliminé lors de la procédure d'étalonnage en flux (Sect. 5).

Comme nous l'avons déjà mentionné (Sect. 3.1.1), la voie R est affectée par un phénomène de franges pour $\lambda > 8000$ Å, clairement visible sur les spectres « continuum » (Fig. 2.6). Dans le cas des poses de photométrie, la pollution est additive, en répartissant de manière structurée le flux d'une raie en émission du ciel nocturne interférant dans le substrat du détecteur. Dans le cas des poses SNIFS, ces interférences modulent l'efficacité effective des pixels du CCD R sur des périodes de ~ 10 px, et peuvent donc être traitées comme une composante multiplicative. Par une optimisation de l'ajustement par spline des spectres continus (Fig. 3.21), il s'est avéré possible d'inclure la correction des franges directement au niveau de la procédure de champ plat spectro-spatial sans avoir à recourir à une modélisation plus précise des interférences (p.ex. Malumuth et coll., 2003).

Une estimation de la qualité de la correction de champ plat dans sa dimension spatiale, par l'analyse d'un cube de ciel crépusculaire (*twilight*, d'illumination strictement uniforme) est donnée par la Fig. 3.22. Notons qu'il serait envisageable d'utiliser directement les poses de ciel crépusculaire pour la composante spatiale de la correction de champ plat, mais la précision sub-pour cent obtenue à l'aide de la source d'étalonnage interne s'avère suffisante.

3.3.2.2 Correction de dichroïque

Courant 2005 a été mis en évidence une variabilité de la transmission de la lame dichroïque, le composant optique permettant de scinder le flux incident entre les deux voies spectrales B et R (voir Fig. 2.2). Cette variabilité est attribuée au caractère hygroscopique des couches minces utilisées par le fabricant de cette pièce pour en améliorer la transmission UV. Plutôt que de remplacer la lame incriminée — opération délicate au cœur de l'instrument —, deux correctifs ont été apportés :

- depuis Sept. 2006, de l'azote sec est soufflé en permanence sur la lame, afin d'assurer une certaine stabilité hygrométrique ;
- une correction logicielle *ad hoc* est appliquée *a posteriori* par l'étude d'une sous-pose (*raster*) « continuum » d'étalonnage acquise en parallèle de la pose science depuis Mai 2006.

La fluctuation de transmission de la lame dichroïque ne dépend que de l'humidité ambiante, et peut se caractériser indirectement via la position d'une oscillation spécifique autour de 4000 Å (Fig. 3.21). La « correction de dichroïque », développée par un collaborateur (É. Pécontal, CRAL), consiste alors en :

1. la construction, pour chaque spaxel, d'une bibliothèque de correction de transmission en fonction de la position observée de cette oscillation (Fig. 3.23) ;
2. la mesure, sur l'oscillation à 4000 Å du spaxel central #113, des décalages relatifs d'une part du continuum ayant servi à la construction du champ plat de la nuit, et d'autre part du continuum associé à la pose à corriger, afin de caractériser les transmissions respectives ;

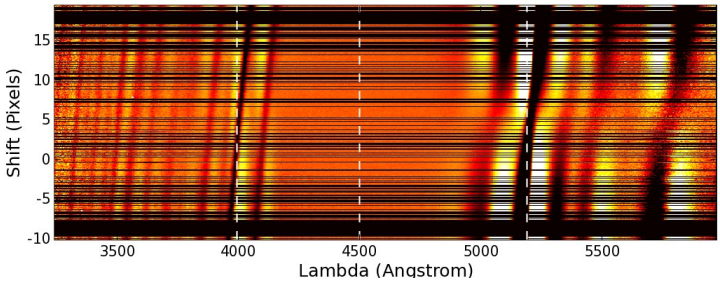


FIGURE 3.23 – Évolution, observée sur une bibliothèque de spectres « continuum » (spx #113), de la transmission de la lame dichroïque (après normalisation par le spectre moyen), en fonction du décalage mesuré sur l'oscillation à 4000 Å. Une interpolation par spline à chaque longueur d'onde permet de prédire la transmission de la lame dichroïque pour un décalage quelconque. Les zones les plus affectées sont 3900–4200 Å dans la voie B, et 5000–5400 Å en R. Figure de É. Pécontal.

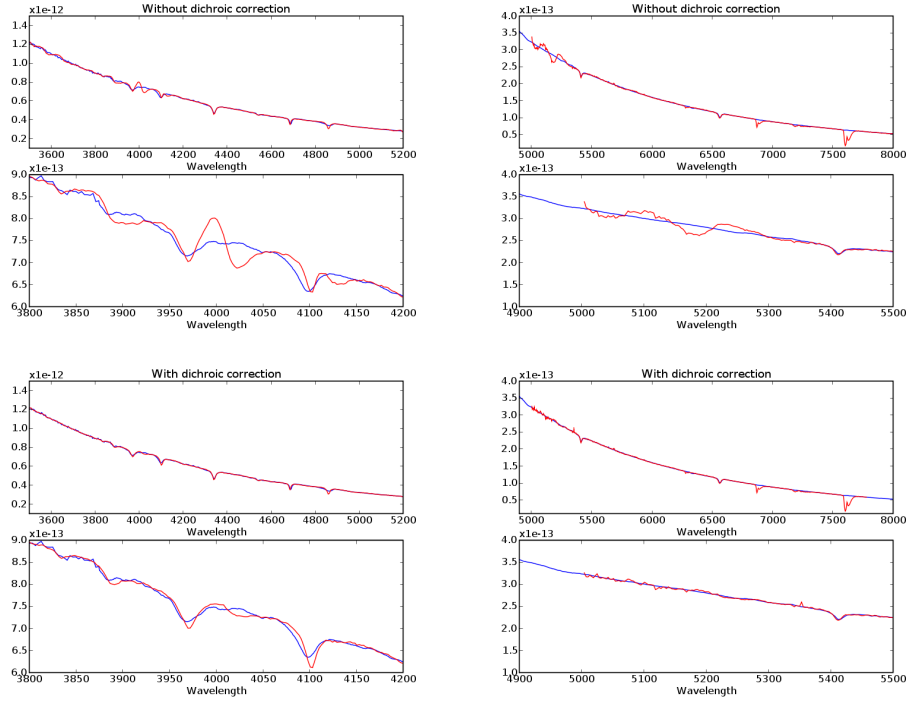


FIGURE 3.24 – *En h. :* comparaison (voie B *à g.* et R *à dr.*) entre le spectre de référence de l'étoile standard BD+28°4211 (*en bleu*) et le spectre observé (*en rouge*) étalonné *sans* correction des fluctuations de transmission de la lame dichroïque. Les *panneaux inférieurs* zooment sur des domaines spectraux où les fluctuations de transmission de la lame dichroïque sont particulièrement évidentes. *En b. :* même chose, mais en incluant dans la procédure de champ plat la correction de dichroïque. Les effets résiduels sont liés à une différence de résolution spectrale entre les observations et la table de référence en flux, ainsi qu'à des erreurs résiduelles d'étalonnage en longueurs d'onde de la table de référence. Figure de É. Pécontal.

3. la création, par double application du modèle de correction de transmission au cube de champ plat de la nuit, d'un cube de champ plat spécifiquement adapté au cube à traiter.

Il résulte de cette procédure non pas un champ plat spectro-spatial par nuit, mais par pose à étalonner. Il est important de noter que les spectres « science » ne sont pas directement corrigés. Un exemple d'application de la procédure de correction de dichroïque est présenté Fig. 3.24.

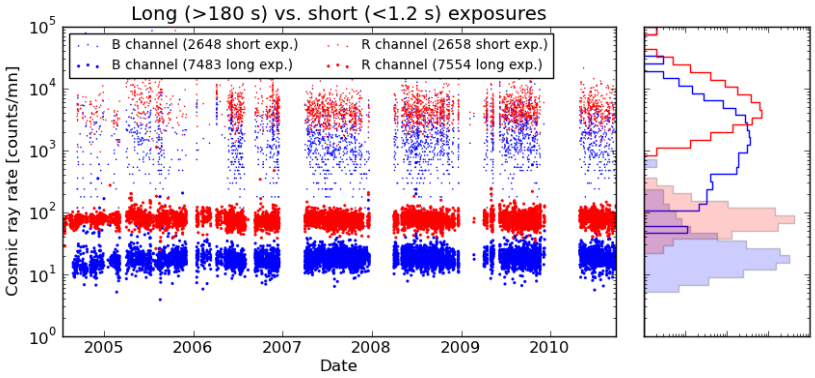


FIGURE 3.25 – Évolution temporelle du taux (par minute) de rayons cosmiques détectés et corrigés dans les cubes à courte ($T_{\rm exp} < 1{,}2$ s) et longue ($T_{\rm exp} > 180$ s) pose. La différence entre les voies B et R peut s'expliquer par la différence des substrats des CCD, tandis que la différence entre les poses courtes et longues s'explique par des effets de biais de détection à différents S/B, nettement plus élevé dans les poses courtes sur les étoiles standards les plus brillantes.

3.3.3 Suppression des rayons cosmiques

Comme nous l'avons vu (Sect. 3.1.1), la détection et la soustraction des impacts de rayons cosmiques intervenant durant la pose ne se fait pas, comme il est traditionnel, au niveau du CCD lors de l'étape de *preprocessing*. La raison en est triple :

1. la suppression des impacts est facilitée par la comparaison de plusieurs acquisitions successives, ce qui n'est pas le mode de fonctionnement usuel de SNIFS ;
2. la détection des impacts par des méthodes de filtrage sur une seule acquisition (p.ex. van Dokkum, 2001; Farage & Pimbblet, 2005) est rendue délicate dans le cas des poses de type TIGRE avec une répartition complexe du signal et de forts gradients en flux (voir p.ex.. Fig. 2.6) même si cette situation est certainement surmontable par un traitement statistique approprié (Husemann et coll., 2012) ;
3. le cube (x,y,λ) est l'espace de choix pour la détection et la soustraction des impacts de rayons cosmiques, puisqu'ils apparaissent alors comme des fluctuations excessives non résolues ni spatialement (entre spaxels adjacents) ni spectralement (entre pixels voisins), contrairement au signal scientifique résolu par le *seeing* et la PSF spectrale.

Les impacts sont donc finalement détectés et soustraits directement au niveau du cube par un filtrage spectro-spatial *ad hoc*. La procédure est relativement efficace, mais présente quelques inconvénients :

- La procédure d'extraction du cube, en combinant plusieurs pixels adjacents du détecteur, a tendance à « diluer » la signature des impacts des rayons cosmiques. Ainsi, un impact situé à la marge de la zone d'extraction d'un spectre n'entraînera qu'un excès minime du flux, et aura donc tendance à ne pas être détecté correctement ;
- Le filtrage est fonction de quelques paramètres critiques qui peuvent dépendre en particulier du S/B. Ils ont été optimisés pour le domaine d'utilisation usuel, mais peuvent s'avérer sous-optimaux dans les cas extrêmes, p.ex. dans le cas des poses courtes sur les étoiles standards brillantes (Fig. 3.25), sans que cela ait un impact significatif sur l'utilisation de ces poses ;
- Il peut arriver dans de rares cas des coïncidences fortuites, où plusieurs impacts tombent à la même longueur d'onde sur des spaxels adjacents. Par construction, le filtre spectro-spatial ne peut alors pas les distinguer d'une fluctuation résolue du flux.

La tendance est finalement de laisser quelques impacts non corrigés, mais ils sont généralement assez peu intenses et suffisamment localisés pour ne pas constituer une véritable nuisance, si ce n'est pour les études spectrales les plus exigeantes (p.ex. l'étude de la raie faible CII λ6580 par Thomas et coll., 2011, cf. Sect. 8.2.2).

Bibliographie

Aldering, G. et coll. (2006). *Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope. ApJ*, **650**, 510. 24

Arnaud, K., Smith, R. & Siemiginowska, A. (2011). *Handbook of X-ray Astronomy.* N° 7 dans Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers (Cambridge University Press). 32

Bacon, R. et coll. (2001). *The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph. MNRAS*, **326**, 23. 24, 28

Baker, S. & Cousins, R.D. (1984). *Clarification of the use of Chi-square and likelihood functions in fits to histograms. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **221(2)**, 437. 31

Benvenuto, F. et coll. (2008). *The study of an iterative method for the reconstruction of images corrupted by Poisson and Gaussian noise. Inverse Problems*, **24**, 5016. 30

Blanc, N. (2006). *Extraction d'étoiles standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.) & E. Gangler (co-dir.). 19

Bolton, A.S. & Schlegel, D.J. (2010). *Spectro-Perfectionism : An Algorithmic Framework for Photon Noise-Limited Extraction of Optical Fiber Spectroscopy. PASP*, **122**, 248. 24

Bonnaud, C. (2005). *Le spectrographe intégral de champ SNIFS : Simulation et analyse des résultats.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.), E. Pécontal (co-dir.). 24

Cash, W. (1979). *Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. ApJ*, **228**, 939. 30, 31

Chotard, N. (2011). *Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. E. Gangler (dir.). 37

Copin, Y. (2000). *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations.* Thèse de doctorat, École normale supérieure de Lyon, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.). 19, 24, 26, 28

Da Silva Pereira, R. (2008). *Nearby Supernova Factory : Étalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type Ia.* Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII. 21

Emsellem, E. (1994). *Dynamique stellaire des noyaux de galaxies : observations et modélisation.* Thèse de doctorat, Université Paris VII, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.). 19

Farage, C.L. & Pimbblet, K.A. (2005). *Evaluation of Cosmic Ray Rejection Algorithms on Single-Shot Exposures. Proc. Astron. Soc. Aust.*, **22**, 249. 42

Fernández Moroni, G. et coll. (2012). *Sub-electron readout noise in a Skipper CCD fabricated on high resistivity silicon. Experimental Astronomy*, **34**, 43. 31

Ferruit, P. (1996). *Étude et modélisation des environnements de noyaux actifs de galaxies.* Thèse de doctorat, Université Lyon I, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.), E. Pécontal (co-dir.). 19

Gangler, E. (2011). *The nearby SuperNova Factory : des CCD à la cosmologie.* Habilitation à diriger des recherches, Université de Lyon 1. 21, 22

Grupp, F. et coll. (2012). *The optical baseline concept of the NISP near infrared spectrometer and photometer on board of the ESA/EUCLID satellite.* Dans *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, t. 8442 de *Proceedings of the SPIE*. 28

Hauschild, T. & Jentschel, M. (2001). *Comparison of maximum likelihood estimation and chi-square statistics applied to counting experiments. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **457(1-2)**, 384. 31

High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (2008). *Euro3D : A Data Standard for 3D Spectroscopy*. 19

Horne, K. (1986). *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. PASP*, **98**, 609. 24, 28, 31

Howell, S.B. (2006). *Handbook of CCD Astronomy, 2nd Edition*. Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers (Cambridge University Press), 2 éd. 19, 21

—— (2012). *Fringe Science : Defringing CCD Images with Neon Lamp Flat Fields. PASP*, **124**, 263. 21

Humphrey, P.J., Liu, W. & Buote, D.A. (2009). *Chi2 and Poissonian Data : Biases Even in the High-Count Regime and How to Avoid Them. ApJ*, **693**, 822. 28, 29, 31, 32

Husemann, B. et coll. (2012). *PyCosmic : a robust method to detect cosmics in CALIFA and other fiber-fed integral-field spectroscopy datasets. A&A*, **545**, 137. 42

Khmil, S.V. & Surdej, J. (2002). *Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm. A&A*, **387**, 347. 24

Kissler-Patig, M. et coll. (2004). *The Euro3D data format : A common FITS data format for integral field spectrographs. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 159. 19

Kramida, A. et coll. (2005). *NIST Atomic Spectra Database (version 3.0)*. 35

Laureijs, R. et coll. (2011). *Euclid Definition Study Report. ArXiv e-prints*, **1110**, 3193. 28

Lucy, L.B. & Walsh, J.R. (2003). *Iterative Techniques for the Decomposition of Long-Slit Spectra. AJ*, **125**, 2266. 24

Malumuth, E.M. et coll. (2003). *Removing the Fringes from Space Telescope Imaging Spectrograph Slitless Spectra. PASP*, **115**, 218. 40

Marsh, T.R. (1989). *The extraction of highly distorted spectra. PASP*, **101**, 1032. 24

Mighell, K.J. (1999). *Parameter Estimation in Astronomy with Poisson-distributed Data. I. The χ^2_γ Statistic. ApJ*, **518**, 380. 31

Mukai, K. (1990). *Optimal extraction of cross-dispersed spectra. PASP*, **102**, 183. 24

Nousek, J.A. & Shue, D.R. (1989). *Chi-squared and C statistic minimization for low count per bin data. ApJ*, **342**, 1207. 31

Piskunov, N.E. & Valenti, J.A. (2002). *New algorithms for reducing cross-dispersed echelle spectra. A&A*, **385**, 1095. 24

Pécontal, E. (1991). *Étude du spectrographe à trame de micro-lentilles TIGER. Application à l'observation des environnements de noyaux actifs*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris. 19

Pécontal-Rousset, A., Copin, Y. & Ferruit, P. (2004). *The Euro3D LCL I/O library. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 163. 19

Robertson, J.G. (1986). *Optimal extraction of single-object spectra from observations with two-dimensional detectors. PASP*, **98**, 1220. 24, 28, 29, 31

Rousset, A. (1992). *Contribution des méthodes numériques au dépouillement des données du spectrographe intégral de champ TIGER*. Thèse de doctorat, Université de Saint-Etienne. R. Bacon (dir.). 19

Scalzo, R.A. et coll. (2010). *Nearby Supernova Factory Observations of SN 2007if : First Total Mass Measurement of a Super-Chandrasekhar-Mass Progenitor. ApJ*, **713**, 1073. 24

Sharp, R. & Birchall, M.N. (2010). *Optimal Extraction of Fibre Optic Spectroscopy. Proc. Astron. Soc. Aust.*, **27**, 91. 24

Thomas, R.C. et coll. (2011). *Type Ia Supernova Carbon Footprints. ApJ*, **743**, 27. 42

van Dokkum, P.G. (2001). *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection. PASP*, **113**, 1420. 42

Walsh, J.R. (2004). *Euro3D Science Conference. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 83. 19

Weilbacher, P.M. et coll. (2006). *The MUSE Data Reduction Software Pipeline.* Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, t. 351 de *ASP Conference Series*, p. 347 (San Lorenzo de El Escorial, Spain). 19

Zoubian, J. (2012). *Observations cosmologiques avec un télescope grand champ spatial : Simulations pixels du spectromètre sans fente d'EUCLID.* Thèse de doctorat, Aix-Marseille Université. J.-P. Kneib, B. Milliard (dir.). 28, 31

Chapitre 4

Du cube au spectre

Le spectrographe SNIFS étant dédié à l'observation des supernovæ, un cube de données (x,y,λ) — dont le chapitre précédent a présenté la construction et le traitement — est essentiellement la somme de trois signaux aux propriétés spatiales distinctes :

1. la supernova ou une étoile de référence, source strictement ponctuelle (avant application de fonction de transfert de l'atmosphère ou du télescope) ;
2. un éventuel fond galactique spatialement structuré ;
3. un fond de ciel, spatialement uniforme.

Sauf cas particulier — p.ex. l'étude des propriétés locales des galaxies hôtes (Sect. 8.4.2), l'objectif de la spectro-photométrie à champ intégral telle que mise en œuvre par SNIFS est d'extraire le spectre de la source ponctuelle. Notons que seule l'IFS permet une caractérisation spatiale complète des différentes composantes, et offre l'espoir d'une extraction spectro-photométrique y compris en champ encombré (p.ex. Becker et coll., 2004; Roth et coll., 2004; Kamann et coll., 2013).

L'extraction du spectre de la source ponctuelle du cube pourrait être simple — ou du moins pas beaucoup plus compliquée que les méthodes photométriques (p.ex. Da Silva Pereira, 2008; Guy et coll., 2010) — si ce n'était :

1. la présence éventuelle d'un fond galactique structuré ;
2. le champ de vue restreint de SNIFS.

La soustraction du fond diffus galactique en IFS est un problème majeur, et a fait l'objet d'un développement algorithmique élaboré au sein de la collaboration SNfactory, succinctement présenté Sect. 4.1. Après soustraction, les cubes de SN ont la même structure spatiale que les cubes des étoiles de référence : une source ponctuelle sur un fond de ciel constant. Le spectre de la source ponctuelle est alors extrait à l'aide d'une méthode de « spectro-photométrie de PSF » (Sect. 4.2). J'apporte une attention particulière aux méthodes statistiques à utiliser pour extraire une estimation non biaisée du flux et de son erreur (Sect. 4.2.3). La gestion spécifique de la réfraction atmosphérique nécessaire au traitement des données IFS est abordée Sect. 4.3.

4.1 Soustraction du fond structuré galactique

La spectrographie à champ intégral a été initialement choisie pour le projet SNfactory du fait — entre autre — de la capacité qu'elle offre à soustraire précisément à chaque longueur d'onde la contribution de la galaxie hôte au flux de la supernova. Cette procédure est cruciale à la qualité spectro-photométrique des observations, et ne peut pas être conduite dans les méthodes spectroscopiques traditionnelles, p.ex. en spectrographie en fente longue.

L'objectif est donc de déterminer, pour chaque voxel (x,y,λ), quelle est la contribution de la galaxie hôte (fond spectro-spatial structuré), afin de la soustraire et de ne conserver que la contribution de la supernova (source ponctuelle) et un éventuel fond de ciel (constante spatiale). Le spectre de la galaxie n'a pas de raison d'être constant spatialement, $G(x,y,\lambda) \neq G(x,y) \times G(\lambda)$, ce qui ne permet pas de simplifications immédiates du problème.

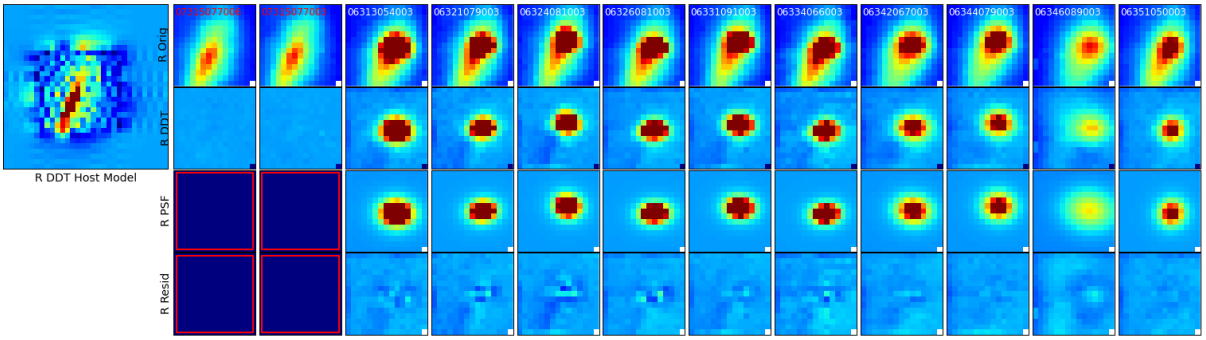


FIGURE 4.1 – Résultat de la procédure de soustraction galactique pour SNF20061030-010 dans la bande R. Chaque colonne de 4 images correspond à une époque — dans l'ordre chronologique, hormis pour les premières colonnes correspondant aux poses de référence où la SN n'est plus visible — avec, *de h. en b.*, l'image reconstruite du cube observé, le résidu après soustraction galactique (dont le modèle déconvolué à haute résolution, sans contrepartie physique, est visible à l'*extrême g.*), le modèle de PSF, et le résidu final après soustraction de la galaxie hôte et de la SN. Figure de G. Aldering.

La méthode utilisée dans le cadre de SNfactory a été spécifiquement développée par S. Bongard (LPNHE) sur la base de techniques de déconvolution initiées par É. Thiébaut au CRAL/Observatoire de Lyon. Les détails techniques en ont été présentés dans Bongard et coll. (2011). En pratique, des observations dites « de référence », c.-à-d. des cubes obtenus à la position de la SN mais longtemps après que celle-ci a disparu (typiquement une année), permettent de reconstruire, à l'aide de techniques de régularisations spatiales et spectrales, un modèle spectro-spatial de la galaxie hôte dans le champ de vue SNIFS et ses alentours immédiats. Pour chaque époque de la SN, ce modèle est alors adapté aux conditions effectives d'observation (astrométrie, *seeing*, ADR) et soustrait du cube (Fig. 4.1).

Évidemment, le diable est dans les détails :

- Les hyper-paramètres contrôlant les régularisations spectrales et spatiales nécessaires à la reconstruction du modèle sont critiques, et doivent être déterminés avec précision, souvent manuellement ;
- La PSF atmosphérique en œuvre dans les cubes n'est pas constante d'une époque à l'autre, et constitue une indéterminée fondamentale largement dégénérée avec la structure galactique sous-jacente. Une estimation à partir d'une modélisation optique du télescope et de l'atmosphère, contrainte sur les sources secondaires du multi-filtre de la voie P, a été envisagée (Rigaudier, 2009), mais n'a pas été poursuivie. En lieu et place, nous utilisons un ajustement chromatique du modèle analytique de PSF développé pour la voie spectroscopique (voir Sect. 4.2.1). À terme, cet ajustement pourrait être intégré directement dans la procédure de soustraction ;
- Cubes et modèles doivent être alignés astrométriquement avant soustraction. Or, flexions instrumentales et réfraction atmosphérique ne permettent pas de déterminer avec la précision requise les décalages entre les cubes à différentes époques. L'écart entre les poses devient alors un paramètre de nuisance supplémentaire à ajuster au cours des procédures de construction et de soustraction du modèle galactique ;
- Pour pouvoir être comparés les uns aux autres, les cubes doivent également être alignés photométriquement, c.-à-d. étalonnés en flux (Sect. 5.3). Une imprécision d'étalonnage peut se traduire par une erreur de modélisation de la contribution galactique.

4.2 Spectro-photométrie de PSF

Le champ de vue réduit de SNIFS — $6''.4 \times 6''.4$ — ne permet pas, dans les conditions atmosphériques usuelles (*seeing* médian de $1''.1$ FWHM, voir Fig. 6.2), de définir une zone totalement exempte du flux de la source ponctuelle et purement représentative du fond de ciel. En outre, dans des conditions dégradées d'observations — mauvais pointage et/ou piètre *seeing* — une fraction non négligeable du flux incident de la source ponctuelle peut se retrouver *hors* du champ de vue. Dans les deux cas, cela exclut l'utilisation

d'une simple photométrie d'ouverture, p.ex. :

$$O(\lambda) = \iint_{A(\lambda)} \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,[C(x,y,\lambda) - S(\lambda)] \tag{4.1}$$

où

- $C(x,y,\lambda)$ dénote la distribution spectro-spatiale du flux dans le cube,
- $O(\lambda)$ représente le spectre de la source ponctuelle, et $S(\lambda)$ celui du fond de ciel (par unité de surface),
- $A(\lambda)$ correspond à une « ouverture » centrée sur la source ponctuelle, ouverture dont les propriétés (centre et taille) sont *a priori* dépendantes de la longueur d'onde (*seeing* chromatique, réfraction atmosphérique).

La séparation des deux composantes doit alors s'appuyer sur une technique de « spectro-photométrie de PSF », où une modélisation réaliste de la PSF atmosphérique (Sect. 4.2.1) va permettre de reconstruire le spectre de la source ponctuelle (Sect. 4.2.3). Encore une fois, la taille réduite du champ de vue ne permet pas de contraindre le modèle sur des étoiles secondaires isolées, comme c'est généralement le cas en photométrie (voir p.ex. Becker et coll., 2007, pour une présentation des différents algorithmes photométriques). Le modèle sera donc construit sur la source même à extraire. Nous pouvons d'emblée prévoir que cela constitue l'une des principales sources d'erreurs systématiques, compte-tenu des corrélations fortes entre l'intensité et les paramètres de forme de la PSF (voir p.ex. Fig. 4.10).

La modélisation spectro-spatiale de la PSF atmosphérique dans SNIFS est un problème délicat, abordé sans succès au cours de plusieurs thèses SNfactory (Blanc, 2006; Gilles, 2006; Rigaudier, 2009). Le problème n'a finalement été résolu que dans le cadre de la thèse de C. Buton, que j'ai co-dirigée avec G. Smadja. Je n'en reprends ici que les résultats principaux, et renvoie le lecteur intéressé à la thèse publiée (Buton, 2009).

4.2.1 Modélisation de la PSF

L'observation des cubes d'étoile de référence met en évidence plusieurs caractéristiques essentielles de la PSF à modéliser :

- La réfraction atmosphérique différentielle (*Atmospheric Differential Refraction*, ADR) joue un rôle fondamental sur le décalage progressif de la position de la source ponctuelle en fonction de la longueur d'onde, et doit être traitée explicitement ;
- Le *seeing* effectif des poses est la combinaison de plusieurs composantes (Fig. 4.2) :
  - la PSF atmosphérique, liée à l'accumulation le long de la ligne de vue de turbulences des couches d'air,
  - les résidus de guidage du télescope, éventuellement liés à des modes propres de vibration de la structure mécanique,
  - les effets d'une focalisation imparfaite de l'optique du télescope.

  En pratique, le *seeing* effectif est de forme elliptique, généralement allongé dans la direction Est/Ouest (x dans l'orientation standard des cubes) ;
- La prise en compte précise des *ailes* de la PSF (c.-à-d. du comportement à grande distance) est cruciale, non pas pour leur contribution minime au flux de la source ponctuelle, mais avant tout pour leur capacité à fausser l'estimation de la contribution du fond de ciel. Or il est évident que dans les faits, la PSF ne décroît pas aussi rapidement qu'une gaussienne (Fig. 4.3) : une modélisation à base d'un nombre restreint de composantes gaussiennes est peu pertinente.

Comme expliqué dans Buton (2009), nous avons fait le choix de factoriser le modèle de la PSF (une approche similaire a été utilisée par Kamann et coll., 2013). Cela implique :

1. une modélisation spécifique de l'ADR pour suivre l'évolution chromatique de la position $x_\star(\lambda), y_\star(\lambda)$ de la source ponctuelle dans le champ de vue (j'en repousse la discussion à la Sect. 4.3) ;
2. une factorisation spatiale de la PSF :

$$\mathcal{P}(x,y) = \mathcal{P}(r(x,y)), \tag{4.2}$$

   où $r(x,y)$ décrit la distribution azimutale (Sect. 4.2.1.1) et $\mathcal{P}(r)$ le profil radial (Sect. 4.2.1.2).

Cette décomposition est empirique et ne s'appuie pas sur un modèle cohérent de la formation d'image. Une approche plus formelle, basée sur la simulation des différents phénomènes physiques en jeu dans la

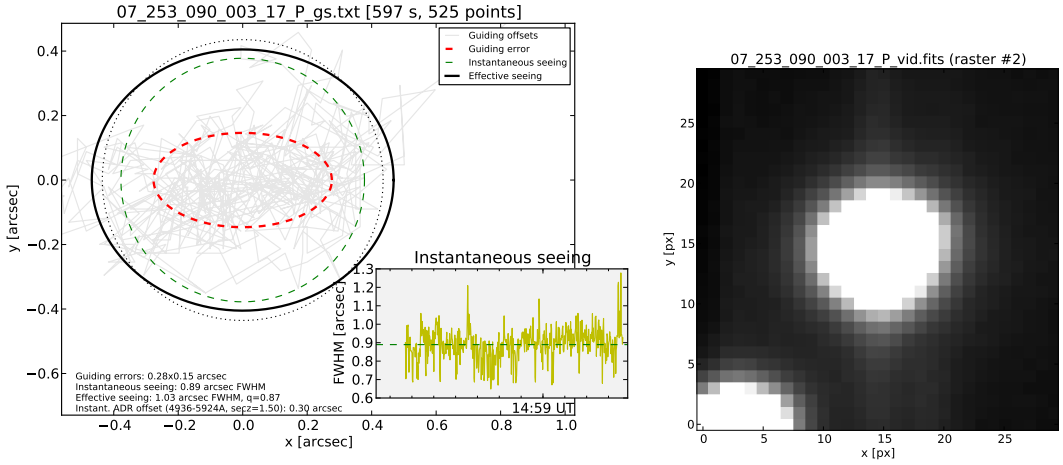


FIGURE 4.2 – *À g. :* estimation du *seeing* effectif (*en noir*) d'une pose longue à partir de l'analyse vidéo de l'étoile guide. Les deux contributions illustrées sont l'accumulation des erreurs de guidage (*en gris et rouge*) et du *seeing* instantané (*en jaune et vert*). *À dr. :* image de l'étoile guide intégrée sur le temps de pose.

construction de la PSF — p.ex. turbulences atmosphériques, aberrations optiques du télescope — avait été initiée lors de la thèse de Rigaudier (2009), mais sans être couronnée de succès. Notre approche pragmatique, focalisée sur l'efficacité, s'avère finalement donner de bons résultats en captant l'essentiel des comportements physiques.

4.2.1.1 Distribution azimutale

Puisque la PSF est typiquement de forme elliptique, il est naturel de se placer dans les coordonnées appropriées et de définir un rayon elliptique autour de la position $(x_\star,y_\star)$ de la source par :

$$r^2(x,y) \triangleq (x-x_\star)^2 + \epsilon \times (y-y_\star)^2 + 2\zeta \times (x-x_\star)(y-y_\star), \tag{4.3}$$

où ϵ et ζ sont directement reliés à l'aplatissement et à l'orientation de l'ellipse. Tous les paramètres sont *a priori* chromatiques, mais la dépendance en longueur d'onde de ϵ et de ζ s'avère faible (Fig. 4.8).

Cette expression a été choisie pour sa linéarité en les paramètres ϵ et ζ. Elle peut cependant être réécrite comme le premier terme symétrique d'un développement harmonique, et pourrait donc être complétée par des termes d'ordre supérieur prenant en compte des déformations plus complexes de la PSF, telles que parfois observées.

4.2.1.2 Profil radial *ad hoc*

Encore une fois, notre démarche est dictée par une recherche d'efficacité pragmatique : nous avons envisagé dans un premier temps une forme analytique simple, décrivant « raisonnablement » les PSF observées dans la plus large gamme possible de condition atmosphérique (*seeing*), d'observation (focalisation du télescope, imperfection du guidage), tout en gardant un nombre minimal de paramètres libres. L'objectif est en particulier de modéliser de manière identique la PSF des étoiles standards et celle des SNe, malgré des S/B très différents, afin de ne pas introduire de biais d'extraction lié à l'intensité de la source.

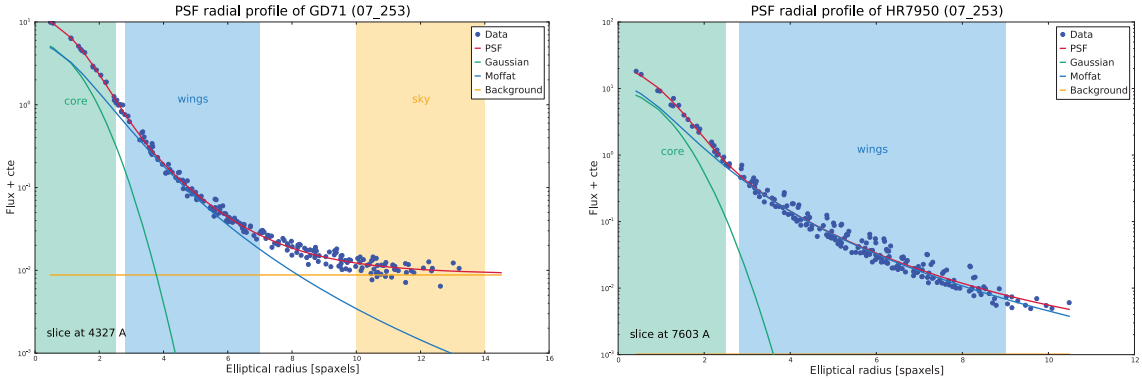


FIGURE 4.3 – La répartition radiale du flux d'une source ponctuelle (*points bleus*) est ajustée par le modèle *ad hoc* de PSF (*ligne rouge*) à deux composantes : une Gaussienne pour le cœur (*vert*), un profil Moffat pour les ailes (*bleu*). *À g. :* pose longue ($T > 10$ s), nécessitant l'ajout d'un fond de ciel (*orange*) ; *à dr. :* pose courte ($T < 10$ s). Figures extraites de Buton (2009).

Comme expliqué dans Buton (2009), nous avons utilisé une décomposition du profil radial en deux composantes :

$$\mathcal{P}(r) = I \times [\eta\,\mathcal{G}(r) + \mathcal{M}(r)] \tag{4.4a}$$

$$\text{avec} \quad \mathcal{G}(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \tag{4.4b}$$

$$\text{et} \quad \mathcal{M}(r) = \left[1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2\right]^{-\beta}. \tag{4.4c}$$

La gaussienne $\mathcal{G}$ doit permettre de modéliser le cœur de la PSF, tandis que la fonction de Moffat $\mathcal{M}$ en décrit les ailes (Racine, 1996; Trujillo et coll., 2001, voir Fig. 4.3,).

Les différents paramètres de l'Éq. (4.4) sont *a priori* indépendants les uns des autres, et fonction de la longueur d'onde, ce qui conduit non seulement à un grand nombre de paramètres libres, mais aussi à des profils non pertinents. Nous avons donc choisi « d'entraîner » notre modèle sur une large collection de cubes d'étoiles standards en imposant des corrélations entre ces paramètres (voir Buton, 2009, pour plus de détails). En pratique :

- les paramètres β, σ et η sont exprimés comme fonctions linéaires du paramètre α, indépendantes dans un premier temps de la longueur d'onde ;
- les modélisations des PSF à court temps de pose (typiquement moins de 10 s, concernant exclusivement les étoiles standards les plus brillantes) et à long temps de pose conduisent à des corrélations légèrement différentes, probablement parce que le *seeing* n'est pas encore totalement figé dans les poses les plus courtes ;
- la dépendance chromatique de α est modélisée par un polynôme du second ordre en longueur d'onde (Fig. 4.8).

Nous aboutissons finalement, pour les poses courtes d'une part et pour les poses longues d'autre part, à un profil radial analytique (Fig. 4.3) ne dépendant de la longueur d'onde qu'à travers l'unique paramètre de forme α.

4.2.1.3 Modèle physique du profil radial

J'explore dans cette section une nouvelle modélisation du profil radial de la PSF sur la base de considérations physiques (p.ex. Racine, 1996). Ma proposition se veut encore une fois empirique, et vise juste à remplacer le profil radial *ad hoc* précédent par un profil plus justifié physiquement. Je n'aborde pas dans cette étude préliminaire les dépendances en longueur d'onde.

La théorie standard des images à pose longue limitées par le *seeing* est basée sur le modèle de turbulence de Kolmogorov (Fried, 1966; Roddier, 1981; Racine, 1996; Tokovinin, 2002). Dans le cas des grands télescopes ($D \gg r_0$), elle relie :

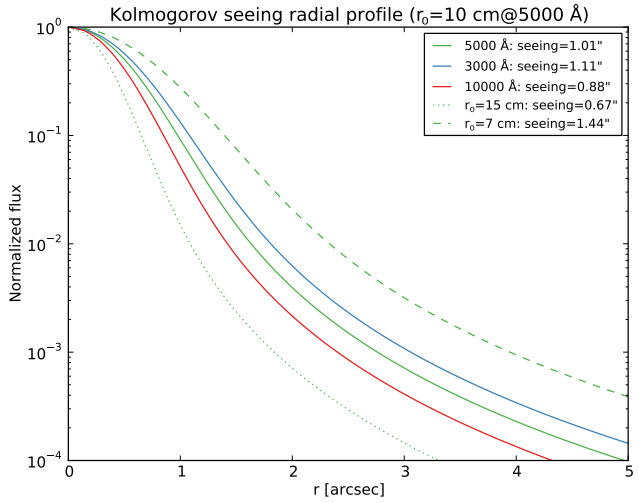


FIGURE 4.4 – Profil radial de la PSF atmosphérique de Kolmogorov ($n = 5/3$) pour $r_0 = 10$ cm à 5000 Å (*en vert*), correspondant à un *seeing* moyen de $\sim 1''$ (FWHM) à 5000 Å ($1''.1$ à 3000 Å, *en bleu* et $0''.9$ à 1 μm, *en rouge*). Un bon *seeing* de $\sim 0''.7$ (*pointillés*) est obtenu pour $r_0 = 15$ cm, tandis que $r_0 = 7$ cm correspond à un relativement mauvais *seeing* de $\sim 1''.4$ (*tiretés*).

– le paramètre de Fried r_0, c.-à-d. l'échelle interne de cohérence, elle même liée à la distribution statistique des turbulences atmosphérique ;
– la fonction de structure de phase, avec un exposant $n = 5/3$ caractéristique de l'invariance d'échelle de la théorie de Kolmogorov :

$$D_\phi^K(\boldsymbol{r}) = 2\left[\frac{24}{5}\Gamma\left(\frac{6}{5}\right)\right]^{5/6} \times \left(\frac{\boldsymbol{r}}{r_0}\right)^{5/3}; \tag{4.5}$$

– la fonction de transfert optique du télescope :

$$T_o(\boldsymbol{f}) = \exp\left(-\frac{1}{2}D_\phi(\lambda\boldsymbol{f})\right); \tag{4.6}$$

– la PSF atmosphérique, réponse impulsionnelle, est obtenue par transformée de Fourier (TF) de la fonction de transfert :

$$\mathcal{P}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{TF}(T_o)(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint T_o(\boldsymbol{f})e^{-i2\pi\boldsymbol{f}\cdot\boldsymbol{r}}\mathrm{d}\boldsymbol{f}. \tag{4.7}$$

Il n'existe pas dans le cas général d'expression analytique de $\mathcal{P}(\boldsymbol{r})$. Cependant, dans le cas d'une symétrie cylindrique, le profil *radial* $\mathcal{P}(r)$ de la PSF atmosphérique s'exprime comme la transformée de Hankel d'ordre 0 de la composante radiale de la fonction de transfert optique du télescope :

$$\mathcal{P}(r) = \mathrm{TH}_0(T_o)(r) = \int_0^\infty T_o(k)J_0(kr)r\,\mathrm{d}r, \tag{4.8}$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. Cette expression permet de calculer $\mathcal{P}(r)$ plus efficacement qu'une transformée de Fourier 2D.

Le profil radial $\mathcal{P}(r)$ de la PSF dans le cadre du modèle de turbulence de Kolmogorov est représenté Fig. 4.4 pour différents paramètres de Fried caractéristiques ($r_0 = 10$ cm à $\lambda = 5000$ Å correspond à un *seeing* de $\sim 1''$ FWHM). La comparaison aux profils radiaux des PSF *ad hoc* (Fig. 4.5) et aux profils observés (Fig. 4.6) montre que les ailes du modèle de Kolmogorov ne sont pas assez intenses.

Il est possible de compléter le modèle de turbulence de Kolmogorov par l'introduction d'une échelle externe L_0 de cohérence spatiale : il s'agit alors du modèle de von Kármán (Tokovinin, 2002; Conan, 2000). Cependant, cette modification influe sur la partie la plus centrale de la PSF, et concerne les mesures à haute résolution spatiale obtenues avec des télescopes de grand diamètre.

Je préfère ici envisager une généralisation empirique du profil de Kolmogorov en « libérant » l'exposant $n = 5/3$ de l'Éq. (4.5) et les constantes qui y sont associées :

$$\log T_o^n(\boldsymbol{f}) = -\left[\frac{8}{n}\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)\right]^{n/2}\left(\frac{\lambda\boldsymbol{f}}{r_0}\right)^n. \tag{4.9}$$

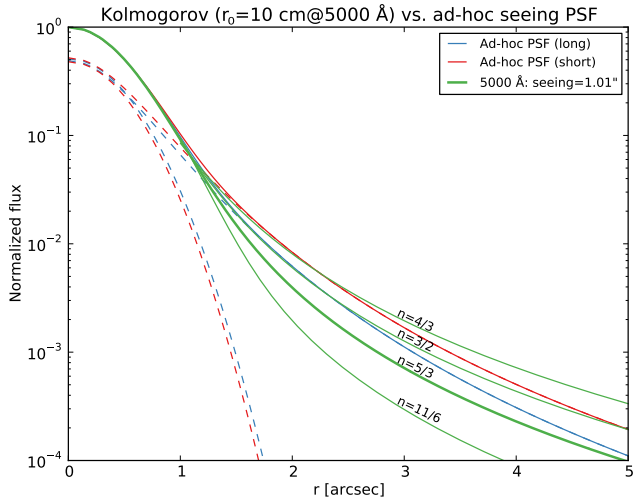


FIGURE 4.5 – Comparaison des profils radiaux à 5000 Å (pour un *seeing* moyen de 1″) des PSF atmosphériques *ad hoc* longue (*en bleu*) et courte (*en rouge*) poses (les composantes individuelles Gaussienne + Moffat sont *en tiretés*), et de la PSF de Kolmogorov ($n = 5/3$, *en vert épais*). Les profils résultants d'une variation de l'indice n sont tracés *en vert fin*.

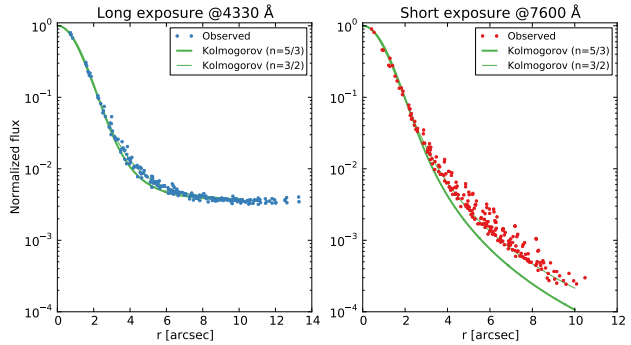


FIGURE 4.6 – Exemples observés (*points*) de profil radial de la PSF atmosphérique, à 4330 Å pose longue (GD71, $T_{\rm exp}$ = 600 s, *à g.*) et à 7600 Å pose courte (HR7950, $T_{\rm exp}$ = 1 s, *à dr.*) ; comparé au profil radial de la PSF de Kolmogorov ($n = 5/3$ *trait vert épais*). Notez que, dans les deux cas, les ailes de la PSF observée correspondent plutôt à un indice de $n \sim 3/2$ (*trait vert fin*).

L'effet de la variation régulière de l'indice n est présenté Fig. 4.5. Dans une étude très préliminaire (Fig. 4.6), il semble qu'à l'indice $n = 5/3$ prédit par la théorie de Kolmogorov, la PSF atmosphérique est plus fidèlement décrite par un indice $n = 3/2$.

Une étude plus poussée est encore nécessaire pour proposer, à partir de ces premières considérations, une modélisation aboutie du profil radial de la PSF adaptée aux observations IFS, en particulier dans ses aspects chromatiques. Les données SNIFS sont naturellement les plus à même de contraindre efficacement la construction de ce modèle, dans une large gamme de longueur d'onde, de conditions de *seeing* et de temps d'exposition. Toute entreprise sérieuse de spectro-photométrie de précision ou de IFS en champ encombré (*crowded field*) nécessitera à terme un tel modèle (p.ex. Kamann et coll., 2013).

4.2.2 Ajustement des paramètres de forme de la PSF

Le modèle spectro-spatial final de la PSF atmosphérique utilisé dans le cadre de la photométrie de PSF de SNIFS s'appuie sur le profil radial analytique *ad hoc* décrit Sect. 4.2.1.2. En pratique, il compte neuf paramètres libres $\mathbf{p} = p_1, \ldots, p_9$ (voir Sect. 4.3 pour le modèle d'ADR) :

- les paramètres achromatiques δ et θ de l'ADR ;
- les coordonnées x_0,y_0 de référence à 5000 Å de la source dans le champ de l'IFS ;
- les paramètres ϵ et ζ du rayon elliptique, dont on a négligé la dépendance chromatiques ;
- les trois coefficients du polynôme du 2$^{\rm e}$ ordre décrivant l'évolution avec la longueur d'onde de l'unique paramètre α du profil radial.

Pour des raisons statistiques et numériques, ces paramètres ne sont pas directement ajustés sur les cubes initiaux (avec ~ 800 tranches de longueur d'onde en B, et ~ 1700 en R), mais sur une version rééchantillonnée en longueur d'onde, comptant un nombre restreint de 12 « méta-tranches » (de ~ 150 Å d'épaisseur pour la voie B et de ~ 400 Å en R). En outre, puisque la PSF atmosphérique est généralement

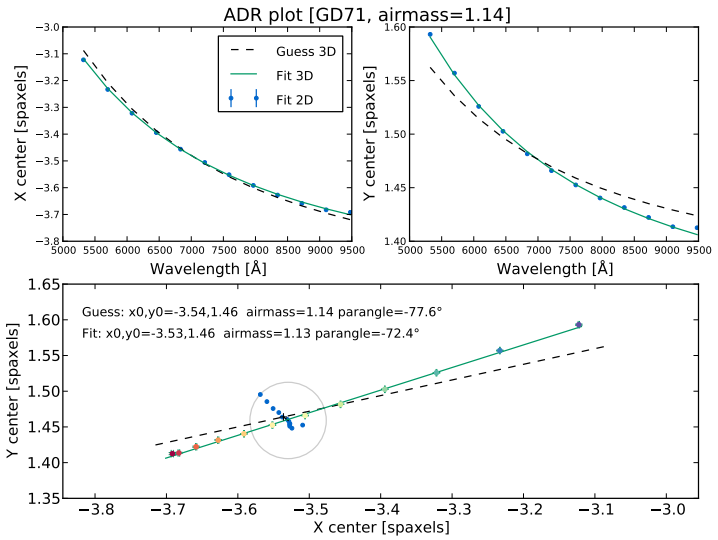


FIGURE 4.7 – Modélisation de l'ADR (voir Sect. 4.3), fonction de la masse d'air, de l'angle parallactique et de la position de référence à 5000 Å. *En b. :* les positions du centroïde (x,y) dans les méta-tranches λ_i (*points colorés*) sont ajustées par un modèle effectif (*ligne verte*). On remarque que même après correction de l'ADR chromatique (*points bleus*), les centroïdes ne sont pas confondus, du fait de l'ADR *temporelle* (Sect. 4.3 et Fig. 4.13) dont on n'a pas tenu compte ici. *En h. :* évolution chromatique de la position du centroïde dans le champ de vue.

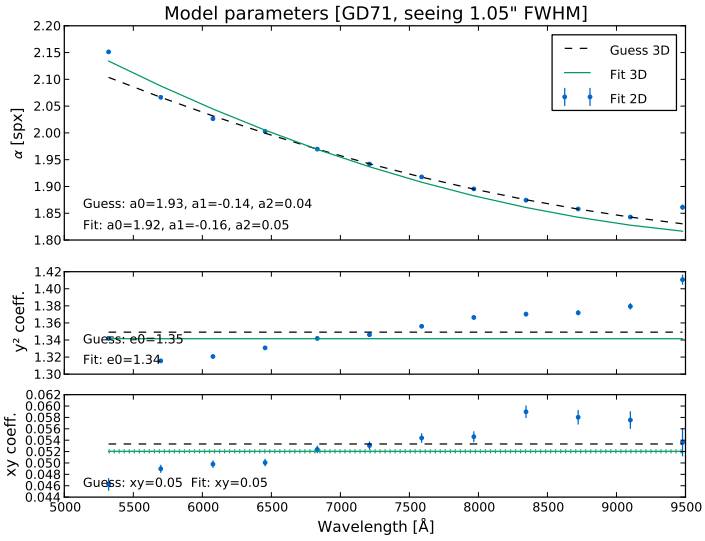


FIGURE 4.8 – Modélisation des paramètres de la PSF (pose longue, voie R) : le paramètre $\alpha(\lambda)$ modélisé par un polynôme du 2e ordre en longueur d'onde (*en h.*), les paramètres ϵ (*au m.*) et ζ (*en b.*) décrivant le rayon elliptique et dont on a négligé la variation chromatique.

bien échantillonée par la MLA — le *seeing* médian est de 1″1 pour un échantillonage de 0″43 —, nous approximons la valeur moyenne de la PSF sur le spaxel par sa valeur en son centre.

Les paramètres $\mathbf{p}$ sont déterminés au cours d'un ajustement 3D par minimisation du χ^2 entre les observations — la distribution du flux dans les 225 spx de chacune des 12 méta-tranches — et le modèle de PSF $\mathcal{P}_\mathbf{p}(x,y,\lambda)$ décrit précédemment. L'ajustement inclut également des paramètres de nuisance, tels que l'intensité de la PSF ou du fond de ciel dans les méta-tranches, sans intérêt pour la suite. Pour illustrer la méthode, les Fig. 4.7 à 4.9 correspondent à la procédure d'ajustement de la PSF sur une étoile standard (GD71), pose longue (600 s), voie R. La Fig. 4.10 présente la matrice de corrélation entre les paramètres ajustés, qui sera nécessaire par la suite (Sect. A.2.2).

4.2.3 Extraction du spectre de la source ponctuelle

Nous supposons maintenant déterminé le modèle spectro-spatial $\mathcal{P}_\mathbf{p}(x,y,\lambda)$, donnant l'intensité relative de la PSF à la longueur d'onde λ en la position (x,y) du spaxel i en fonction des paramètres de forme $\mathbf{p}$. La composante spatiale de cette fonction est supposée normalisée de sorte que :

$$\iint \mathcal{P}_\mathbf{p}(x,y,\lambda)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y = 1. \tag{4.10}$$

Il s'agit dorénavant d'ajuster l'*intensité* de cette PSF sur l'image de la source ponctuelle pour chacune des tranches (*slices*) en longueur d'onde du cube, afin de déterminer le spectre $S(\lambda)$ de cette source ponctuelle

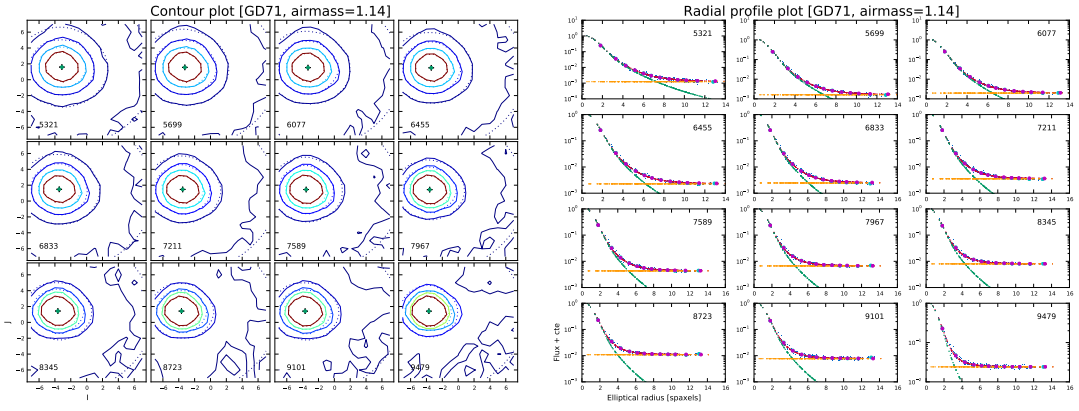


FIGURE 4.9 – Visualisation de l'ajustement de la PSF (pose longue, voie R) dans les différentes méta-tranches, *à g.* dans le plan du ciel (observations en *traits pleins*, modèle en *pointillés*) et *à dr.* en fonction du rayon elliptique (la courbe *magenta* correspond au profil ajusté — PSF + fond de ciel — sur le profil observé, *points bleus*).

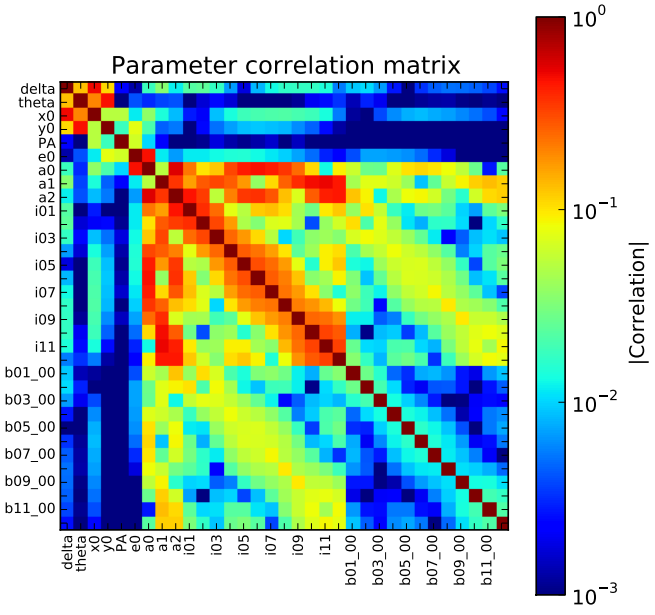


FIGURE 4.10 – Matrice de corrélation des paramètres de la PSF : δ et θ sont les paramètres de l'ADR (Sect. 4.3), (x_0,y_0) la position de référence à 5000 Å, ζ (noté « PA ») et ϵ les paramètres du rayon elliptique (Sect. 4.2.1.1), a_i les coefficients de l'expansion polynomiale de $\alpha(\lambda)$ (Sect. 4.2.1.2), et i_i (resp. b_i) les intensités de l'ajustement de la PSF (resp. du fond de ciel) dans les méta-tranches en longueur d'onde. Comme attendu, les corrélations les plus fortes interviennent entre la norme (i_i) et la largeur (α) de la PSF.

(photométrie de PSF), ainsi que, p.ex. le spectre du fond constant (ciel) et autres composantes diffuses d'ordre plus élevé. Dans notre cas, l'ajustement est réalisé par une méthode de moindres carrés linéaire généralisée, dont je rappelle les principes dans l'Annexe A. Je prends surtout soin de détailler le calcul des propriétés statistiques du spectre extrait, liées non seulement au bruit du signal incident, mais également aux erreurs de modélisation de la PSF.

Deux exemples de spectres extraits, ainsi que les variances associées et les matrices de corrélation $\mathrm{Cor}(\lambda_1,\lambda_2) \triangleq \mathrm{Cov}(\lambda_1,\lambda_2)/(\sigma(\lambda_1)\sigma(\lambda_2))$, sont présentés Fig. 4.11. La corrélation chromatique ne dépasse que rarement 10^{-4}, mais porte sur tout le domaine spectral : la modélisation de la PSF nécessaire à la photométrie de PSF corrèle l'ensemble du spectre. Cet aspect est un des problèmes majeurs de cette technique, s'il n'est pas correctement pris en compte dans l'analyse ultérieure des spectres, p.ex. dans le calcul de la photométrie synthétique (voir Sect. 7.1).

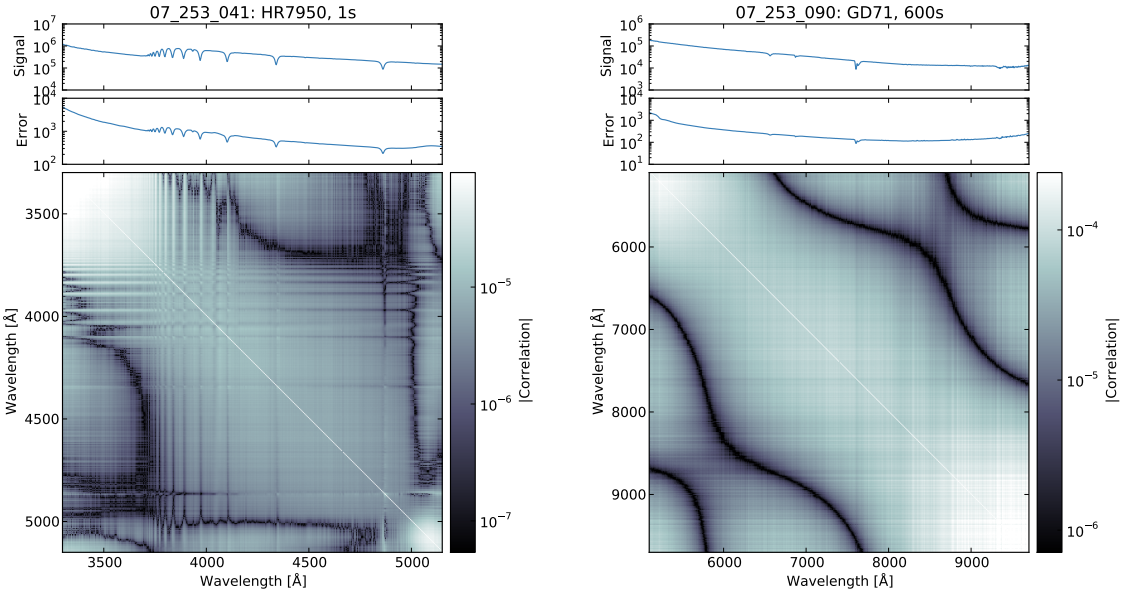


FIGURE 4.11 – Signal $S(\lambda)$ de la source ponctuelle (*en h.*), son erreur standard $\sigma(\lambda)$ (*au m.*) et sa matrice de corrélation $\mathrm{Cor}(\lambda_1,\lambda_2)$, pour une pose courte voie B (*à g.*) et pour un spectre pose longue voie R (*à dr.*). Pour la voie R, la matrice de covariance des paramètres $\mathrm{Cov}(\mathbf{p})$ est celle présentée Fig. 4.10.

4.2.4 Tests de performance

La discussion que nous pouvons avoir sur la validité de l'approche utilisée — minimisation d'un χ^2 — est similaire à celle développée Sect. 3.2.2 à propos de l'extraction des spectres du cube à partir de la pose CCD compte tenu d'un profil spectral transverse. Encore une fois, le χ^2 n'est strictement valable, au sens du maximum de vraisemblance, que dans le cas d'une distribution gaussienne des erreurs, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour les poses à très bas flux. Une extraction par moindre carrés est sous-optimale à haut signal (le bruit du spectre extrait est plus grand), mais éventuellement moins biaisée à bas signal.

Des tests de performance de la procédure de spectro-photométrie de PSF ont été conduits par Kerschhaggl et coll. (2011) à travers une série de simulations Monte-Carlo des cubes. Les principales conclusions en sont :

- La procédure mise en œuvre fournit une précision en flux supérieure au pourcent pour des rapports source/fond de ciel > 10, ce qui est le cas de toutes les observations de SN, et *a fortiori* d'étoiles standards (mais ce n'est pas nécessairement vrai dans les observations de test à très bas flux) ;
- Les paramètres de la PSF les plus influents sur l'extraction du flux sont les paramètres α puis ϵ (ellipticité) ;
- L'utilisation d'un ajustement par minimisation du χ^2 y compris dans le cas de poses à très faible S/B (où la normalité des erreurs n'est plus assurée) peut induire un biais d'extraction du flux de 1,5 %, essentiellement lié aux biais dans l'estimation des paramètres de la PSF ;
- La présence dans le cube d'un signal résiduel, à hauteur de 0,1 e^-/px, issu de la mauvaise soustraction du fond de lumière diffuse sur le CCD (Sect. 3.1.2) n'altère pas significativement la précision de l'extraction.

Par ailleurs, Buton (2009) a estimé la précision de la spectro-photométrie de PSF en comparant le flux extrait par cette méthode à celui obtenu plus directement par spectro-photométrie d'ouverture (Éq. 4.1). Il a pour cela choisi un ensemble d'étoiles standards bien centrées et observées dans de bonnes conditions (*seeing* $< 1''$, masse d'air $X < 1{,}2$), afin de minimiser les corrections d'ouverture, c.-à-d. l'estimation de flux se trouvant à l'extérieur de l'ouverture (calculée à partir du modèle de PSF). Les résultats de cette analyse (Table 4.1) démontrent une précision de la méthode de l'ordre de 0,2 % (B et R) pour les poses

TABLE 4.1 – Estimation de l'erreur d'extraction de PSF (moyenne ± écart type), calculée comme (PSF − ouverture)/ouverture.

	B	R
Poses longues	$+0{,}3 \pm 0{,}6$ %	$-0{,}2 \pm 0{,}7$ %
Poses courtes	$+0{,}9 \pm 1{,}1$ %	$+0{,}2 \pm 1{,}5$ %

longues. La précision pour les poses courtes ($T \gtrsim 1$ s) est légèrement moins bonne, particulièrement en B, du fait d'un *seeing* moins figé pour lequel le modèle analytique est moins adapté.

4.3 Réfraction atmosphérique différentielle

4.3.1 La réfraction atmosphérique

La réfraction atmosphérique, liée à l'indice de réfraction de l'atmosphère agissant comme un prisme, induit une courbure des rayons lumineux lors de la propagation à travers les couches atmosphériques. L'image est alors décalée de sa position d'origine (x_0,y_0) vers le zénith d'un angle lié à l'indice de réfraction n de l'atmosphère et à la masse d'air traversée X. Dans les coordonnées angulaires usuelles ($x > 0$ vers l'ouest, $y > 0$ vers le nord) :

$$x = x_0 - R\sin(\eta) \tag{4.11a}$$
$$y = y_0 + R\cos(\eta), \tag{4.11b}$$

L'angle parallactique η, défini Fig. 4.12, est calculé à partir de :

$$\sin\eta = \frac{\sin h\cos\phi}{\sin d_z}, \tag{4.12a}$$
$$\cos\eta = \frac{\cos\delta\sin\phi - \cos\phi\sin\delta\cos h}{\sin d_z}, \tag{4.12b}$$

où h, d_z et δ désignent respectivement l'angle horaire, la distance zénithale et la déclinaison de la cible, et ϕ la latitude du site (19,8231° pour UH88, Table 2.1).

L'amplitude R de la réfraction est reliée, dans l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle valide dans les conditions normales d'observations ($X < 5$), à la distance zénithale d_z et à l'indice n (Roe, 2002) :

$$R = \left(\frac{n^2-1}{2n^2}\right)\tan d_z \tag{4.13}$$
$$\text{avec} \quad \cos d_z = \sin\delta\sin\phi + \cos\phi\cos\delta\cos h \tag{4.14}$$
$$\text{et} \quad X = 1/\cos d_z. \tag{4.15}$$

Au premier ordre, la réfraction atmosphérique moyenne est prise en compte en interne par le système de contrôle du télescope. Seules les réfractions atmosphériques *différentielles* (ADR), liées aux *variations* de l'effet de réfraction avec différentes données, affectent les observations :

Chromatique, du fait de la dépendance chromatique de l'indice de réfraction, $n(\lambda)$: la position de la source dépend de la longueur d'onde ;

Temporelle, liée à l'évolution temporelle de la géométrie du problème ($\eta(t)$ et $X(t)$) durant le temps de pose fini : la position instantanée de la source dépend du temps ;

Spatiale, due à la variation de masse d'air $X(x,y)$ dans le champ de vue de taille finie.

Dans le cas des observations SNIFS, caractérisées par une large bande spectrale et des temps de pose typiquement inférieurs à 30 min, le terme dominant est l'ADR chromatique (Fig. 4.13), que nous chercherons donc à modéliser. Le terme temporel, bien que perceptible (sous la forme d'un léger flou de mouvement, Fig. 4.13), est un terme du second ordre que nous n'avons pas cherché à modéliser. Le terme spatial, important pour les sondages astrométriques à grand champ (p.ex. Roe, 2002), est totalement négligeable dans le cas de SNIFS.

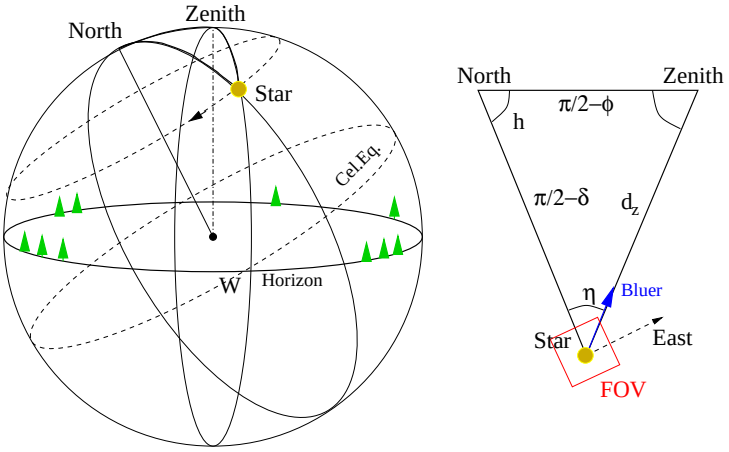


FIGURE 4.12 – Définition de l'angle parallactique η.

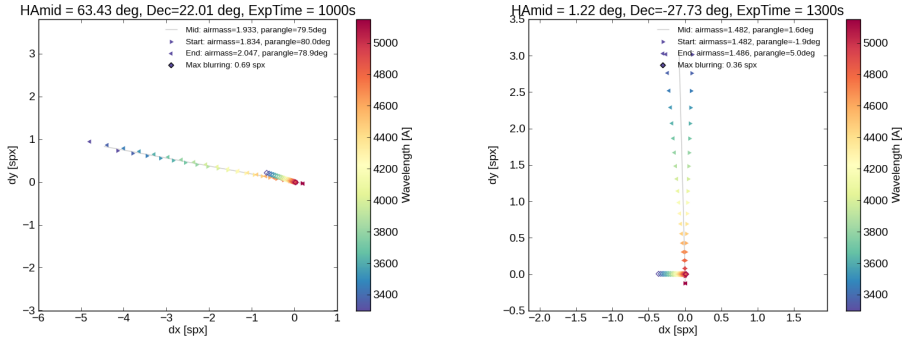


FIGURE 4.13 – Effets extrêmes de la réfraction atmosphérique différentielle. *À g. :* $\delta = 22{,}0°$, $h_i = 4{,}1$ h, $T = 1000$ s, *à dr. :* $\delta = -27{,}7°$, $h_m = 0{,}08$ h, $T = 1300$ s. Les ▶ (resp. ◀) représentent le centroïde de la source à différentes longueurs d'onde au début (resp. à la fin) de la pose, tandis que les ⋄ désignent les positions de référence après correction de l'ADR chromatique à chaque longueur d'onde. L'effet de l'ADR temporelle est alors clairement visible bien que faible.

4.3.2 Modélisation de l'ADR chromatique

L'impact de l'ADR (sous-entendue chromatique) en spectroscopie a déjà largement été étudié (p.ex. Filippenko, 1982; Cohen & Cromer, 1988), y compris son influence spécifique dans les observations 3D (Cohen & Cromer, 1988; Cuby et coll., 1998; Arribas et coll., 1999).

Je décris ici le modèle que nous avons utilisé dans le cadre de la spectro-photométrie de PSF introduite précédemment. En reprenant l'Éq. (4.11), et en introduisant un changement de notation malheureux [1], nous écrivons pour x (l'expression en y est similaire) :

$$x(\lambda) = x_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{n^2(\lambda)} - \frac{1}{n^2(\lambda_0)}\right) \times \delta \sin(\theta) \tag{4.16a}$$

$$\simeq x_0 - (n(\lambda) - n(\lambda_0)) \times \delta \sin(\theta) \quad \text{pour} \quad n - 1 \ll 1 \tag{4.16b}$$

En pratique, sous l'hypothèse d'un indice $n(\lambda)$ connu, ces équations permettent de déterminer, à partir de l'évolution chromatique $x(\lambda)$,$y(\lambda)$ du centroïde de la source ponctuelle dans le champ (Fig. 4.13), les deux paramètres effectifs de l'ADR — son amplitude $\delta \equiv \tan d_z$ et son orientation $\theta \equiv \eta$ — ainsi que la position de référence (x_0,y_0) à une longueur d'onde $\lambda_0 = 5000$ Å. Il est important de noter que les paramètres de l'ADR δ et θ sont considérés comme libres, et peuvent prendre des valeurs légèrement différentes des paramètres attendus.

1. δ ne représente plus ici la déclinaison, mais l'*amplitude* de l'ADR.

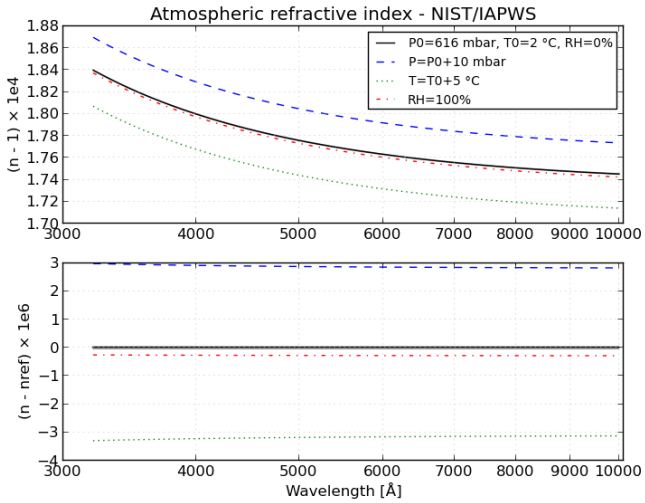


FIGURE 4.14 – Variabilité de l'indice de réfraction de Edlén (1966) via Stone & Zimmerman (2011) autour des conditions caractéristiques du Mauna Kea (P_0 = 616 mbar, T_0 = 2 °C, pas d'humidité ni de CO_2, *ligne noire*, utilisée comme référence) : $P = P_0 + 10$ mbar (*tirets bleus*), $T = T_0 + 5$ °C (*pointillés verts*) et humidité relative de 100 % (*courbe rouge*).

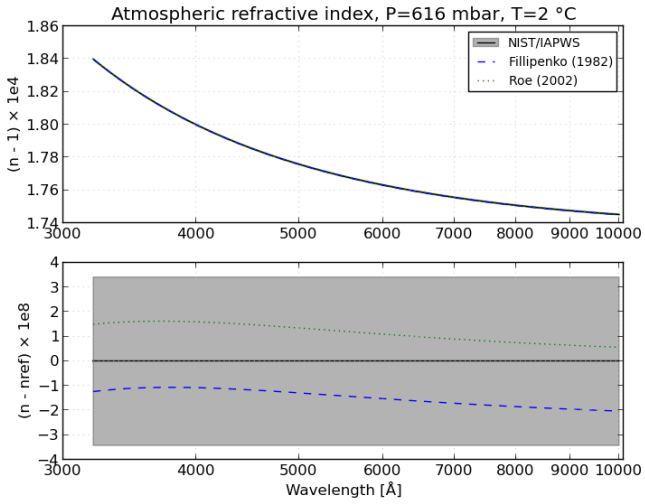


FIGURE 4.15 – Comparaison de différentes modélisations de l'indice de réfraction dans les conditions caractéristiques du Mauna Kea (P_0 = 616 mbar, T_0 = 2 °C, pas d'humidité ni de CO_2) : Edlén (1966) via Stone & Zimmerman (2011) (*ligne noire*, utilisée comme référence), Filippenko (1982) (*tirets bleus*) et Roe (2002) (*pointillés verts*). La bande grisée correspond à l'erreur associée au modèle de référence.

4.3.3 Indice de réfraction atmosphérique

L'indice de réfraction atmosphérique n dépend non seulement de λ, mais également des conditions atmosphériques, essentiellement la pression P et la température T (Fig. 4.14), mais également à un niveau plus faible, l'humidité relative et la pression partielle en CO_2, dont nous avons négligée l'influence (marginale compte tenu de notre relativement faible résolution spectrale).

Plusieurs expressions ont été proposées dans la littérature (p.ex. Peck & Reeder, 1972; Filippenko, 1982; Roe, 2002). Nous avons choisi la formule de Edlén (1966) corrigée par Stone & Zimmerman (2011), mais toutes s'avèrent compatibles aux erreurs de mesure près (Fig. 4.15).

4.3.4 Étalonnage astrométrique des voies spectroscopiques

Le premier étalonnage astrométrique des voies spectroscopiques de SNIFS a été réalisé par C. Buton (alors en stage de M1, 2005) à partir de l'observation d'une étoile double dans M 92 (`04_172_093`) et de VYS6 (`05_049_023`), avec les résultats suivants :

Échelle spatiale : $0\farcs431 \pm 0\farcs006$ spx^{-1} (moyenne sur les deux voies B et R),

Rotation *R*–*B* : $4{,}2 \pm 1{,}4°$.

Cependant, ces mesures sont peu précises, et demandent des observations dédiées d'objets particuliers.

TABLE 4.2 – Caractéristiques astrométriques des voies spectroscopiques.

	B	R
Échelle [″/spx]	$0{,}4254 \pm 0{,}0003$	$0{,}4244 \pm 0{,}0005$
Échelle moyenne	$0{,}4251 \pm 0{,}0003$	
Angle/nord [°]	$2{,}63 \pm 0{,}03$	$5{,}02 \pm 0{,}04$
	$R - B$	
$\mathrm{d}x \times \mathrm{d}y$ [spx]	$+0{,}814 \pm 0{,}002 \times -0{,}281 \pm 0{,}001$	

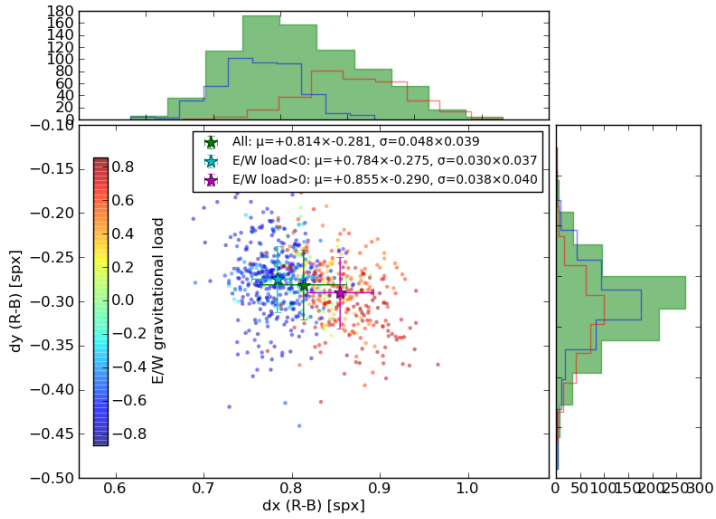


FIGURE 4.16 – Décalages astrométriques entre les voies R et B (en spx), mesurés sur une sélection de 761 étoiles de référence observées simultanément dans les deux voies ($1{,}3 < X < 2{,}1$, seeing $< 2''$).

Il s'avère en fait plus pertinent d'utiliser l'ADR directement comme instrument de mesure astrométrique. Puisque l'indice de réfraction n est bien connu, la comparaison des observations avec les prédictions du modèle d'ADR doit permettre de remonter aux quantités astrométriques :

- échelle spatiale (″/spx) des voies B et R ;
- rotation des deux voies par rapport au nord ;
- décalage entre les positions de référence (exprimées à la même longueur d'onde) dans les deux voies ;

Les résultats de cette analyse sont donnés dans la Table 4.2.

La Fig. 4.16 montre le décalage $R - B$ des positions de référence x_0,y_0 à 5000 Å déterminées sur un ensemble d'étoiles de référence. En moyenne, $(\mathrm{d}x,\mathrm{d}y) = (+0{,}814,\ -0{,}281) \pm (0{,}048,\ 0{,}039)$ spx (moyenne ± écart type). Il apparaît cependant que ce décalage n'est pas constant, mais corrélé à la *charge gravitationnelle* γ, décrivant l'impact du poids sur les déformations de l'instrument. γ se décompose selon les directions E/W (Est-Ouest) et N/S (Nord-Sud) :

$$\gamma_{\mathrm{E/W}} = \sin A \times \cos a \tag{4.17a}$$

$$\gamma_{\mathrm{N/S}} = \cos A \times \cos a \tag{4.17b}$$

où a désigne l'altitude et A l'azimut du télescope.

La Fig. 4.16 indique que le désalignement des voies spectroscopiques dépend essentiellement de $\gamma_{\mathrm{E/W}}$, avec un impact majeur en x, jusqu'à 0,1 spx (Table 4.3). L'impact des flexions de l'instrument est également visible, dans une moindre mesure, sur les paramètres ajustés de l'ADR (Fig. 4.17).

En théorie, il pourrait être intéressant, lors de la spectro-photométrie de PSF, de contraindre le décalage entre les deux voies spectrographiques dans le cas de sources faibles (typiquement les SNe) : le centroïde est généralement mieux mesuré dans la voie R que dans la voie B, où la transmission est plus faible et le S/B moindre. En pratique néanmoins, cela suppose une meilleure compréhension des effets de flexion à l'œuvre dans l'instrument.

TABLE 4.3 – Décalage astrométrique moyen $R - B$ des voies spectroscopiques, en fonction de la charge gravitationnelle $\gamma_{E/W}$.

Décalage [spx]	$\langle dx \rangle$	$\langle dy \rangle$	σ_{dx}	σ_{dy}
Total	+0,814	−0,281	0,048	0,039
$\gamma_{E/W} < 0$	+0,784	−0,275	0,030	0,037
$\gamma_{E/W} > 0$	+0,855	−0,290	0,038	0,040

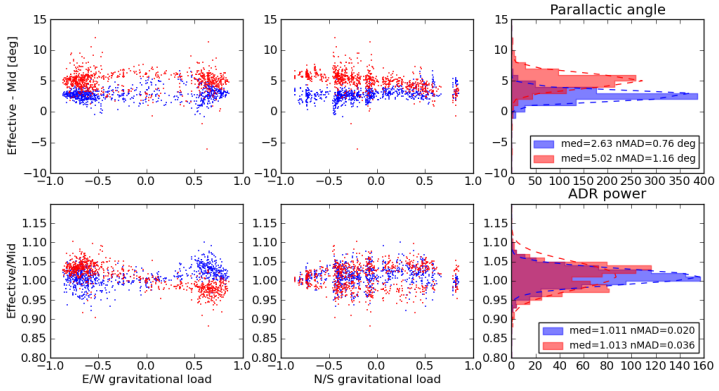


FIGURE 4.17 – Distribution des caractéristiques astrométriques des voies spectroscopiques, mesurées sur une sélection de 761 étoiles de référence observées simultanément dans les deux voies ($1{,}3 < X < 2{,}1$, seeing $< 2''$).

Bibliographie

Arribas, S. et coll. (1999). *Differential atmospheric refraction in integral-field spectroscopy : Effects and correction. Atmospheric refraction in IFS. A&AS*, **136**, 189. 58

Becker, A.C. et coll. (2007). *In Pursuit of LSST Science Requirements : A Comparison of Photometry Algorithms. PASP*, **119**, 1462. 49

Becker, T., Fabrika, S. & Roth, M.M. (2004). *Crowded field 3D spectroscopy. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 155. 47

Blanc, N. (2006). *Extraction d'étoiles standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.) & E. Gangler (co-dir.). 49

Bongard, S. et coll. (2011). *3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data. MNRAS*, **418**, 258. 48

Buton, C. (2009). *Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.), Y. Copin (co-dir.). 49, 51, 56

Cohen, J.G. & Cromer, J. (1988). *Atmospheric refraction effects on the Norris and Keck multiobject spectrographs. PASP*, **100**, 1582. 58

Conan, R. (2000). *Modélisation des effets de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde pour l'observation à Haute Résolution Angulaire en Astronomie. Application à l'Optique Adaptative, à l'Interférométrie et aux Très Grands Télescopes.* Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia-Antipolis. 52

Cuby, J.G., Bottini, D. & Picat, J.P. (1998). *Handling atmospheric dispersion and differential refraction effects in large-field multiobject spectroscopic observations.* Dans *Optical Astronomical Instrumentation*, t. 3355 de *Proceedings of the SPIE*, p. 36–47. 58

Da Silva Pereira, R. (2008). *Nearby Supernova Factory : Étalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type Ia.* Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII. 47

Edlén, B. (1966). *The Refractive Index of Air. Metrologia*, **2**, 71. 59

Filippenko, A.V. (1982). *The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. PASP*, **94**, 715. 58, 59

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. 51

Gilles, S. (2006). *Spectrophotometrie des supernovae de type Ia : extraction des donnees de SNIFS et premiers resultats.* Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII. 49

Guy, J. et coll. (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. A&A*, **523**, 7. 47

Kamann, S., Wisotzki, L. & Roth, M.M. (2013). *Resolving stellar populations with crowded field 3D spectroscopy. A&A*, **549**, 71. 47, 49, 53

Kerschhaggl, M. et coll. (2011). *Monte Carlo studies on potential non-linearities in flux extraction using extract-star.* SNfactory technical report, Nearby Supernova Factory. 56

Peck, E.R. & Reeder, K. (1972). *Dispersion of Air. Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, **62**, 958. 59

Racine, R. (1996). *The Telescope Point Spread Function. PASP*, **108**, 699. 51

Rigaudier, G. (2009). *Spectrophotométrie des supernovae de type Ia avec le spectrographe SNIFS. Contribution à l'extraction des supernovae de la galaxie hôte.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. H. Courtois (dir.), É. Pécontal (co-dir.), non publiée. 48, 49, 50

Roddier, F. (1981). *V The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy.* Dans *Progress in Optics*, t. 19, p. 281–376 (Elsevier). 51

Roe, H.G. (2002). *Implications of Atmospheric Differential Refraction for Adaptive Optics Observations. PASP*, **114**, 450. 57, 59

Roth, M.M. et coll. (2004). *Spectrophotometry of Planetary Nebulae in the Bulge of M31. ApJ*, **603**, 531. 47

Stone, J.A. & Zimmerman, J.H. (2011). *Engineering Metrology Toolbox.* 59

Tokovinin, A. (2002). *From Differential Image Motion to Seeing. PASP*, **114**, 1156. 51, 52

Trujillo, I. et coll. (2001). *The effects of seeing on Sérsic profiles - II. The Moffat PSF. MNRAS*, **328**, 977. 51

Chapitre 5

Du spectre au flux

POUR CHAQUE observation par SNIFS d'une source ponctuelle, nous avons vu comment reconstruire un cube de données nettoyé de toute signature instrumentale, et en extraire le spectre de la source par spectro-photométrie de PSF. Cependant, en l'état, le flux du spectre reste dans des unités non physiques, des « pseudo [1] » ADU. La conversion du signal en unités physiques, p.ex. des $\mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,\AA^{-1}}$, est l'objet de l'étalonnage en flux.

Pour atteindre les objectifs d'une spectro-photométrie de précision, l'étalonnage en flux des observations SNIFS est particulièrement complexe (voir p.ex. Fig. 5.8), car elle doit combiner des informations très disparates, dont les poses photométriques et spectroscopiques de multiples objets observés dans des nuits différentes. En tant que responsable de cet étalonnage au sein de la collaboration SNfactory, je peux assurer que sa mise en place a été laborieuse, sans être encore totalement achevée. Je me suis beaucoup appuyé sur les travaux de thèse de Da Silva Pereira (2008) et de Buton (2009), vers qui je renvoie le lecteur avide de détails.

5.1 Principe de l'étalonnage en flux

Le spectre $S_i(\lambda, \hat{z}_i, t_i)$ (en $\mathrm{ADU\,s^{-1}\,px^{-1}}$) d'une source astronomique peut s'écrire :

$$S_i(\lambda, \hat{z}_i, t) = S_i^\star(\lambda, t) \times C(\lambda, t) \times T_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z}_i, t), \tag{5.1}$$

où

- $S_i^\star(\lambda, t)$ est le spectre intrinsèque de la source, généralement exprimé en $f_\lambda = \mathrm{erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ \AA^{-1}}$, tel qu'il serait observé au dessus de l'atmosphère,
- $T_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z}, t)$ est la transmission atmosphérique (sans dimension), dépendante du temps t et de la direction du pointé $\hat{z}$,
- $C(\lambda, t)$ est la *solution en flux* (dimensionnée), c.-à-d. la réponse combinée du télescope, de l'instrument et du détecteur, et incluant le facteur de conversion d'unités. Puisque les données ont précédemment été normalisées par un champ plat spécifique à chaque nuit (Sect. 3.3.2), nous ne nous intéressons qu'à des variations temporelles au sein d'une même nuit, au cours de laquelle la solution instrumentale est supposée stationnaire : $C(\lambda, t) = C(\lambda)$.

L'extinction atmosphérique $T_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z}_i, t)$ peut se décomposer en :

$$T_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z}_i, t) = \overline{T}_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z}_i) \times \delta T_i(\lambda, \hat{z}_i, t), \tag{5.2}$$

où la partie stationnaire $\overline{T}_{\mathrm{atm}}(\lambda, \hat{z})$ représente la transmission *moyenne* dans la direction $\hat{z}$, et $\delta T_i(\lambda, \hat{z}_i, t) \simeq 1$ décrit la *fluctuation* normalisée de transmission à l'instant t dans la direction $\hat{z}_i$ de la source. Par construction, $\langle \delta T_i \rangle_t = 1$.

Par définition, une nuit *photométrique* est une nuit pour laquelle tous les δT_i sont, aux erreurs de mesure près, compatibles avec l'unité, indépendamment de la longueur d'onde, de la direction et du

1. C.-à-d. des ADU renormalisés à de multiples reprises lors des procédures d'extraction et d'étalonnage du cube et d'extraction de la source ponctuelle.

temps. Inversement, une nuit durant laquelle les δT_i prennent des valeurs significatives est qualifiée de *non photométrique*.

Il est d'usage en astronomie d'exprimer l'extinction en magnitude :

$$K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z}) \triangleq -2{,}5 \log \overline{T}_{\rm atm}(\lambda, \hat{z}). \tag{5.3}$$

Finalement, l'Éq. (5.1) devient :

$$\log \frac{S_i(\lambda, \hat{z}_i, t)}{S_i^\star(\lambda, t)} = \log C(\lambda) - 0{,}4 \times K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z}_i) + \log \delta T_i(\lambda, \hat{z}_i, t). \tag{5.4}$$

C'est l'équation fondamentale de l'étalonnage en flux :

- Pour les étoiles de référence — dites « étoiles standards », $S^\star(\lambda, t)$ est supposé connu *a priori*, et les inconnues de l'Éq. (5.4) sont la solution en flux $C(\lambda)$, l'extinction atmosphérique moyenne $K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z})$ et la fluctuation $\delta T_i(\lambda, \hat{z}_i, t)$ pour chaque étoile i ;
- Inversement, pour une SN ou tout autre objet non standard, le spectre intrinsèque $S^\star(\lambda, t)$ devient l'inconnue, et $C(\lambda)$, $K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z})$ et toute valeur non triviale de $\delta T_i(\lambda, \hat{z}, t)$ doivent être prédéterminés pour permettre l'étalonnage en flux.

Ainsi, le terme « étalonnage en flux » désigne à la fois ces deux aspects bien distincts :

- Une phase de *préparation* (Sect. 5.2), avec la détermination de la solution en flux $C(\lambda)$ et de l'extinction atmosphérique $K_{\rm atm}(\lambda)$, à partir des étoiles standards ;
- Une phase d'*application* de ces facteurs correctifs aux spectres des objets non standards, afin de remonter au flux intrinsèque de ces sources.

5.2 Préparation de l'étalonnage à partir des étoiles standards

5.2.1 Analyse multi-standard

Souvent, l'Éq. (5.4) d'étalonnage en flux est utilisée dans sa version la plus simple : au cours de la nuit, la comparaison du spectre incident $S(\lambda)$ d'une étoile standard en flux à son spectre de référence $S^\star(\lambda)$ permet de déterminer la solution en flux $C(\lambda)$ sous l'hypothèse d'une extinction atmosphérique $K^\star_{\rm atm}(\lambda)$ connue *a priori* et d'une nuit parfaitement photométrique. Si nécessaire, il faut au moins deux étoiles standards pour mesurer simultanément $C(\lambda)$ et l'extinction effective $K_{\rm atm}(\lambda)$.

Cette approche n'est pas satisfaisante dans le cadre du projet SNfactory :

- toutes les nuits ne sont certainement pas photométriques (voir p.ex. Fig. 5.4) ;
- rien ne justifie *a priori* la stabilité de l'extinction atmosphérique ;
- l'utilisation d'un nombre limité d'étoiles standards peut induire des erreurs statistiques et systématiques significatives dans les estimations de C et de $K_{\rm atm}$.

J'ai donc mis en place pour SNfactory, à partir de 2009 [2] et en collaboration avec C. Buton et G. Aldering (LBNL), une méthode d'étalonnage « multi-standard ». Elle permet de déterminer de façon optimale la solution en flux $C(\lambda)$ et de l'extinction atmosphérique $K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z})$ à partir de toutes les étoiles standards $S_i(\lambda)$ observées durant la nuit. La procédure est détaillée et testée par Buton et coll. (2013). Elle s'appuie en particulier sur une décomposition de l'extinction en composantes physiques, et sur la capacité à estimer la photométricité de la nuit.

5.2.2 Modélisation de l'extinction atmosphérique

L'extinction atmosphérique $K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z})$ est connue pour être la somme de différentes composantes physiques (p.ex. Stubbs et coll., 2007), et pour croître comme une puissance ρ de la masse d'air X traversée le long de la ligne de vue $\hat{z}$. Nous pouvons alors écrire :

$$K_{\rm atm}(\lambda, \hat{z}) = \sum_j X^{\rho_j}(\hat{z}) \times k_j(\lambda), \tag{5.5}$$

où les différentes composantes physiques j sont :

2. L'*American Astronomical Society* a soutenu le projet en m'attribuant le *Chrétien International Research Grant 2008*, ce qui m'a permis un séjour de 6 mois au LBNL.

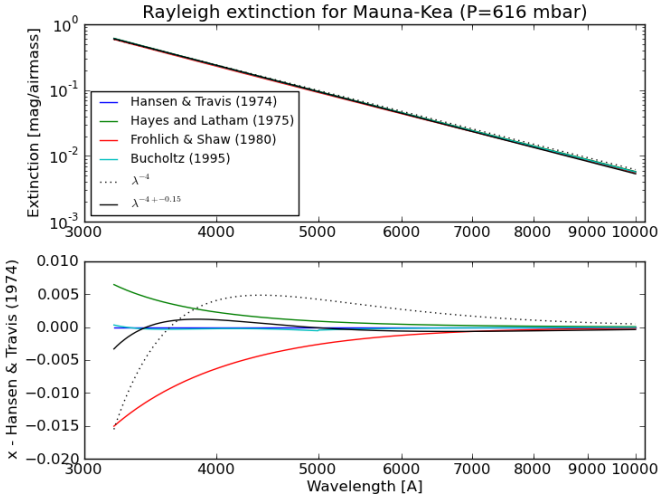


FIGURE 5.1 – Comparaison des différentes modélisations de la diffusion Rayleigh pour $P = 616$ mbar : Hansen & Travis (1974), Hayes & Latham (1975) (qui sert ici de référence), Froehlich & Shaw (1980) et Bucholtz (1995). Ces modèles sont comparés à l'approximation traditionnelle en $1/\lambda^4$, et au modèle empirique en $1/\lambda^{4,15}$.

- la diffusion Rayleigh, k_R ;
- la diffusion par les aérosols, k_A ;
- l'absorption par l'ozone atmosphérique, k_{O_3} ;
- l'absorption tellurique, $k_\oplus$.

$\rho = 1$ pour toutes les composantes sauf l'absorption tellurique (Burke et coll., 2010).

La diffusion Rayleigh est la composante principale de l'extinction en deçà de 6000 Å (Fig. 5.2). Elle provient de la diffusion de la lumière par les molécules de l'atmosphère, et ne dépend — en négligeant sa très faible dépendance en humidité — que de la pression atmosphérique P :

$$k_R(\lambda, P, h) = \frac{2{,}5}{\ln(10)} \frac{\sigma(\lambda)\ P}{g(h)\ M}, \tag{5.6}$$

où M la masse moléculaire de l'air, $g(h)$ l'accélération de la pesanteur à l'altitude h, et $\sigma(\lambda)$ la section efficace de Rayleigh pour l'air (voir Fig. 5.1, Bucholtz, 1995).

La diffusion par les aérosols devient significative au delà de ~ 7000 Å (Fig. 5.2). Elle s'exprime, en accord avec la théorie de la diffusion de Mie, comme une loi de puissance :

$$k_A(\lambda) = \tau \times (\lambda/1\ \mu\mathrm{m})^{-\text{å}} \tag{5.7}$$

où les deux paramètres libres sont τ, la profondeur optique à 1 μm, et å, l'exposant d'Ångström. Ce paramètre est peu contraint (il varie typiquement de -2 à $+4$), et dépend de la composition des aérosols.

L'absorption par l'ozone, responsable de la coupure atmosphérique à 3200 Å (bande de Hartley & Huggins) et d'une extinction caractéristique à 6000 Å (bande de Chappuis), se modélise simplement par l'utilisation d'un patron spectral $P_{O_3}(\lambda)$ (Fig. 5.2) :

$$k_{O_3}(\lambda) = I_{O_3} \times P_{O_3}(\lambda), \tag{5.8}$$

où l'intensité I_{O_3} s'exprime en unité de Dobson (DU).

L'absorption tellurique est constituée de bandes d'absorption par les molécules d'O_2 et de H_2O, affectant des domaines spectraux restreints. La composante tellurique n'est pas facilement modélisable, car elle dépend fortement de la résolution spectrale et présente une extrême variabilité. Elle peut néanmoins être corrigée de façon empirique (Buton, 2009).

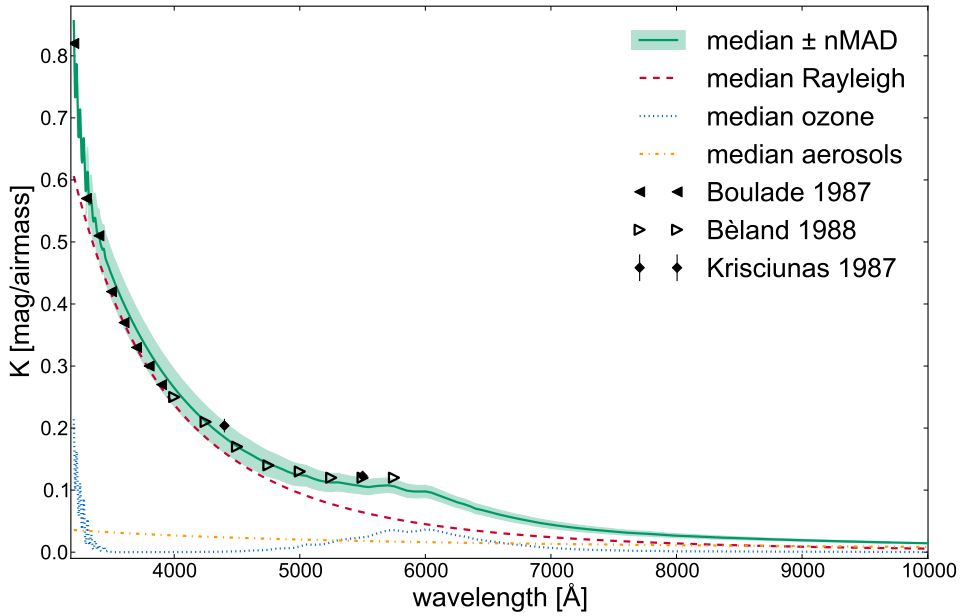


FIGURE 5.2 – Extinction atmosphérique médiane du Mauna Kea (*trait plein*), et sa décomposition en composantes physiques (*pointillés*). Pour comparaison, les estimations antérieures sont également affichées (◀ : Boulade, 1987, ▷ : Bèland et coll., 1988, ♦ : Krisciunas et coll., 1987). Figure extraite de Buton et coll. (2013).

L'atténuation par les nuages. À la décomposition de la composante stationnaire $K_{\rm atm}$ de l'extinction atmosphérique, il convient d'ajouter sa dépendance temporelle $\delta T_i(\lambda, \hat{z}_i, t)$. Dans notre modèle, elle est exclusivement due à la diffusion par les gouttelettes d'eau et les cristaux de glace des nuages qui peuvent se trouver sur la ligne de vue au moment de l'observation. On peut vérifier par simulation numérique que δT est alors essentiellement *a*chromatique [3] (on parle alors d'extinction grise) :

$$\delta T(\lambda, \hat{z}, t) = \delta T(\hat{z}, t). \tag{5.9}$$

C'est uniquement la présence de cette composante qui permet de contraindre l'extinction atmosphérique en condition non photométrique.

La Fig. 5.2 présente l'extinction atmosphérique médiane mesurée par SNfactory à partir de 4285 spectres d'étoiles standards, observées sur une période de 7 ans (478 nuits) dans une grande variété de conditions atmosphériques. La décomposition en composantes physiques (exceptée pour l'absorption tellurique) y est également illustrée. Un code de modélisation de l'extinction atmosphérique reprenant cette décomposition a été mis à la disposition de la communauté [4].

5.2.3 Photométricité

La qualité photométrique d'une nuit est une quantité essentielle dans le schéma d'étalonnage en flux : la procédure n'est pas la même selon que la nuit est photométrique (P) ou non (N). Telle qu'introduite précédemment (Sect. 5.1), la photométricité est définie par l'absence de fluctuation de la transmission atmosphérique ($\delta T \equiv 1$). Cependant, cette définition n'est pas suffisante en pratique, puisqu'elle n'est applicable dans un premier temps (lors de la construction de la solution en flux) qu'aux étoiles standards : la stabilité de l'atmosphère n'est pas estimée durant les poses sur les SNe.

Il a donc fallu mettre en place une évaluation « multi-sonde » de la photométricité d'une nuit, en combinant la mesure des δT_i à d'autres estimateurs de la stabilité atmosphérique :

3. La nuit, tous les nuages sont gris.
4. http://snfactory.in2p3.fr/soft/atmosphericExtinction/

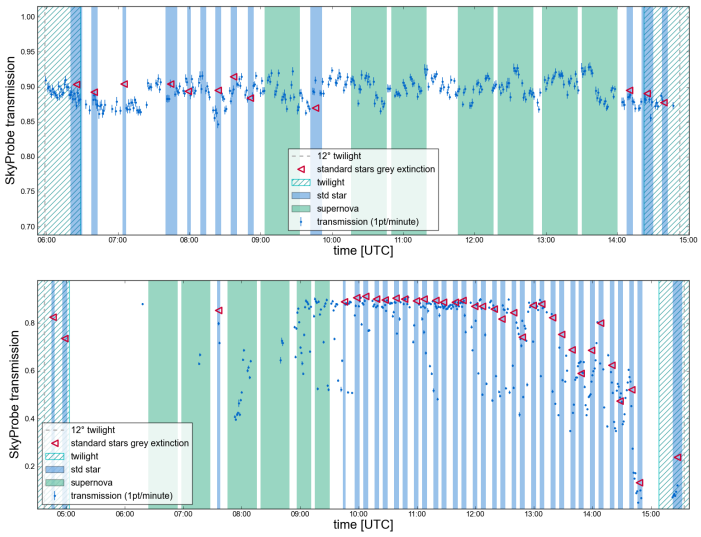


FIGURE 5.3 – Mesures d'atténuation atmosphérique *SkyProbe* (*points bleus*) et des fluctuations δT (*triangles rouges*) pour une nuit photométrique (*en h.*) et non-photométrique (*en b.*). Figure extraite de Buton et coll. (2013).

1. la caméra à grand champ *SkyProbe* du CFHT fournit une estimation en temps réel de l'atténuation atmosphérique (Cuillandre et coll., 2002; Steinbring et coll., 2009), mais uniquement lors des nuits d'observation du CFHT-*Legacy Survey* et dans les directions alors pointées par le télescope ;
2. l'évolution temporelle du flux de l'étoile guide utilisée pendant l'observation d'un objet permet d'apprécier la stabilité de la transmission *pendant* la pose, mais ne dit rien sur la stabilité *entre* les poses ;
3. l'observation spectrographique répétée d'une même source (étoile standard ou SN) donne l'opportunité de comparer entre différentes nuits le flux des sources secondaires acquises simultanément dans la voie P, et d'en déduire une atténuation relative par nuit, appelée *Multi-Filter Ratio* (MFR) (Da Silva Pereira, 2008).

La Fig. 5.3 illustre la méthode sur deux nuits photométrique et non photométrique.

La Fig. 5.4 présente les statistiques mensuelles de la photométricité sur 85 mois d'observations. Avec nos critères relativement stricts, correspondant à une fluctuation de la transmission atmosphérique inférieure à 2,5 %, 39 % des nuits SNfactory sont photométriques. Ces chiffres sont en fait le fruit d'un compromis :

- Une photométricité trop stricte abaisse la fraction des nuits considérées comme photométriques. En conséquence, un nombre croissant de séries temporelles de SN ne sont pas étalonnables, puisque la procédure d'étalonnage requiert au moins *une* observation en conditions photométriques (voir Sect. 5.3) ;
- Inversement, un critère de photométricité trop lâche va conduire à considérer comme photométriques des nuits avec des fluctuations significatives de transmission atmosphérique, et finalement à dégrader la précision de l'étalonnage en flux.

Comme il est inutile d'imposer un critère de photométricité plus strict que la précision maximale de l'étalonnage en flux en nuit non photométrique ($\sim$ 2,5 %, Sect. 5.3.2), et qu'une fraction d'environ un tiers de nuits photométriques permet d'étalonner toutes les séries temporelles, nous avons convergé vers cette coupure à 2,5 %.

5.2.4 Étoiles de référence

La liste des 39 étoiles standards régulièrement utilisées par SNfactory est donnée dans Buton et coll. (2013). Elles ont été choisies pour la qualité de leur étalonnage spectro-photométrique, la diversité de leur type spectral, et leur répartition dans le ciel (Fig. 5.5).

Deux types d'étoiles standards sont observées par SNIFS :

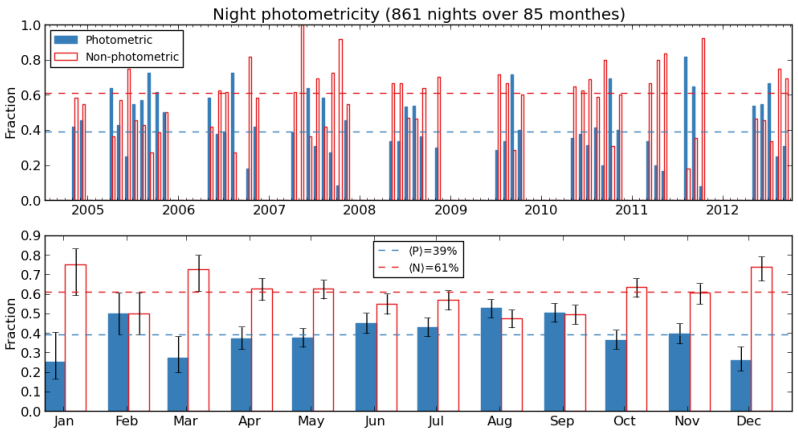


FIGURE 5.4 – Fractions mensuelles des nuits photométriques (*en bleu*) et ou non (*en rouge*), calculées sur 861 nuits couvrant 85 mois. Selon les critères de photométricité retenus, 39 % des nuits sont photométriques en moyenne sur l'année, marginalement plus l'été (jusqu'à 50 %).

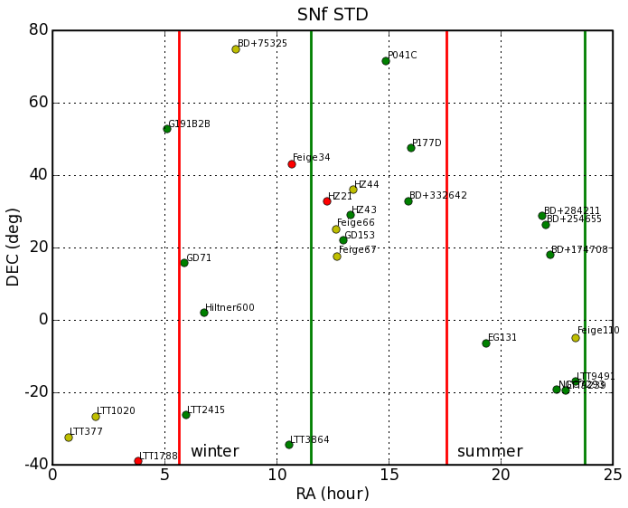


FIGURE 5.5 – Répartition, en ascension droite et déclinaison, des étoiles de référence en flux « faible », classées selon leur qualité vis-à-vis des MFR : *jaune* = à éviter, *rouge* = inutilisables, et *vert* pour les autres. Figure de R. Pereira.

– des étoiles brillantes ($V = 4 - 7$, essentiellement des catalogues HR et HD), observées avant tout pendant les périodes de crépuscule (3 ou 4 à chaque fois) ;
– des étoiles faibles ($V = 10 - 14$), observées durant la nuit, typiquement 3 ou 4 entre les observations de SN.

Ces dernières, observées avec un temps de pose plus long ($T = 200 - 600$ s), fournissent un étalonnage en flux de meilleure qualité, du fait d'une extraction de la source ponctuelle plus précise (Sect. 4.2.4). Cependant, les premières, avec des temps de pose de l'ordre de la seconde, permettent de couvrir une large gamme en masse d'air, essentielle à la mesure de l'extinction atmosphérique.

Les spectres de référence $S^\star(\lambda)$ des étoiles faibles proviennent pour la plupart de CALSPEC, l'atlas des étoiles standards du *Hubble Space Telescope* (Space Telescope Science Institute, 2011) ; pour les étoiles les plus brillantes, les sources sont diverses, dont Hamuy et coll. (1992) et Hamuy et coll. (1994).

5.2.4.1 Problèmes des spectres de référence

Malheureusement, les spectres de référence, surtout ceux des étoiles brillantes, sont affectés par plusieurs problèmes :

– l'étalonnage en longueur d'onde n'est pas toujours très précis, surtout pour les étoiles étalonnées à partir d'observation en spectroscopie à fente longue (Fig. 5.6) ;

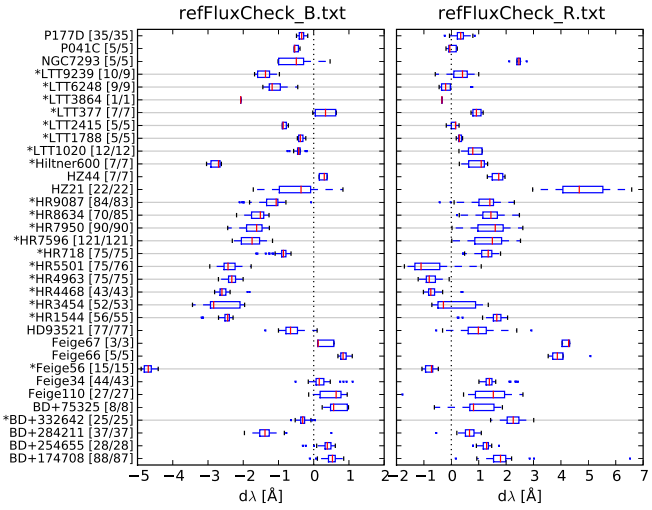


FIGURE 5.6 – Mesure du décalage en longueur d'onde entre les spectres observés et les tables de référence pour les étoiles standards.

– la résolution spectrale n'est pas constante, et différente de celle de SNIFS ;
– les flux publiés par différents auteurs ne sont pas nécessairement exprimés exactement dans la même échelle de magnitude.

Les deux premiers effets vont introduire des fluctuations fallacieuses dans la solution en flux au niveau des raies spectrales. Il est nécessaire de les corriger par une mise en conformité des tables de référence et des spectres SNIFS.

Le dernier point a une conséquence directe sur la précision spectro-photométrique finale. Ce problème général, commun à toutes les observations photométriques, est d'ailleurs considéré dans les analyses cosmologiques comme la source principale d'erreur systématique (p.ex. Guy et coll., 2010). Cependant, dans le cas de SNfactory, la solution en flux est calculée essentiellement à partir des tables CALSPEC, pour lesquelles un effort considérable d'homogénéisation a été réalisé en se rapportant systématiquement à un modèle physique des atmosphères stellaires (Bohlin et coll., 1995; Bohlin, 1996, 2000; Bohlin et coll., 2001; Bohlin & Gilliland, 2004). En l'état, ce problème n'est pas critique, mais constituera certainement à terme une source significative d'erreur systématique.

5.2.4.2 Les solutions envisagées

Puisque SNIFS a observé au fil du temps de multiples étoiles standards à de nombreuses reprises (Fig. 5.7), il est possible d'inter-étalonner toutes les étoiles entre elles et de les exprimer dans un unique système photométrique. La construction de ce « réseau » d'étoiles de référence règle de fait les problèmes évoqués précédemment :

– l'homogénéité des caractéristiques spectrales est assurée : tous les spectres ont été obtenus avec le même instrument et traités avec la même procédure ;
– tous les spectres sont rapportés à la même échelle absolue de flux, p.ex. le référentiel CALSPEC établi sur la base des trois étalons primaires, GD71, GD153 et G191B2B (Bohlin, 2003), intensivement observés par SNIFS.

En outre, si une des étoiles du réseau est amenée à être étalonnée à nouveau avec une précision accrue, tout le réseau en bénéficie immédiatement. À ce titre, il serait intéressant de compléter le réseau d'étoiles standards SNfactory. Je pense en particulier :

– aux étoiles observées par l'*Absolute Color Calibration Experiment for Standard Stars* (ACCESS, Kaiser et coll., 2010), un projet d'étalonnage absolu en couleur par des mesures photométriques en fusée ;
– aux naines blanches chaudes (DA) du SDSS (Allende Prieto et coll., 2009) ;
– aux étoiles de la *STIS Next Generation Spectral Library* (Gregg et coll., 2006), même si beaucoup semblent significativement affectées par un effet de fente.

Il est également possible de fournir à SNIFS son propre système d'étalonnage absolu en couleur, de façon similaire à (SN)DICE (*Direct Illumination Calibration Experiment*, Regnault et coll., 2012). Baptisé *SNIFS Calibration Apparatus* (SCALA), et actuellement en développement à l'Université de Bonn, il utilise

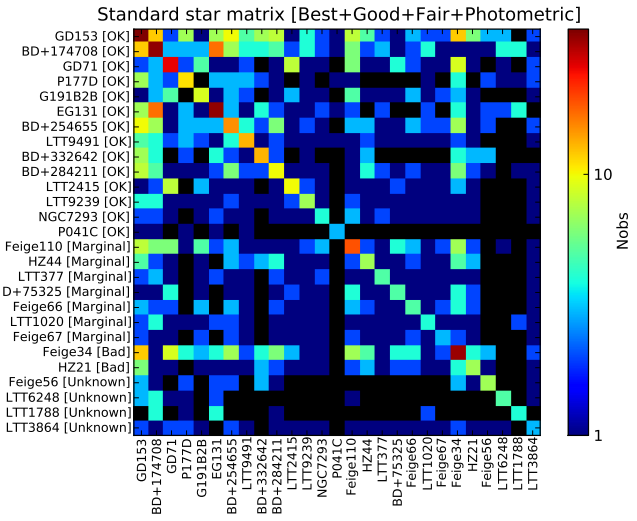


FIGURE 5.7 – Matrice des observations croisées des étoiles standards dans SNfactory, classées dans l'ordre de la précision spectro-photométrique actuelle de leur table de référence.

une photodiode étalonnée par le *National Institute of Standards and Technology* et montée en parallèle de SNIFS pour procurer une référence absolue à un facteur géométrique achromatique près. Avec un tel système, prévu pour être installé fin 2013, SNIFS serait à même d'étalonner *en couleur* l'ensemble de ses étoiles standards.

5.3 Étalonnage en flux des sources non standards

La méthode multi-standard permet un calcul optimal de la solution en flux $C(\lambda)$ et de l'extinction atmosphérique $K_{\rm atm}(\lambda)$. En nuit photométrique, l'application de l'équation fondamentale (5.4) au spectre observé $S(\lambda)$ est directe et permet de produire le spectre intrinsèque $S^\star(\lambda)$.

En nuit non photométrique, l'histoire n'est plus si simple (Fig. 5.8), car l'analyse des étoiles standards ne permet pas de fixer les fluctuations d'extinction $\delta T_i(\hat{z}, t)$ *pendant* les observations des objets non standards (p.ex. SN). Elles peuvent cependant être déterminées — sous conditions — par l'examen simultané des sources secondaires de la voie photométrique de SNIFS (Aldering et coll., 2002; Da Silva Pereira, 2008).

Le traitement de la voie P et la production des « rapports photométriques » qui en sont issus, appelés également MFR, ont intégralement été sous la responsabilité de R. Pereira, pendant sa thèse (Da Silva Pereira, 2008) et les années de stage post-doctoral qu'il a passé au sein de notre groupe.

5.3.1 Rapports photométriques

Le spectrographe SNIFS est équipé d'une voie photométrique, dont le détecteur permet l'observation, simultanément à la pose spectroscopique, d'étoiles à proximité immédiate du champ de la voie spectroscopique (Fig. 2.7).

En (très) résumé, le principe de production des rapports photométriques est le suivant. Considérons deux observations i et j de la même source primaire, p.ex. la même SN ou la même étoile standard. Les deux observations ne proviennent pas forcément de la même nuit, et nous ne faisons aucune hypothèse sur la photométricité de la ou des nuits.

1. Les poses CCD sont prétraitées (*preprocessing*) et corrigées des franges. Les zones affectées par des réflexions internes à l'instrument sont masquées, et le fond de ciel est soustrait (Fig. 5.9) ;
2. La voie P couvrant le même champ, les deux poses sont alignées, et les sources secondaires communes sont identifiées et leurs flux relatifs extraits, à l'aide de techniques de photométrie différentielle (SExtractor/poloka, Bertin & Arnouts, 1996; Astier et coll., 2006). Le point zéro photométrique n'a ici pas d'importance, seul compte le rapport des flux ;
3. Sous certaines hypothèses, et après correction des effets d'extinction atmosphérique sur les observations i et j, le rapport moyen des flux des sources secondaires donne accès au rapport $\delta T_i/\delta T_j$ des fluctuations d'extinction atmosphérique ;

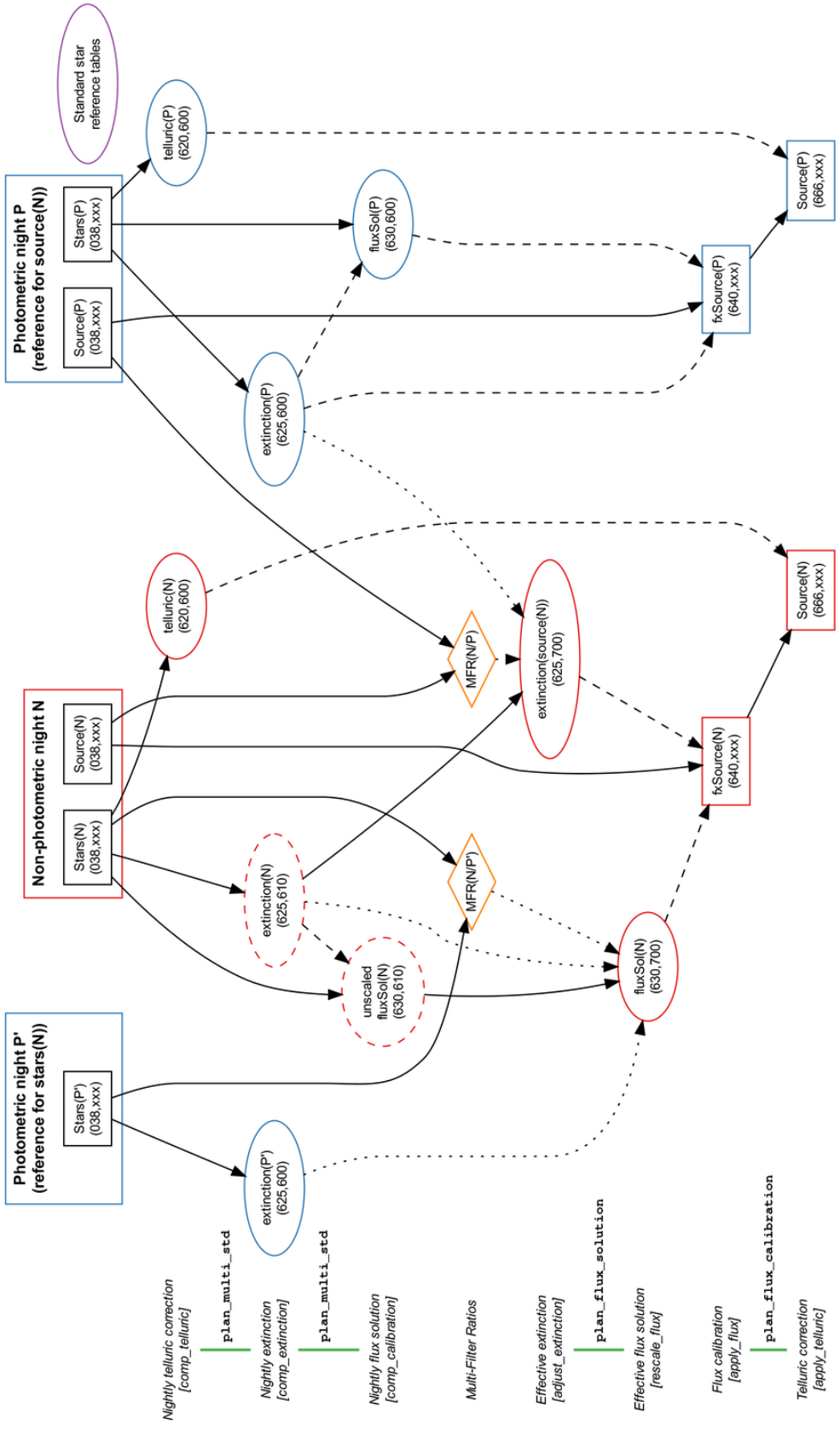


FIGURE 5.8 – Schéma d'étalonnage en flux multi-standard, indiquant les relations entre les étapes successives des *plans* (*à g.*) et les différents fichiers de la base de données en nuits photométriques (*en bleu*) ou non photométriques (*en rouge*).

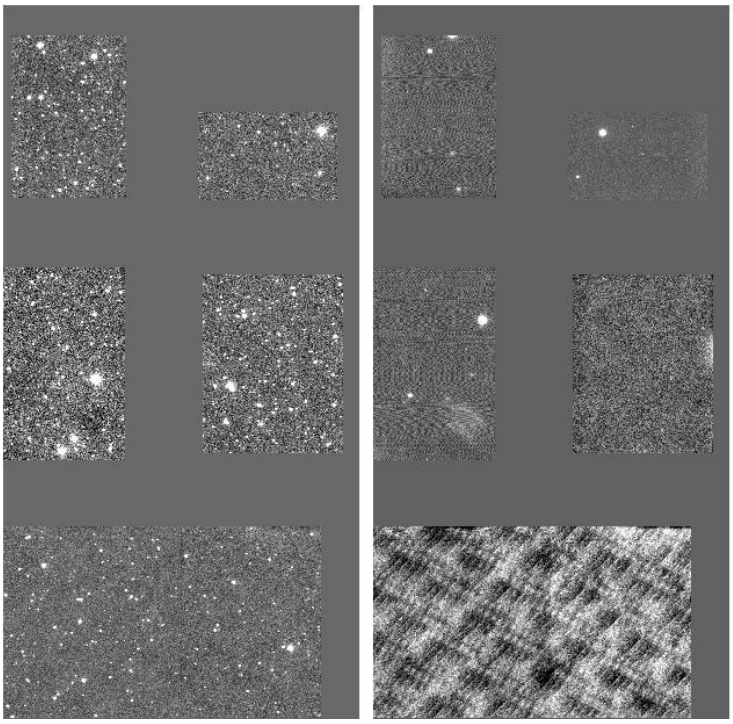


FIGURE 5.9 – Exemples de poses de la voie P. EG131 (*à g.*) est située à proximité du plan galactique, et de nombreuses sources secondaires sont visibles. Inversement, la pose autour de HZ21 (*à dr.*) présente peu de sources secondaires ; les artefacts de la voie P (*fringing*, bruit corrélé) sont en revanche ici clairement perceptibles.

4. Si les deux observations sont photométriques, $\delta T_i^P = \delta T_j^P = 1$, et le rapport photométrique est égal à l'unité aux erreurs de mesure près (ce qui permet en pratique d'estimer les erreurs introduites par les MFR) ;
5. Si seule la nuit j se trouve être photométrique, $\delta T_j^P \equiv 1$, et δT_i^N est alors parfaitement déterminé.

Cette méthode permet ainsi de mesurer la fluctuation effective d'extinction atmosphérique δT_i^N applicable à une observation i acquise en condition *non* photométrique. La dernière inconnue de l'équation d'étalonnage (5.4) est levée, et l'étalonnage en flux peut se faire.

Là encore, la vie n'est pas un fleuve tranquille :

- Les rapports photométriques ne peuvent être évalués que si *au moins une* pose est acquise en condition photométrique. Il arrive pourtant qu'aucune pose de la série temporelle d'une SN ne satisfasse à ce critère. Il faut alors revenir ultérieurement sur le même champ, p.ex. à l'occasion d'une pose de référence pour la soustraction galactique (Sect. 4.1), jusqu'à obtenir au moins une pose photométrique ;
- Aucune source secondaire n'est discernable dans la voie P des étoiles standards brillantes, observées avec des temps de pose de l'ordre de la seconde : elles ne peuvent donc tout simplement pas être étalonnées en flux en conditions non photométriques ;
- La procédure est bien adaptée aux objets aux basses latitudes galactiques, où de nombreuses sources secondaires sont visibles dans la voie P (p.ex. EG131, Fig. 5.9 *à g.*) ; les étoiles standards SNfactory sont d'ailleurs sélectionnées en partie selon ce critère (Fig. 5.5). Pour certains objets en revanche (p.ex. HZ21, Fig. 5.9 *à dr.*), seules quelques sources secondaires sont présentes (parfois une seule !), et la précision des rapports photométriques s'en trouve affectée.

5.3.2 Inter-étalonnage des rapports photométriques

La technique décrite précédemment relie la fluctuation d'extinction δT_i d'une observation en condition non photométrique à une *unique* observation du même objet en nuit photométrique. Si cette dernière s'avère de mauvaise qualité (mauvais *seeing*, fond de ciel dû à la lune, etc.), tous les rapports photométriques qui s'y rapportent s'en trouveront affectés. De même, les rapports photométriques seront biaisés si la transmission de la voie P évolue avec le temps.

Deux aspects jouent en la faveur d'un inter-étalonnage des rapports photométriques :

- toutes les observations photométriques d'un même objet peuvent être combinées pour accroître la précision de la mesure du rapport en nuit non photométrique ;

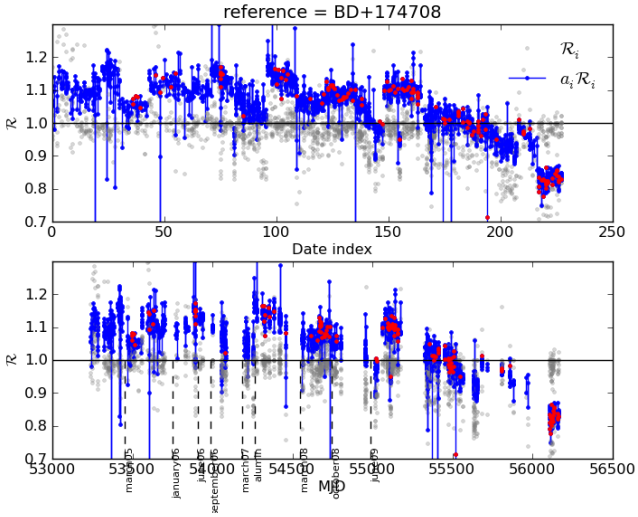


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle des rapports photométriques normalisés (*en bleu*). Les *points rouges* sont les rapports de l'objet utilisé comme référence, ici BD+17°4708. Les *lignes verticales* désignent des évènements notables dans l'entretien de l'instrument. Figure de R. Pereira.

– par définition, tous les δT_i^P des objets observés lors d'une nuit photométrique sont égaux.

Les facteurs de normalisation à appliquer aux rapports photométriques sont la solution d'un système d'équations linéaires, résolu par minimisation du χ^2. Une source doit être choisie comme référence absolue du système d'inter-étalonnage, BD+17°4708 dans le cas présent.

La Fig. 5.10 représente l'évolution temporelle des rapports photométriques normalisés, c.-à-d. inter-étalonnés. La baisse régulière de la transmission de la voie P y est clairement visible. Cette figure est à rapprocher de la Fig. 7.8 représentant l'évolution de la transmission de la voie spectroscopique, et où une telle décroissance est également visible.

Après inter-étalonnage, la précision des rapports photométriques est estimée à 2,4 % (contre 5 % avant normalisation). La procédure d'étalonnage en flux en nuit non photométrique introduit donc de fait une erreur plancher de $\sim$ 2,5 % (achromatique, covariante) dans la spectro-photométrie.

Bibliographie

Aldering, G. et coll. (2002). *Overview of the Nearby Supernova Factory.* Dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, t. 4836 de *Proceedings of the SPIE*, p. 61–72. 70

Allende Prieto, C., Hubeny, I. & Smith, J.A. (2009). *New faint optical spectrophotometric standards : hot white dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey. MNRAS*, **396**, 759. 69

Astier, P. et coll. (2006). *The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set. A&A*, **447**, 31. 70

Bertin, E. & Arnouts, S. (1996). *SExtractor : Software for source extraction. A&AS*, **117**, 393. 70

Bohlin, R.C. (1996). *Spectrophotometric Standards From the Far-UV to the Near-IR on the White Dwarf Flux Scale. AJ*, **111**, 1743. 69

—— (2000). *Comparison of White Dwarf Models with STIS Spectrophotometry. AJ*, **120**, 437. 69

—— (2003). *STIS Flux Calibration.* Dans *The 2002 HST Calibration Workshop*, p. 115 (Baltimore, MD). 69

Bohlin, R.C. & Gilliland, R.L. (2004). *Absolute Flux Distribution of the SDSS Standard BD +17°4708. AJ*, **128**, 3053. 69

Bohlin, R.C., Colina, L. & Finley, D.S. (1995). *White Dwarf Standard Stars : G191-B2B, GD 71, GD 153, HZ 43. AJ*, **110**, 1316. 69

Bohlin, R.C., Dickinson, M.E. & Calzetti, D. (2001). *Spectrophotometric Standards from the Far-Ultraviolet to the Near-Infrared : STIS and NICMOS Fluxes. AJ*, **122**, 2118. 69

Boulade, O. (1987). *Courbe d'extinction dans l'ultraviolet à Mauna Kea. Bulletin d'information du télescope Canada-France-Hawaii*, **17**, 13. 66

Bucholtz, A. (1995). *Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. Applied Optics*, **34**, 2765. 65

Burke, D.L. et coll. (2010). *Precision Determination of Atmospheric Extinction at Optical and Near-infrared Wavelengths. ApJ*, **720**, 811. 65

Buton, C. (2009). *Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.), Y. Copin (co-dir.). 63, 65

Buton, C. et coll. (2013). *Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set. A&A*, **549**, 8. 64, 66, 67

Bèland, S., Boulade, O. & Davidge, T. (1988). *The Extinction Curve at Mauna Kea in the Visible Range. Bulletin d'information du télescope Canada-France-Hawaii*, **19**, 16. 66

Cuillandre, J.C. et coll. (2002). *CFHT's SkyProbe : a real-time sky-transparency monitor.* Dans *Observatory Operations to Optimize Scientific Return III*, t. 4844 de *Proceedings of the SPIE*, p. 501–507. 67

Da Silva Pereira, R. (2008). *Nearby Supernova Factory : Étalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type Ia.* Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII. 63, 67, 70

Froehlich, C. & Shaw, G.E. (1980). *New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere. Applied Optics*, **19**, 1773. 65

Gregg, M.D. et coll. (2006). *The HST/STIS Next Generation Spectral Library.* Dans *The 2005 HST calibration workshop : Hubble After the Transition to Two-Gyro Mode*, p. 209. 69

Guy, J. et coll. (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. A&A*, **523**, 7. 69

Hamuy, M. et coll. (1992). *Southern spectrophotometric standards. PASP*, **104**, 533. 68

—— (1994). *Southern spectrophotometric standards, 2. PASP*, **106**, 566. 68

Hansen, J.E. & Travis, L.D. (1974). *Light scattering in planetary atmospheres. Space Science Reviews*, **16**, 527. 65

Hayes, D.S. & Latham, D.W. (1975). *A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA. ApJ*, **197**, 593. 65

Kaiser, M.E. et coll. (2010). *ACCESS : Enabling an Improved Flux Scale for Astrophysics.* Dans *Proceedings of the 18th Annual CALCON Technical Conference*, t. 1001, p. 3925 (Logan, Utah). 69

Krisciunas, K. et coll. (1987). *Atmospheric Extinction and Night-Sky Brightness at Mauna-Kea. PASP*, **99**, 887. 66

Regnault, N. et coll. (2012). *(Sn)DICE : A Calibration System Designed for Wide Field Imagers.* Dans *Proceedings for the Calibration & Standardization of Large Surveys & Missions in Astronomy and Astrophysics conference*, t. 1208, p. 6301 (Fermilab, IL). 69

Space Telescope Science Institute (2011). *HST Standard Stars Atlas - Calspec.* 68

Steinbring, E., Cuillandre, J.C. & Magnier, E. (2009). *Mauna Kea Sky Transparency from CFHT SkyProbe Data. PASP*, **121**, 295. 67

Stubbs, C.W. et coll. (2007). *Toward More Precise Survey Photometry for PanSTARRS and LSST : Measuring Directly the Optical Transmission Spectrum of the Atmosphere. PASP*, **119**, 1163. 64

Deuxième partie

The Nearby Supernova Factory

La découverte d'un mets nouveau fait plus pour le genre humain que la découverte d'une étoile.

Anthelme Brillat-Savarin

Chapitre 6

Acquisition et production des données

La première partie de ce mémoire a été consacrée à une description relativement détaillée du spectrographe à champ intégral SNIFS et aux méthodes utilisées dans le traitement des données spectro-photométriques. J'évoque maintenant la gestion pratique de ces données dans le cadre du projet SNfactory, dans les phases d'acquisition (Sect. 6.1) puis de production (Sect. 6.2). Je présente enfin l'état actuel de l'échantillon SNfactory de SNe Ia (Sect. 6.3).

6.1 Prise des données

6.1.1 Salle de contrôle virtuelle

L'organisation sur de nombreuses années (2004–2014) d'un suivi spectro-photométrique continu constitue en soi un sujet ayant donné lieu à de nombreux développements au sein de la collaboration. Puisque l'instrument SNIFS est utilisé très régulièrement, typiquement trois fois par semaine, il n'est pas envisageable de le contrôler *in situ* lors de missions dédiées à Hawaï. Toutefois, contrairement aux grands observatoires, le télescope UH88 ne fournit pas de système de *Queue Scheduling* intégré, où les observations seraient effectuées par du personnel local. La prise de données doit donc pouvoir se faire en temps réel et à (très grande) distance [1], directement des laboratoires où les membres de la SNfactory sont situés.

Les observations se font via une « salle de contrôle virtuelle » (Antilogus et coll., 2008), incluant :
- des écrans de contrôle (Fig. 6.1) et d'analyse préliminaire des données, partagés à l'aide du logiciel de partage de l'environnement de bureau *Virtual Network Computing* ;
- un salon de discussion (*chatroom*) sous le protocole de messagerie instantanée *AOL Instant Messenger* (AIM), permettant l'interaction entre des chercheurs sur différents sites ;
- un centre de documentation collaboratif, construit sur la plate-forme de collaboration TWiki ;
- des centres d'archivage et de traitement des données, situés en France (CC-IN2P3) et en Californie (NERSC).

Le système d'acquisition, incluant le contrôle du télescope, des détecteurs et de l'instrument, a lui-même été automatisé au fil des années afin de minimiser les erreurs humaines et de réduire les temps morts entre les observations (*observational overhead*). Ainsi, jusqu'à 80 % de la nuit est dédiée aux prises de données scientifiques. Sous le contrôle permanent d'un superviseur humain (*shifter*), le maître d'œuvre des opérations est le *Automated Instrument Control* (AIC), un programme lançant de façon optimale des séquences d'observation automatiques — pointé et acquisition de la cible, focalisation du télescope, prise de données d'étalonnage, etc. — selon un planning établi à l'avance. Pour l'observateur, le suivi des observations et la prise de décision critique — p.ex. pour un changement de programme inopiné lié aux conditions climatiques — est facilitée par un « assistant virtuel » (Poon et coll., 2008), un *chatterbot* accessible via AIM.

Un premier contrôle qualité des observations est réalisé en temps réel par l'observateur grâce à l'interface *Sunfall Data Taking* (Aragon et coll., 2007, 2009). Les acquisitions de la nuit sont ensuite

1. Sous la responsabilité officielle quoique symbolique d'un *Telescope Operator*, procédant lui-même à distance depuis les locaux de l'Université d'Hawaï à Hilo.

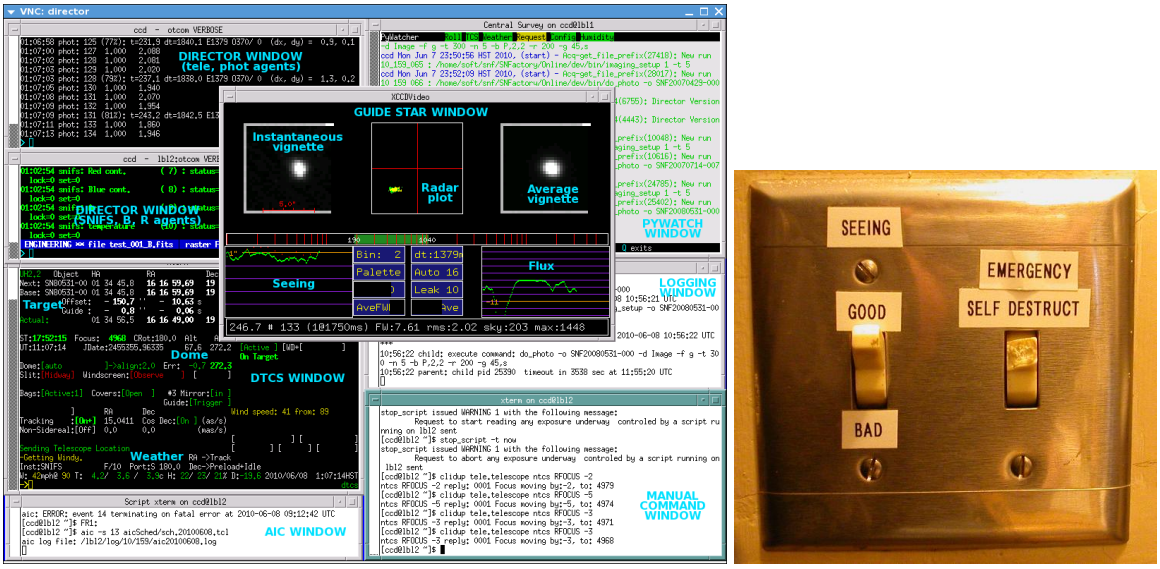


FIGURE 6.1 – *À g. :* écran de contrôle à distance de l'instrument SNIFS, incluant les systèmes de contrôle du télescope (TCS), de l'instrument et des détecteurs (Director), l'interface au système automatique de contrôle AIC, ainsi que, dans le cas présent, une fenêtre de visualisation de l'étoile guide lors d'une prise de donnée avec guidage. *À dr. :* interface simplifiée du TCS.

validées par un collaborateur le jour suivant (analyse « *post-mortem* »), afin d'établir les propriétés des nouvelles SNe, de s'assurer de l'évolution du suivi des anciennes, et de préparer les observations à venir.

En pratique, la prise de données pour chaque nuit est répartie en quatre séquences (*shifts*) prises en charge par quatre superviseurs différents :

US/0 : préparation des observations et mise en place de la salle de contrôle virtuelle en fin de journée, activation du télescope, acquisition de champs plats et focalisation de l'instrument à la nuit tombante ;

FR/1 : observations de première moitié de nuit ;

FR/2 : observations de seconde moitié de nuit ;

US/3 : désactivation du télescope et mise en veille de l'instrument, validation *post-mortem*, transfert des données.

Comme leurs noms l'indiquent, les séquences « US » sont essentiellement prises en charge par des collaborateurs américains, tandis que les séquences « FR » sont sous la responsabilités des chercheurs européens, pour lesquels les observations nocturnes à Hawaï se déroulent durant la journée.

L'organisation de ces observations à distance parmi la quinzaine de *shifters* qualifiés dispersés géographiquement et de cultures différentes n'est pas sans poser d'intéressants problèmes sociologiques, étudiés par Aragon & Poon (2011).

Au delà de la prise de données, le support technique au jour le jour (p.ex. remplacement d'une lampe de calibration grillée, pompage des systèmes de froid des détecteurs, etc.) est assuré par l'équipe technique de UH88. La maintenance plus lourde (p.ex. remplacement d'une pièce défectueuse), nécessitant la présence de techniciens confirmés et familiers de l'instrument, fait l'objet de missions de maintenance dédiées, typiquement une fois par an.

6.1.2 Organisation des observations

L'organisation de la prise de données au cours d'une nuit d'observation est la suivante :

- acquisition de poses d'étalonnage du CCD pendant la journée (cartes de biais et de courant d'obscurité) ;
- focalisation du spectrographe (sur la lampe à arc) et du télescope (sur une étoile brillante) au coucher de soleil ;
- acquisition de quelques étoiles standards brillantes jusqu'au crépuscule nautique ;

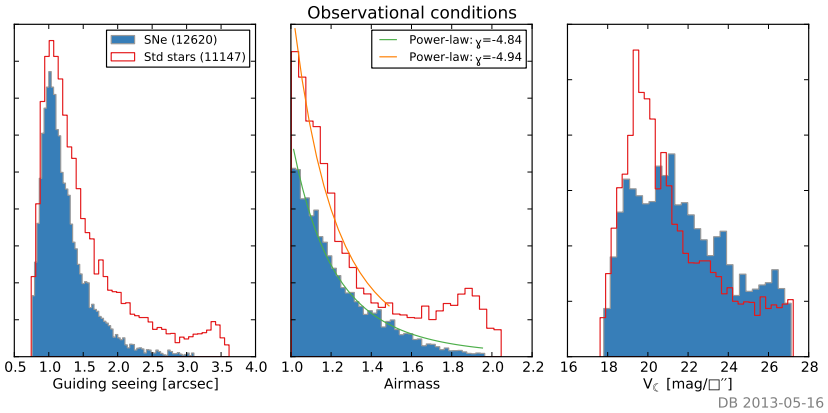


FIGURE 6.2 – Distribution des conditions d'observation des SNe (12 620, *en bleu*) et des étoiles standards (11 147, *en rouge*) : *seeing* de guidage (en secondes d'arc, *à g.*), masse d'air (*au c.*) et contribution lunaire au fond de ciel en V (en mag/arcsec^2, *à dr.*). Pour information, le fond de ciel du Mauna Kea est typiquement de $V_{\text{ciel}} = 21{,}3 - 21{,}9$ mag/arcsec^2 (Krisciunas, 1997). Notez les différences significatives entre les SNe et les étoiles standards, dues à des stratégies d'observation différentes.

TABLE 6.1 – Conditions atmosphériques moyennes de UH88 ($\mu \pm \sigma$, sauf pour le *seeing* : médiane ± nMAD).

Pression	$616{,}7 \pm 1{,}9$ mbar
Température	$2{,}0 \pm 2{,}2$ °C
Humidité	21 ± 18 %
Seeing	$1''{,}12 \pm 0''{,}25$

- prise des données scientifiques (SNe et étoiles de référence faibles) durant la nuit, jusqu'au crépuscule nautique du matin ;
- acquisition de nouvelles étoiles standards brillantes jusqu'au crépuscule civil ;
- acquisition de poses de champ plat (dôme et ciel crépusculaire) ;
- fermeture du télescope au lever du soleil.

Chaque séquence élémentaire d'observation d'une cible — baptisée « *run* » — se décompose elle-même en plusieurs étapes (« *sequences* »), dont l'enchaînement a été optimisé pour minimiser les temps d'attente :

1. pointé du télescope dans la direction de la cible, et acquisition d'une courte pose photométrique (~ 50 s) pour confirmer la présence de la cible si nécessaire et affiner son centrage dans l'IFS par reconnaissance automatique du champ ;
2. pendant le traitement de la pose photométrique, acquisition d'une pose « continuum » partielle (utilisée pour la correction de la transmission de la lame dichroïque, Sect. 3.3.2.2) ;
3. observation de la cible, avec un temps d'exposition variant de 1 s pour les étoiles brillantes à quelques dizaines de minutes pour les SNe les plus faibles ou les poses de référence galactique ;
4. acquisition d'une pose d'étalonnage « arc » (lue durant le déplacement vers la cible suivante).

Les deux dernières étapes peuvent éventuellement être répétées pour accumuler le temps de pose.

Cette organisation quasi-automatique des observations permet une plus grande efficacité dans l'utilisation du télescope, en minimisant les interventions humaines — ce qui facilite la tâche du *shifter* et réduit les risques d'erreur — et en maximisant le temps d'exposition des sources. De fait, SNIFS a généralement moins de SN à suivre qu'il ne le pourrait (jusqu'à 15 par nuit).

6.1.3 Conditions d'observation

Je profite de l'occasion pour présenter dans les Fig. 6.2 et 6.3 la distribution de quelques uns des paramètres qualifiant les conditions d'observation, générée à partir de toutes les observations SNfactory acquises à la fin de 2012. Les conditions atmosphériques moyennes sont reportées dans la Table 6.1.

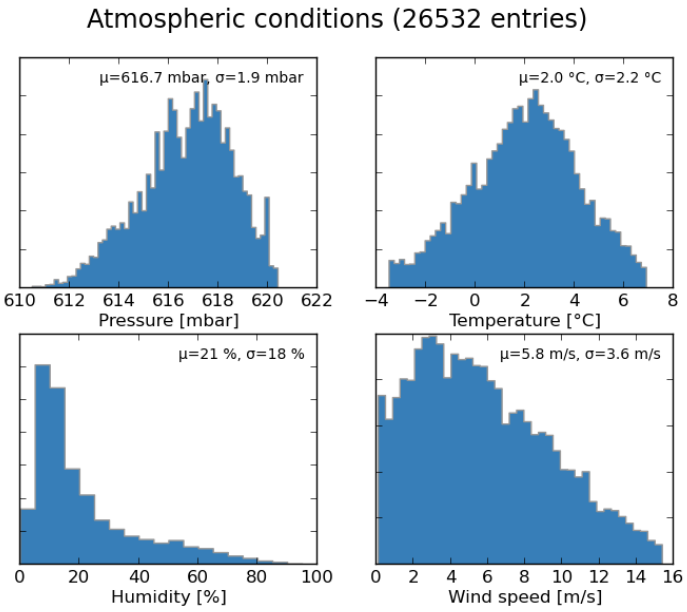


FIGURE 6.3 – Distribution des paramètres atmosphériques sur 26 532 observations : pression, température, humidité relative et vitesse du vent.

TABLE 6.2 – Statistiques *Warehouse*, en date du 16/05/2013.

Type cible	# cibles	# spectres	$z_{\max}$
Total	1364	6484	2,52
SN typée	981	5853	0,28
SN Ia	649	5259	0,24
SN Ia sélectionnée	324	4710	0,12
SN Ia suivie (≥ 5)	284	4625	0,12

6.1.4 *Warehouse*

La préparation et le suivi des observations au jour le jour sont réalisés au LBNL à l'aide du *Sunfall Data Taking* (Aragon et coll., 2007, 2009). À partir des propositions de nouvelles cibles en provenance des sondages de recherche, des candidats récemment identifiés par SNIFS, des SNe Ia confirmées en cours de suivi, des conditions d'observation et des prévisions météorologiques, etc., le système aide à mettre en place un programme optimal d'observation prêt à être exécuté par AIC.

La base de données dans laquelle sont stockées *toutes* les cibles scientifiques jamais pointées par SNIFS — hors étoiles de référence et poses d'*engineering* — est baptisée *Warehouse*. Outre les cibles suivies, elle inclut aussi les objets qui, après une première observation de « typage », se sont avérés ne pas être des SNe Ia, ou bien des SNe ne répondant pas à nos critères de sélection (essentiellement bon domaine de *redshift* et phase suffisamment précoce). La Table 6.2 et les Fig. 6.4 à 6.7 présentent l'échantillon *Warehouse* en date du 16/05/2013.

La Fig. 6.4 représente le diagramme de Sankey des cibles suivies : sur un total de 1364 cibles pointées par SNIFS, 16 % ne sont pas des SNe, 36 % ne sont pas des SNe Ia (ou pas de façon certaine), et seulement 324 (24 %) SNe Ia ont été choisies pour être suivies spectro-photométriquement. Les 325 autres SNe Ia ne passant pas les critères de sélection ont été abandonnées.

Cette faible efficacité (24 %) en terme de cibles sélectionnées est toutefois trompeuse : beaucoup de cibles potentielles sont testées avant que quelques unes ne soient choisies pour être suivies. La Fig. 6.5 présente le diagramme de Sankey des *spectres*, plus représentatifs du temps investi sur les objets. Ainsi, sur les 6484 poses spectroscopiques acquises par SNIFS, 4710 (73 %) l'ont été sur les SNe Ia sélectionnées.

La Fig. 6.6 présente quelques statistiques de l'échantillon des 284 SNe Ia *effectivement* suivies — et non pas seulement sélectionnées pour l'être —, c.-à-d. comptant au moins 5 « époques » (observations spectroscopiques) :

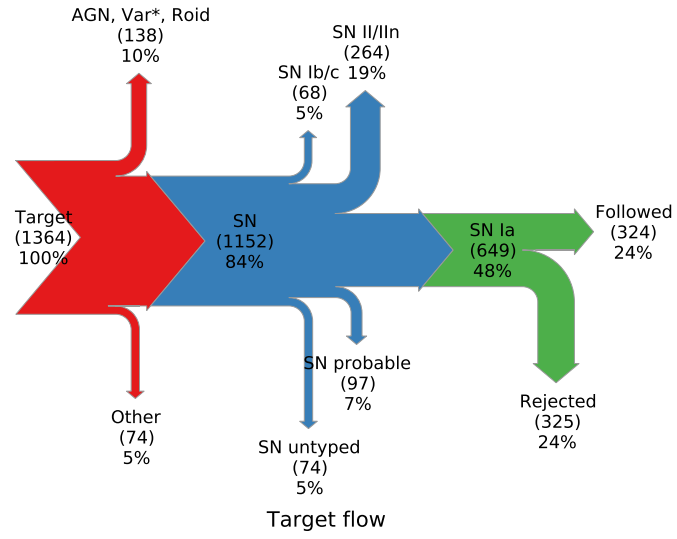


FIGURE 6.4 – Diagramme de Sankey des cibles observées par SNIFS au 16/05/2013.

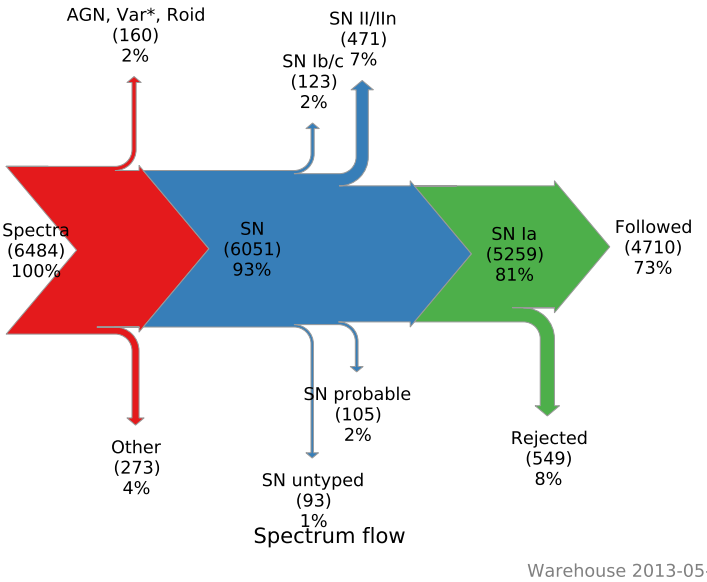


FIGURE 6.5 – Diagramme de Sankey des spectres acquis par SNIFS au 16/05/2013.

- le *redshift* moyen est $z = 0.051 \pm 0.024$ (moyenne $\pm$ écart type pour les 282 SNe disposant d'une mesure de *redshift*), conforme à la fenêtre $0{,}03 - 0{,}08$ initialement visée ;
- La phase du 1er spectre est de $-3{,}9 \pm 4{,}1$ jours avant le maximum de luminosité (moyenne $\pm$ écart type pour les 201 SNe disposant à ce moment de l'analyse d'une estimation de la phase).
- Les SNe Ia de l'échantillon *Warehouse* sont observées environ 16 fois chacune (valeur médiane), ce qui garantit une bonne couverture de leur courbe de lumière.

Notons que les *redshifts* et les phases stockées dans *Warehouse* ne sont souvent qu'approximatifs, car généralement déterminés à partir d'un spectre SNIFS grossièrement étalonné. Il faut attendre des analyses plus fines pour des valeurs plus précises (Sect. 6.3.2), mais ces premières indications sont suffisantes pour organiser le planning des observations.

Enfin, la Fig. 6.7 donne la distribution en *redshift* de 905 SNe observées au moins une fois par SNIFS *et* pour lesquelles une estimation de z est disponible (p.ex. le *redshift* de la galaxie hôte). Puisque les SNe thermonucléaires (Ia) sont en moyenne plus lumineuses que les SNe de type gravitationnel (Ib/c et II), elles couvrent un domaine de *redshift* plus étendu.

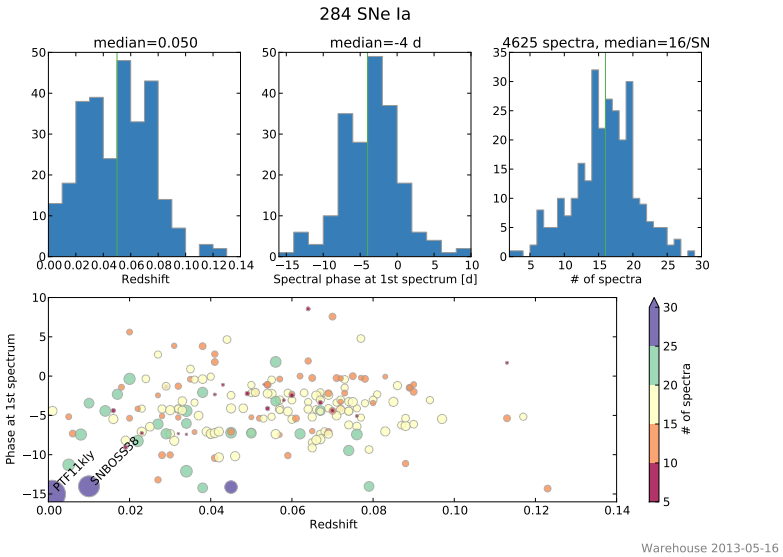


FIGURE 6.6 – *En h. :* distribution pour les SNe *effectivement* suivies du *redshift* (*à g.*, 282 SNe), de la première phase spectrale (*au c.*, 201 SNe) et du nombre de spectres (*à dr.*, 284 SNe). *En b. :* répartition dans le plan (*redshift*, première phase), où la taille et la couleur des symboles sont liées au nombre de spectres observés. SN 2011fe (PTF11kly) est la SN la plus souvent (57 époques) et précocement (dès 15 jours avant le maximum de luminosité) observée par SNIFS (Pereira et coll., 2013, Sect. 8.2.4).

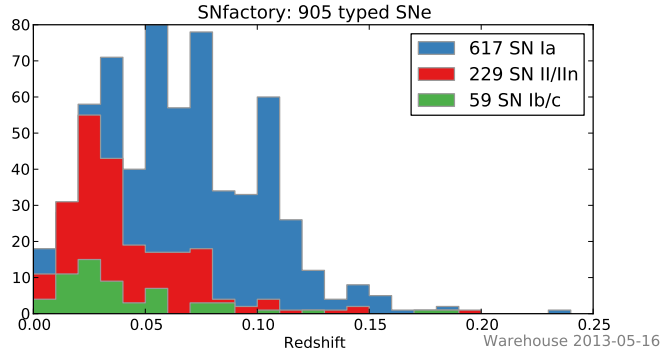


FIGURE 6.7 – Distribution en *redshift* de 905 SNe observées selon leur type : SNe Ia (*bleu*), SNe II/IIn (*rouge*) et SNe Ib/c (*vert*).

6.2 Production des données

J'ai décrit dans la première partie de ce document les nombreuses étapes nécessaires au traitement spectro-photométrique des données en provenance de SNIFS, regroupées en trois phases successives :

- prétraitement des poses CCD et reconstruction et étalonnage spectroscopique des cubes de l'IFS (Chap. 3) ;
- extraction du spectre des sources ponctuelles, après soustraction du fond galactique pour les SNe (Chap. 4) ;
- étalonnage en flux à partir d'une procédure combinant l'ensemble des étoiles standards d'une nuit (Chap. 5).

Toutes les étapes font intervenir, en plus des poses « scientifiques » de SN à réduire, une grande variété de données annexes — poses d'étalonnage du détecteur (cartes de biais ou de courant d'obscurité) et du spectrographe (lampes à arc ou à spectre continu), poses de la voie P, observations d'étoiles de référence, etc. — tissant entre elles de nombreuses relations de dépendance.

À ce stade, le traitement des données SNIFS, de la pose brute du CCD au spectre étalonné en flux d'une SN Ia, relève de la gageure. Il est évidemment inconcevable d'aborder la réduction de plus de 700000 poses sans recourir à une automatisation poussée de l'ensemble de la procédure, garante de la traçabilité et l'homogénéité des résultats.

Nous avons donc mis en place, à partir de 2005 et effectif à partir de 2008, un système de traitement des données par « flux opérationnel » (*workflow*), en décrivant les étapes de la réduction comme autant de tâches de calcul interconnectées les unes aux autres. De fait, ce mode de production définit le flux des données entre les différentes étapes, et établit des liens de parenté assurant la traçabilité des résultats.

Le *workflow*, hébergé au Centre de Calcul (CC) de l'IN2P3, s'appuie sur quatre composantes principales :

- une base de données relationnelle, assurant la description des données et leurs interconnexions ;
- un système d'archivage (long terme) et de stockage (court et moyen termes) des données ;
- une base de codes de traitement des données, réalisant la mise en œuvre pratique des étapes du traitement ;
- un pipeline de production, permettant la production de masse des données en tirant profit des capacités de calcul intensif du CC.

Avec le recul, la mise en place de la production des données spectro-photométriques SNfactory s'est avérée être un processus complexe, auquel la collaboration n'était pas préparée, surtout en terme de main d'œuvre disponible et d'expertise. Cela a entraîné non seulement des tensions au sein des équipes, mais également des retards significatifs dans la production des données et la publication des résultats. La chaîne de production SNfactory est maintenant effective, et permet de réduire l'intégralité des données SNIFS avec la précision nominale.

6.2.1 Base de données

La principale base de données SNfactory de stockage et production est une base PostgreSQL, avec 7 tables principales (Fig. 6.8) décrivant les différents types de données intervenant dans le processus de traitement :

Target : description des cibles, SNe et étoiles standards (nom, coordonnées, type spectral, etc.) ;

Run : description des pointés d'objet (date, type de pointé, etc.) ;

Exposure : description des différentes prises de données constituant un pointé (date et conditions de l'acquisition, pose science ou étalonnage, voies $P/B/R$ ou une combinaison des trois, etc.) ;

Pose : description des poses CCD issue de l'acquisition (temps d'exposition, qualité du guidage et de la pose, etc.) ;

Process : description des opérations de traitement effectuées sur une pose (identification du traitement par un système d'étiquetage appelé « `[x]fclass` », version du code utilisé, etc.) ;

File : description des fichiers produits par les opérations de traitement (nom, taille, somme de contrôle, etc.) ;

Job : description des agents ayant supervisé les opérations de traitement dans la ferme de calcul (nom, version, état, etc.).

Les fichiers de données eux-mêmes ne sont pas stockés dans cette base, mais uniquement des pointeurs vers leur lieu de stockage (Sect. 6.2.2). En conséquence, la table entière a une taille de 5,7 Gio seulement. Les interactions avec la base sont simplifiées par une interface développée en Python/Django.

Les Fig. 6.9 à 6.12 présentent quelques statistiques issues de la base de données jusqu'à la fin de l'année 2012.

- La Fig. 6.9 porte sur les différents types de cibles observées par SNIFS, où l'on voit que sur les 1547 objets catalogués dans la table *Target*, seulement 271 sont des SNe Ia effectivement suivies [2]. Elle indique également l'origine des SNe Ia suivies : une majorité (52 %) provient du programme de recherche SNfactory, tandis que les SNe Ia publiques et de PTF contribuent à hauteur de ~ 20 %. Le programme LSQ, le plus récent, n'a encore fourni que peu de sources suivies. La Fig. 6.10 donne la répartition en *redshifts*, cette fois-ci mesurés avec précision, issus de la littérature ou d'observations dédiées (voir Childress et coll., 2013, pour les détails, et Sect. 8.4.1).
- La Fig. 6.11 donne l'évolution du nombre de pointés (*runs*) spectroscopiques au fil du temps, en fonction du type de la cible. Fin 2012, SNIFS avait réalisé ~ 4600 pointés sur des SNe Ia suivies et ~ 7700 sur des étoiles de référence, pour un total de plus de 14000 pointés.
- De façon similaire, la Fig. 6.12 donne l'évolution du temps de pose spectroscopique. Fin 2012, SNIFS avait posé pendant plus de 3000 h sur des sources célestes, dont 2150 h sur des SNe suivies et 500 h sur des étoiles standards.

6.2.2 Stockage des fichiers

Les données numériques de la collaboration sont stockées sur différents systèmes du CC-IN2P3 :

2. Une dizaine de SNe Ia observées en 2013 et comptabilisées dans *Warehouse* n'ont pas été intégrées dans ces statistiques.

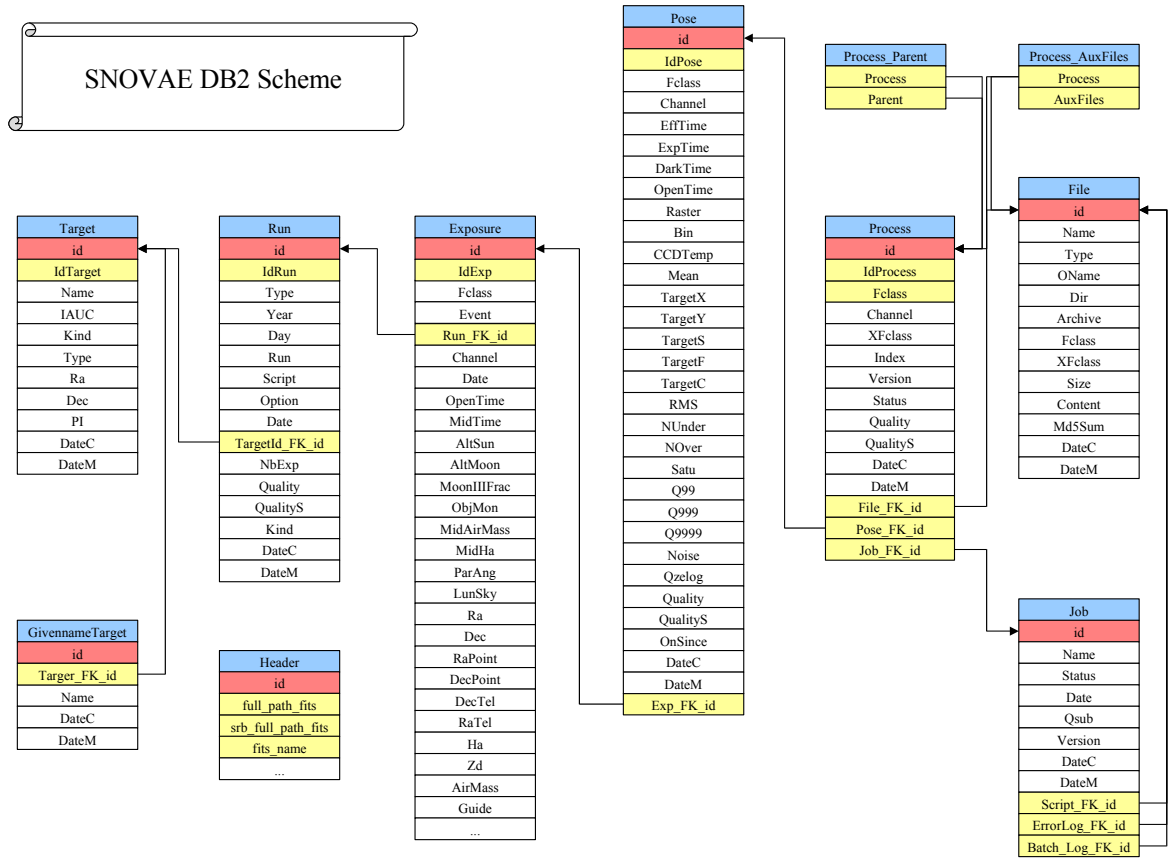


FIGURE 6.8 – Schéma de la base de données de production. Figure de N. Giraud.

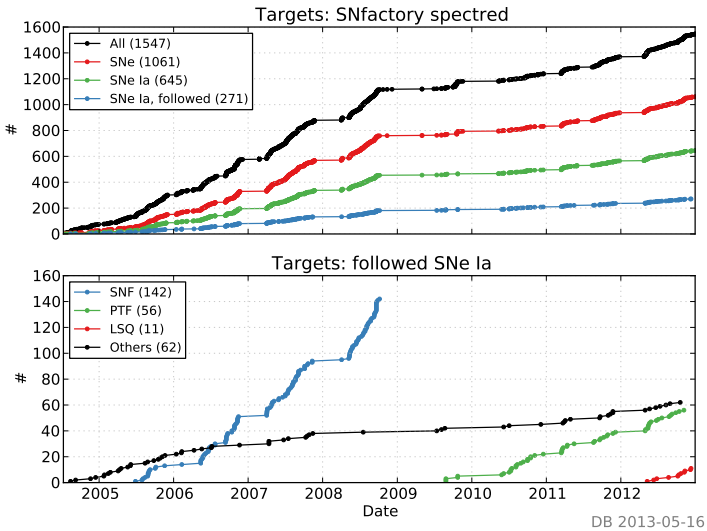


FIGURE 6.9 – *En h. :* évolution temporelle du nombre total d'objets observés en spectroscopie (*en noir*), de SNe (*en rouge*), de SNe Ia (*en vert*) et de SNe Ia suivies (*en bleu*). *En b. :* répartition des SNe Ia suivies selon leur origine (*bleu :* SNfactory, *vert :* PTF, *rouge :* LSQ, *noir :* autres sources).

– près de 10 Tio de données brutes (Table 6.3), en provenance directe de Hawaï, sont archivées de façon permanente sur bandes *High Performance Storage System* (et également au NERSC) ;
– les données brutes ainsi que celles de production, issues de la chaîne de traitement, sont stockées sur disques *Semi-Permanent Storage* (SPS) ;
– l'ensemble des codes de contrôle, d'acquisition, de production, etc., sont stockés sur un système AFS.

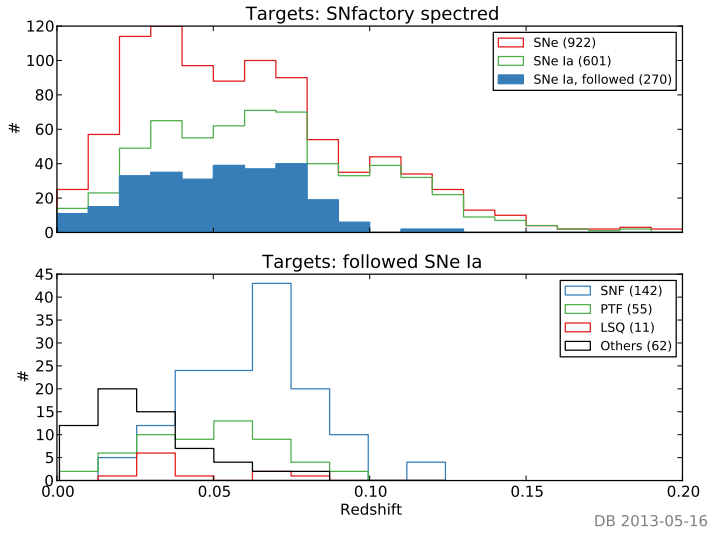


FIGURE 6.10 – Distribution en *redshift* des SNe. *En h. :* SN spectrées, selon leur suivi spectrographique (252 SNe Ia suivies, *en bleu*, parmi 579 SNe Ia uniquement spectrées, *en vert*, parmi 881 SNe spectrées, *en rouge*) ; *en b. :* SNe Ia suivies, selon leur origine (même code couleur que Fig. 6.9).

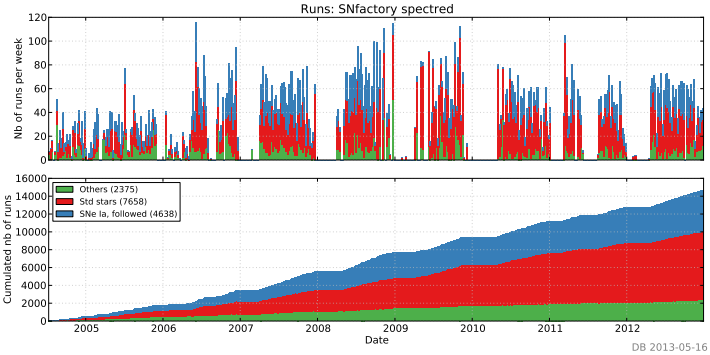


FIGURE 6.11 – Évolution du nombre de pointés spectroscopiques par semaine (*en h.*) et cumulé (*en b.*) en fonction des sources observées : SNe Ia suivies (4464 poses, *en bleu*), étoiles standards (7402, *en rouge*), et autres sources (2271, *en vert*).

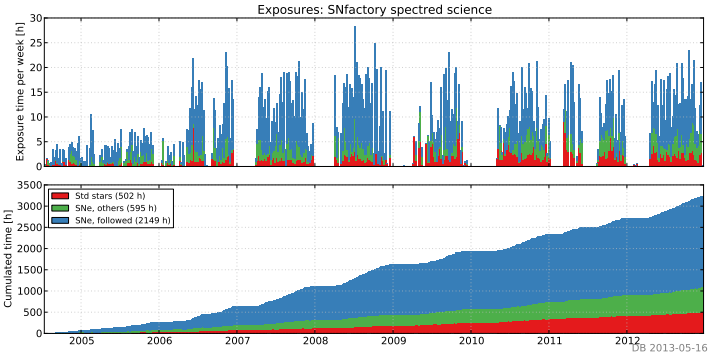


FIGURE 6.12 – Évolution du temps de pose (en heures) par semaine (*en h.*) et cumulé (*en b.*) en fonction des sources observées : étoiles de référence (*en rouge*), SNe suivies (*en bleu*) et non suivies (*en vert*).

TABLE 6.3 – Répartition des poses de données brutes, au 17/05/2013.

`Fclass`	Type	#	Taille [Gio]
03	Arc	99k	1074
07	Continuum	78k	764
12	*Twilight*	21k	463
17	Objet	279k	1924
24	*Bias*	138k	2853
25	*Dark*	31k	628
52	Dôme	91k	1858
	Total	741k	9567

Même si SNfactory n'est pas une collaboration de grande ampleur, la gestion du stockage de toutes ces données n'est pas une mince affaire. Les statistiques sont édifiantes : au 17/05/2013, près de 16,9 millions de fichiers sont stockés sur SPS, totalisant 61,6 Tio ! Notons toutefois que ces chiffres astronomiques incluent tous les fichiers jamais produits, y compris lors de productions de tests ou maintenant obsolètes.

6.2.3 Codes de traitement

Je n'entrerai certainement pas dans les détails de la réalisation technique des différents codes d'acquisition, de traitement et de gestion des données, même s'ils ont évidemment leur importance et ont occupé une large fraction de mon temps ces dix dernières années.

Pour ce qui concerne spécifiquement la partie dont je suis responsable, à savoir le traitement spectrophotométrique des données SNIFS, le code se décompose essentiellement en deux grands blocs :

- le code en C de réduction des cubes (18k lignes de code hors commentaires), s'appuyant sur les librairies `IFU_libs` de l'observatoire de Lyon ;
- le reste du code — soustraction du fond de lumière diffuse, extraction des sources ponctuelles, étalonnage en flux, etc., (32k lignes) — élaboré à partir de 2005 dans le langage Python sur les librairies numériques numpy+scipy (Jones et coll., 2001) et graphique matplotlib [3] (Hunter, 2007).

L'ensemble du code est archivé sur le dépôt CVS (*Concurrent Versions System*) de la collaboration.

6.2.4 Pipeline SNfactory

Le pipeline SNfactory met en œuvre le flux opérationnel (*workflow*) de la chaîne de production des données SNIFS. Pour chacune des étapes majeures de traitement — prétraitement des CCD, extraction et étalonnage des cubes, étalonnage en flux, etc. —, il doit :

1. interroger la base de données sur les fichiers à traiter, et les transférer de l'espace de stockage vers la zone de travail ;
2. lancer les programmes de réduction appropriés sur les machines (*workers*) de la ferme de calcul, et vérifier le bon déroulement des opérations ;
3. à la fin du calcul, enregistrer les fichiers résultants dans la base de données en les connectant aux différents fichiers parents, et les archiver dans l'espace de stockage ;

Toute l'opération constitue un « *job* », et ses caractéristiques principales sont également enregistrées dans la base de données.

Dans la terminologie SNfactory, les étapes de la chaîne de production sont préparées par des « plans ». Ces programmes, en interaction avec la base de données, élaborent les scripts autonomes qui seront transmis aux *workers*. Pour tirer pleinement profit de la puissance des fermes de calcul du CC-IN2P3, ces scripts ne doivent porter ni sur trop (p.ex. l'intégralité des données à traiter) ni sur trop peu (p.ex. traitement pose par pose) de fichiers à la fois. Ils traitent donc des données regroupées par nuit ou par cible.

Après insertion des fichiers bruts — essentiellement des poses CCD — dans la base de données, la production principale de SNfactory est gérée par 10 plans (Fig. 6.13) :

`plan_file_quality` (PFQ) : prétraitement des poses CCD de chaque nuit (Sect. 3.1) ;

`plan_cube_generation` (PCG) : extraction et étalonnage spectral des cubes de chaque nuit (resp. Sect. 3.2 et 3.3) ;

`plan_extract_star` (PES) : extraction du spectre des étoiles standards (Sect. 4.2) de chaque nuit ;

`plan_multi_standard` (PMS) : préparation de l'étalonnage en flux multi-standard pour chaque nuit (Sect. 5.2) ;

`plan_photometric_ratios` (PPR) : calcul des rapports photométriques pour chaque pose de chaque cible à partir des sources secondaires de la voie P (Sect. 5.3.1 et 5.3.2) ;

`plan_flux_solution` (PFS) : calcul de l'extinction atmosphérique effective de chaque pose à partir de son rapport photométrique et de l'extinction moyenne de la nuit (Sect. 5.3) ;

`plan_flux_calibration` (PFC) : application de l'étalonnage en flux pour chaque pose de chaque cible (Sect. 5.3) ;

3. Avec laquelle ont été produites la plupart des figures de ce mémoire.

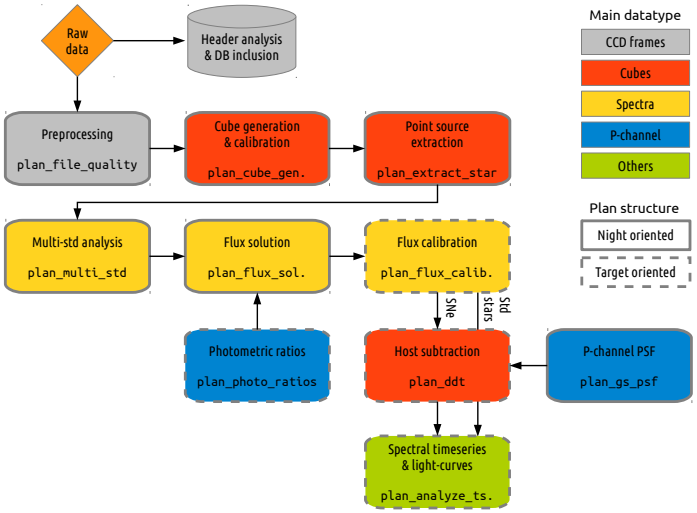


FIGURE 6.13 – Schéma de principe du flux opérationnel (*workflow*) de la chaîne de production SNfactory, des données brutes (*en h. à g.*) aux données finales (*en b. à dr.*). Chaque boîte représente une étape majeure du processus, concrétisée par un « plan ».

`plan_gs_psf` (PGP) : ajustement du modèle de PSF atmosphérique (Sect. 4.2.1) sur les sources secondaires de la voie P, utilisé dans la procédure de soustraction de la galaxie ;

`plan_ddt` : construction du modèle de fond galactique pour chaque cible, et soustraction pour chaque pose (Sect. 4.1) ;

`plan_analyze_timeseries` (PAT) : production pour chaque cible des séries temporelles, des courbes de lumière dans différents systèmes photométriques, ajustement des courbes de lumière des SNe Ia par SALT2, etc.

Les différentes étapes du PCG sont détaillées dans la Fig. 3.1, tandis que celles des trois plans consacrés à l'étalonnage en flux — PMS, PFS et PFC — sont présentées Fig. 5.8.

Les plans les plus gourmands en temps de calculs et en espace disque sont PFQ (chacune des poses prétraitées occupe 65 Mio) et PCG (l'opération d'extraction des cubes est particulièrement lente). Malgré l'automatisation de la procédure, la production des données n'est donc pas une opération anodine : il faut compter un mois équivalent temps plein pour un traitement complet des données. Les derniers développements visent à la mise en place d'une production *incrémentale* plus réactive, permettant le traitement « au jour le jour » des nouvelles données plutôt que l'approche monolithique.

6.3 L'échantillon SNfactory

6.3.1 Production « New Hampshire »

Depuis 2008 et la mise en place effective du système décrit précédemment, de nombreuses « productions » de données ont été réalisées, chacune intégrant les observations les plus récentes et apportant son lot d'innovations et de correctifs dans les procédures de traitement. La tradition est de baptiser chaque production majeure — hors procédure de soustraction du fond galactique — du nom d'un des États Unis d'Amérique : Alabama, Alaska, etc. Ainsi, le nom officiel de la dernière production en date (octobre 2012), utilisant le code de réduction 2.00, est SNF-0200-NEWHAMP, pour New Hampshire (NH). De chaque production générique dérivent une ou plusieurs productions incluant la soustraction du fond galactique, baptisées du nom d'un des parcs nationaux de l'état en question, p.ex. Ahern puis Bedell pour le New Hampshire.

L'échantillon NH constitue donc la version la plus récente de la production des données SNfactory, appliquant aux données acquises par SNIFS jusqu'à fin 2012 les versions les plus récentes des codes de traitement. Notons qu'à toutes les observations de *Warehouse* (Sect. 6.1.4) ou de la base de données (Sect. 6.2.1) ne correspondent pas nécessairement des données totalement réduites. Le phénomène d'attrition est généralement lié à des problèmes techniques — p.ex. détecteurs chauds, lampes d'étalonnage grillées, erreurs de pointé, etc. — passés jusque là inaperçus.

L'échantillon NH compte finalement :
- 267 SNe Ia suivies au moins cinq fois (hors poses de référence nécessaires à la construction du modèle galactique). Parmi elles, 248 ont une courbe de lumière BVR pouvant être raisonnablement ajustées par SALT2 (Fig. 6.14, sans sélection sur la qualité de l'ajustement) ;
- 11 étoiles brillantes (des catalogues HR et HD) et 29 étoiles faibles.

Les statistiques sur la qualité photométrique de cet échantillon seront présentées au Chap. 7.

Une comparaison de la distribution en *redshift* des SNe Ia de SNfactory avec les autres échantillons de SNe proches ($0{,}01 \leq z \leq 0{,}1$) est présentée Fig. 6.15 :
- 18 SNe de l'échantillon historique de Calán/Tololo (Hamuy et coll., 1996) ;
- 9 SNe avec $z \lesssim 0{,}02$ de Krisciunas et coll. (2004) ;
- 120 SNe en provenance des échantillons *Center for Astrophysics Supernova* (Hicken et coll., 2009, 2012), avec $z \lesssim 0{,}04$;
- 59 SNe Ia des échantillons *Carnegie Supernova Project* (Contreras et coll., 2010; Stritzinger et coll., 2011) ;
- 138 SNe en provenance du *Lick Observatory Supernova Search* (Ganeshalingam et coll., 2010; Silverman et coll., 2012). Notons que cet échantillon ne sera pas inclus dans l'analyse UNION3 à venir, car considéré comme de piètre qualité photométrique ;
- 4 SNe proches du *Supernova Cosmology Project*, un échantillon focalisé sur les SNe Ia distantes (Kowalski et coll., 2008; Amanullah et coll., 2010; Suzuki et coll., 2012) ;
- 11 SNe du *Sloan Digital Sky Survey Supernova Survey* 1re année (Holtzman et coll., 2008; Kessler et coll., 2009) ;
- L'échantillon *CFHT Legacy Survey Supernova Program* (Astier et coll., 2006; Guy et coll., 2010) ne fournit pas de SNe Ia dans ce domaine de *redshift*.

De part sa distribution en *redshift*, l'échantillon SNfactory constitue un des échantillons majeurs de SNe Ia proches, tant en quantité qu'en qualité. En effet, beaucoup des lots ci-dessus visent des SNe trop proches ($z < 0{,}01$) et détectées lors de recherches ciblées, ce qui les rend particulièrement sensibles à divers biais (mouvements propres et mouvements d'ensemble, effets de sélection). Inversement, les échantillons de SNe lointaines sont déjà sensibles aux considérations cosmologiques, et ne permettent pas une étude découplée des propriétés des SNe. Ajoutons évidemment que l'échantillon SNfactory est en outre le *seul* échantillon spectro-photométrique.

6.3.2 IDR « metaAHERN »

Afin que chacun puisse accéder facilement et de façon homogène aux données réduites issues d'une production précise, la distribution des séries temporelles spectro-photométriques des SNe Ia SNfactory au sein de la collaboration se fait à l'aide d'une *Internal Data Release* (IDR) [4]. Cette archive regroupe une large sélection de spectres entièrement traités, ainsi que de nombreuses méta-données décrivant les objets (nom, *redshifts* héliocentrique et CMB-centrique, date du maximum de luminosité, etc.) et les poses (date, conditions d'observation, magnitudes synthétiques, fichier originel, etc.).

La dernière IDR mise en circulation dans la collaboration, dérivée de la production New Hampshire/Ahern et encore en cours de validation, est baptisée metaAHERN. Cette archive de 376 Mio contient les spectres réduits $B + R$ de 3051 observations sur 217 SNe Ia ayant passé toutes les étapes du traitement. Puisque l'échantillon SNfactory n'est pas encore public, je ne peux en présenter que les caractéristiques principales (Fig. 6.16, 6.17 et 6.18), en dehors de toute description détaillée.

Au terme de la réduction des données, toutes les séries temporelles des SNe sont ajustées à l'aide de SALT2 (*Spectral Adaptive Lightcurve Template* version 2.2, Guy et coll., 2005, 2007, 2010), une méthode standard de modélisation de la courbe de lumière à base de patrons spectraux (voir p.ex. Chotard, 2011, pour une présentation détaillée de la procédure dans le contexte de SNfactory). L'ajustement se fait sur les bandes BVR_{SNf} et permet de mesurer 4 paramètres essentiels décrivant les SNe :
- la magnitude apparente au maximum de lumière dans la bande B ;
- la date du maximum de lumière dans la bande B, référence de la « phase » des observations ;
- x_1, un terme de forme de la courbe de lumière ;
- c, un terme de couleur.

Les SNe de metaAHERN sont alors réparties en deux catégories :

4. Outre l'IDR SN Ia sur laquelle je vais me concentrer, l'équipe de production fournit également une IDR SN II (7 objets) et une IDR étoiles standards (40 étoiles, dont 29 faibles).

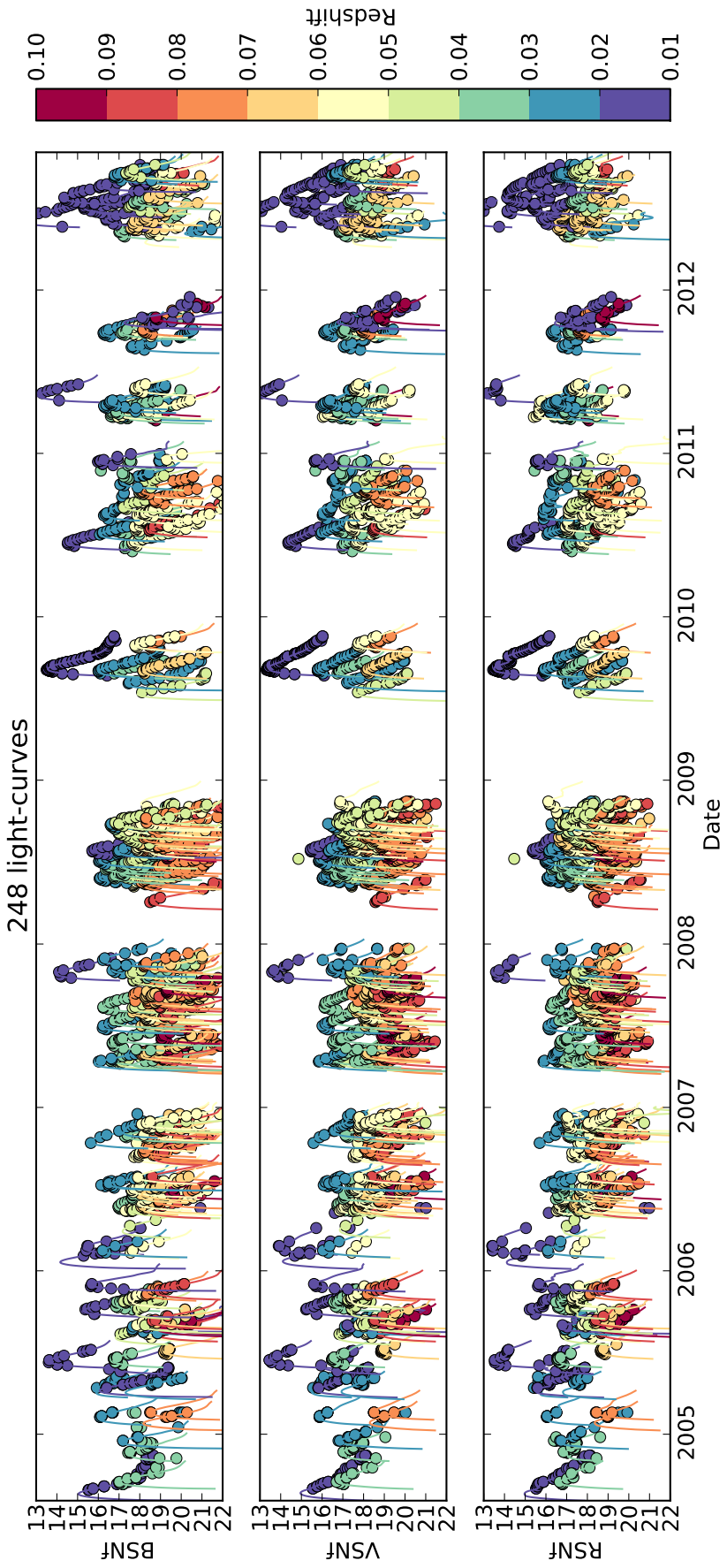


FIGURE 6.14 – Courbes de lumière de 248 SNe Ia issues de la production NH. Les *points* constituent les mesures de photométrie synthétique dans les filtres BVR_{SNf} (*de h. en b.*), tandis que les *courbes* correspondent aux ajustements SALT2.

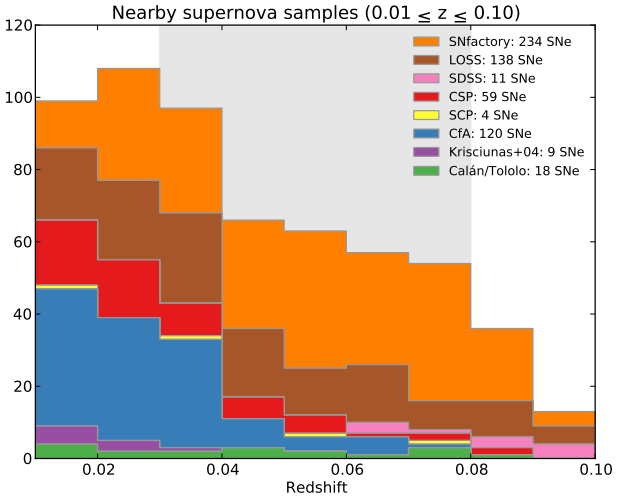


FIGURE 6.15 – Distribution en *redshifts* des SNe SNfactory (production NH) et des autres échantillons proches ($0{,}01 \leq z \leq 0{,}1$). La zone *grisée* correspond au domaine de *redshift* $0{,}03 < z < 0{,}08$ visé par SNfactory. Voir texte pour les références.

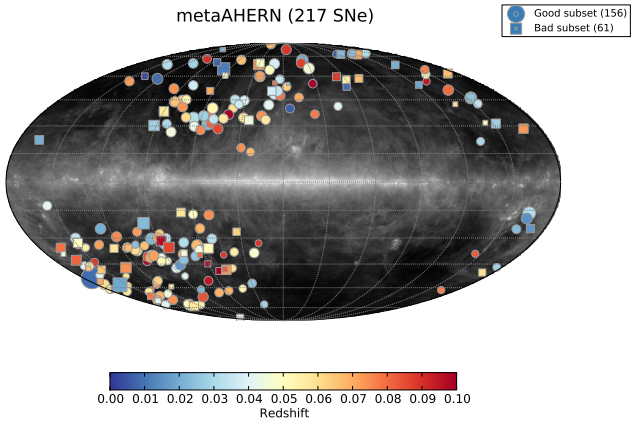


FIGURE 6.16 – Répartition en coordonnées galactiques des 217 SNe Ia de l'IDR metaAHERN, projetées sur la carte de poussière galactique à 100 μm IRAS/COBE.

Good **:** 156 SNe Ia (2395 spectres) passant les quatre critères de qualité suivants :

1. un suivi sur au moins 5 nuits différentes — hors poses de référence galactique ;
2. une dispersion (nMAD) autour de l'ajustement SALT2.2 des courbes de lumière BVR_{SNf} inférieure à 0,12 mag (cf. Sect. 7.2.2.1) ;
3. moins de 20 % de mesures aberrantes (*outliers*) à plus de 0,2 mag ;
4. les critères de couverture en phase et couleur préconisés par Guy et coll. (2010) :
   - au moins 4 mesures entre -10 et $+35$ jours,
   - au moins une mesure entre -10 et $+5$ jours,
   - au moins une mesure entre $+5$ et $+20$ jours,
   - au moins une mesure de couleur $B-V$ entre -8 et $+10$ jours.

Bad **:** 61 SNe (656 spectres) ne satisfaisant pas ces critères de qualité à l'heure actuelle (mais tout espoir n'est pas perdu). Notons que les SNe de ce sous-groupe ne présentent pas nécessairement des courbes de lumière de mauvaise qualité : il peut également s'agir de SNe atypiques mal décrites par les patrons spectraux de SALT2.

Quelques SNe n'apparaissent même pas dans l'IDR (*missing*), généralement parce que l'unique pose de référence galactique n'a pas pu être traitée, ce qui ne permet pas la soustraction de l'hôte et disqualifie d'emblée l'ensemble des observations. Une méthode devant permettre de corriger ce problème est en cours de développement.

Les Fig. 6.17 et 6.18 présentent quelques statistiques de l'IDR metaAHERN.

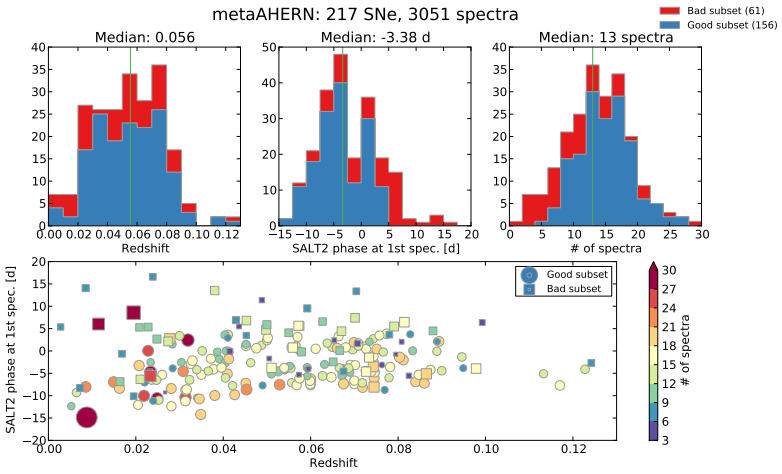


FIGURE 6.17 – *En h. :* distribution en *redshift* (*à g.*), en première phase SALT2 (*au c.*) et en nombre de spectres (*à dr.*) des 217 SNe Ia de l'IDR metaAHERN. *En b. :* répartition des 217 SNe dans le plan (*redshift*, première phase), où la taille et la couleur des symboles sont liées au nombre de spectres observés. Cette figure est le pendant de la Fig. 6.6 pour l'échantillon de l'IDR.

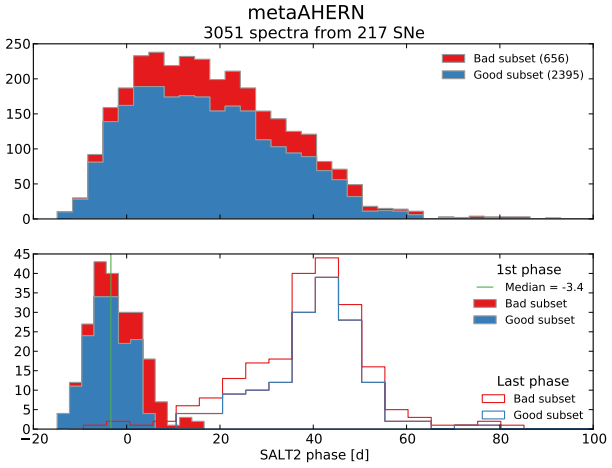


FIGURE 6.18 – *En h. :* distribution en phase SALT2 (en jours) des 3051 spectres issus des 217 séries temporelles de l'IDR metaAHERN. *En b. :* distributions des premières (*à g.*) et dernières (*à dr.*) phases.

Bibliographie

Amanullah, R. et coll. (2010). *Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at 0.511<z<1.12 and the Union2 Compilation*. *ApJ*, **716**, 712. 88

Antilogus, P. et coll. (2008). *Data taking in Virtual Control Room : the SNfactory example*. Dans *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems II*, t. 7016 de *Proceedings of the SPIE*, p. 50. 77

Aragon, C. et coll. (2007). *Sunfall : A Collaborative Visual Analytics System for Astrophysics*. Dans *IEEE Symposium on Visual Analytics Science and Technology, 2007*, p. 219 –220. 77, 80

Aragon, C.R. & Poon, S. (2011). *No sense of distance : improving cross-cultural communication with context-linked software tools*. Dans *Proceedings of the 2011 iConference*, p. 159–165 (ACM, New York, NY, USA). 78

Aragon, C.R. et coll. (2009). *Using visual analytics to develop situation awareness in astrophysics*. *Information Visualization*, **8(1)**, 30–41. 77, 80

Astier, P. et coll. (2006). *The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set*. *A&A*, **447**, 31. 88

Childress, M. et coll. (2013). *Host Galaxies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory*. *ApJ*, **770**, 107. 83

Chotard, N. (2011). *Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. E. Gangler (dir.). 88

Contreras, C. et coll. (2010). *The Carnegie Supernova Project : First Photometry Data Release of Low-Redshift Type Ia Supernovae*. *AJ*, **139**, 519. 88

Ganeshalingam, M. et coll. (2010). *Results of the Lick Observatory Supernova Search Follow-up Photometry Program : BVRI Light Curves of 165 Type Ia Supernovae*. *ApJS*, **190**, 418. 88

Guy, J. et coll. (2005). *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae*. *A&A*, **443**, 781. 88

—— (2007). *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators*. *A&A*, **466**, 11. 88

—— (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints*. *A&A*, **523**, 7. 88, 90

Hamuy, M. et coll. (1996). *BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae*. *AJ*, **112**, 2408. 88

Hicken, M. et coll. (2009). *CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA*. *ApJ*, **700**, 331. 88

—— (2012). *CfA4 : Light Curves for 94 Type Ia Supernovae*. *ApJS*, **200**, 12. 88

Holtzman, J.A. et coll. (2008). *The Sloan Digital Sky Survey-II : Photometry and Supernova IA Light Curves from the 2005 Data*. *AJ*, **136**, 2306. 88

Hunter, J. (2007). *Matplotlib : A 2D Graphics Environment*. *Computing in Science Engineering*, **9(3)**, 90 . 86

Jones, E., Oliphant, T. & Peterson, P. (2001). *SciPy : Open Source Scientific Tools for Python*. 86

Kessler, R. et coll. (2009). *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters*. *ApJS*, **185**, 32. 88

Kowalski, M. et coll. (2008). *Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets*. *ApJ*, **686**, 749. 88

Krisciunas, K. (1997). *Optical Night-Sky Brightness at Mauna Kea over the Course of a Complete Sunspot Cycle*. *PASP*, **109**, 1181. 79

Krisciunas, K. et coll. (2004). *Optical and Infrared Photometry of the Type Ia Supernovae 1991T, 1991bg, 1999ek, 2001bt, 2001cn, 2001cz, and 2002bo*. *AJ*, **128**, 3034. 88

Pereira, R. et coll. (2013). *Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory*. *A&A*, **554**, 27. 82

Poon, S.S. et coll. (2008). *Context-Linked Virtual Assistants for Distributed Teams : An Astrophysics Case Study*. Dans *ACM Conference on Computer Supported Cooperative Work 2008* (San Diego, CA). 77

Silverman, J.M. et coll. (2012). *Berkeley Supernova Ia Program - I. Observations, data reduction and spectroscopic sample of 582 low-redshift Type Ia supernovae*. *MNRAS*, **425**, 1789. 88

Stritzinger, M.D. et coll. (2011). *The Carnegie Supernova Project : Second Photometry Data Release of Low-redshift Type Ia Supernovae*. *AJ*, **142**, 156. 88

Suzuki, N. et coll. (2012). *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample*. *ApJ*, **746**, 85. 88

Chapitre 7

Précision photométrique

J'aborde dans ce chapitre les éléments permettant de caractériser la précision photométrique des mesures SNIFS. Mann et coll. (2011) ont obtenu avec ce même instrument une précision phénoménale de 0,56 mmag, mais en l'utilisant dans une configuration originale sur des étoiles brillantes. Je me concentre ici sur les estimations s'appliquant aux observations de l'échantillon SNfactory.

7.1 Photométrie synthétique

Le spectrographe SNIFS fournit un spectre étalonné en flux sur l'ensemble de son domaine spectral, nominalement 3200–5300 Å pour la voie B et 5000–10 200 Å pour la voie R, mais restreint après la procédure de réduction aux domaines utiles 3300–5150 Å en B et 5100–9700 Å en R.

À partir de ces spectres, il est possible de « synthétiser » toutes les mesures de photométrie portant sur une bande passante incluse dans le domaine utile :

$$X = -2{,}5 \log \left(\frac{\int T_X(\lambda) S(\lambda) \lambda / hc \, \mathrm{d}\lambda}{\int T_X(\lambda) \lambda / hc \, \mathrm{d}\lambda} \right) + X_0 \tag{7.1}$$

où

- $T_X(\lambda)$ désigne la transmission du filtre X,
- le spectre $S(\lambda)$ est exprimé en f_λ = erg cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}, et a éventuellement été ramené dans le référentiel de la source (*deredshifted*) et/ou corrigé de l'extinction interstellaire de la Voie Lactée (*dereddened*, p.ex. Chotard, 2011),
- la magnitude synthétique X « en photons » est calculée sur un spectre exprimé en c_λ = photons cm^{-2} s^{-1} Å^{-1} (Nugent et coll., 2002), d'où le facteur hc/λ,
- X_0 est le point zéro du système de magnitude.

Nous pouvons donc calculer les magnitudes synthétiques dans les différents systèmes de filtres de la littérature (p.ex. Fig. 7.1). Cependant, ces systèmes ont plusieurs inconvénients majeurs dans le cas de mesures spectro-photométriques :

- la transmission tabulée est souvent mal définie, car elle intègre non seulement la transmission du filtre physique, mais aussi, selon les cas, le point zéro, l'efficacité du reste de l'optique et du détecteur, ou le terme d'extinction atmosphérique ;
- la couverture des filtres peut éventuellement s'étendre au delà de la bande passante de SNIFS, p.ex. le filtre Bessel-U ou les filtres z de SDSS et SNLS ;
- les transmissions se superposent généralement — surtout dans les filtres Bessel, la situation tend à s'améliorer dans les configurations les plus récentes —, ce qui introduit des termes covariants entre les magnitudes synthétiques.

J'ai donc défini pour SNfactory un système de filtres synthétiques, en respectant les contraintes suivantes :

1. transmission « porte » contenue dans le domaine 3300–9200 Å (référentiel de l'observateur) : la coupure basse à 3300 Å permet d'ignorer le domaine à moindre S/B et affecté par d'éventuelles erreurs d'étalonnage en flux (coupure de l'ozone), tandis que la coupure haute à 9200 Å évite la bande tellurique intense H_2O difficile à corriger avec précision ;

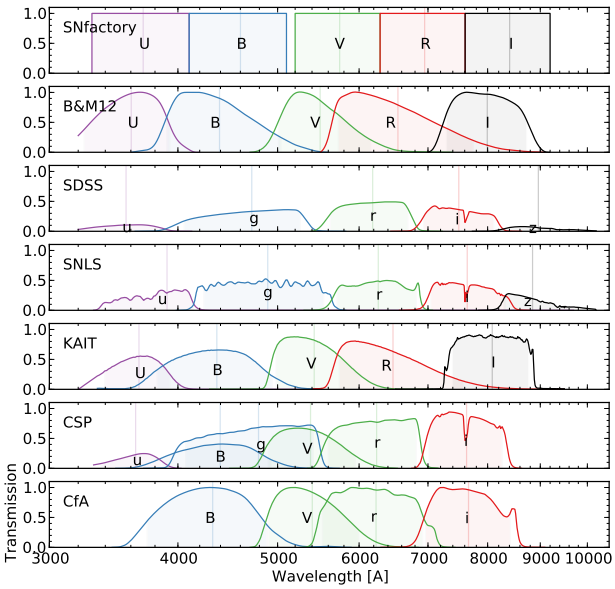


FIGURE 7.1 – Comparaison des différents systèmes photométriques, *de h. en bas* : SNfactory, Bessell & Murphy (2012), SDSS (Doi et coll., 2010), SNLS/Megacam (Regnault et coll., 2009), LOSS/KAIT (Ganeshalingam et coll., 2010), CSP (Stritzinger et coll., 2011), CFA/Keplercam (Hicken et coll., 2009).

TABLE 7.1 – Définition des filtres SNfactory.

Filtre	$\langle\lambda\rangle$	$\lambda_{\rm min}$	$\lambda_{\rm max}$
U	3701,2	3300,0	4102,4
B	4601,2	4102,4	5100,0
V	5744,6	5200,0	6289,2
R	6947,9	6289,2	7606,6
I	8403,3	7606,6	9200,0

2. couverture *dense* — sans interruption ni recouvrement — du domaine spectral, hormis pour une petite zone inter-voie (5100–5200 Å) affectée par les fluctuations de transmission de la lame dichroïque ;
3. filtres spécifiques à chacune des voies spectroscopiques B et R, de sorte qu'une mesure dans un filtre ne nécessite les données que d'une voie, et est possible même si l'autre voie est hors service ;
4. système classique de type $UBVRI$;
5. résolution spectrale uniforme par voie.

Le système SNfactory compte donc 5 filtres (Table 7.1 et Fig. 7.1) : $U_{\rm SNf}$ et $B_{\rm SNf}$ portent sur la voie B (avec une résolution spectrale $\mathcal{R}_B = 4{,}6$), et $V_{\rm SNf}$, $R_{\rm SNf}$ et $I_{\rm SNf}$ sur la voie R ($\mathcal{R}_R = 5{,}3$).

7.2 Estimations de la précision photométrique

7.2.1 À partir des étoiles de référence

La précision spectro-photométrique effective des mesures SNIFS peut s'estimer en comparant les spectres étalonnés des étoiles standards aux flux de référence. Notons que cette estimation est éventuellement légèrement biaisée (optimiste), car elle compare à des spectres de référence qui ont été utilisés dans le calcul de la solution en flux. Néanmoins, ce biais est atténué par l'utilisation dans la procédure d'étalonnage de nombreuses étoiles de type et de source différents.

La Fig. 7.2 illustre la méthode appliquée à l'ensemble des ~ 370 spectres de l'étoile EG131 (production NH), obtenus en nuits photométriques (P) *et* non photométriques (N). Cette étoile a pour propriété intéressante d'être un corps noir quasi-parfait (Bessell, 1999), sans raie d'absorption significative. La

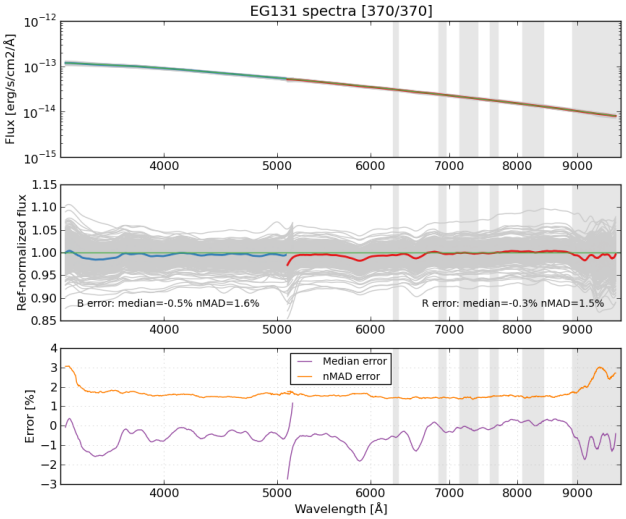


FIGURE 7.2 – Évaluation de la précision spectro-photométrique de SNIFS à partir des 370 spectres de EG131 (*en gris*, production NH), dont la moyenne (*traits épais*) est comparée à la table de référence (*en vert*). Les zones grisées correspondent aux bandes telluriques. *En b. :* la valeur médiane de l'erreur relative (erreur systématique $\sim -0{,}3$ %) et sa dispersion (nMAD, erreur statistique $\gtrsim 2$ %).

comparaison n'est donc pas affectée par d'éventuels problèmes de comparaison avec la table de référence (Sect. 5.2.4.1). L'erreur systématique, c.-à-d. l'écart moyen au flux de référence, est de $\sim -0{,}3$ %, sans dépendance chromatique forte. Il n'est pas exclu qu'au moins une partie de ce décalage soit liée à une inconsistance de point zéro. Plus intéressant pour l'estimation de la qualité spectro-photométrique de SNIFS, l'erreur statistique, c.-à-d. la dispersion des spectres étalonnés, est de $\gtrsim 2$ %, là encore avec une faible dépendance chromatique (si ce n'est pour $\lambda \gtrsim 9000$ Å, correspondant à une bande tellurique H_2O difficile à corriger, Buton et coll. 2013). Notons également dans cette figure la présence de quelques « défaillances catastrophiques », avec une erreur essentiellement achromatique > 20 % et facilement identifiables par des tests statistiques.

L'estimation de la précision photométrique par bande pour cette même étoile EG131 est illustrée Fig. 7.3. Pour ne pas être trop affecté par les points aberrants — qui résultent généralement d'un souci majeur dans la chaîne de réduction des données —, nous utilisons la statistique « xRMS », qui correspond au RMS standard après coupure des points à plus de 0,2 mag.

Enfin, la procédure peut être élargie à l'ensemble des étoiles standards de SNfactory (Fig. 7.4 et Table 7.2). Nous nous restreignons dans un premier temps aux « Fab 5 », c.-à-d. les 5 étoiles observées le plus couramment, et dont les tables de références sont les mieux établies : G191-B2B ($V = 11{,}8$), GD71 ($V = 13{,}0$), GD153 ($V = 13{,}3$), BD+17°4708 ($V = 9{,}9$) et P177D ($V = 13{,}5$), auxquelles nous avons ajouté EG131 ($V = 12{,}3$).

Comme nous pouvons le voir à partir de ces statistiques établies sur près de 1800 observations obtenues dans tout type de condition atmosphérique sur 8 ans :

- la précision photométrique globale ($P + N$) est de 25 mmag xRMS sur les 5 bandes, sans grande dépendance chromatique ;
- la précision est logiquement meilleure en nuit P (21 mmag) qu'en nuit N (28 mmag), puisque l'étalonnage en conditions N fait intervenir l'étape supplémentaire des rapports photométriques (Sect. 5.3) ;
- les erreurs sont très corrélées entre les bandes, avec des coefficients $\rho > 0{,}70$ en nuits P, et $> 0{,}80$ en nuits N. Là encore, cela se comprend par le fait que les rapports photométriques sont « gris » et corrèlent fortement l'ensemble des bandes entre elles ;
- De fait, les erreurs sur les couleurs sont < 10 mmag, bien moindres qu'on ne pourrait l'attendre *a priori*, même sans coupure des points aberrants (puisqu'ils ont des magnitudes covariantes).

Les résultats obtenus sur les ~ 3270 observations des 29 étoiles standards de SNfactory observées plus de 10 fois sont similaires : 28 mmag xRMS, avec 23 mmag en nuits P et 31 mmag en nuits N. La légère dégradation est compatible avec une dispersion de l'ordre de 1 % sur les points zéro des tables de référence.

Ces chiffres quantifient la précision spectro-photométrique de l'instrument SNIFS et de toute sa chaîne de traitement, dans le cadre d'observations de sources ponctuelles sans fond structuré relativement

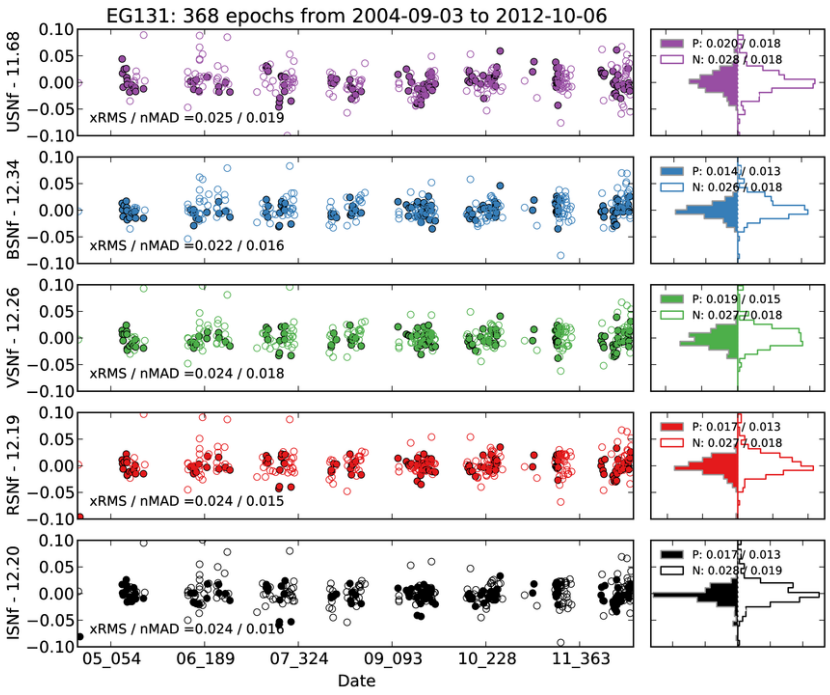


FIGURE 7.3 – Photométrie synthétique de EG131 (production NH) dans les filtres SNfactory (les • correspondent aux nuits photométriques, les ∘ aux non photométriques).

brillantes (étoiles standards avec $V \lesssim 14$). Ils intègrent les erreurs induites par l'étalonnage spectral des cubes — dans la limite des hauts flux —, ainsi que les imprécisions liées à la méthode d'étalonnage en flux — détermination multi-standard de l'extinction atmosphérique et de la solution en flux, utilisation des rapports non-photométriques. En revanche, ils ne tiennent pas compte des erreurs introduites par la procédure de soustraction du fond galactique (Sect. 4.1). Surtout, ils ne couvrent pas le domaine de magnitude des objectifs primaires de SNfactory, à savoir les SNe ($V \sim 16 - 21$, Fig. 7.5), et peuvent donc passer sous silence des erreurs d'extraction liées à des non linearités aux bas flux.

7.2.2 À partir des supernovæ

Puisque l'objectif de SNfactory est d'observer des supernovæ, l'idéal serait d'estimer la précision spectro-photométrique de SNIFS directement sur ces objets. Malheureusement, les magnitudes attendues ne sont ni connues *a priori* ni même constantes... Il faut donc user d'artifice, soit en comparant les observations à des modèles, soit en les comparant à des mesures provenant d'autres instruments.

7.2.2.1 Comparaison avec SALT2

Les courbes de lumière de toutes les SNe de l'échantillon NH/Bedell [1] ont été modélisées par SALT2 (version 2.2). Les résidus de l'ajustement permettent une (certaine) estimation de la précision photométrique de nos mesures (Fig. 7.5 et Table 7.3). La dispersion observée — avec un XRMS global de 60 mmag — est significativement plus grande que celle estimée sur les étoiles standards (28 mmag). De plus, un des éléments marquants est l'accroissement des résidus à mesure que le flux de la source diminue, alors même que les erreurs sur les magnitudes synthétisées ne sont jamais dominées par le bruit de photons.

1. La production NH/Ahern est affectée d'un problème technique dans la soustraction galactique, sans conséquence notable sur les statistiques de l'IDR metaAHERN présenté précédemment (Sect. 6.3.2), mais dégradant à la marge la qualité des courbes de lumière. J'utilise ici la dernière production en date, NH/Bedell, dans lequel ce problème a été corrigé.

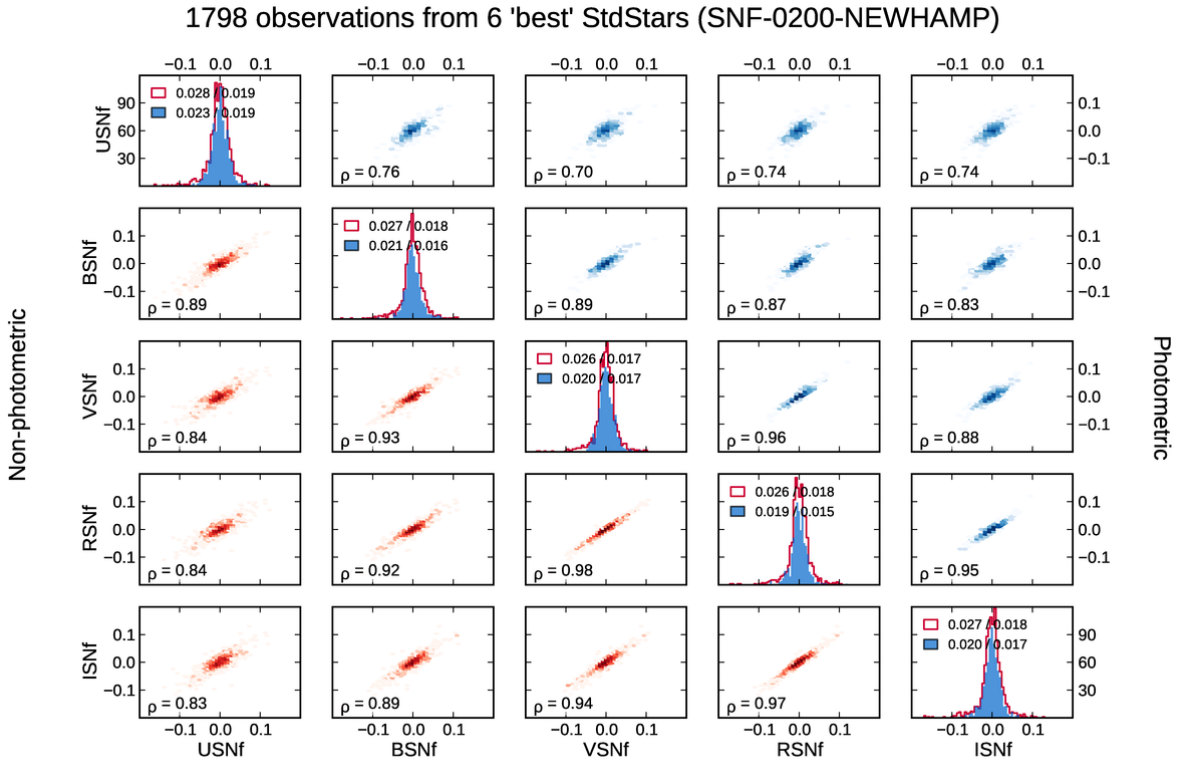


FIGURE 7.4 – Précision photométrique estimée dans les filtres $UBVRI_{\mathrm{SNf}}$ à partir des observations des six étoiles standards G191-B2B, GD71, GD153, BD+17°4708, P177D et EG131 (production NH). Les *histogrammes* de la diagonale représentent la distribution des erreurs en magnitude dans les différentes bandes, en nuits photométriques (*bleu*) ou non (*rouge*), avec indiqués pour chacune l'écart type et le nMAD. Les figures hors diagonale tracent les corrélations entre les bandes, dans les conditions photométriques (*en h. à dr.*) et non photométriques (*en b. à g.*).

TABLE 7.2 – Précision photométrique estimée dans les filtres $UBVRI_{\mathrm{SNf}}$ à partir des observations des six étoiles standards G191-B2B, GD71, GD153, BD+17°4708, P177D et EG131 (production NH), en nuit photométrique (P) ou non (N).

Filtre	Stat.	$P+N$	#	P	#	N	#
U	xRMS	0,027	1772	0,023	714	0,029	1058
	nMAD	0,019		0,019		0,020	
B	xRMS	0,025	1772	0,021	714	0,027	1058
	nMAD	0,018		0,016		0,018	
V	xRMS	0,025	1763	0,021	724	0,027	1039
	nMAD	0,017		0,017		0,018	
R	xRMS	0,025	1764	0,021	725	0,027	1039
	nMAD	0,016		0,015		0,018	
I	xRMS	0,025	1763	0,020	724	0,028	1039
	nMAD	0,018		0,017		0,018	
$B-V$	RMS	0,010	1748				
$V-R$	RMS	0,006	1749				
$V-I$	RMS	0,010	1749				
Total	xRMS	**0,025**	8834	**0,021**	3601	**0,028**	5233
	nMAD	0,018		0,017		0,018	

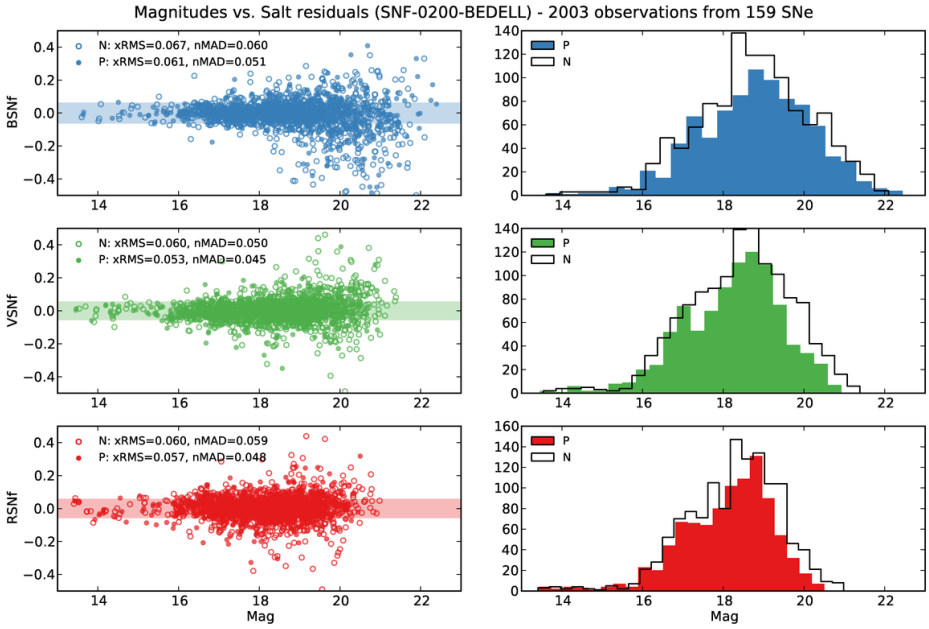


FIGURE 7.5 – Précision photométrique des SNe estimée dans les filtres BVR_{SNf} à partir de l'ajustement par SALT2 (Guy et coll., 2007) de 159 courbes de lumière passant les critères de qualité (production NH/Bedell). *À g. :* distribution des résidus en magnitude, en fonction de la magnitude observée. Les • (resp. ○) correspondent aux observations photométriques (resp. non-photométriques). *À dr. :* distribution des magnitudes observées.

TABLE 7.3 – Précision photométrique des SNe (production NH/Bedell) estimée à partir de l'ajustement SALT2 des courbes de lumière BVR_{SNf} (cf. Fig. 7.5). La statistique « FPA » désigne la fraction (en pourcent) de points aberrants — avec une erreur $> 0{,}2$ mag — retirés pour le calcul du XRMS.

Filtre	Stat.	$P+N$	#	P	#	N	#
BVR	RMS	0,092	6408	0,079	2746	0,100	3662
	xRMS	**0,060**	6180	0,057	2691	0,061	3489
	nMAD	0,053		0,048		0,056	
	FPA	3,8		2,1		5,0	
$B-V$	RMS	0,043	801				
$V-R$	RMS	0,030	814				

De fait, les SNe Ia constituent des sources significativement plus faibles ($V \sim 16-20$) que les étoiles standards utilisées pour l'étalonnage en flux ($V \lesssim 14$), et sont donc plus exigentes en terme d'éventuels biais à bas flux. Un important travail a été mené pour mettre en évidence et corriger de tels biais :

- caractérisation et soustraction des cartes structurées de biais et de courant d'obscurité (*red wings*, *blue step*), et du fond de lumière diffuse (Sect. 3.1) ;
- tests de validité des méthodes statistiques utilisées dans la procédure d'extraction des cubes (Sect. 3.2.2), nous conduisant en particulier à préférer un ajustement des moindre carrés, moins biaisé dans le domaine des bas flux ;
- tests de performance de la méthode d'extraction de source ponctuelle (Sect. 4.2.4).

Sur ce dernier point, même si les tests de Monte-Carlo semblent rassurants, un nombre encore trop grand d'extractions en voie B ne convergent pas vers une description raisonnable de la PSF atmosphérique (*blue runaway*). Cela est dû à un S/B trop faible dans la bande U, où la transmission de l'instrument est effectivement moindre, l'extinction atmosphérique plus forte, et où le flux des SNe chute. Un travail d'amélioration et de consolidation de la procédure d'extraction de la source ponctuelle aux très bas flux va donc devoir être mené rapidement pour pouvoir tirer le meilleur parti de SNIFS.

D'autres facteurs peuvent également être invoqués pour expliquer la dégradation effective de la précision photométrique :

- Toutes les observations de SN sont passées par la procédure de soustraction du fond galactique (Sect. 4.1). Or il apparaît que la méthode employée n'est pas encore optimale et tend parfois à laisser une composante galactique significative (d'où une surreprésentation de résidus négatifs). Un travail de caractérisation et d'amélioration est en cours ;
- Enfin, la procédure de comparaison teste tout autant la précision photométrique de SNIFS que la capacité de SALT2 à modéliser les courbes de lumière. Or, même si SALT2 est dorénavant considéré comme une méthode de choix dans la standardisation des SNe pour une utilisation cosmologique (p.ex. Guy et coll., 2010; Amanullah et coll., 2010; Silverman et coll., 2012; Suzuki et coll., 2012), son modèle empirique semble avoir des difficultés à saisir toute la variété des SNe Ia (Chotard, 2011, p.ex.), et n'est pas exempt d'erreurs systématiques même sur les SNe les plus « normales » (Pereira et coll., 2013).

Concernant ce dernier point, Kim et coll. (2013) a développé à partir de l'échantillon SNfactory un nouveau modèle des séries temporelles spectro-photométriques, sur la base d'un outil purement statistique, les processus gaussiens. Les résidus photométriques sont estimés à 50–70 mmag dans les bandes *gri*, plus grands dans le domaine UV. Une étude systématique sur l'ensemble de la production reste à mener.

7.2.2.2 Comparaison avec la littérature

R. Pereira a développé une méthode de comparaison des courbes de lumière de SN 2011fe obtenues par différentes expériences de photométrie (Pereira et coll., 2013), et trouve une dispersion de 20 à 30 mmag entre SNIFS et les autres observations dans toutes les bandes. L'étude met surtout en évidence la sous-estimation flagrante des erreurs systématiques des mesures photométriques, de l'ordre de 30 à 60 mmag, provenant essentiellement de problèmes d'étalonnage en flux (méconnaissance de la transmission exacte du système, absence de correction S pour tenir compte des distributions spectrales différentes entre la source et les étoiles de référence, etc.), et du même ordre de grandeur que l'erreur issue de l'ajustement de SALT2. Finalement, la qualité photométrique de SNfactory est jugée comparable à celle des mesures purement photométriques traditionnelles.

Dans le cadre de ses études des corrections K, C. Saunders a également comparé les mesures SNfactory avec celles obtenues avec le *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) du HST. Sur un échantillon de 17 mesures à moins de 3 jours d'intervalle, l'écart entre les deux instruments — compte tenu de l'évolution temporelle des SNe — est de 5 ± 5 mmag, compatible avec une différence nulle.

7.2.3 Utilisation d'étoiles à bas flux

Toujours dans le but d'établir une estimation de la précision photométrique des données SNfactory, en particulier à bas flux, sans être dépendant d'une modélisation de la courbe de lumière des SNe ou d'observations externes, nous avons mené des observations supplémentaires avec SNIFS sur :

- des étoiles de référence tertiaires de SNLS, afin de pouvoir aligner les systèmes photométriques des deux expériences. Ainsi, la dispersion mesurée sur 30 poses de SNLS-D1-2460 ($V = 17{,}4$) et SNLS-D1-0418 ($V = 16{,}8$) en conditions photométriques est de 21 mmag XRMS en *VRI*, plus grandes en B (30 mmag) et surtout en U (63 mmag) ;
- d'autres étoiles standards intrinsèquement faibles, p.ex. WD1431+257 ($g = 16{,}8$), ou des étoiles de l'amas ouvert NGC 6791 ($B = 18 - 21$) ;
- des étoiles standards SNfactory, mais observées avec des temps de pose arbitrairement courts pour simuler des poses à très bas flux.

Évidemment, aucune de ces observations d'étoiles standards ne permet de tester la contribution de la procédure de soustraction du fond galactique, et de quantifier la précision photométrique sur les SNe Ia d'un bout à l'autre de la chaîne de traitement.

À l'heure actuelle, ces poses spéciales n'ont pas encore été analysées dans la dernière version de la production des données, corrigeant un certain nombre de problèmes précédemment identifiés. Leur étude devrait permettre de mieux identifier, et éventuellement atténuer, les biais résiduels aux très bas flux.

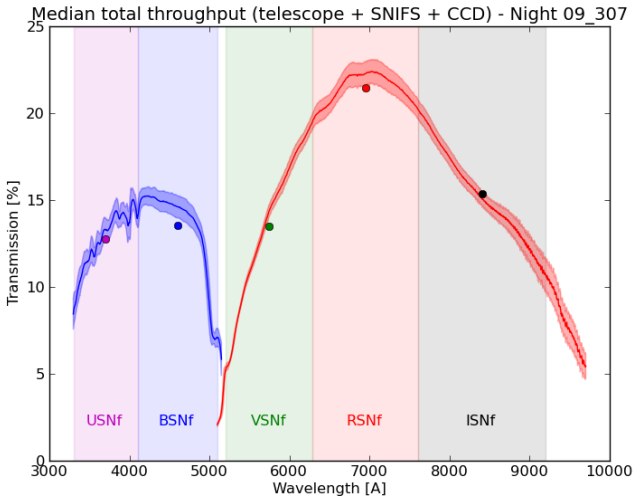


FIGURE 7.6 – Transmission instrumentale totale, combinant le télescope, l'optique SNIFS et les détecteurs (mais *hors* transmission atmosphérique), obtenues pour la nuit 2009-11-03. La *courbe pleine* représente la médiane de l'ensemble des spaxels, tandis que la *bande colorée* en indique la dispersion (nMAD).

7.3 Transmission instrumentale

Incidemment, l'étalonnage en flux, dont nous avons testé la précision dans la section précédente, permet de calculer la transmission totale du dispositif instrumental — télescope + SNIFS + CCD. Celle ci peut s'écrire en nuit photométrique [2] :

$$T_i(\lambda) = \frac{4C(\lambda)\,\tilde{L}_i(\lambda)}{\Delta\lambda \times \pi(D_1^2 - D_2^2)}\,\frac{hc}{\lambda} \tag{7.2}$$

avec

- T_i : transmission totale du spaxel i,
- C : solution en flux, supposée constante au cours de la nuit,
- $\tilde{L}_i$: spectre de champ plat spectro-spatial (normalisé) pour le spaxel i,
- $\Delta\lambda$: l'échantillonnage en longueur d'onde,
- D_1 et D_2 : diamètres effectifs des miroirs primaire et secondaire du télescope (Table 2.1).

Il est important de noter que la transmission instrumentale est un *produit* de l'étalonnage en flux : elle n'intervient pas dans la procédure elle-même et n'affecte pas immédiatement sa précision. Elle influe en revanche directement sur la quantité de photons reçue par les détecteurs, et donc sur le S/B des observations.

La transmission calculée pour la nuit 2009-11-03 est représentée Fig. 7.6 (dépendance chromatique) et Fig. 7.7 (dépendance spatiale). Notons que la transmission de la voie B ($T < 15$ %) est significativement plus faible que celle de la voie R, sans que l'origine de cette contre performance ne soit identifiée avec certitude (éléments optiques du spectrographe ?).

Nous pouvons également tracer l'évolution de la transmission instrumentale avec le temps, depuis les premières prises de données de SNIFS à l'été 2004 jusqu'aux dernières nuits traitées fin 2012 (Fig. 7.8). Si la transmission est restée relativement stable jusqu'à la mi-2009, elle chute régulièrement depuis (voir également Fig. 5.10). Devant notre étonnement, l'administration du télescope a finalement admis que l'équipe technique de UH88 n'assurait plus le nettoyage régulier du miroir primaire depuis cette époque...

Bibliographie

Amanullah, R. et coll. (2010). *Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at 0.511<z<1.12 and the Union2 Compilation*. *ApJ*, **716**, 712. 99

Bessell, M. & Murphy, S. (2012). *Spectrophotometric Libraries, Revised Photonic Passbands, and Zero Points for UBVRI, Hipparcos, and Tycho Photometry*. *PASP*, **124**, 140. 94

2. L'estimation de la transmission totale en nuit non photométrique fait intervenir un étalonnage absolu de la voie P, ce qui n'est pas nécessaire pour le calcul des rapports photométriques.

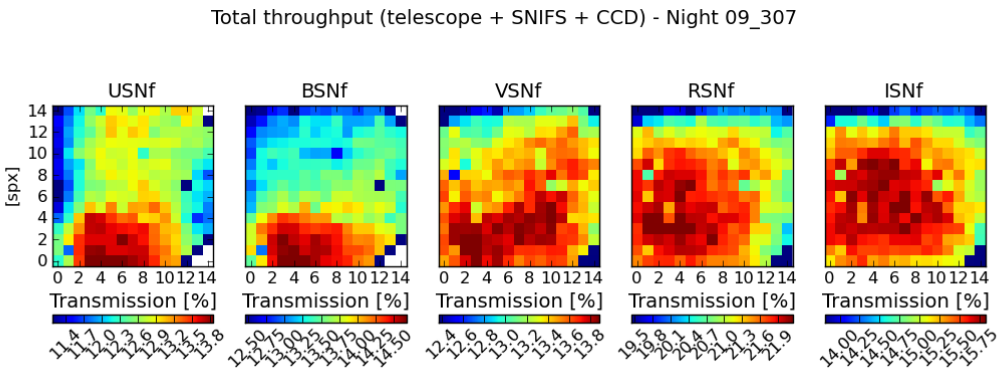


FIGURE 7.7 – Cartes de transmission instrumentale totale, moyennée sur différentes bandes de longueurs d'onde, obtenues pour la nuit 2009-11-03. Les bandes U et B correspondent à la voie B, tandis que les bandes V, R et I proviennent de la voie R.

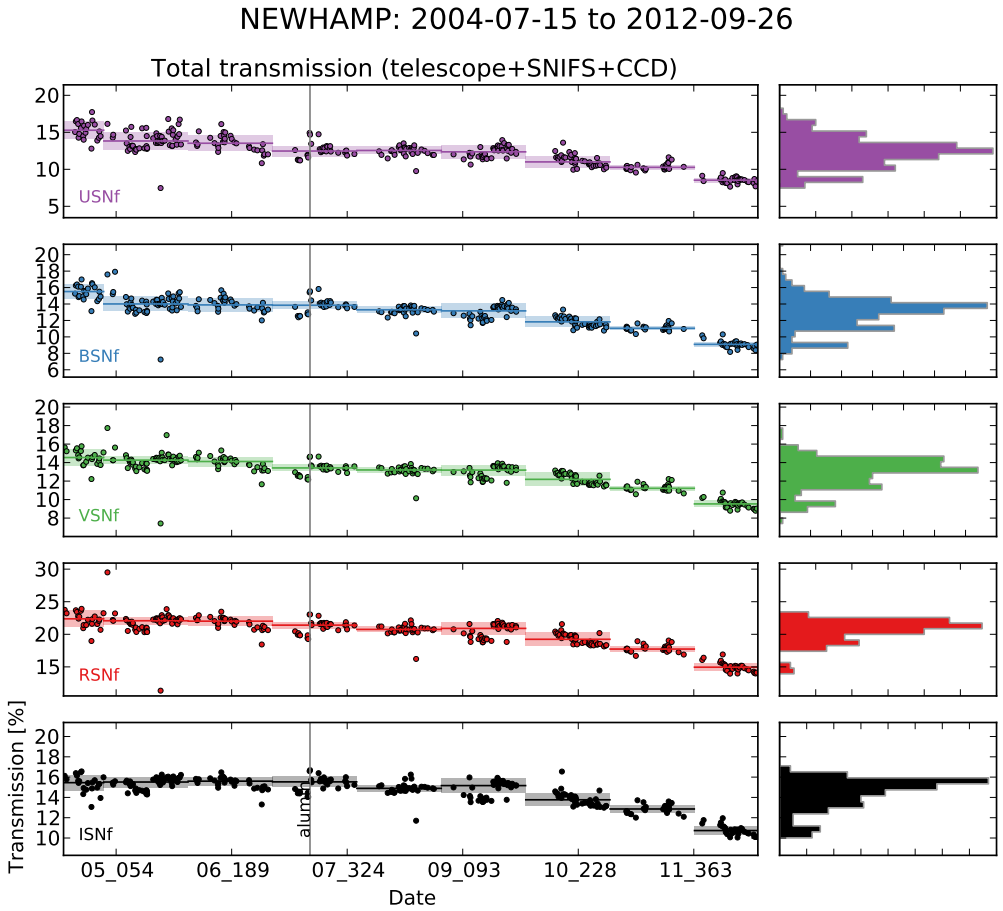


FIGURE 7.8 – Évolution temporelle de la transmission instrumentale totale moyennée sur différentes bandes de longueurs d'onde (production NH). La dernière aluminisation du miroir primaire du télescope UH88 date du 12/06/2007, tandis que le dernier nettoyage à la neige carbonique date de début août 2009. Depuis cette dernière intervention, la transmission décroît régulièrement.

Bessell, M.S. (1999). *Spectrophotometry : Revised Standards and Techniques. PASP*, **111**, 1426. 94

Buton, C. et coll. (2013). *Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set. A&A*, **549**, 8. 95

Chotard, N. (2011). *Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. E. Gangler (dir.). 93, 99

Doi, M. et coll. (2010). *Photometric Response Functions of the Sloan Digital Sky Survey Imager. AJ*, **139**, 1628. 94

Ganeshalingam, M. et coll. (2010). *Results of the Lick Observatory Supernova Search Follow-up Photometry Program : BVRI Light Curves of 165 Type Ia Supernovae. ApJS*, **190**, 418. 94

Guy, J. et coll. (2007). *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. A&A*, **466**, 11. 98

—— (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. A&A*, **523**, 7. 99

Hicken, M. et coll. (2009). *CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA. ApJ*, **700**, 331. 94

Kim, A.G. et coll. (2013). *Standardizing Type Ia Supernova Absolute Magnitudes Using Gaussian Process Data Regression. ApJ*, **766**, 84. 99

Mann, A.W., Gaidos, E. & Aldering, G. (2011). *Ground-Based Submillimagnitude CCD Photometry of Bright Stars Using Snapshot Observations. PASP*, **123**, 1273. 93

Nugent, P., Kim, A. & Perlmutter, S. (2002). *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae. PASP*, **114**, 803. 93

Pereira, R. et coll. (2013). *Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory. A&A*, **554**, 27. 99

Regnault, N. et coll. (2009). *Photometric calibration of the Supernova Legacy Survey fields. A&A*, **506**, 999. 94

Silverman, J.M. et coll. (2012). *Berkeley Supernova Ia Program - I. Observations, data reduction and spectroscopic sample of 582 low-redshift Type Ia supernovae. MNRAS*, **425**, 1789. 99

Stritzinger, M.D. et coll. (2011). *The Carnegie Supernova Project : Second Photometry Data Release of Low-redshift Type Ia Supernovae. AJ*, **142**, 156. 94

Suzuki, N. et coll. (2012). *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. ApJ*, **746**, 85. 99

Chapitre 8

Analyses scientifiques

J'évoque maintenant les résultats scientifiques obtenus dans le cadre de la collaboration SNfactory. Au risque de décevoir le lecteur, je n'en ferai pas une revue approfondie, puisque j'ai choisi de focaliser ce document sur le spectrographe SNIFS et les méthodes de réduction des données spectro-photométriques. L'instrumentation n'est cependant pas une fin en soi, et toutes les procédures décrites dans les chapitres précédents ne trouvent leur utilité que dans la réalisation des objectifs scientifiques du projet.

Les premiers résultats scientifiques de SNfactory se sont concentrés sur des thématiques n'impliquant pas directement une utilisation cosmologique de l'ensemble de notre échantillon de SNe Ia, pour des raisons que j'aborde Sect. 8.1. Ils ont été présentés dans 11 publications à comité de lecture, et une dizaine d'autres sont actuellement en cours de soumission ou en préparation. Dans la présentation sommaire et parcellaire que je vais en faire, je les classerai en trois grandes catégories :

- des études de cas, se focalisant sur une SN individuelle ou une catégorie restreinte (Sect. 8.2) ;
- les analyses spectrales des SNe Ia, tirant pleinement profit de la qualité spectro-photométrique des observations SNIFS (Sect. 8.3) ;
- l'étude des galaxies hôtes (Sect. 8.4), plus particulièrement dans le cadre de la thèse de M. Rigault, entamée en 2010 à l'IPNL sous ma direction.

8.1 Diagramme de Hubble

Constatons d'emblée que la collaboration SNfactory n'a pas encore rendu public son échantillon, ni photométrique (courbes de lumière de photométrie synthétique) ni spectro-photométrique (séries temporelles des spectres). Le diagramme de Hubble « classique » se construit en utilisant les méthodes traditionnelles de standardisation photométrique des SNe Ia (p.ex. à partir des paramètres SALT2, voir les détails de la procédure dans Chotard 2011). Celui que nous pouvons établir à partir d'une sélection de SNe Ia n'a pas été publié officiellement (Fig. 8.1), même s'il affiche une précision tout à fait analogue à ceux de la littérature (p.ex. Suzuki et coll., 2012, pour la dernière compilation UNION 2.1). Cependant, le travail d'identification et d'atténuation des erreurs systématiques à chaque étape de la production — imperfections des CCD (*red wings*, *blue step*), soustraction du fond de lumière diffuse, biais d'extraction du cube et de la source ponctuelle, étalonnage en flux et système photométrique, soustraction du fond galactique, etc. — doit être achevé, notamment dans le régime des très bas flux concernant les phases tardives des SNe les plus lointaines. Vis-à-vis de la photométrie classique, c'est le contrôle strict (et laborieux) de ces erreurs systématiques qui fait la valeur ajoutée du projet SNfactory.

Les spectres SNIFS, par leur couverture spectrale et la possibilité offerte de calculer des magnitudes synthétiques dans le référentiel de la source — et non pas uniquement dans le référentiel de l'observateur comme c'est le cas en photométrie — permettent déjà d'évaluer l'impact des corrections K. Ces corrections, qui autorisent la comparaison de sources à des *redshifts* différents, sont inhérentes aux méthodes de photométrie traditionnelle (p.ex. Hogg et coll., 2002; Hsiao et coll., 2007), et les incertitudes qui en découlent sont une source majeure d'erreurs systématiques. Sur la base de l'échantillon SNfactory, Saunders et coll. (*A Direct Measurement of K-Correction Bias and Dispersion for Type Ia Supernovæ*, en préparation) a pu estimer de façon directe ces erreurs. L'étude permet également de déterminer les

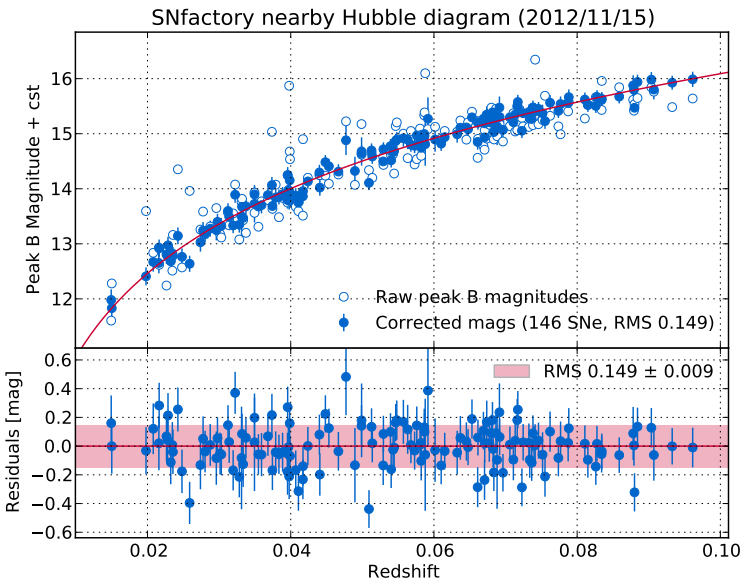


FIGURE 8.1 – *En h. :* Diagramme de Hubble de 146 SNe extraites de l'échantillon NH/Ahern. Les points représentent les magnitudes B au maximum de lumière (à une constante arbitraire près) avant (○) et après (●) standardisation par les paramètres SALT2 (version 2.2). La *ligne rouge* indique le meilleur ajustement à cosmologie fixée. *En b. :* résidus au diagramme de Hubble après standardisation, avec une dispersion de 0,149 ± 0,009 mag (RMS) comparable aux résultats des expériences de photométrie pure.

configurations optimales de filtres pour les futurs programmes de SNe Ia (p.ex. le *Wide-Field Infrared Survey Telescope*).

8.2 Études de cas

8.2.1 SN 2005gj et les SNe-CSM

Le premier résultat publié par SNfactory concerne l'observation de SN 2005gj, une SN Ia de type « hybride » initialement classifiée comme une IIn, car présentant des signes d'interactions avec une enveloppe circumstellaire (⋆ Aldering et coll., 2006 [1]). Cet objet constitue un rare exemple de SN-CSM (*Circumstellar Medium*, Silverman et coll., 2013) en forte interaction avec son environnement circumstellaire, ce qui permet de porter un regard neuf sur le progéniteur.

8.2.2 SN 2006D et le Carbone non brûlé

Deux articles ont été publiés par la collaboration à propos des SNe Ia « à signature Carbone » (Fig. 8.2), concernant d'une part l'observation de Carbone non brûlé à basse vitesse dans les spectres précoces de SN 2006D (⋆ Thomas et coll., 2007), et d'autre part l'identification de 5 cas dans l'échantillon SNfactory par la recherche systématique de signature Carbone (⋆ Thomas et coll., 2011). Là encore, la *non*-observation systématique de signatures Carbone dans les spectres précoces a une incidence sur les modèles d'explosion autorisés (p.ex. Silverman & Filippenko, 2012).

8.2.3 SN 2007if et les SNe « super-Chandra »

Selon la théorie « classique », les SNe Ia résultent de l'explosion d'une naine blanche (NB) à l'approche de la masse de Chandrasekhar. Par conséquent, la 1re observation d'une SN « super-Chandra » surlumineuse pour laquelle une masse *supérieure* à la masse limite de 1,4 $M_\odot$ doit être invoquée (Howell et coll., 2006) a sévèrement remis en cause cette théorie *Single Degenerate*, et relancé le modèle *Double Degenerate* d'une fusion de deux NB. (Voir p.ex. Wang & Han, 2012; Hillebrandt et coll., 2013, pour deux revues récentes.)

SNfactory a contribué à l'étude des SNe super-Chandra par plusieurs analyses :

– ⋆ Scalzo et coll. (2010) a réalisé la première mesure de la masse d'une SN de ce type, SN 2007if, et aboutit effectivement à une masse totale de $2{,}4 \pm 0{,}2$ $M_\odot$;

1. Dans ce chapitre, je préfixe par « ⋆ » les études publiées par la collaboration SNfactory afin de les distinguer des autres travaux.

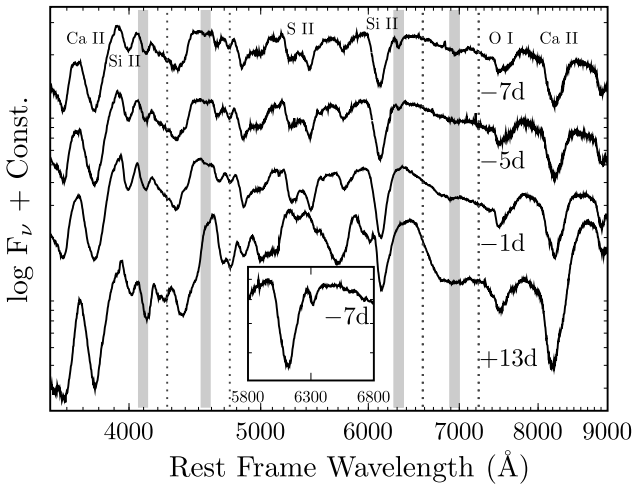


FIGURE 8.2 – Spectres de SN 2006D. Les *bandes grisées* correspondent aux domaines affectés par les raies C II $\lambda\lambda$4267,4745,6580 (*pointillés*) décalées vers le bleu de 10 000 à 14 000 km/s, vitesse caractéristique de la photosphère. La signature Carbone est clairement visible sur les spectres les plus précoces. Figure extraite de Thomas et coll. (2007).

- ⋆ Childress et coll. (2011) a étudié la galaxie hôte de SN 2007if, pour démontrer que cette SN était certainement issu d'un progéniteur jeune et très peu métallique ;
- au total, ⋆ Scalzo et coll. (2012) a identifié 5 SNe super-Chandra dans l'échantillon SNfactory.

Mais l'histoire ne s'arrête pas là : une nouvelle étude (⋆ Scalzo et coll., *A Range of Progenitor Masses Is Required to Explain Normal Type Ia Supernovae*, soumise à l'éditeur) détermine que la plupart des SNe ont bien une masse totale inférieure à la masse de Chandrasekhar. Compte tenu de ces résultats, et en l'état des modèles de progéniteur, il pourrait alors être nécessaire d'invoquer deux mécanismes d'explosion distincts — ce qui mettrait à mal le caractère standard des SNe Ia considérées dans leur ensemble. Pakmor et coll. (2013) ont toutefois proposé un modèle unifié, basé sur la fusion violente d'une NB carbone+oxygène et d'une NB hélium, à même d'expliquer la variété des masses impliquées dans l'explosion.

8.2.4 SN 2011fe, une SN Ia « normale »

SN 2011fe — également connue sous le nom de PTF11kly — découverte dans la galaxie M101 moins de 12 h après son explosion par PTF (Nugent et coll., 2011), est la supernova de type Ia la plus proche (6,4 Mpc) de ces 25 dernières années. Elle a donc été observée et étudiée dans ses moindres détails (p.ex. Nugent et coll., 2011; Li et coll., 2011; Bloom et coll., 2012; Chomiuk et coll., 2012; Patat et coll., 2013; Mazzali et coll., 2013), et fournit des contraintes sévères sur la nature de son progéniteur, une NB carbone+oxygène en interaction non symbiotique (c.-à-d. sans transfert de masse significatif) avec un compagnon de la séquence principale ou encore plus petit, compatible avec un scénario *Double Degenerate*.

La série temporelle spectro-photométrique de SN 2011fe — une des plus belles jamais acquises par SNIFS (Fig. 8.3 et 8.4) — a été présentée et étudiée par ⋆ Pereira et coll. (2013). Cet objet, sous tous ses aspects, apparaît comme l'archétype de la SN Ia « normale », qui plus est très peu affectée par l'extinction. Il constitue donc un bon test pour les différents modèles d'explosion (⋆ Röpke et coll., 2012). Les simulations numériques sont encore trop imprécises pour pouvoir conclure avec certitude — même si le modèle de fusion de deux NB semble légèrement favorisé. Les observations tardives pourraient être plus contraignantes.

8.3 Analyses spectrales

Même si la construction d'un diagramme de Hubble « classique » est une étape incontournable dans tout projet de cosmologie observationnelle se basant sur les SNe Ia, elle constitue une utilisation *a minima* des données spectro-photométriques de SNIFS. La diversité des SNe Ia ne peut être appréhendée que par une analyse spectrale détaillée de leur série temporelle (voir p.ex. les thèses de S. Bongard 2005 et N. Chotard 2011, réalisées toutes les deux à l'IPNL). Avec l'arrivée récente de grands échantillons de SNe proches, les publications dans ce domaine sont dorénavant pléthoriques — p.ex. Nordin et coll.

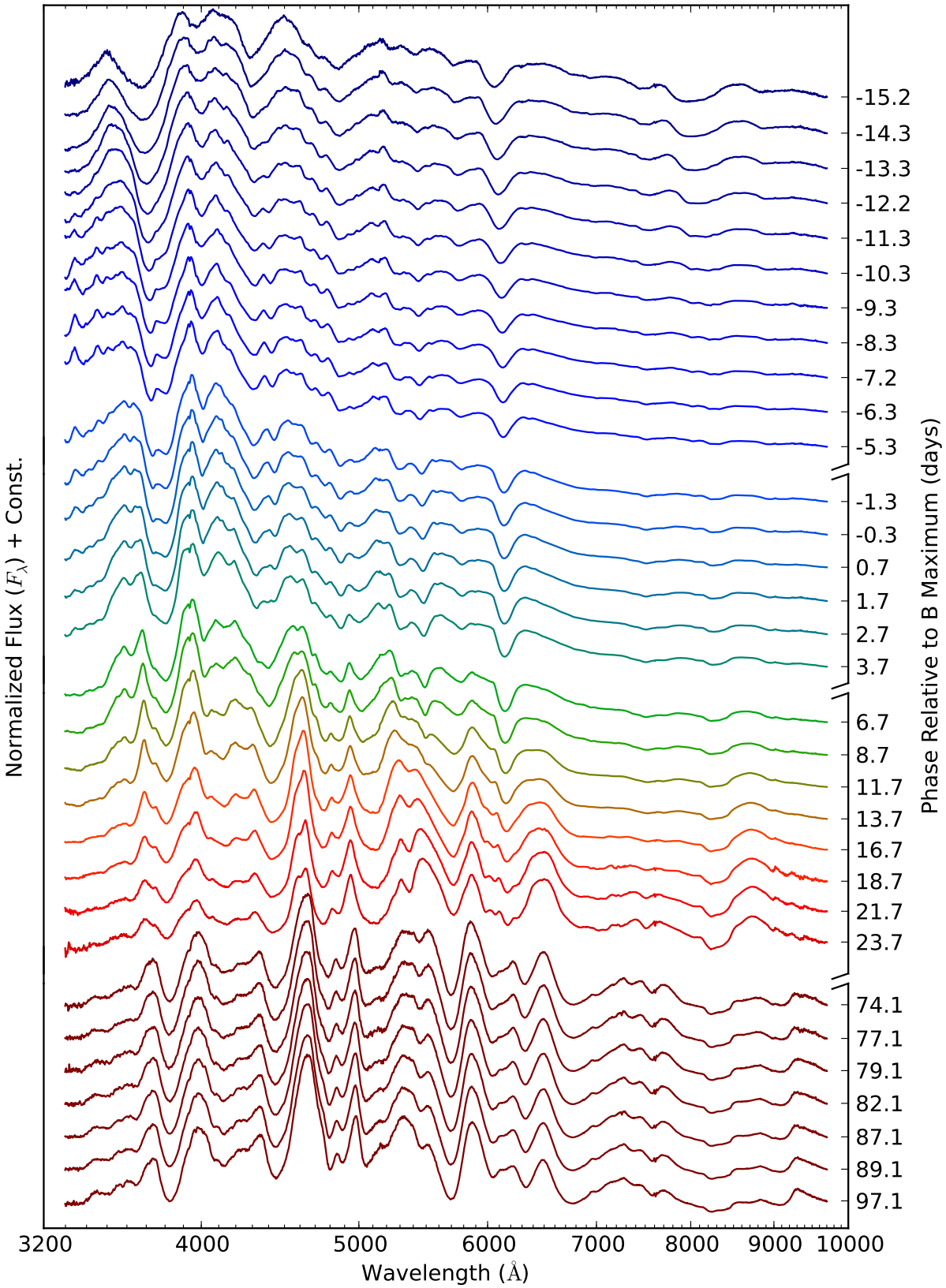


FIGURE 8.3 – Série temporelle spectro-photométrique de SN 2011fe, de −15 à +100 jours par rapport au maximum de luminosité dans la bande B. Figure extraite de Pereira et coll. (2013).

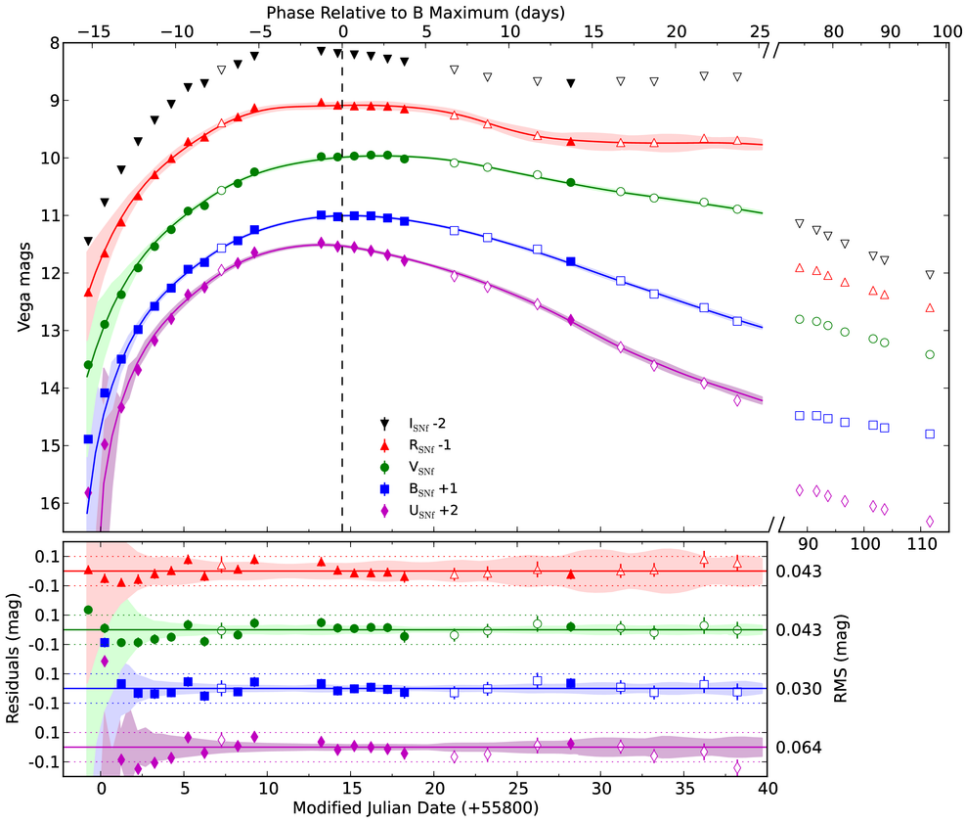


FIGURE 8.4 – Courbes de lumière synthétisées dans les bandes $UBVRI_{\mathrm{SNf}}$ de SN 2011fe. Les symboles *pleins* (resp. *ouverts*) correspondent aux nuits photométriques (resp. non photométriques). Les résultats de l'ajustement par SALT2 sur les points $UBVR_{\mathrm{SNf}}$ entre −16 et +25 jours sont également indiqués (*traits pleins*) ainsi que les erreurs du modèle (*bandes colorées*). Figure extraite de Pereira et coll. (2013).

(2011); Foley et coll. (2011); Blondin et coll. (2011, 2012); Silverman et coll. (2012a,b) pour ne citer que quelques unes des plus récentes —, mais elles se basent sur des données spectroscopiques dont la précision photométrique reste à démontrer, en particulier au regard de la soustraction du fond galactique. De fait, l'échantillon SNfactory, par sa qualité photométrique, sa taille et son homogénéité, constitue un lot de données de 1$^{\mathrm{er}}$ choix pour de telles études.

La première analyse spectrale d'un échantillon SNfactory a été publiée par ⋆ Bailey et coll. (2009). Elle propose une méthode originale et purement empirique de standardisation spectrale des SNe Ia, par une recherche méthodique des rapports de flux (mesurés au maximum de lumière) corrélant le plus avec la luminosité intrinsèque. Le rapport $R_{642/443} = f(642\ \mathrm{nm})/f(443\ \mathrm{nm})$ est apparu comme le plus pertinent, avec un coefficient de corrélation de 0,95 avec la magnitude absolue (ou le résidu de Hubble). Son utilisation comme *unique* facteur de standardisation produit un diagramme de Hubble avec une dispersion significativement moindre que celle obtenue par une correction photométrique classique à deux paramètres (x_1 et c).

L'analyse des indicateurs spectraux « classiques » mesurés au maximum de lumière (Fig. 8.5) a été entamée par Chotard (2011). Certains d'entre eux — p.ex. les largeurs équivalentes — sont peu sensibles à l'extinction par la poussière, et permettent de déterminer la couleur *intrinsèque* des SNe Ia. Cette étude spécifique, publiée dans ⋆ Chotard et coll. (2011), démontre que la loi de rougissement à laquelle sont soumises les SNe Ia est conventionnelle ($R_V = 2{,}8 \pm 0{,}3$), contrairement à des déclarations antérieures.

L'étude exhaustive des indicateurs classiques fera l'objet de deux publications par ⋆ Chotard et coll. (*Type Ia supernova maximum light spectral indicators from the Nearby Supernova Factory, I. Standardization* et *II. Sub-classification*, en préparation). La 1$^{\mathrm{re}}$ montre que certains indicateurs spectraux, p.ex. les EW Si II (voir Fig. 8.5), sont caractéristiques des propriétés intrinsèques des SNe et effectivement très corrélés au paramètre de forme x_1 de SALT2. En revanche, l'utilisation de ces indicateurs n'améliore

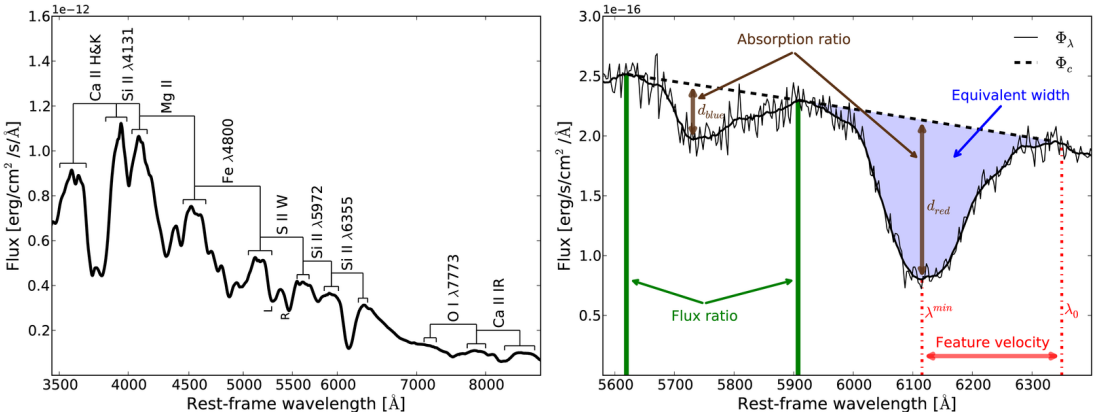


FIGURE 8.5 – *À g.* : spectre typique d'une SN Ia à son maximum de lumière, et ses principales caractéristiques spectrales. *À dr. :* représentation des 4 principaux indicateurs spectraux « classiques » utilisés dans les analyses spectrales des SNe Ia : le rapport de flux (*flux ratio*), la largeur équivalente (*equivalent width*), le rapport d'absorption (*absorption ratio*) et la vitesse d'éjection (*feature velocity*). Les SNe Ia utilisées pour cette figure sont SN 20011fe (*à g.*) et SNF20080512-010 (*à dr.*). Figure de N. Chotard.

que marginalement la standardisation des SNe Ia. Dans la 2^{e}, les sous-classes qui peuvent être définies dans l'espace des indicateurs spectraux correspondent globalement aux classes de la littérature (Blondin et coll., 2012; Silverman et coll., 2012a), sans toutefois constituer des types réellement distincts de SNe Ia. Seules les SNe « *Shallow Silicon* » similaires à SN 1991T semblent posséder des propriétés significativement différentes. Leur exclusion permet une réduction sensible de la dispersion du diagramme de Hubble.

Enfin, à la marge des analyses spectrales traditionnelles, une standardisation purement statistique des séries spectro-temporelles des SNe Ia de SNfactory a été publiée par ⋆ Kim et coll. (2013). Elle s'appuie sur la méthode des processus gaussiens, et semble produire de bons résultats en terme de standardisation, même s'il ne s'agit encore que d'une démonstration de faisabilité. Elle tend à confirmer toutefois que les paramètres SALT2 (x_1 et c) ne décrivent pas complètement la variété des SNe, et que l'introduction d'au moins un terme supplémentaire (p.ex. une deuxième couleur) est nécessaire.

8.4 Galaxies hôtes

Comme je l'ai évoqué précédemment, un des problèmes majeurs dans notre compréhension des SNe Ia est le problème du progéniteur (Wang & Han, 2012; Hillebrandt et coll., 2013) : excepté qu'il s'agit probablement d'une naine blanche dans un système binaire, nous ne connaissons toujours pas avec certitude le mécanisme physique à l'origine de ces explosions ! Cette situation embarrassante n'affecte malheureusement pas seulement l'*ego* des astronomes, mais peut générer de sévères erreurs systématiques si le processus à l'œuvre évolue avec le *redshift*.

Les SNe Ia elles-mêmes contribuent à éclaircir ce mystère, notamment par l'étude de leur environnement circumstellaire (Sect. 8.2.1) ou par des méthodes de modélisation numériques. Plus rarement, seulement pour les plus proches d'entre elles, l'observation détaillée du système avant ou après l'explosion contraint la nature de leur compagnon (Sect. 8.2.4), même si le progéniteur n'a encore jamais pu être observé directement.

Les galaxies hôtes des SNe Ia fournissent également d'importants indices. L'âge et la métallicité de la population stellaire qui a vu apparaître la SN, et/ou la composition chimique du gaz à proximité, semble influer sur ses propriétés (Childress et coll., 2013a, et les références incluses). Puisque ce même environnement est connu pour évoluer sur les échelles de temps cosmiques, cela peut avoir une incidence directe sur la pertinence et la précision de la comparaison des SNe Ia proches et lointaines.

La thématique cruciale des galaxies hôtes, actuellement en plein développement, est au cœur de plusieurs analyses menées au sein de la collaboration SNfactory, avec deux approches sensiblement différentes :

– une vision *globale*, utilisant les caractéristiques *moyennes* de la galaxie hôte ;

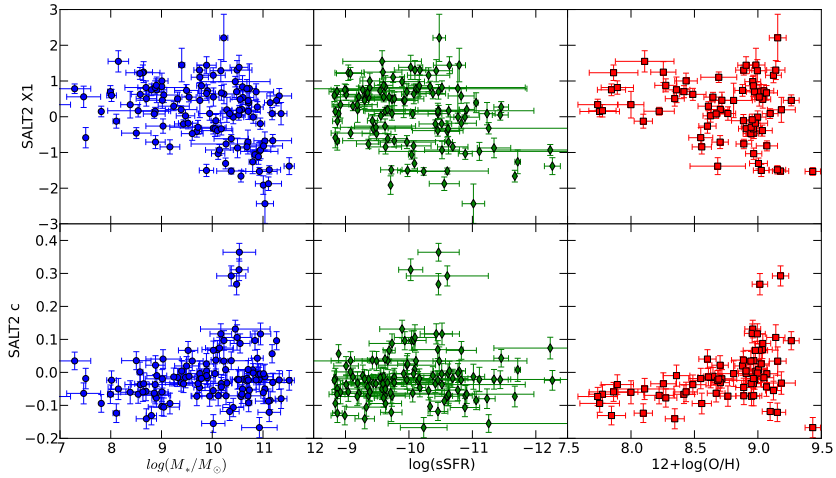


FIGURE 8.6 – Paramètres caractéristiques des SNe Ia de SNfactory (x_1 *en h.*, c *en b.*) en fonction des propriétés globales des galaxies hôtes (*de g. à dr. :* masse totale, taux de formation stellaire par unité de masse et métallicité du gaz). Figure extraite de Childress et coll. (2013a).

– une approche *locale*, reliant les propriétés des SNe Ia à son voisinage immédiat, que j'ai initiée à l'occasion de la thèse de M. Rigault.

Une troisième approche, impliquant la mesure du taux de SN dans les différents environnements galactiques et à différents *redshifts* (p.ex. Maoz & Mannucci, 2012), a également été initiée (sans toutefois être conclue). Elle relève cependant plus du programme de recherche — son efficacité, ses biais de détection, etc. — que de la spectro-photométrie.

8.4.1 Propriétés globales

Dans le cadre de sa thèse au LBNL, et en marge du suivi SNIFS, M. Childress (2011) a centralisé de nombreuses observations photométriques et spectroscopiques pour toutes les galaxies hôtes des SNe SNfactory, publiées dans ⋆ Childress et coll. (2013b).

– La spectroscopie optique à fente longue a été obtenue lors de campagnes d'observation dédiées, en visant le *cœur* de la galaxie hôte. L'analyse des raies en émission du gaz permet non seulement de déterminer le *redshift* de la galaxie avec la précision requise par l'étude des SNe, mais également sa métallicité, le taux de formation stellaire (*Star Formation Rate*, SFR), l'extinction par la poussière, etc.
– La photométrie provient pour l'essentiel soit de la voie P de SNIFS utilisée en mode imagerie (*ugriz*), soit des archives publiques — SDSS pour l'optique, *Two Micron All Sky Survey* pour le proche IR, *Galaxy Evolution Explorer* pour l'UV. La reconstruction de la distribution spectrale de l'énergie (*Spectral Energy Distribution*) permet d'estimer la masse totale de la galaxie, l'âge des populations stellaires, le taux actuel et l'histoire de la formation stellaire, etc.

La conclusion de l'analyse de ces données est simple : les galaxies hôtes des SNe Ia SNfactory sont en tout point représentatives des galaxies de champ classiques. En particulier, notre échantillon ne montre pas de biais vers des galaxies plus massives, comme c'est généralement le cas dans les autres échantillons proches (voir p.ex. Fig. 8.7).

Dans un deuxième temps, ⋆ Childress et coll. (2013a) a confirmé les corrélations précédemment observées (p.ex. Lampeitl et coll., 2010; Sullivan et coll., 2010; Kelly et coll., 2010; Gupta et coll., 2011) entre les différentes caractéristiques des galaxies hôtes et les propriétés des SNe Ia, décrites par les paramètres de standardisation de SALT2 (Fig. 8.6). En combinant les échantillons disponibles (SNfactory, SDSS, SNLS, *Low-z*), le « *mass step* » — c.-à-d. la différence de magnitude standardisée entre les SNe abritées dans des galaxies de petite et grande masse — devient encore plus significatif ($\mathrm{d}\mu = 0{,}077 \pm 0{,}014$ mag pour $\log(M/M_\odot) \lesseqgtr 10$ dans le sens « *bigger-brighter* », Fig. 8.7). Toutefois, aucun des modèles tentant d'expliquer cet écart ne s'avère totalement convaincant. Il n'est en fait pas exclu que ce biais de masse soit la conséquence d'une standardisation incomplète par SALT2.

D'autres analyses sur la base de ce très riche échantillon SNe Ia/galaxies hôtes sont en cours de préparation, dont l'estimation du *Delay Time Distribution* des SNe Ia, mesurant l'écart temporel entre la formation des étoiles progénitrices et l'explosion, la mesure de la couleur intrinsèque des SNe à partir

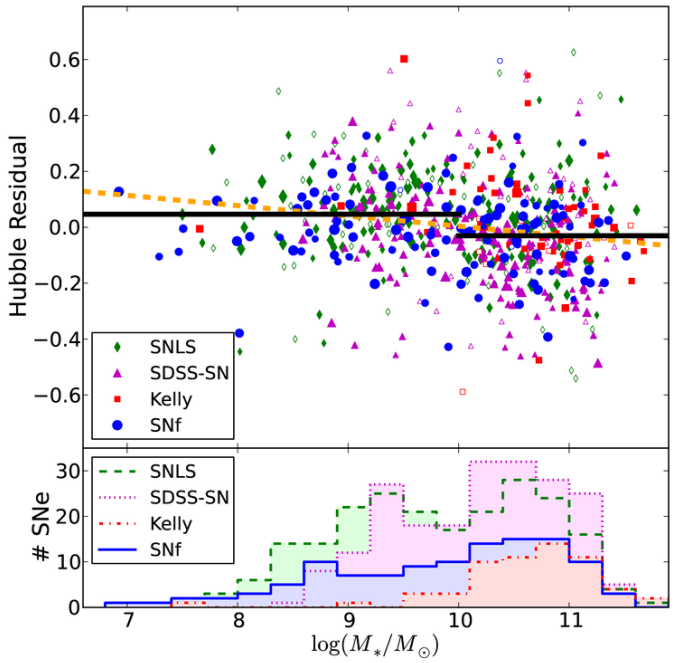


FIGURE 8.7 – *En h. :* résidus au diagramme de Hubble en fonction de la masse totale de la galaxie hôte, pour les échantillons SNLS (Sullivan et coll., 2010), SDSS (Gupta et coll., 2011), les SNe publiques à bas *redshift* (Kelly et coll., 2010) et SNfactory. Les moyennes pondérées des résidus pour les galaxies de faible et de grande masse sont représentées par les *traits noirs*, l'ajustement linéaire par le *trait pointillé*. *En b. :* distribution en masse des 4 échantillons. Figure extraite de Childress et coll. (2013a).

de l'extinction observée dans les galaxies hôtes, ou encore la confirmation d'une limite d'apparition des SNe Ia prédite aux très basses métallicités.

8.4.2 Propriétés locales

Dans les analyses traditionnelles des galaxies hôtes telles que présentées dans la section précédente, les quantités photométriques sont naturellement pondérées par la lumière, et les observations spectroscopiques ciblent généralement le cœur de la galaxie. Les paramètres dérivés sont donc représentatifs de la partie la plus centrale et lumineuse des galaxies, mais pas nécessairement de celle abritant la SN. Les galaxies sont pourtant connues pour être des objets hétérogènes, où les différentes composantes — cœur, bulbe, disque — ne partagent pas les mêmes caractéristiques, et peuvent eux-mêmes présenter de forts gradients. Ainsi, certaines galaxies classées « globalement » comme formant des étoiles abritent des SNe situées dans des régions totalement passives (Fig. 8.8).

La spectrographie à champ intégral en provenance de SNIFS offre une opportunité unique de mesurer les propriétés de la galaxie hôte *à proximité immédiate* de la SNe[2]. C'est la méthode que nous avons choisie de développer avec ⋆ M. Rigault et coll. (*Evidence of Environmental Dependencies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by Local Hα*, en préparation). Elle s'articule autour des étapes suivantes :

1. alors que l'utilisation traditionnelle de SNIFS consiste à soustraire le fond diffus galactique du cube de la SN (Sect. 4.1), cette analyse utilise les cubes de galaxie « pure » desquels ont été soustraits la source ponctuelle (modélisée lors de la spectro-photométrie de PSF, Sect. 4.2) et le spectre de ciel nocturne (par une modélisation en composantes principales). Après alignement et correction de l'ADR, tous les cubes galactiques issus de la série temporelle d'une SN sont combinés afin d'accroître le S/B ;
2. les spectres galactiques sont ajustés (dans le référentiel de la source) par le *University of Lyon Spectroscopic analysis Software* (ULySS, Koleva et coll., 2009) comme la somme de composantes stellaires et de raies en émission du gaz (Fig. 8.9) ;
3. la brillance de surface $\Sigma_{\mathrm{H}\alpha}$ de la raie Hα, intégrée dans un rayon projeté de 1 kpc autour de la SN, est utilisée comme sonde de la formation stellaire *locale*.

2. SNIFS a d'ailleurs été utilisé en dehors de la collaboration SNfactory pour une étude des sites d'explosion des SNe de type gravitationnel (Kuncarayakti et coll., 2013).

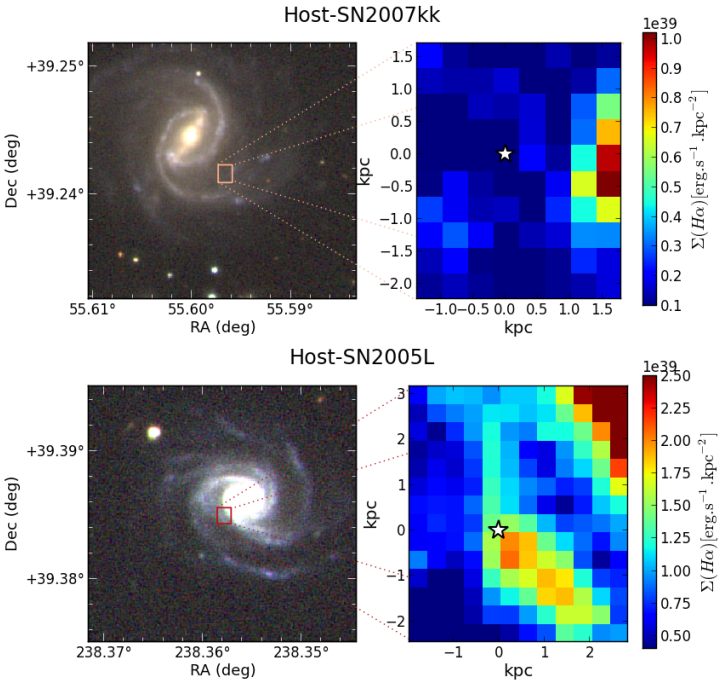


FIGURE 8.8 – Les galaxies hôtes de SN 2007kk (*en h.*) et de SN 2005L (*en b.*) sont toutes deux classées globalement comme formant des étoiles (*à g. :* images reconstruites SDSS *gri*). Pourtant, les cartes locales de Hα (*à dr.*) indiquent des taux de formation stellaire différents. Figure extraite de Rigault et coll. (2013).

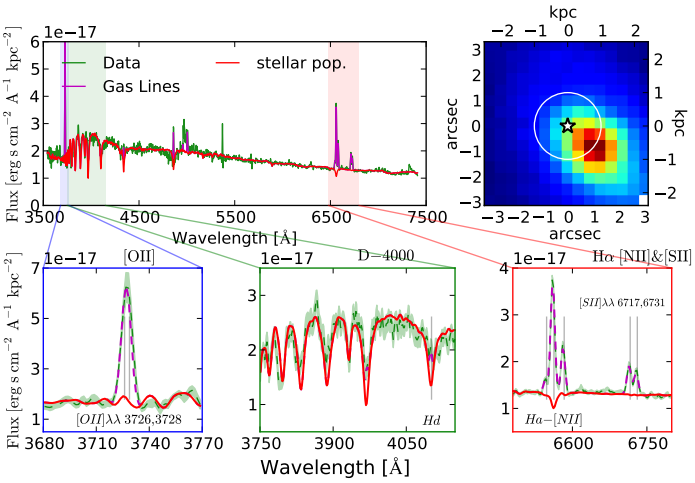


FIGURE 8.9 – Ajustement ULySS du spectre galactique moyen à moins de 1 kpc de SNF20060512-001 (image reconstruite *en h. à dr.*). *En h. à g. :* spectre moyen (*en vert*) et les différentes composantes ajustées (la population stellaire *en rouge*, le gaz *en violet*). *En b. :* zoom sur différentes régions d'intérêt (*de g. à dr. :* raie [OII]$\lambda\lambda$3726,3728, la discontinuité de Balmer, et le complexe Hα-[NII]$\lambda\lambda$6548,6584 + [SII]$\lambda\lambda$6716,6731). Figure extraite de Rigault et coll. (2013).

L'étude des corrélations entre ce traceur du taux de formation stellaire locale et les paramètres caractéristiques des SNe Ia issus de l'ajustement SALT2 — x_1, c, magnitude absolue standardisée — met en évidence plusieurs résultats très intéressants (Fig. 8.10).

- Les SNe les plus « rapides » ($x_1 < -1$) se trouvent majoritairement dans un environnement « passif » (avec pas ou peu de formation d'étoile), conformément aux observations globales. En revanche, la réciproque est fausse : les SNe intermédiaires ($x_1 \sim 0$) se retrouvent également dans tous les types d'environnement.
- Comme on pouvait s'y attendre, les SNe Ia localisées dans un environnement « actif » (avec un taux élevé de formation stellaire) sont en moyenne plus rouges, du fait de la présence de gaz et de poussières.
- Après standardisation photométrique, les SNe Ia des environnements passifs sont en moyenne $\sim 0{,}1$ mag plus brillantes que les SNe proches d'une forte émission Hα.

Ce dernier résultat, baptisé « biais Hα », est de même ampleur que le « *mass step* » — la différence de magnitude entre les SNe des galaxies de petite et de grande masse — vu précédemment. Même s'ils résultent d'un artefact de standardisation par SALT2, ces deux biais d'environnement semblent liés à la présence d'une sous-population de SNe Ia surlumineuses se retrouvant quasi exclusivement dans les environnements passifs (*en gris* dans la Fig. 8.10). Cela a deux conséquences fondamentales :

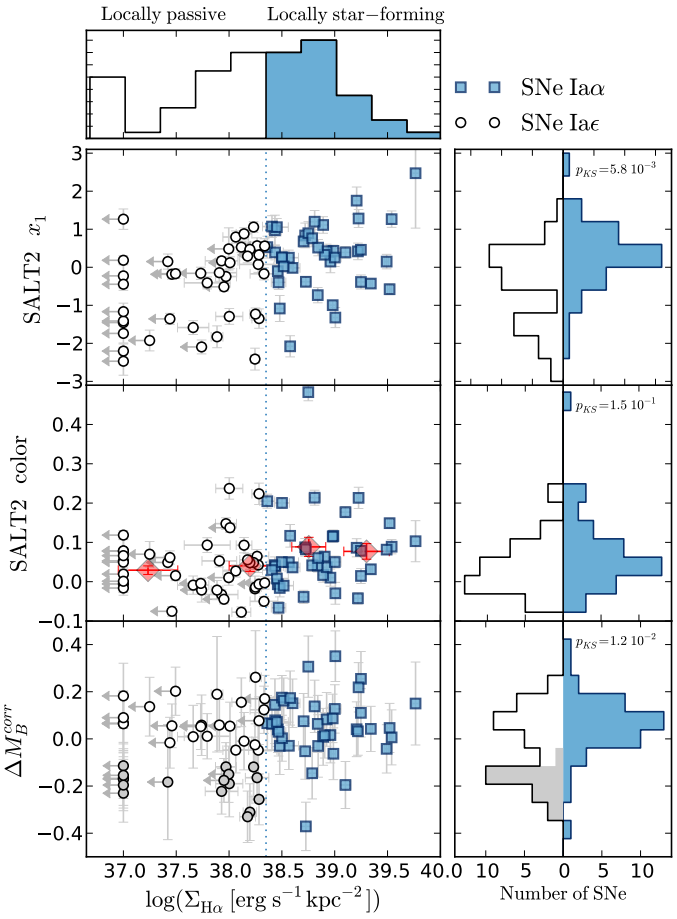


FIGURE 8.10 – Distribution des paramètres caractéristiques des SNe Ia (x_1 *en h.*, *c au m.*, magnitude absolue standardisée *en b.*) en fonction de $\Sigma_{H\alpha}$, traceur du taux de formation stellaire locale. Dans les trois cas, la différence des distributions de ces paramètres entre les environnements passifs (*en blanc*) et actifs (*en bleu*) est illustrée dans l'histogramme *à dr.* Figure extraite de Rigault et coll. (2013).

1. du fait de l'évolution cosmique du taux de formation stellaire, la fraction de SNe Ia surlumineuses va évoluer avec le *redshift*, et finalement biaiser l'estimation des paramètres cosmologiques ;
2. inversement, les SNe Ia des environnements à fort taux de formation stellaire constituent une population plus homogène. Leur utilisation exclusive dans la construction du diagramme de Hubble en réduit significativement la dispersion, passant de $\sigma = 0{,}152 \pm 0{,}011$ à $0{,}105 \pm 0{,}012$.

Cette première analyse de l'environnement local des SNe Ia, que permet opportunément l'IFS de SNfactory, est très prometteuse, et doit être poursuivie par des études complémentaires, en utilisant d'autres sondes spectrales de la formation stellaire — p.ex. l'indicateur D4000 (Calzetti, 2012) — ou en complétant les observations des sites de SNe Ia (p.ex. imagerie UV-HST).

Bibliographie

Aldering, G. et coll. (2006). *Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope*. *ApJ*, **650**, 510. 104

Bailey, S. et coll. (2009). *Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities*. *A&A*, **500**, L17. 107

Blondin, S., Mandel, K.S. & Kirshner, R.P. (2011). *Do spectra improve distance measurements of Type Ia supernovae ?* *A&A*, **526**, 81. 107

Blondin, S. et coll. (2012). *The Spectroscopic Diversity of Type Ia Supernovae*. *AJ*, **143**, 126. 107, 108

Bloom, J.S. et coll. (2012). *A Compact Degenerate Primary-star Progenitor of SN 2011fe*. *ApJL*, **744**, L17. 105

Bongard, S. (2005). *Transfert radiatif et étude spectrale des SNeIa dans le cadre de la Supernovae factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, University of Oklahoma, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.). 105

Calzetti, D. (2012). *Star Formation Rate Indicators.* Dans *Proceedings of the XXIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, t. 1208, p. 2997. 112

Childress, M. (2011). *Host Galaxies of Type Ia Supernovae From the Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, University of California, Berkeley. 109

Childress, M. et coll. (2011). *Keck Observations of the Young Metal-poor Host Galaxy of the Super-Chandrasekhar-mass Type Ia Supernova SN 2007if. ApJ*, **733**, 3. 105

—— (2013a). *Host Galaxy Properties and Hubble Residuals of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory. ApJ*, **770**, 108. 108, 109, 110

—— (2013b). *Host Galaxies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory. ApJ*, **770**, 107. 109

Chomiuk, L. et coll. (2012). *EVLA Observations Constrain the Environment and Progenitor System of Type Ia Supernova 2011fe. ApJ*, **750**, 164. 105

Chotard, N. (2011). *Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. E. Gangler (dir.). 103, 105, 107

Chotard, N. et coll. (2011). *The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths. A&A*, **529**, L4. 107

Foley, R.J., Sanders, N.E. & Kirshner, R.P. (2011). *Velocity Evolution and the Intrinsic Color of Type Ia Supernovae. ApJ*, **742**, 89. 107

Gupta, R.R. et coll. (2011). *Improved Constraints on Type Ia Supernova Host Galaxy Properties Using Multi-wavelength Photometry and Their Correlations with Supernova Properties. ApJ*, **740**, 92. 109, 110

Hillebrandt, W. et coll. (2013). *Towards an understanding of Type Ia supernovae from a synthesis of theory and observations. Frontiers of Physics*, **8**, 116. 104, 108

Hogg, D.W. et coll. (2002). *The K correction. ArXiv Astrophysics e-prints*, p. 10394. 103

Howell, D.A. et coll. (2006). *The type Ia supernova SNLS-03D3bb from a super-Chandrasekhar-mass white dwarf star. Nat*, **443**, 308. 104

Hsiao, E.Y. et coll. (2007). *K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae. ApJ*, **663**, 1187. 103

Kelly, P.L. et coll. (2010). *Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses. ApJ*, **715**, 743. 109, 110

Kim, A.G. et coll. (2013). *Standardizing Type Ia Supernova Absolute Magnitudes Using Gaussian Process Data Regression. ApJ*, **766**, 84. 108

Koleva, M. et coll. (2009). *ULySS : a full spectrum fitting package. A&A*, **501**, 1269. 110

Kuncarayakti, H. et coll. (2013). *Integral field spectroscopy of supernova explosion sites : constraining mass and metallicity of the progenitors - I. Type Ib and Ic supernovae. ArXiv e-prints*, **1305**, 1105. 110

Lampeitl, H. et coll. (2010). *The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey. ApJ*, **722**, 566. 109

Li, W. et coll. (2011). *Exclusion of a luminous red giant as a companion star to the progenitor of supernova SN 2011fe. Nat*, **480**, 348. 105

Maoz, D. & Mannucci, F. (2012). *Type-Ia Supernova Rates and the Progenitor Problem : A Review. Proc. Astron. Soc. Aust.*, **29**, 447. 109

Mazzali, P. et coll. (2013). *Hubble Space Telescope spectra of the type Ia supernova SN 2011fe : A low-energy delayed detonation of a white dwarf with Z. ArXiv e-prints*, **1305**, 2356. 105

Nordin, J. et coll. (2011). *Evidence for a Correlation Between the SiII λ4000 Width and Type Ia Supernova Color. ApJ*, **734**, 42. 105

Nugent, P.E. et coll. (2011). *Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star. Nat*, **480**, 344. 105

Pakmor, R. et coll. (2013). *Helium-ignited violent mergers as a unified model for normal and rapidly declining Type Ia Supernovae. ArXiv e-prints*, **1302**, 2913. 105

Patat, F. et coll. (2013). *Multi-epoch high-resolution spectroscopy of SN 2011fe. Linking the progenitor to its environment. A&A*, **549**, 62. 105

Pereira, R. et coll. (2013). *Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory. A&A*, **554**, 27. 105, 106, 107

Rigault, M. et coll. (2013). *Evidence of Environmental Dependencies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by Local Hα. A&A*, **In prep.** 111, 112

Röpke, F.K. et coll. (2012). *Constraining Type Ia Supernova Models : SN 2011fe as a Test Case. ApJL*, **750**, L19. 105

Scalzo, R. et coll. (2012). *A Search for New Candidate Super-Chandrasekhar-mass Type Ia Supernovae in the Nearby Supernova Factory Data Set. ApJ*, **757**, 12. 105

Scalzo, R.A. et coll. (2010). *Nearby Supernova Factory Observations of SN 2007if : First Total Mass Measurement of a Super-Chandrasekhar-Mass Progenitor. ApJ*, **713**, 1073. 104

Silverman, J.M. & Filippenko, A.V. (2012). *Berkeley Supernova Ia Program - IV. Carbon detection in early-time optical spectra of Type Ia supernovae. MNRAS*, **425**, 1917. 104

Silverman, J.M., Kong, J.J. & Filippenko, A.V. (2012a). *Berkeley Supernova Ia Program - II. Initial analysis of spectra obtained near maximum brightness. MNRAS*, **425**, 1819. 107, 108

Silverman, J.M. et coll. (2012b). *Berkeley Supernova Ia Program - III. Spectra near maximum brightness improve the accuracy of derived distances to Type Ia supernovae. MNRAS*, **425**, 1889. 107

—— (2013). *Type Ia Supernovae Strongly Interacting with Their Circumstellar Medium. ArXiv e-prints*, **1304**, 763. 104

Sullivan, M. et coll. (2010). *The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies. MNRAS*, **406**, 782. 109, 110

Suzuki, N. et coll. (2012). *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. ApJ*, **746**, 85. 103

Thomas, R.C. et coll. (2007). *Nearby Supernova Factory Observations of SN 2006D : On Sporadic Carbon Signatures in Early Type Ia Supernova Spectra. ApJ*, **654**, L53. 104, 105

—— (2011). *Type Ia Supernova Carbon Footprints. ApJ*, **743**, 27. 104

Wang, B. & Han, Z. (2012). *Progenitors of type Ia supernovae. New Astron. Rev.*, **56**, 122. 104, 108

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

La première partie de ce mémoire est axée sur le *Supernova Integral Field Spectrograph*, dispositif unique de suivi spectro-photométrique à champ intégral. Après une description succincte de l'instrument et de ses différentes composantes (Chap. 2), j'en ai présenté les principales procédures de traitement que j'ai développées et mises en œuvre dans le cadre du projet *The Nearby Supernova Factory*, en insistant sur la caractérisation et la réduction des biais statistiques, notamment aux très bas flux :

- la production et l'étalonnage spectral des données 3D (Chap. 3), nécessitant un prétraitement rigoureux des poses CCD et l'élimination du fond de lumière diffuse ;
- la spectro-photométrie de PSF (Chap. 4), incluant la soustraction du fond structuré galactique ;
- l'étalonnage en flux des observations (Chap. 5), notamment dans des conditions d'observation défavorables, par l'utilisation optimale des étoiles standards et une modélisation physique de la transmission atmosphérique.

Dans la deuxième partie, j'ai abordé les aspects pratiques du suivi spectro-photométrique des SNe Ia dans le cadre du projet SNfactory :

- l'acquisition et la production des données spectro-photométriques, suivies de la présentation de l'échantillon SNfactory (Chap. 6) ;
- l'estimation de la précision spectro-photométrique des données (Chap. 7), mesurée sur les étoiles standards et sur les SNe ;
- la présentation sommaire des premiers résultats scientifiques publiés par la collaboration SNfactory sur la base des données SNIFS (Chap. 8).

Cet exposé ne constitue évidemment qu'une vision bien partielle et partiale du projet SNfactory, focalisée sur les sujets dans lesquels je me suis le plus impliqué depuis mon arrivée à l'IPNL. J'espère toutefois qu'il aura été l'occasion de présenter des aspects qui me semblent être d'un intérêt plus large : la compréhension fine de notions statistiques souvent tenues pour indubitables (p.ex. l'omniprésente utilisation du χ^2), la nécessité d'une connaissance approfondie du dispositif instrumental, les défis du traitement homogène de grands jeux d'observations. En ce sens, alors que l'astrophysique du XXI^{e} siècle « s'industrialise », les astronomes ont probablement encore à apprendre de la communauté de la physique des particules, depuis longtemps initiée aux arts de la modélisation hyper-réaliste des détecteurs, de la production de masse des données ou de la gestion de collaborations mondiales à plusieurs milliers de membres.

9.1 *The Nearby Supernova Factory*

9.1.1 Le bilan instrumental

Après pratiquement 10 ans en continu sur le ciel, l'instrument SNIFS a fait preuve de son efficacité et de sa robustesse, nécessitant peu d'interventions en dehors des opérations de maintenance usuelles (lampes, cryogénie). Tous les modules — IFS, détecteurs, cryogénie, systèmes de contrôle — sont fonctionnels (hormis les obturateurs des voies spectroscopiques, et dernièrement le moteur de focalisation du spectrographe de la voie B), même si, évidemment, rien ne garantit qu'ils dureront éternellement, en particulier les antiques ordinateurs de support. Ces dernières années, le télescope UH88 nous a en revanche posé un

certain nombre de problèmes (casses moteur du télescope et du dôme, dégradation de la transmission), avec un support technique souvent insuffisant. Les interruptions de service qui en résultent sont très dommageables à une expérience visant à observer *régulièrement* des sources transitoires.

Avec quelques années de recul, quelles conclusions tirer du concept instrumental lui-même ?

- La notion d'instrument « intégré », incorporant les différents modules de support aux observations spectroscopiques — voies photométriques d'acquisition et de guidage, unité d'étalonnage interne, interaction directe avec les détecteurs d'un côté et le télescope de l'autre — a été prépondérante dans le succès de la longue campagne de suivi des SNe, tout en allégeant significativement la charge des opérateurs humains (contrôle de l'instrument à distance, procédures semi-automatiques, répartition des responsabilités entre différents intervenants).
- La voie photométrique conçue pour le suivi de la transmission atmosphérique effective a prouvé son efficacité dans l'étalonnage en flux, et s'apparente aux méthodes de « *self calibration* » développées pour SDSS (Padmanabhan et coll., 2008) ou LSST (Stubbs et coll., 2007; Jones et coll., 2010). Certes, pour des raisons techniques (qualité d'image, nombres de sources secondaires disponibles), les différentes bandes du multi-filtre ne sont finalement pas utilisées pour tracer les diverses composantes physiques de l'extinction, comme il était initialement prévu. L'achromaticité (relative) des fluctuations d'extinction nous permet cependant de nous contenter d'une estimation « grise » de la variabilité atmosphérique.
- Avec SNfactory, la spectrographie à champ intégral a fait la preuve de ses qualités *spectro-photométriques*. Hormis dans des conditions d'utilisation très particulières et contraignantes, incompatibles avec un programme de suivi régulier, nulle autre méthode spectroscopique ne peut se targuer d'une telle précision. Malgré tout, il semble évident que la précision *photométrique* d'un IFS ne peut atteindre celle (en partie illusoire) d'une expérience d'imagerie pure : la procédure de réduction est trop longue et complexe, accumule trop d'étapes critiques, pour ne pas affecter, malgré tous les efforts, la qualité finale des mesures.

Dans le cas de SNIFS, cela se traduit par un biais aux très bas flux [1] limitant la précision photométrique. Je pense que c'est une des faiblesses intrinsèques du concept d'IFS à trame de micro-lentilles : puisque les spectres sont initialement répartis sur l'ensemble du détecteur et séparés par des zones faiblement illuminées (voir p.ex. Fig. 2.5 et 2.6), le niveau de fond doit être contrôlé avec une précision extrême que les imperfections des CCD ne permettent pas. Cela étant, la démonstration reste à faire que d'autres concepts d'IFS — p.ex. à dissecteur d'image (*image slicer*) — puissent être plus performants dans ce domaine.

Il convient toutefois de tempérer la relative imprécision de la spectro-photométrie vis-à-vis des techniques d'imagerie, par des considérations qui relèvent de la tautologie :

- la spectro-photométrie délivre des *spectres*, au contenu physique beaucoup plus riche qu'une collection réduite de courbes de lumière ;
- la photométrie pure fournit des flux intégrés qui dépendent autant de l'instrument que de la source. Elle ne peut atteindre l'extrême précision volontiers affichée qu'en supposant le spectre de la source parfaitement connue, ce qui est évidemment rarement le cas. Les biais qui en résultent sont couramment sous-estimés.

Pour résumer ma pensée de façon lapidaire :

- SNIFS sera-t-il jamais aussi précis qu'une expérience de photométrie ? Non, même si nous allons encore tenter de faire mieux.
- Une telle précision est-elle indispensable à la réalisation des objectifs scientifiques ? Certainement, si ces objectifs se limitaient à reproduire les méthodes purement photométriques, mais les ambitions du projet spectro-photométrique sont autres.

9.1.2 Les objectifs scientifiques

Après plusieurs prolongations, la partie observationnelle du projet SNfactory touche à sa fin : sauf surprise (bonne ou mauvaise), les dernières observations seront obtenues courant 2014. Pour autant, le travail de la collaboration est loin d'être achevé.

En ce qui me concerne, il portera essentiellement sur plusieurs points déjà évoqués au fil du texte :

- la caractérisation — et si possible l'atténuation — des biais aux très bas flux, afin d'estimer et de contrôler les erreurs systématiques qui en découlent ;

1. On parle ici d'un signal de l'ordre de *un* e^-/px, pour un bruit de lecture de ~ 3 e^-/px (voir p.ex. Fig. 3.11).

- le développement d'un nouveau modèle de PSF atmosphérique (Sect. 4.2.1.3), plus proche des modèles physiques de la turbulence et éventuellement plus robuste dans le cas des sources faibles ;
- placer nos observations dans le système photométrique défini par les étoiles de référence CALSPEC du HST, notamment par la construction d'un réseau d'étoiles standards homogènes (Sect. 5.2.4.2) permettant de s'affranchir de l'inconsistance de certaines tables de référence actuellement utilisées ;
- en parallèle, inter-étalonnage photométrique avec les autres échantillons de SNe Ia. Betoule et coll. (2013) a déjà placé conjointement les observations SNLS et SDSS dans le référentiel photométrique CALSPEC, avec une précision de 4 mmag comparable à l'incertitude sur la couleur des étoiles standards HST. Mosher et coll. (2012) a lui relié les échantillons CSP et SDSS, avec une incertitude systématique de 23 mmag ;
- le système d'étalonnage absolu en couleur *SNIFS Calibration Apparatus* (SCALA), actuellement en développement à l'Université de Bonn, sera également l'occasion d'une remise à plat de l'ensemble de la procédure d'étalonnage en flux.

Dans le même temps, l'exploitation scientifique des observations ne fait que commencer. L'échantillon SNfactory, par la qualité et la richesse de ses données, est actuellement sans équivalent dans le monde — je n'ai pas même connaissance de projets en passe de le concurrencer —, et possède un réel potentiel à révolutionner notre compréhension des SNe Ia et leur utilisation comme chandelles standards cosmologiques.

Outre des analyses intermédiaires plus restreintes, trois résultats majeurs portant sur l'intégralité de l'échantillon SNfactory sont attendus à moyen terme :

1. la publication de l'ensemble des courbes de lumière synthétiques dans le référentiel de la source (échantillon photométrique) ;
2. l'analyse de l'impact cosmologique de l'échantillon SNfactory dans les grandes compilations photométriques (type UNION, Kowalski et coll., 2008; Amanullah et coll., 2010; Suzuki et coll., 2012) ;
3. la publication de la totalité des séries spectro-temporelles des SNe Ia (échantillon spectro-photométrique).

La mise à disposition d'un tel échantillon doit se faire à travers une infrastructure dédiée, autorisant une exploration multi-factorielle des données (p.ex. Yaron & Gal-Yam, 2012). Une fois publié et diffusé au sein de la communauté, l'échantillon spectro-photométrique SNfactory constituera une référence incontournable.

9.1.3 La gestion de projet

Même si cela est rarement évoqué dans les demandes de financement et les rapports d'étape, un projet tel que SNfactory constitue également une aventure humaine, faite de joies et de grosses colères, de bons moments et de périodes d'abattement. Il ne suffit pas de faire signer un *Memorandum of Understanding* ou un *Gentleman Agreement* pour faire collaborer efficacement et sereinement des personnes aux expériences, aux compétences et aux aspirations diverses.

Toute proportion gardée, la SNfactory fait partie de cette classe spécifique de projet décrite par Boroski et coll. (2002) à propos du SDSS, où tous les aspects de l'infrastructure, du télescope à l'instrument, des logiciels à la gestion humaine des opérations, ont été conçus et combinés spécifiquement pour la réalisation du projet. Il n'est donc pas étonnant que les « *Lessons learned from Sloan Digital Sky Survey operations* » de Kleinman et coll. (2008) [2] me semblent s'appliquer directement à la collaboration SNfactory. Je souscris en particulier à l'analyse du « dilemme du scientifique », partagé entre ses désirs de liberté scientifique et ses obligations de support au projet.

Je partage également l'opinion de Lupton et coll. (2001) concernant les défis que pose à la communauté le déséquilibre croissant entre les développements *hardware* et *software* des grands projets. Dans le cas de SNIFS, la construction de l'instrument a duré trois ans (2001–2004) : le design a été assuré par un opticien, la réalisation technique a été largement sous-traitée à un industriel, et le projet a été conduit par un chef de projet dédié. À l'inverse, nous nous débattons depuis 2004 dans des développements logiciels — gestion des données, production de masse, assurance qualité — essentiellement pris en charge par des scientifiques (dont moi) sans une forte culture ni informatique ni de gestion de projet. Progressivement, la communauté reconnaît que le développement logiciel nécessaire aux grands projets est au moins aussi difficile que le développement instrumental, et qu'il doit effectivement être traité — et budgété — de

2. Une lecture passionnante que toute collaboration naissante devrait faire lire à ses membres.

façon aussi rigoureuse. Cela doit maintenant se traduire dans l'offre de formation des étudiants, et dans la gestion et l'évaluation des scientifiques.

9.2 *To infinity. . . and beyond!*

Au-delà de l'expérience SNfactory, certains concepts que j'ai abordés dans ce document vont être massivement utilisés dans de nombreux projets à venir.

9.2.1 Spectro-photométrie de PSF

Initialement développée pour l'observation de sources étendues (étoiles jeunes, galaxies, quasars, etc.), l'IFS est dorénavant prête à aborder la spectro-photométrie des sources ponctuelles. Au même titre que les logiciels de photométrie stellaire ont révolutionné les méthodes de l'imagerie traditionnelle (p.ex. Stetson, 1987; Bertin & Arnouts, 1996), la spectro-photométrie de PSF sera alors essentielle à une exploitation optimale des observations IFS à venir (Kamann et coll., 2013).

Outre l'installation de nouvelles capacités 3D sur les télescopes actuels de la classe des 8–10 m (p.ex. *Multi Unit Spectroscopic Explorer*/*ESO Very Large Telescope*), deux des trois futurs télescopes de la classe des 20–40 m seront équipés dès leur mise en service d'IFS (*InfraRed Imaging Spectrograph*/*Thirty Meter Telescope*, HARMONI/*European Extremely Large Telescope*). La nécessité de méthodes efficaces et robustes d'extraction des sources ponctuelles dans ces grands volumes de données sera alors extrême.

9.2.2 La transmission atmosphérique

L'étalonnage en flux est actuellement reconnu comme la source principale d'erreur systématique dans l'utilisation des SNe Ia comme sondes cosmologiques (p.ex. Suzuki et coll., 2012; Stubbs & Tonry, 2012). Les mesures photométriques ne permettent pas de dissocier simplement la réponse instrumentale de la transmission atmosphérique. Or, si beaucoup d'efforts ont été investis dans la compréhension de l'impact de l'atmosphère dans la formation des images (théorie du *seeing*, méthode d'optique adaptative), ce n'est que récemment que l'on a commencé à s'intéresser en détail au rôle de l'atmosphère dans les mesures photométriques de précision (p.ex. Stubbs & Tonry, 2006).

Pour parvenir à la précision requise, les grands sondages photométriques au sol présents ou à venir — dont SNLS, SDSS, PTF, PanSTARRS, *Catalina Sky Survey*, SkyMapper, *Dark Energy Survey*, LSST — devront s'appuyer sur des méthodes innovantes :

- le principe de l'auto-étalonnage en flux (Stubbs et coll., 2007; Padmanabhan et coll., 2008; Jones et coll., 2010), où l'observation répétée et poly-chromatique de sources dans des conditions atmosphériques variées permet de résoudre simultanément les flux intrinsèques et les facteurs d'extinction ;
- les outils de surveillance en temps réel de la transmission atmosphérique (Aceituno et coll., 2011; Blake & Shaw, 2011; Zimmer et coll., 2012; Li et coll., 2013), dérivés des méthodes usuellement employées en physique de l'atmosphère ;
- des techniques de photométrie absolue (Stubbs & Tonry, 2006; Doi et coll., 2010; Regnault et coll., 2012), où des sources ou des récepteurs étalonnés physiquement permettent une mesure de la transmission totale du télescope et de l'instrument.

Les deux premières méthodes ont partiellement été mises en œuvre dans la voie photométrique de SNIFS ; la troisième correspond au projet SCALA de SNfactory.

9.2.3 La nécessité du suivi spectro-photométrique

Dans l'utilisation cosmologique des SNe Ia, il faut garder en mémoire le besoin réaffirmé d'un échantillon local d'environ 1000 SNe Ia (Albrecht et coll., 2006; Committee for a Decadal Survey of Astronomy and Astrophysics, 2010). Par ailleurs, beaucoup des grands sondages photométriques à venir (p.ex. LSST, EUCLID), comptent sur un suivi spectro-photométrique de tout ou partie de leurs sources pour la classification des objets transitoires (*transients*), l'entraînement des *redshifts* photométriques ou l'étalonnage photométrique de précision de l'instrument, sans toutefois organiser ou participer à ce suivi.

Une mise à jour du projet SNfactory — l'hypothétique SNIFS2 — ne suffirait probablement pas à satisfaire ces besoins. Des concepts instrumentaux novateurs, p.ex. la *SED Machine* (Ben-Ami et coll., 2012; Ngeow et coll., 2013) développée dans le cadre de PTF, devront être mis au point rapidement. J'aime

aussi à penser que la solution pourrait venir des développements instrumentaux de l'optique intégrée (photonique), p.ex. le *Stationnary Wavelength Inverse Fourier Transform Spectrometer* (le Coarer et coll., 2010), ou les *Arrayed Waveguide Gratings* (Fernando et coll., 2012).

9.2.4 Le projet Euclid

Last but not least, j'ai occulté dans ce document mon implication naissante dans le projet de télescope spatial EUCLID. Cette mission ESA/NASA en cours de développement dont le lancement est prévu pour 2020, a pour objectif de cartographier durant 5 ans la distribution des galaxies et de la matière noire dans l'Univers (Refregier et coll., 2010; Laureijs et coll., 2011). Les sondes cosmologiques qui découlent de ces observations — essentiellement oscillations acoustiques des baryons et cisaillement gravitationnel — permettront de contraindre les paramètres de l'énergie noire. Une multitude d'autres études — lentilles gravitationnelles fortes, physique des amas, etc. — sont également prévues (Amendola et coll., 2012).

Au sein de l'équipe de cosmologie observationnelle de l'IPNL, je suis impliqué dans les activités liées aux détecteurs IR, et au traitement et à l'analyse des données du spectrographe sans fente NISP. J'espère que mon expertise dans le domaine de la réduction des données spectroscopiques, évoquée dans ce document, y sera utile.

Bibliographie

Aceituno, J. et coll. (2011). *An All-Sky Transmission Monitor : ASTMON*. *PASP*, **123**, 1076. 118

Albrecht, A. et coll. (2006). *Report of the Dark Energy Task Force*. 118

Amanullah, R. et coll. (2010). *Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at 0.511<z<1.12 and the Union2 Compilation*. *ApJ*, **716**, 712. 117

Amendola, L. et coll. (2012). *Cosmology and fundamental physics with the Euclid satellite*. *ArXiv e-prints*, **1206**, 1225. 119

Ben-Ami, S. et coll. (2012). *The SED Machine : a dedicated transient IFU spectrograph*. Dans *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, t. 8446 de *Proceedings of the SPIE*, p. 86. 118

Bertin, E. & Arnouts, S. (1996). *SExtractor : Software for source extraction*. *A&AS*, **117**, 393. 118

Betoule, M. et coll. (2013). *Improved photometric calibration of the SNLS and the SDSS supernova surveys*. *A&A*, **552**, 124. 117

Blake, C.H. & Shaw, M.M. (2011). *Measuring NIR Atmospheric Extinction Using a Global Positioning System Receiver*. *PASP*, **123**, 1302. 118

Boroski, W.N. et coll. (2002). *Sloan Digital Sky Survey : Performance and Lessons Learned from the First Two Years of Operations*. Dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, t. 4836 de *Proceedings of the SPIE*, p. 357–368. 117

Committee for a Decadal Survey of Astronomy and Astrophysics (2010). *New Worlds, New Horizons in Astronomy and Astrophysics* (The National Academies Press, Washington, D.C.). 118

Doi, M. et coll. (2010). *Photometric Response Functions of the Sloan Digital Sky Survey Imager*. *AJ*, **139**, 1628. 118

Fernando, H.N.J. et coll. (2012). *Planar integrated photonics spectrograph on silicon-nitride-on-insulator : densely integrated systems for astrophotonics and spectroscopy*. Dans *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*, t. 8450 de *Proceedings of the SPIE*, p. 46. 119

Jones, R.L. et coll. (2010). *Solving the global photometric self-calibration problem in LSST*. Dans *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems III*, t. 7737 de *Proceedings of the SPIE*, p. 33. 116, 118

Kamann, S., Wisotzki, L. & Roth, M.M. (2013). *Resolving stellar populations with crowded field 3D spectroscopy. A&A*, **549**, 71. 118

Kleinman, S.J. et coll. (2008). *Lessons learned from Sloan Digital Sky Survey operations.* Dans *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems II*, t. 7016 de *Proceedings of the SPIE*, p. 9. 117

Kowalski, M. et coll. (2008). *Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets. ApJ*, **686**, 749. 117

Laureijs, R. et coll. (2011). *Euclid Definition Study Report. ArXiv e-prints*, **1110**, 3193. 119

le Coarer, E. et coll. (2010). *SWIFTS : On-Chip Very High Spectral Resolution Spectrometer.* Dans *International Conference on Space Optics*, t. 4, p. 8. 119

Li, T. et coll. (2013). *aTmcam : A Simple Atmospheric Transmission Monitoring Camera For Sub 1% Photometric Precision.* Dans *Calibration and Standardization of Large Surveys and Missions in Astronomy and Astrophysics*, t. 1302, p. 5738 (Fermilab, IL). 118

Lupton, R. et coll. (2001). *The SDSS Imaging Pipelines.* Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, t. 238 de *ASP Conference Proceedings*, p. 269 (San Francisco, CA). 117

Mosher, J. et coll. (2012). *A Precision Photometric Comparison between SDSS-II and CSP Type Ia Supernova Data. AJ*, **144**, 17. 117

Ngeow, C.C. et coll. (2013). *The SED Machine : A Spectrograph to Efficiently Classify Transient Events Discovered by PTF.* Dans *Feeding Compact Objects : Accretion on All Scales*, t. 290 de *Proceedings of the International Astronomical Union*, p. 281–282. 118

Padmanabhan, N. et coll. (2008). *An Improved Photometric Calibration of the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data. ApJ*, **674**, 1217. 116, 118

Refregier, A. et coll. (2010). *Euclid Imaging Consortium Science Book. ArXiv e-prints*, **1001**, 61. 119

Regnault, N. et coll. (2012). *(Sn)DICE : A Calibration System Designed for Wide Field Imagers.* Dans *Proceedings for the Calibration & Standardization of Large Surveys & Missions in Astronomy and Astrophysics conference*, t. 1208, p. 6301 (Fermilab, IL). 118

Stetson, P.B. (1987). *DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. PASP*, **99**, 191. 118

Stubbs, C.W. & Tonry, J.L. (2006). *Toward 1% Photometry : End-to-End Calibration of Astronomical Telescopes and Detectors. ApJ*, **646**, 1436. 118

—— (2012). *Addressing the Photometric Calibration Challenge : Explicit Determination of the Instrumental Response and Atmospheric Response Functions, and Tying it All Together.* Dans *Calibration and Standardization of Large Surveys and Missions in Astronomy and Astrophysics*, t. 1206, p. 6695 (Fermilab, IL). 118

Stubbs, C.W. et coll. (2007). *Toward More Precise Survey Photometry for PanSTARRS and LSST : Measuring Directly the Optical Transmission Spectrum of the Atmosphere. PASP*, **119**, 1163. 116, 118

Suzuki, N. et coll. (2012). *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. ApJ*, **746**, 85. 117, 118

Yaron, O. & Gal-Yam, A. (2012). *WISeREP - An Interactive Supernova Data Repository. PASP*, **124**, 668. 117

Zimmer, P. et coll. (2012). *New instruments to calibrate atmospheric transmission.* Dans *Ground-based and Airborne Telescopes IV*, t. 8444 de *Proceedings of the SPIE*. 118

Annexes

A Méthode des moindres carrés linéaire généralisée

La photométrie de PSF sur chaque tranche de longueur d'onde du cube de source ponctuelle est réalisée par une méthode de moindres carrés linéaire généralisée [3], où l'intensité $y_{i,\lambda}$ des N spaxels i de la tranche λ est modélisée par une somme *linéaire* de M composantes $X_{ik,\lambda}$:

$$y_{i,\lambda} = \sum_{k=1}^{M} a_{k,\lambda} X_{ik,\lambda}. \tag{1}$$

Dans notre cas, ces *fonctions de base* sont au premier chef la PSF normalisée $\boldsymbol{X}_0 = \mathcal{P}_{\boldsymbol{p}}(\lambda)$ modélisant la source ponctuelle (les paramètres de forme $\boldsymbol{p}$ étant fixés), et la fonction constante $\boldsymbol{X}_1 = 1$ pour la contribution du ciel. On peut éventuellement ajouter d'autres termes, p.ex. des composantes polynomiales en (x,y) modélisant une contribution structurée du fond diffus galactique.

A.1 Résolution de l'équation normale

En introduisant la matrice $N \times M$ dite de design $\tilde{\mathsf{X}}$, définie par (l'indice λ est abandonné pour alléger l'écriture) :

$$\tilde{X}_{ik} \triangleq \frac{X_{ik}}{\sigma_i}, \quad i = 1 \dots N, k = 1 \dots M, \tag{2}$$

ainsi que le N-vecteur $\tilde{\boldsymbol{y}}$ tel que :

$$\tilde{y}_i \triangleq \frac{y_i}{\sigma_i}, \quad i = 1 \dots N, \tag{3}$$

l'Éq. (1) se réécrit simplement :

$$\tilde{\boldsymbol{y}} = \tilde{\mathsf{X}} \cdot \boldsymbol{a}, \tag{4}$$

système linéaire matriciel pour lequel nous cherchons les amplitudes $\boldsymbol{a}$ minimisant l'écart (pondéré) entre les données $\tilde{\boldsymbol{y}}$ et le modèle $\tilde{\mathsf{X}}$. De nombreuses méthodes numériques de moindres carrés [4] permettent de résoudre ce système « en aveugle ». Nous allons toutefois détailler le calcul, afin de mettre en évidence la procédure de calcul des erreurs.

L'ajustement se fait par minimisation du χ^2 pour chaque tranche de longueur d'onde λ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\sum_{k=1}^{M} a_k X_{ik} - y_i \right)^2 = (\tilde{\mathsf{X}} \cdot \boldsymbol{a} - \tilde{\boldsymbol{y}})^T \cdot (\tilde{\mathsf{X}} \cdot \boldsymbol{a} - \tilde{\boldsymbol{y}}) = |\tilde{\mathsf{X}} \cdot \boldsymbol{a} - \tilde{\boldsymbol{y}}|^2. \tag{5}$$

Cette expression, où σ_i^2 désigne la variance du signal observé dans le spaxel i à la longueur d'onde λ, ignore explicitement les covariances spatiales inter-spaxel : $\mathrm{Cov}(y_i y_j) = \sigma_i^2 \delta_{ij}$.

3. Je reprends ici le traitement détaillé p.ex. dans Press et coll. (1992).
4. P.ex. `numpy.linalg.lstsq`.

Ce χ^2 doit être minimisé vis-à-vis des *amplitudes* a_k des fonctions de base $\boldsymbol{X}_k$, ces dernières étant supposées connues et fixées :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k} = 0 \qquad \text{pour} \quad k = 1 \dots M, \tag{6}$$

$$= 2 \sum_{i=1}^{N} \frac{X_{ik}}{\sigma_i^2} \left(\sum_{m=1}^{M} a_m X_{im} - y_i \right), \tag{7}$$

ou, en notant $\partial\chi^2/\partial \boldsymbol{a} = \mathbf{grad}_{\boldsymbol{a}}\, \chi^2$:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \boldsymbol{a}} = 2\tilde{\mathsf{X}}^T \cdot (\tilde{\mathsf{X}} \cdot \boldsymbol{a} - \tilde{\boldsymbol{y}}) = \mathbf{0}. \tag{8}$$

Cette dernière équation se réécrit alors naturellement sous la forme d'un nouveau système matriciel linéaire à résoudre en $\boldsymbol{a}$:

$$\mathsf{A} \cdot \boldsymbol{a} = \boldsymbol{b}, \tag{9}$$

en introduisant la matrice A $(M \times M)$

$$\mathsf{A} \triangleq \tilde{\mathsf{X}}^T \cdot \tilde{\mathsf{X}} \qquad \text{soit} \qquad A_{kj} = \sum_{i=1}^{N} \frac{X_{ij} X_{ik}}{\sigma_i^2}, \tag{10}$$

et le M-vecteur $\boldsymbol{b}$

$$\boldsymbol{b} \triangleq \tilde{\mathsf{X}}^T \cdot \tilde{\boldsymbol{y}} \qquad \text{soit} \qquad b_k = \sum_{i=1}^{N} \frac{y_i X_{ik}}{\sigma_i^2}. \tag{11}$$

L'Éq. (9) constitue l'équation *normale* de l'ajustement des moindres carrés. Elle peut être résolue en calculant la matrice $M \times M$ (pseudo-)inverse [5] de A :

$$\mathsf{C} \triangleq \mathsf{A}^{-1} = (\tilde{\mathsf{X}}^T \cdot \tilde{\mathsf{X}})^{-1}, \tag{12}$$

ce qui permet d'écrire :

$$\boldsymbol{a} = \mathsf{C} \cdot \boldsymbol{b}, \qquad \text{c.-à-d.} \qquad a_j = \sum_{k=1}^{M} C_{jk} b_k = \sum_{k=1}^{M} C_{jk} \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{y_i X_{ik}}{\sigma_i^2} \right]. \tag{13}$$

Les amplitudes $\boldsymbol{a}$ de l'ajustement linéaire constituent les quantités recherchées. Ainsi, le spectre $S(\lambda)$ de la source ponctuelle est l'amplitude $a_{0,\lambda}$ associée à la fonction de base $\boldsymbol{X}_{0,\lambda} = \mathcal{P}_{\boldsymbol{p}}(\lambda)$, tandis que l'intensité du fond de ciel $C(\lambda) = a_{1,\lambda}$ est liée à la composante constante $\boldsymbol{X}_{1,\lambda} = 1$.

A.2 Matrice de covariance

Après avoir extrait le spectre $S(\lambda)$ de la source ponctuelle (et p.ex. du fond de ciel), nous cherchons à déterminer son erreur standard $\mathrm{d}S(\lambda) = \sigma(\lambda)$ (erreur diagonale) ainsi que la matrice de covariance $\mathrm{Cov}(\lambda_1,\lambda_2)$.

A.2.1 Contribution des erreurs statistique

Il est à noter que la matrice C précédente joue un rôle prépondérant, puisqu'elle se trouve être la matrice de covariance des amplitudes $\boldsymbol{a}$, *à fonction de base* X *fixée* (et donc en particulier à paramètres de forme $\boldsymbol{p}$ figés).

Démonstration. Nous pouvons développer les amplitudes $\boldsymbol{a}$ autour de la solution qui minimise le χ^2, par rapport aux fluctuations du signal $\mathrm{d}\boldsymbol{y}$:

$$\mathrm{d}a_j = \sum_{i=1}^{N} \frac{\partial a_j}{\partial y_i} \mathrm{d}y_i, \tag{14}$$

5. P.ex. `numpy.linalg.pinv`.

où nous avons donc supposé que $\mathrm{d}\boldsymbol{p} = \mathbf{0}$. Or l'Éq. (13) donne :

$$\frac{\partial a_j}{\partial y_i} = \sum_{k=1}^{M} C_{jk} \frac{X_{ik}}{\sigma_i^2}. \tag{15}$$

En calculant $\langle \mathrm{d}a_m \mathrm{d}a_n \rangle = \mathrm{Cov}(a_m a_n)$ et en notant que, puisque nous avons négligé la covariance spatiale des observations, $\langle \mathrm{d}y_i \mathrm{d}y_j \rangle = \mathrm{Cov}(y_i y_j) = \sigma_i^2 \delta_{ij}$, nous obtenons :

$$\mathrm{Cov}(a_m a_n) = \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} C_{mk} C_{nl} \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} X_{ik} X_{il} \right] = C_{mn} \tag{16}$$

puisque le terme entre crochets correspond exactement à $A_{kl} = [\mathsf{C}^{-1}]_{kl}$. □

La matrice de covariance C lie les différentes amplitudes de l'ajustement linéaire, p.ex. le flux $a_{0,\lambda}$ de la source ponctuelle (composante $\boldsymbol{X}_{0,\lambda} = \mathcal{P}_\lambda(\boldsymbol{p})$) et l'intensité $a_{1,\lambda}$ du fond de ciel (composante $\boldsymbol{X}_{1,\lambda} = 1$). Les termes diagonaux permettent d'estimer l'erreur standard de ces composantes, à la longueur d'onde λ considérée :

$$\sigma^2(a_{k,\lambda}) = C_{kk,\lambda}. \tag{17}$$

Il faut en outre noter que si la covariance spectrale initiale est négligeable, c.-à-d. $\mathrm{Cov}(y_{i,\lambda_1} y_{i,\lambda_2}) \simeq \delta_{\lambda_1,\lambda_2}$, les amplitudes ajustées sont également décorrélées spectralement.

Puisque le calcul a ici été effectué *à paramètres de forme fixés* ($\mathrm{d}\boldsymbol{p} = \mathbf{0}$), les erreurs sur les amplitudes $\boldsymbol{a}$ proviennent exclusivement des erreurs statistiques $\boldsymbol{\sigma}$ associées au signal mesuré $\boldsymbol{y}$. Elles ne tiennent pas compte des éventuelles erreurs de modélisation sous-jacente sur les fonctions de base $\boldsymbol{X}_k$, notamment dans notre cas des erreurs sur les paramètres de forme $\boldsymbol{p}$ qui ont été utilisés dans l'expression de la PSF incorporée à l'ajustement.

A.2.2 Contribution des erreurs de modélisation

Nous n'avons considéré dans la section précédente que la contribution des erreurs σ_i sur le signal y_i à la matrice de covariance C, en négligeant explicitement la dépendance des amplitudes a_k vis-à-vis des paramètres de forme $\boldsymbol{p} = (p_1, p_2, \ldots, p_Q)$. Il s'agit désormais de voir comment les erreurs (covariantes) sur ces paramètres se propagent à celles des amplitudes.

Nous développons maintenant les amplitudes $\boldsymbol{a}$ autour de la solution minimisant le χ^2 par rapport aux fluctuations des paramètres $\mathrm{d}\boldsymbol{p}$:

$$\mathrm{d}a_j = \sum_{q=1}^{Q} \frac{\partial a_j}{\partial p_q} \mathrm{d}p_q, \tag{18}$$

où nous avons cette fois supposé que $\mathrm{d}\boldsymbol{y} = \mathbf{0}$. Nous pouvons alors relier l'erreur covariante sur les amplitudes $\mathrm{Cov}(a_m a_n) = \langle a_m a_n \rangle$ à la matrice de covariance $(Q \times Q)$ des paramètres de forme $\mathrm{Cov}(p_q p_r)$, estimée lors de leur ajustement :

$$\mathrm{Cov}(a_m a_n) = \sum_{q=1}^{Q} \sum_{r=1}^{Q} \frac{\partial a_m}{\partial p_q} \frac{\partial a_n}{\partial p_r} \mathrm{Cov}(p_q p_r). \tag{19}$$

Notons que dans cette expression générale, les indices m et n peuvent représenter des composantes, mais également des *longueurs d'onde* : les erreurs de modélisation introduisent une corrélation générale entre toutes les composantes de l'ajustement linéaire et entre toutes les longueurs d'onde. En particulier, le cas $m = \lambda_1$ et $n = \lambda_2$ (pour une composante i donnée) permet d'estimer la matrice de covariance *chromatique* du spectre d'amplitude a_λ de cette composante directement imputable aux erreurs de modélisation :

$$\mathrm{Cov}(a_{\lambda_1} a_{\lambda_2}) = \sum_{q=1}^{Q} \sum_{r=1}^{Q} \frac{\partial a_{\lambda_1}}{\partial p_q} \frac{\partial a_{\lambda_2}}{\partial p_r} \mathrm{Cov}(p_q p_r). \tag{20}$$

On retrouve ainsi l'équation générique de propagation des covariances entre $\boldsymbol{p}$ et $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{p})$:

$$\underbrace{\mathrm{Cov}(\boldsymbol{a}_\lambda)}_{N \times N} = \underbrace{\left(\frac{\partial a_{\lambda_1}}{\partial \boldsymbol{p}} \right)^T}_{N \times Q} \cdot \underbrace{\mathrm{Cov}(\boldsymbol{p})}_{Q \times Q} \cdot \underbrace{\left(\frac{\partial a_{\lambda_2}}{\partial \boldsymbol{p}} \right)}_{Q \times N}. \tag{21}$$

Le terme d'erreur diagonal $\sigma^2(a_\lambda)$ s'obtient naturellement pour $\lambda_1 = \lambda_2$: il s'ajoute directement à la contribution calculée en (17).

Dans l'expression (13), les deux termes C *et* $\boldsymbol{b}$ dépendent de $\boldsymbol{p}$ via X, ce qui implique :

$$\frac{\partial \boldsymbol{a}}{\partial p_q} = \frac{\partial \mathsf{C}}{\partial p_q} \cdot \boldsymbol{b} + \mathsf{C} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{b}}{\partial p_q}, \quad q = 1 \dots Q. \tag{22}$$

Notons que, avec $\mathsf{C} = \mathsf{A}^{-1}$,

$$\frac{\partial \mathsf{C}}{\partial p_q} = -\mathsf{C} \cdot \frac{\partial \mathsf{A}}{\partial p_q} \cdot \mathsf{C} \tag{23}$$

$$= -\mathsf{C} \cdot \left[\frac{\partial \tilde{\mathsf{X}}^T}{\partial p_q} \cdot \tilde{\mathsf{X}} + \tilde{\mathsf{X}}^T \cdot \frac{\partial \tilde{\mathsf{X}}}{\partial p_q} \right] \cdot \mathsf{C}, \tag{24}$$

tandis que

$$\frac{\partial \boldsymbol{b}}{\partial p_q} = \left(\frac{\partial \tilde{\mathsf{X}}^T}{\partial p_q} \right) \cdot \tilde{\boldsymbol{y}}. \tag{25}$$

Les Éq. (22) à (25) complètent l'équation générique de propagation (21) et permettent de conclure l'estimation exhaustive quoique laborieuse de $\mathrm{Cov}(a_{\lambda_1} a_{\lambda_2})$ à partir de $\mathrm{Cov}(\boldsymbol{p})$ et des fonctions de base X et de leurs dérivés.

Dans le cas particulier du spectre $S(\lambda) = a_{0,\lambda}$ de la source ponctuelle, associé à la fonction de base $\boldsymbol{X}_{0,\lambda} = \mathcal{P}_{\boldsymbol{p}}(\lambda)$ — seule fonction dépendante des paramètres de forme $\boldsymbol{p}$ — ces équations font intervenir le jacobien $N \times Q$ du modèle de PSF, $J_{iq,\lambda} = \partial \mathcal{P}_{i,\lambda} / \partial p_q$. En pratique, il s'avère toutefois plus facile et aussi rapide d'utiliser directement l'Éq. (21) via une estimation numérique des gradients $\partial a_\lambda / \partial \boldsymbol{p}$ pour propager la matrice de covariance $\mathrm{Cov}(\boldsymbol{p})$.

B Publications hors-SNfactory

Les travaux *hors* la collaboration SNfactory auxquels j'ai participé depuis ma prise de poste à l'IPNL en 2001 s'articulent autour de trois axes :

1. le projet SAURON d'étude de la cinématique et de la dynamique des galaxies de type précoce à l'aide d'un spectrographe à champ intégral à grand champ. Cette thématique découle directement de mes travaux de thèse (Copin, 2000) ;
2. des aspects plus techniques liés à la spectrographie à champ intégral, développés dans le cadre du projet SAURON ou du *Research and Training Network* européen EURO3D ;
3. des travaux utilisant l'instrument SNIFS en dehors de la collaboration SNfactory.

B.1 Dynamique des galaxies et projet SAURON

J'avais initié au cours de ma thèse une modélisation dynamique de la galaxie NGC 3377 fondée sur la méthode de reconstruction orbitale de Schwarzschild appliquée à des observations OASIS et SAURON. Cette étude a finalement été publiée par Copin et coll. (2004) : *Axisymmetric dynamical models for SAURON and OASIS observations of NGC 3377*.

J'ai également collaboré à d'autres publications dans la même thématique :

- McDermid et coll. (2004) : *OASIS high-resolution integral field spectroscopy of the SAURON ellipticals and lenticulars*
- Falcón-Barroso et coll. (2004) : *Formation and evolution of S0 galaxies: a SAURON case study of NGC 7332*
- Emsellem et coll. (2004) : *The SAURON project - III. Integral-field absorption-line kinematics of 48 elliptical and lenticular galaxies*

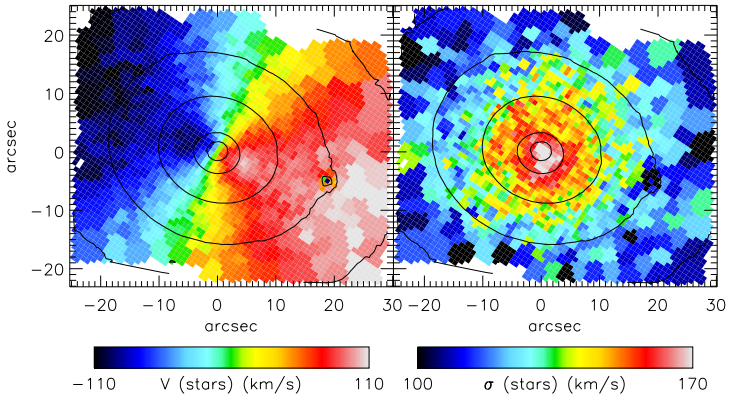


FIGURE 1 – Application de la technique de *binning* de Voronoi sur des cartes cinématiques de NGC 4459 obtenues par SAURON (Emsellem et coll., 2004).

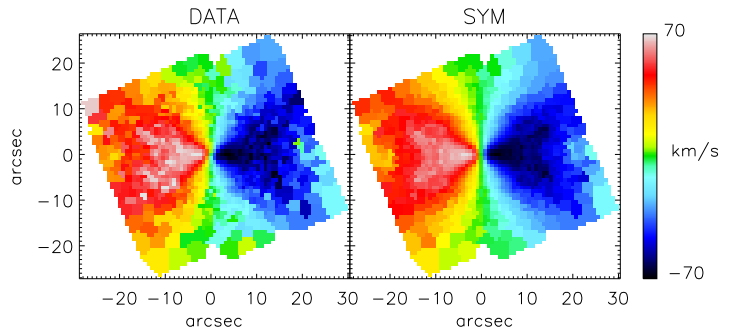


FIGURE 2 – Axisymétrisation cinémétrique du champ de vitesses de NGC 4473 observé par SAURON (Krajnović et coll., 2006).

B.2 Techniques de spectrographie à champ intégral

B.2.1 Tessellation de Voronoi

J'ai développé avec M. Cappellari une technique de *binning* (regroupement) spatial adaptatif des données de spectrographie à champ intégral, basée sur la tessellation de Voronoi (Cappellari & Copin, 2003, *Adaptive spatial binning of integral-field spectroscopic data using Voronoi tessellations*).

Cette méthode, avec plus de 200 citations, est très largement utilisée non seulement en spectrographie 3D (Fig. 1), mais plus généralement pour les observations X, l'interférométrie Fabry-Pérot, les simulations numériques N-corps, etc. (Cappellari, 2009).

B.2.2 Cinémétrie

Dans un travail préliminaire initié pour ma thèse, j'avais proposé une nouvelle technique d'étude des cartes cinématiques en provenance des spectrographes à champ intégral, la « cinémétrie » (Copin, 2002). Elle généralise les méthodes de photométrie de surface des galaxies de type précoce aux moments cinétiques d'ordre supérieur. Cette étude a été reprise et publiée par Krajnović et coll. (2006), *Kinemetry: a generalization of photometry to the higher moments of the line-of-sight velocity distribution*, et comptabilise maintenant près de 100 citations.

B.2.3 Euro3D

En tant que spécialiste de la spectrographie à champ intégral, j'ai participé à la définition du format de données EURO3D, présenté par Kissler-Patig et coll. (2004), *The Euro3D data format: A common FITS data format for integral field spectrographs*, ainsi qu'au développement de la *Euro3D LCL I/O library* le mettant en œuvre (Pécontal-Rousset et coll., 2004).

B.3 Observations SNIFS hors-SNfactory

Puisque SNIFS est un instrument ouvert à l'ensemble de la communauté UH88, j'ai eu l'occasion d'apporter mon expertise dans le traitement des données 3D dans le cadre d'études menées en dehors de la collaboration SNfactory :

- Hodapp et coll. (2007), *Visible and near-infrared spectrophotometry of the Deep Impact ejecta of Comet 9P/Tempel 1* ;
- Gal-Yam et coll. (2007), *On the Progenitor of SN 2005gl and the Nature of Type IIn Supernovae.*

C Activités d'enseignement

C.1 Enseignement universitaire

- Licence de physique de l'Université de Lyon 1
  - Physique générale : optique, mécanique, électromagnétisme, thermodynamique, physique microscopique et relativité (L2)
  - Astrophysique (L1, L2-L3)
- École normale supérieure de Lyon, département *Science de la matière* :
  - Informatique (L3) : initialement en Fortran, puis en C et maintenant en Python
  - Physique statistique (L3, travaux dirigés)
- Master *Physique fondamentale* de l'Université de Lyon 1
  - Physique statistique (M1, travaux dirigés)
  - Analyse scientifique en Python (M2, atelier)

C.2 Encadrement

C.2.1 Thèses

- M. Rigault (2010–2013) : *Études des propriétés de l'environnement local des supernovæ de type Ia dans la collaboration «* The Nearby Supernova Factory *»*
- C. Buton (2006–2009) : *Étalonnage spectro-photométrique du* SuperNova Integral Field Spectrograph *dans le cadre du projet «* The Nearby Supernova Factory *»*, en co-direction avec G. Smadja

C.2.2 Stages

- Stage de M1, 2012 : A. Provent, *Étude morphologique des galaxies hôtes de la SNfactory*
- Stage de M1, 2011 : L. Hangard, *Les galaxies hôtes des supernovæ de la SNfactory*
- Stage de M1, 2007 : J. Claustre, *Projet SNfactory : caractérisation des courbes de lumière des supernovæ*
- Stage de M2, 2006 : C. Buton, *Projet SNfactory : correction des raies telluriques dans les spectres SNIFS*
- Stage de M1, 2005 : C. Buton, *Projet SNfactory : calibration astrométrique de SNIFS*
- Stage de DEA, 2004 : F. Crevel, *Projet SNfactory : étude spectrale des galaxies hôtes*
- Stage de maîtrise, 2004 : P. Daniel, *Projet SAURON : étude cinémétrique des galaxies de type précoce*

C.3 Diffusion des connaissances

- Participation au documentaire « Retour vers le Big Bang » (Cap-Canal, Gateau, 2009) ;
- Responsable du cycle « Regards sur le cosmos » 2012 à l'*Université ouverte* de Lyon 1 ;
- Conférencier : *Université ouverte* de Lyon 1, *Université de tous les âges* de Lyon, Portes ouvertes de l'Observatoire de Lyon, Foire internationale de Lyon, Planétarium de Vaulx-en-Velin (*Ouf d'Astro*, *Science en fête*), Club d'Astronomie de Lyon Ampère, Société Astronomique de Lyon ;
- Interventions dans les collèges, lycées et classes préparatoires.

Bibliographie

Buton, C. (2009). *Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, Institut de Physique Nucléaire de Lyon. G. Smadja (dir.), Y. Copin (co-dir.). 126

Cappellari, M. (2009). *Voronoi binning : Optimal adaptive tessellations of multi-dimensional data.* Dans *Tessellations in the Sciences : Virtues, Techniques and Applications of Geometric Tilings* (Kluwer/Springer). 125

Cappellari, M. & Copin, Y. (2003). *Adaptive spatial binning of integral-field spectroscopic data using Voronoi tessellations. MNRAS*, **342**, 345. 125

Copin, Y. (2000). *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations.* Thèse de doctorat, École normale supérieure de Lyon, Centre de Recherche Astronomique de Lyon. R. Bacon (dir.). 124

—— (2002). *Kinemetry : Quantifying Kinematic Maps.* Dans *Galaxies : the Third Dimension*, t. 282 de *ASP Conference Series*, p. 508 (Cozumel, Mexico). 125

Copin, Y., Cretton, N. & Emsellem, E. (2004). *Axisymmetric dynamical models for SAURON and OASIS observations of NGC3377. A&A*, **415**, 889. 124

Emsellem, E. et coll. (2004). *The SAURON project - III. Integral-field absorption-line kinematics of 48 elliptical and lenticular galaxies. MNRAS*, **352**, 721. 124, 125

Falcón-Barroso, J. et coll. (2004). *Formation and evolution of S0 galaxies : a SAURON case study of NGC 7332. MNRAS*, **350**, 35. 124

Gal-Yam, A. et coll. (2007). *On the Progenitor of SN 2005gl and the Nature of Type IIn Supernovae. ApJ*, **656**, 372. 126

Gateau, V. (2009). *Retour vers le Big Bang.* 126

Hodapp, K.W. et coll. (2007). *Visible and near-infrared spectrophotometry of the Deep Impact ejecta of Comet 9P/Tempel 1. Icarus*, **187**, 185. 126

Kissler-Patig, M. et coll. (2004). *The Euro3D data format : A common FITS data format for integral field spectrographs. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 159. 125

Krajnović, D. et coll. (2006). *Kinemetry : a generalization of photometry to the higher moments of the line-of-sight velocity distribution. MNRAS*, **366**, 787. 125

McDermid, R. et coll. (2004). *OASIS high-resolution integral field spectroscopy of the SAURON ellipticals and lenticulars. Astron. Nachr.*, **325**, 100. 124

Press, W.H. et coll. (1992). *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing, Second Edition* (Cambridge University Press), 2 éd. 121

Pécontal-Rousset, A., Copin, Y. & Ferruit, P. (2004). *The Euro3D LCL I/O library. Astron. Nachr.*, **325(2)**, 163. 125

Résumé

La spectrographie à champ intégral est une technique d'observation astronomique puissante permettant d'acquérir des informations spectrales en tout point d'une zone du ciel. Longtemps cantonnée, du fait du traitement spécifique qu'elle requiert, à des niches instrumentales, elle est maintenant disponible sur tous les grands télescopes. Naturellement, cette spectrographie dite « 3D » a d'abord été utilisée pour l'étude de sources étendues, essentiellement extra-galactiques. Elle a néanmoins de nombreux avantages pour l'observation de sources ponctuelles : qualité photométrique, soustraction du fond structuré, facilité d'acquisition, etc.

J'ai ainsi contribué au développement à Lyon du « *SuperNova Integral Field Spectrograph* » (SNIFS), le premier et unique spectrographe à champ intégral dédié à l'observation spectro-photométrique des supernovæ proches. Dans la tradition des précédentes réalisations de l'Observatoire de Lyon, cet instrument est un spectrographe 3D à trame de micro-lentilles (15×15), offrant une couverture spectrale étendue (3200–10 000 Å) avec une résolution modérée ($\lambda/\Delta\lambda \sim 2000$) sur un champ de vue restreint ($6\farcs4 \times 6\farcs4$). Même si la technologie mise en œuvre est maintenant relativement classique, les ambitions en terme de précision spectro-photométrique sont élevées. Responsable de la production des données SNIFS, j'ai mis en place toute la chaîne automatisée de réduction et d'étalonnage s'appuyant sur une compréhension fine des détecteurs (non-linéarité aux bas flux, lumière diffuse), de l'instrument (extraction optimale, étalonnage spectro-spatial, etc.) et de l'atmosphère (spectro-photométrie de PSF, transmission atmosphérique, étalonnage en flux, etc.), pour des performances finales conformes aux exigences scientifiques.

SNIFS constitue le cœur du projet « *The Nearby Supernova Factory* » (SNfactory), une collaboration internationale visant à étudier des supernovæ thermonucléaires (dites de type Ia, SNe Ia) proches ($z < 0{,}1$). Ces chandelles standards de portée cosmologique sont à l'origine de la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers, et doivent maintenant permettre de préciser la nature de la mystérieuse « énergie noire » qui en serait la cause. Cependant, de nombreux aspects pratiques restent à étudier pour obtenir des contraintes cosmologiques fortes et indiscutables : quelle est la luminosité et la couleur intrinsèque des SNe Ia ? Existe-t-il différentes sous-catégories, et comment les identifier ? Quelle est la nature du progéniteur ?

La collaboration SNfactory a acquis, depuis l'installation de SNIFS en 2004 sur le télescope de 2,2 m de l'Université d'Hawaï, plus de 200 séries temporelles de SNe Ia proches, totalisant plus de 3000 spectres étalonnés en flux avec une précision de 2–3 % selon les conditions atmosphériques. Cet échantillon unique, sans équivalent dans le reste du monde, nous permet de mieux comprendre la physique de ces objets (p.ex. existence de SNe dites « super-Chandraskhar »), de mettre en place de meilleures méthodes de standardisation (en particulier par l'étude des caractéristiques spectrales), de réduire les erreurs systématiques tant observationnelles que méthodologiques, d'étudier la relation entre les SNe et leur environnement galactique (propriétés globales ou locales), etc.

Le projet SNfactory est illustratif des développements récents de la cosmologie observationnelle, entrée depuis 15 ans dans le domaine des mesures de précision. Après les expérimentations de découverte et de confirmation, de nombreux projets en préparation doivent permettre d'aborder la 3$^{\text{e}}$ phase, celle des observations de masse. Deux collaborations dominent les perspectives à 10 ans dans ce domaine : le *Large Synoptic Survey Telescope* et Euclid. L'expertise acquise dans la gestion d'un projet intermédiaire tel que SNfactory me permettra d'y contribuer efficacement.