HAL
open science

Extraction d'étoiles standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory

Nathalie Blanc

To cite this version:

Nathalie Blanc. Extraction d'étoiles standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2006. Français. NNT : . tel-00136871

HAL Id: tel-00136871

https://theses.hal.science/tel-00136871

Submitted on 15 Mar 2007

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.

N° d'ordre 167-2006
LYCEN – T 2006-26

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique et Astrophysique

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Nathalie BLANC

Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory

Soutenue le 27 septembre 2006
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme	A.	Ealet	Rapporteur
	M.	P.	Astier	Rapporteur et Président du jury
	M	F.	Hammer	
	M.	G.	Smadja	Directeur de thèse
	M.	E.	Gangler	

N° d'ordre 167-2006
LYCEN – T 2006-26

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique et Astrophysique

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Nathalie BLANC

Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory

Soutenue le 27 septembre 2006
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme	A.	Ealet	Rapporteur
	M.	P.	Astier	Rapporteur et Président du jury
	M	F.	Hammer	
	M.	G.	Smadja	Directeur de thèse
	M.	E.	Gangler	

"Passer pour un idiot aux yeux d'un imbécile est une volupté de fin gourmet."

— Georges Courteline.

Remerciements

Ainsi s'achève (enfin) une aventure, certes enrichissante et intéressante, mais qui ne s'est bien terminée que grâce à la détermination (certains diront l'entêtement) qui m'a été reprochée.

Oui, je persiste à penser (et à dire) qu'il faut rester quelqu'un d'équilibré si on veut travailler correctement.

Je tiens ici à remercier certaines personnes. Bien sûr me direz-vous "cela se fait", mais j'ai mis un point d'honneur à ce que tous les remerciements faits ici soient sincères...

Merci donc à la direction de l'école doctorale de physique et d'astrophysique de Lyon, notamment à M. François Delduc pour son soutien dans les derniers mois de ma thèse.

Merci également à la direction du laboratoire, notamment à M. Bernard Ille pour son accueil et son écoute toujours chaleureux, et tout particulièrement à M. Guy Chanfray pour son aide précieuse dans les moments les plus difficiles.

Merci au petit Gérard (3 ans environ, je pense) d'avoir "essayé de m'aider pendant 6 mois" (*sic.*) Au fait, il paraît que c'était mon directeur de thèse...

Merci à Manu (G.) de m'avoir montré ce qu'était le monde de la recherche : j'ai ainsi pu le quitter à temps !

Merci à tous ceux qui ont fait partie de mon équipe : Seb, Manu (P.), Arlette, Yannick, Gaëlle, Ludo, Alain, toute l'équipe de Berkeley,... Ils m'ont tous à leur manière apporté leur petite pierre pour m'aider à construire mon expérience personnelle.

Merci ensuite aux courageux qui ont accepté d'être mes rapporteurs et qui l'ont fait avec sérieux : à Mme Anne Ealet pour avoir grandement participé à la clarté de cet écrit, et à M. Pierre Astier pour son apport scientifique et accessoirement pour avoir ainsi été le seul relecteur attentif de mon premier chapitre.

Merci enfin à toutes les personnes qui m'ont apporté, outre une appréciable efficacité dans leur travail, la bonne humeur et la sympathie qui rendent tout de suite la vie plus agréable : dans le désordre, Sylvie "de la bibliothèque", Christine "de l'accueil", Mme Chosson, Micky, Clément et toute l'équipe informatique, Marie et Dédée "des missions", sans oublier mon tuteur pédagogique, Cédric Ray.

Je n'oublie certainement pas ma famille et mes amis : ils ont tous eu à me supporter ! Mais j'aurai d'autres occasions de leur témoigner personnellement ma reconnaissance.

Table des matières

Liste des figures **ix**

Liste des tableaux **xi**

I Introduction **1**

1 Contexte **5**
1.1 Un peu de cosmologie . . . 5
1.1.1 Vers l'expansion de l'Univers . . . 5
1.1.2 Le décalage vers le rouge et la distance en cosmologie . . . 10
1.1.3 Mesures de flux dans l'Univers . . . 14
1.2 À la recherche de chandelles standards . . . 16
1.2.1 Les supernovæ . . . 16
1.2.2 Retour vers la naine blanche . . . 19
1.2.3 Mécanismes d'explosion possibles . . . 22
1.3 Observer les supernovæ de type Ia . . . 23
1.3.1 Standardisation de la courbe de lumière . . . 23
1.3.2 Informations spectrales . . . 24
1.3.3 Utilisation en cosmologie . . . 26
1.4 Conclusions . . . 26

2 The Nearby Supernova Factory : une expérience dédiée aux SNe Ia proches **27**
2.1 Les objectifs de l'expérience . . . 27
2.1.1 Pourquoi les supernovæ Ia proches ? . . . 27
2.1.2 Les défis à relever et la réponse apportée par SNfactory . . . 27
2.2 Comment trouver de nouveaux candidats . . . 29
2.2.1 Utilisation des données NEAT . . . 29
2.2.2 Vérifications sur le nouveau candidat . . . 30
2.3 Etudier la spectrophotométrie avec un spectrographe à champ intégral . . . 31
2.3.1 Principe de l'IFS . . . 31
2.3.2 Caractéristiques . . . 32
2.4 L'instrument SNIFS . . . 33
2.4.1 Caractéristiques . . . 33
2.4.2 Conception optique . . . 34
2.4.3 Conception mécanique . . . 37
2.4.4 L'importance de la voie photométrique et du guidage . . . 39
2.4.5 La prise de données . . . 41
2.5 Conclusions . . . 41

II Le traitement des données SNIFS **43**
Introduction : le principe du traitement des données SNIFS 45

3 Au niveau du CCD **49**
3.1 Le CCD : caractéristiques, fonctionnement et problèmes à traiter 49
3.1.1 Les corrections de base 49
3.1.2 Charge Transfer Efficiency 51
3.1.3 Etude de cosmétiques 51
3.2 Quelques études sur des poses d'étalonnage 52
3.2.1 Linéarité des poses `dark` 52
3.2.2 Éclairement moyen pour des poses `flat` 54
3.2.3 Structure haute fréquence des poses `flat` 56
3.2.4 Étude de l'overscan 57
3.3 Le pré-traitement des données 64
3.3.1 Bilan 64
3.3.2 Quelques questions restantes 64
3.4 Conclusion 65

4 L'étalonnage spectro-spatial et corrections d'uniformité **67**
4.1 Extraction des spectres et création des cubes 67
4.1.1 Positions des micro-pupilles 67
4.1.2 Profils des spectres 68
4.1.3 Lien avec les spectres physiques : construction du masque 69
4.1.4 Extraction des spectres 70
4.2 Étalonnage en longueur d'onde 71
4.3 Champ plat spectro-spatial 71
4.4 Élimination des rayons cosmiques 72
4.5 Conclusion 73

5 L'étalonnage en flux **75**
5.1 Principe 75
5.1.1 Objectif et méthode 75
5.1.2 La transmission atmosphérique 76
5.2 Les étoiles étalons 77
5.3 Conclusion 78

III Extraction de source ponctuelle sur fond uniforme **79**
Introduction 81

6 Les données à traiter **83**
6.1 Les distorsions dues à l'atmosphère 83
6.1.1 La réfraction atmosphérique différentielle 83
6.1.2 Les turbulences atmosphériques 85
6.1.3 L'absorption atmosphérique 86
6.2 Les distorsions liées à l'instrument 86
6.2.1 Le champ de vue 86
6.2.2 Le guidage et le pointé du télescope 87
6.2.3 Les dispositifs optiques et mécaniques de l'instrument 88
6.3 Les méthodes d'extraction existantes 88

6.3.1 La photométrie d'ouverture 88
6.3.2 La photométrie dite "de PSF" 89

7 Environnement de l'analyse et outils apportés 91
7.1 Un enrobage C++ de la librairie Euro3D : tools3d 91
7.1.1 Objectifs de l'enrobage 91
7.1.2 Architecture 91
7.1.3 Exécutables utiles 92
7.2 Des outils pour l'analyse et l'ajustement de PSF : psffit 92
7.2.1 Objectifs et Architecture 92
7.2.2 Exécutables utiles 93

8 L'ajustement de PSF 95
8.1 Principes de base 95
8.2 Le choix de la PSF 96
8.3 Les ajustements de PSF 100
8.3.1 Initialisation des paramètres 100
8.3.2 Les paramètres de Minuit 100
8.3.3 L'intégration sur les spaxels 101
8.4 Les ajustements intermédiaires 103
8.4.1 Paramétrisations choisies 103
8.4.2 Rejet des points marginaux 106
8.5 La convergence des ajustements de PSF 108
8.5.1 L'ajustement de PSF 108
8.5.2 Les ajustements intermédiaires 110
8.6 Exemples de résultats 112
8.7 Conclusion 115

IV Résultats 119

9 Performances du code d'extraction 121
9.1 Tests de cohérence 121
9.1.1 Reconstruction des données et résidus 121
9.1.2 Simulation 123
9.1.3 Compatibilité entre les canaux rouge et bleu 127
9.1.4 Étude de spectres d'une étoile en nuit photométrique 128
9.2 Tests de robustesse 129
9.2.1 Longue pose à grande masse d'air 129
9.2.2 Faibles flux 131
9.2.3 Fond de ciel important 132
9.2.4 Pose excentrée 135
9.2.5 Sources très brillantes 138
9.3 Étude des corrélations sur un grand nombre de poses 142
9.4 Améliorations apportées par rapport au premier code d'extraction 143
9.4.1 Traitement de la réfraction atmosphérique différentielle et des poses excentrées 145
9.4.2 Comparaison de spectres de la même nuit photométrique et tests à faible flux 147
9.4.3 Extraction du fond de ciel 150
9.5 Autres améliorations apportées 151
9.5.1 La détection de problèmes dans l'étalonnage effectué en amont 151

9.5.2 La détection et la résolution de problèmes dans la librairie Euro3D 154
9.6 Conclusion 155

10 Application à l'étalonnage de SNIFS **157**
10.1 Étude de l'extinction atmosphérique 157
10.2 Étude de la transmission instrumentale 159
10.3 État actuel de l'étalonnage en flux de SNIFS 160
10.3.1 Addendum 162

V Conclusion et perspectives **169**

VI Annexes **173**

A Retour sur la photométrie en astronomie **175**
A.1 Les magnitudes 175
A.2 La correction de masse d'air (ou d'extinction atmosphérique) 176

B Manuel d'utilisation du progiciel Snifs_analysis **179**
B.1 Introduction 179
B.1.1 **tools3d** package 179
B.1.2 **psffit** package 180
B.2 User supplied executables 180
B.2.1 Main executable : spec_extract 180
B.2.2 Visualization tools 183
B.2.3 Analysis tools 186
B.2.4 A simulation tool : simulatecube 187

VII Références **189**

Table des figures

1.1 Courbes de rotation de galaxies et matière noire . . . 9
1.2 Contraintes dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ . . . 11
1.3 Diagramme de Hubble 1998 . . . 14
1.4 Diagramme de Hubble 2006 . . . 15
1.5 Filtres standards et décalage vers le rouge . . . 15
1.6 Exemples de spectres pour les différents types de supernova . . . 18
1.7 Allures des courbes de lumière pour les différents types de supernova . . . 19
1.8 Courbes de lumière et facteur de stretch pour les SNe Ia . . . 25

2.1 Soustraction des données NEAT . . . 29
2.2 Schéma de principe de l'IFS à trame de micro-lentilles "de type TIGER" . . . 31
2.3 Pose d'étalonnage sur un des CCD de spectroscopie . . . 34
2.4 Performances de la lame dichroïque . . . 35
2.5 Inclinaison de la trame de micro-lentilles . . . 36
2.6 La trame de micro-lentilles . . . 36
2.7 Schéma des deux spectrographes . . . 37
2.8 Foyer Cassegrain d'un télescope . . . 38
2.9 Schéma mécanique global de l'instrument SNIFS . . . 38
2.10 Schéma mécanique : zoom sur la partie centrale de l'instrument . . . 39
2.11 Pose photométrique . . . 40
2.12 Exemple d'écran pendant une nuit d'observation . . . 42
2.13 L'observation des SNe Ia par SNIFS . . . 46
2.14 Le traitement des données SNIFS . . . 47

3.1 Défaut d'uniformité du CCD . . . 51
3.2 Linéarité du courant d'obscurité . . . 52
3.3 Courant d'obscurité pour différents temps de pose . . . 53
3.4 Poses `dark` : comportement individuel . . . 54
3.5 Éclairement moyen des poses `dark` . . . 55
3.6 Éclairement moyen des poses `flat` . . . 55
3.7 Éclairement moyen des poses `flat`, chips séparés . . . 56
3.8 Éclairement moyen de poses `flat`, temps de pose différents . . . 57
3.9 Rapports entre pixels voisins . . . 57
3.10 Profil horizontal de l'overscan . . . 58
3.11 Overscan série pour plusieurs poses `flat` . . . 59
3.12 Calcul de CTE série pour des `flat` de durées différentes . . . 60
3.13 Charge différée et temps de pose, registre série . . . 60
3.14 Calcul de CTE parallèle pour des `flat` de durées différentes . . . 61
3.15 Marche de la bande overscan . . . 61

3.16 Profils horizontaux pour une pose à différents stades 62
3.17 Fraction de charge différée, registre parallèle 63
3.18 Profils verticaux pour différentes colonnes 63
3.19 Charge différée et temps de pose, registre parallèle 64
3.20 Efficacité quantique du capteur 65

4.1 Profil géométrique d'une micro-pupille et modélisation 68
4.2 Ajustement du profil de cross-dispersion 69
4.3 Ajustement du masque 70

5.1 Étalonnage en flux selon le type de nuit 76

6.1 La réfraction atmosphérique 84
6.2 Deux télescopes voisins : UHT et Gemini 85
6.3 L'extinction atmosphérique : courbe de référence 87

8.1 Profils des fonctions de Gauss et de Moffat 96
8.2 Exemple d'amélioration de la modélisation des ailes apportée par la fonction de Moffat 98
8.3 Exemple de pose avec objet allongé 99
8.4 Comparaison des méthodes d'intégration 102
8.5 Comparaison du flux total reconstruit par les méthodes d'intégration 103
8.6 Exemple d'ajustement de β 104
8.7 Exemple d'ajustement de α_x et α_y 105
8.8 Exemple d'ajustements pour la position 107
8.9 Rejet de points marginaux 108
8.10 Spectre de χ^2/ndf 109
8.11 Valeurs du flux pour des tranches de Hiltner600 110
8.12 Mise en évidence d'un cosmétique 111
8.13 Exemple de spectre obtenu par l'ajustement simple de PSF sur chaque tranche . . . 111
8.14 Rapport de spectres obtenus avec et sans ré-échantillonnage 112
8.15 Spectre extrait 113
8.16 Spectre de fond de ciel 113
8.17 Spectre des erreurs sur le spectre extrait 114

9.1 Cohérence : reconstruction des données pour Hiltner600 122
9.2 Cohérence : tranche à 7000 Å pour Hiltner600 122
9.3 Exemple d'ajustement pour une tranche d'un cube simulé 123
9.4 Simulation : ajustement de β pour une extraction circulaire de fonction elliptique . . 123
9.5 Exemple de tranche simulée ajustée par une autre PSF 124
9.6 Tranche simulée ajustée par la même PSF 124
9.7 Cohérence : tranche à 4000 Å pour la simulation 125
9.8 α_x et α_y pour une extraction elliptique de fonction circulaire 125
9.9 Rapports entre spectres extrait et simulé pour différentes PSF 126
9.10 Rapport entre loi extraite et simulée pour α_x 127
9.11 Cas d'une PSF légèrement allongée en diagonale 128
9.12 Rapport entre deux spectres de Hiltner600 pris la nuit 06 014 129
9.13 Ajustement de β pour G191B2B 130
9.14 Ajustement de α_y pour G191B2B 130
9.15 Cohérence : reconstruction des données pour G191B2B 131
9.16 Rapports entre spectres de différents temps de pose 132

9.17 Tranche à 4000 Å pour Feige56, 300 s . . . 133
9.18 Ajustement de β pour une pose à grand fond de ciel . . . 133
9.19 Reconstruction des données pour LTT9491 . . . 134
9.20 Zoom sur l'intervalle 8200-9200 Å . . . 134
9.21 Tranches à 7000 et 8830 Å pour LTT9491 . . . 135
9.22 Tranches à diverses longueurs d'onde pour une pose excentrée de HR8634 . . . 136
9.23 Ajustement de β pour HR8634 . . . 136
9.24 Spectre bleu obtenu pour HR8634 . . . 137
9.25 Tranche à 4750 Å pour HR8634, excentrée et centrée . . . 137
9.26 Spectre de ciel pour HR718 . . . 139
9.27 Ajustements intermédiaires pour HR718 (sans ré-échantillonnage) . . . 140
9.28 Tranches à 4100 et 4200 Å de HR718 . . . 141
9.29 Profil selon x pour deux tranches autour de la raie à 3970 Å de HR718 . . . 141
9.30 Reconstruction pour les tranches à 4100 et 4200 Å de HR718 . . . 142
9.31 Comparaison des deux extractions pour G191B2B . . . 147
9.32 Comparaison des deux extractions pour HR3454 . . . 148
9.33 Tranches à 3500 Å pour G191B2B et HR3454 . . . 148
9.34 Spectres bleus obtenus pour HR8634 excentrée . . . 148
9.35 Rapport entre deux spectres "quick" de Hiltner600 pris la nuit 06 014 . . . 149
9.36 Rapports entre spectres "quick" de différents temps de pose . . . 150
9.37 Spectres de ciel obtenus par les deux extractions pour HR718 . . . 151
9.38 Spectres de fond de ciel pour G191B2B et HR3454 . . . 152
9.39 Mise en évidence d'un défaut dans l'étalonnage en longueur d'onde . . . 152
9.40 Mise en évidence de la correction du défaut . . . 153
9.41 Mise en évidence des fluctuations de la lame dichroïque . . . 154

10.1 Extinction atmosphérique pour la nuit 06 014 . . . 158
10.2 Extinction atmosphérique pour plusieurs couples de poses . . . 159
10.3 Transmission instrumentale pour la nuit 06 014 . . . 160
10.4 Spectres de correction en flux pour la nuit 06 014 . . . 161
10.5 Auto-étalonnage pour la pose 06 014 070 de HR3454 . . . 161
10.6 Étalonnage des spectres de HR3454 de la nuit 06 014 . . . 163
10.7 Étalonnage des spectres de Hiltner600 de la nuit 06 014 . . . 164
10.8 Spectres de correction en flux pour la nuit 06 014, raies telluriques exclues . . . 165
10.9 Auto-étalonnage pour la pose 06 014 070 de HR3454, raies telluriques exclues . . . 165
10.10 Étalonnage des spectres de HR3454 de la nuit 06 014, raies telluriques corrigées . . . 166
10.11 Étalonnage des spectres de Hiltner600 de la nuit 06 014, raies telluriques corrigées . . . 167

A.1 La sphère céleste . . . 177
A.2 Le système de coordonnées horizontal . . . 177
A.3 Le système de coordonnées équatorial . . . 178

Liste des tableaux

1.1 Fréquences d'apparition des supernovæ dans une galaxie selon leurs types respectifs, en supernova par siècle et par luminosité de la galaxie en $10^{10} L_{B,\odot}$. Types de galaxies : elliptiques (E), lenticulaires (S0), spirales (Sa,b,c,d), et irrégulières (Im). 18

8.1 Exemple de résultats obtenus pour un grand nombre de poses d'étoiles standards en nuit photométrique : poses de une seconde (étoiles de type HR). Pour chaque ajustement intermédiaire, on donne le χ^2 par degré de liberté, z est la masse d'air et les deux dernières colonnes contiennent respectivement la moyenne des valeurs du χ^2 par degré de liberté obtenues pour chaque tranche dans le dernier ajustement de PSF et la RMS associée. 116

8.2 Même tableau que le précédent (8.1) pour des étoiles à temps de pose plus long (5 s à 600 s). 117

9.1 Paramètres de forme et FWHM associées pour les PSF obtenues lors de l'ajustement des poses de la série prise à différentes masses d'air pour Hiltner600 au cours de la nuit 06 014. . 142

9.2 Paramètres de forme et FWHM associées pour les PSF obtenues lors de l'ajustement des poses de la série prise à différentes masses d'air pour HR3454 au cours de la nuit 06 014. . . 143

9.3 FWHM à 4500 et 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses d'étoiles standards prises au cours de nuits photométriques : étoiles de type HR, poses d'une seconde. 144

9.4 FWHM à 4500 et à 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses d'étoiles standards prises au cours de nuits photométriques : poses longues. 145

9.5 FWHM à 4500 et à 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses de Feige56 à différents temps de pose prises au cours des nuits photométriques 06 014 et 06 096. 146

Première partie

Introduction

Les nombreuses observations du ciel au cours de l'Histoire ont permis à l'homme de mieux comprendre l'Univers dans lequel il se trouve. Ce gigantesque laboratoire placé juste sous nos yeux recèle encore beaucoup de secrets et fera encore certainement couler beaucoup d'encre. Aujourd'hui, grâce notamment à la théorie de la relativité générale, un modèle "standard" existe pour décrire l'Univers et reflète bien la plupart des observations. Cette théorie décrit un Univers dont l'expansion s'accélère et qui est dominé par deux composantes encore bien mystérieuses : la matière noire et l'énergie noire. Elles doivent leur nom à l'impossibilité de les observer de façon directe à l'heure actuelle, et la méconnaissance de leur nature est la préoccupation principale des recherches d'aujourd'hui en astrophysique.

L'accélération observée de l'expansion de l'Univers ne peut être expliquée simplement en considérant la matière et le rayonnement existants, aussi a-t'il fallu introduire dans le modèle standard une constante appelée constante cosmologique pour rendre compte de ce phénomène. Cette constante peut être interprétée comme une énergie d'origine inconnue, que l'on appelle communément énergie noire. L'une des façons de détecter l'accélération de l'expansion, et ainsi l'énergie noire qui la provoquerait, est d'observer des objets lointains dont on connaît la luminosité intrinsèque et de mesurer la fraction de leur lumière qui parvient jusqu'à nous. Les objets dont on connaît le mieux la luminosité intrinsèque, autrement dit les meilleures chandelles standards connues à l'heure actuelle sont les supernovæ de type Ia. C'est en effet grâce à l'observation de supernovæ de type Ia lointaines, notamment par l'expérience Supernova Cosmology Project, que la constante cosmologique introduite par Einstein dans son modèle d'Univers a été remise au goût du jour et que l'énergie noire est aujourd'hui considérée comme le composant principal de l'Univers. Mais, si les grands télescopes récents permettent d'obtenir des mesures de plus en plus fiables sur des objets de plus en plus lointains, il est également important d'avoir des références précises parmi les objets proches. L'expérience SNfactory se place dans ce cadre et tente de réunir un maximum d'informations spectrales et spatiales sur un grand nombre de supernovæ de type Ia proches. Les résultats obtenus permettront ainsi de mieux connaître ces explosions, et d'étudier leur caractère de chandelle standard, ou plutôt de chandelle standardisable. Ces mesures, couplées à celles de supernovæ Ia lointaines par des expériences comme SNLS (SuperNova Legacy Survey), puis SNAP/JDEM (SuperNova Acceleration Probe - Joint Dark Energy Mission) et/ou Dune (Dark UNiverse Explorer), permettront d'en savoir plus sur cette mystérieuse énergie noire, par exemple d'en découvrir la nature.

Pour parvenir à ses fins, SNfactory dispose d'un programme de recherche systématique de nouvelles supernovæ, ainsi que d'un spectrographe à champ intégral baptisé SNIFS, placé sur le télescope de 2.2 m de l'Université d'Hawaii. Ce spectrographe est actuellement dans une phase intense d'observations, et le sujet principal de ce travail de thèse a porté sur une partie de son étalonnage. Le propre de ce type d'instrument étant de récolter une information selon trois dimensions, deux spatiales et une spectrale, il est important, à partir des cubes pré-étalonnés de données, d'effectuer une extraction efficace de tout le flux qui y est contenu afin d'obtenir le spectre précis que nous souhaitons.

Dans cette partie introductive, nous revenons sur les aspects théoriques et observationnels qui ont amené SNfactory à voir le jour (chapitre 1), ainsi que les objectifs de l'expérience et les moyens mis en œuvre (chapitre 2). La deuxième partie traite de la réduction des données SNIFS, incluant

quelques études effectuées sur les capteurs CCD (chapitre 3) ainsi que les principes des différents étalonnages (chapitres 4 et 5). Une troisième partie introduit les différents problèmes qui se sont posés au cours de cette thèse, et présente les solutions proposées et leur réalisation (chapitres 6 à 8). Enfin, les divers tests et les résultats obtenus sont présentés (chapitres 9 et 10).

Chapitre 1

Contexte

1.1 Un peu de cosmologie

1.1.1 Vers l'expansion de l'Univers

La cosmologie, dont le nom a été inventé au XVe siècle à partir du grec *kosmos* "monde" et *logos* "discours", est la science des lois générales par lesquelles l'Univers est gouverné. Son but est donc de construire un cadre théorique pour la compréhension de l'Univers à grande échelle, de son évolution spatiale et temporelle. Aujourd'hui elle repose sur la théorie de la relativité générale d'Einstein, et son modèle standard, communément appelé "Big Bang", a été élaboré par Friedmann et Lemaître. On se propose ici de revenir sur ce modèle et sur ses fondements théoriques.

Les équations fondamentales du modèle d'Univers

Le principe d'équivalence postule qu'en présence d'un champ de gravitation on peut toujours définir un référentiel en chute libre dans lequel la gravitation est éradiquée. Autrement dit, on ne peut faire de différence entre un champ gravitationnel statique et une accélération uniforme. Cette équivalence nous permet de traiter la gravitation de la même façon (avec le même formalisme) que la géométrie non euclidienne, en définissant un système de coordonnées qui est localement euclidien autour du système considéré. Einstein a ainsi pu faire le lien entre la géométrie et le contenu matériel de l'espace en écrivant en 1914 les équations qui portent aujourd'hui son nom [1] (vitesse de la lumière $c = 1$, μ et ν indices des coordonnées selon des quatre dimensions spatio-temporelles) :

$$-8\pi G T_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\, g_{\mu\nu}(R - 2\Lambda) \tag{1.1}$$

où G est la constante universelle de gravitation, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique, $R_{\mu\nu}$ et R sont respectivement le tenseur de Ricci et la courbure scalaire, constitués de dérivées spatiales et temporelles du tenseur métrique, $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion (contenu matériel et énergétique de l'Univers), et enfin Λ est une constante baptisée par Einstein la "constante cosmologique". Cette constante a été introduite à l'époque afin de rendre possible une solution statique à cette équation lorsque l'Univers est supposé homogène et isotrope. L'expansion de l'Univers, découverte par Hubble en 1929 [2], a conduit Einstein à considérer cette constante comme une grande erreur de sa part, mais elle a été remise au goût du jour au début des années 1990 [3] et nous verrons qu'aujourd'hui les diverses mesures obtiennent une valeur non nulle pour Λ.

Le modèle de Friedmann et Lemaître est basé sur le "principe cosmologique", qui stipule un Univers homogène et isotrope à grande échelle (100 Mpc typiquement). Cette symétrie, introduite pour des raisons essentiellement philosophiques (la Terre n'occupe pas une place privilégiée dans

l'Univers), permet de simplifier la métrique en contraignant sa forme, et ainsi de résoudre les équations d'Einstein, insolubles pour une métrique quelconque. Les observations actuelles semblent en accord avec ce principe : l'observation du fond diffus cosmologique par COBE et WMAP décèlent des fluctuations de température de l'ordre de 10^{-5} K seulement [4, 5, 6], et les grands sondages de galaxies comme SLOAN Digital Sky Survey et 2dF montrent une distribution uniforme de la matière à grande échelle, malgré la présence de structures (galaxies, amas, super-amas) à plus petite échelle [7, 8]. On considère donc aujourd'hui comme une bonne approximation de la réalité la vérification du principe cosmologique. La métrique obtenue à partir de ce principe est celle de Robertson et Walker, qui s'écrit, en coordonnées polaires :

$$d\tau^2 = dt^2 - a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2)\right) \tag{1.2}$$

où τ est le temps propre, (t, r, θ, φ) les coordonnées spatio-temporelles, $a(t)$ un facteur d'échelle sans dimension et k un paramètre pouvant prendre les valeurs -1, 0 ou 1. k détermine le type d'Univers homogène et isotrope considéré : ouvert, plat ou fermé. Il influe également sur le caractère fini ou non de l'expansion de l'Univers : dans le cas où $\Lambda = 0$, l'expansion sera infinie si $k = -1$, asymptotique si $k = 0$, ou finie si $k = 1$. Le facteur d'échelle détermine la distance l entre deux objets comobiles (c'est à dire dont le mouvement est en moyenne celui dû à l'expansion de l'Univers, ce qui est le cas des galaxies) à l'instant t à partir de leur distance actuelle l_0 (à t_0) de façon simple : $l(t) = a(t)l_0$. Ce facteur d'échelle contient donc la dynamique de l'Univers et détermine l'expansion ou la contraction de l'Univers. Le concept d'Univers dynamique est donc amené tout naturellement par les équations d'Einstein et le principe cosmologique, et le taux d'expansion s'écrit :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \tag{1.3}$$

où le point désigne la dérivée par rapport au temps.

Les observations de Hubble au mont Wilson dans les années 1920 ont montré que l'Univers était en expansion [2] : le décalage vers le rouge (voir paragraphe 1.1.2) des spectres de galaxies était d'autant plus important que leur luminosité était faible. Il en a déduit la loi qui porte son nom et qui relie la vitesse de fuite des galaxies, v_{gal}, à leur distance D_{gal} :

$$v_{gal} = H_0 D_{gal} \tag{1.4}$$

où la constante de proportionnalité est la constante de Hubble, qui correspond à la valeur actuelle du taux d'expansion défini par la relation 1.3. La mesure de cette constante est compliquée par le mouvement propre des objets observés qui, s'ils sont proches (quelques Mpc), est au moins du même ordre de grandeur que leur récession cosmologique. Afin de mesurer H_0, il faut donc atteindre le "flot de Hubble", c'est à dire les objets suffisamment lointains pour que leur mouvement propre devienne négligeable devant leur éloignement dû à l'expansion de l'Univers. Il faut donc également que ces objets soient suffisamment lumineux pour pouvoir être observés, c'est pourquoi l'on choisit en général des galaxies ou des supernovæ. Les différentes mesures de H_0 la situent aujourd'hui entre 60 et 75 km.s^{-1}.Mpc^{-1} [9, 10].

Pour un Univers homogène et isotrope, on peut montrer que le tenseur énergie-impulsion est celui d'un fluide parfait. On considère alors trois types de fluides, deux "classiques" et un "nouveau" :

- les fluides composés de particules non-relativistes pour lesquels on peut considérer que la pression est nulle. La densité ρ du fluide est alors principalement son énergie de masse. C'est le cas de la matière baryonique ordinaire, et nous parlerons dans ce cas de matière. La matière noire, que nous évoquerons par la suite, se classe donc également dans cette catégorie.

- les fluides composés de particules relativistes avec une pression $p \simeq \rho/3$ où ρ est la densité en énergie. C'est le cas du rayonnement.
- un nouveau type de fluide dont la densité ρ est inconnue. Afin de rendre compte de la constante cosmologique, nous considèrerons ici un fluide dont la densité ρ ne varie pas avec le temps[1].

En utilisant la métrique de Robertson-Walker pour résoudre les équations d'Einstein pour un fluide parfait, Friedmann et Lemaître parviennent à l'équation suivante, appelée équation de Friedmann (voir par exemple Sandage [11]) :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.5}$$

En considérant les trois types de fluide, et d'après la définition du taux d'expansion (équation 1.3) on peut écrire :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.6}$$

où i recense les différents types de fluides connus, de particules relativistes (rayonnement, noté "R") ou non (matière, notée "M"). En divisant les deux membres par H^2, on obtient :

$$\frac{8\pi G}{3H^2}\sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{3H^2} - \frac{k}{a^2H^2} = 1 \tag{1.7}$$

On définit alors :

$$\Omega_i = \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_i \tag{1.8}$$

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2H^2} \tag{1.9}$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \tag{1.10}$$

$$\Omega = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda = \frac{8\pi G}{3H^2}\sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{3H^2} \tag{1.11}$$

Ce sont des densités réduites sans dimension, dépendantes du temps. L'équation de Friedmann s'écrit alors de façon très simplifiée :

$$\Omega = 1 - \Omega_k \tag{1.12}$$

et l'on voit ici que la densité Ω permet de remonter directement à la géométrie de l'Univers. En effet, le signe de Ω_k étant opposé à celui de k, la comparaison de Ω avec 1 permet de connaître la géométrie de l'Univers : plat si $\Omega = 1$, ouvert si $\Omega < 1$ et fermé si $\Omega > 1$. De plus, en l'absence de constante cosmologique elle fixe le devenir de l'Univers : si $\Omega > 1$ il connaîtra une recontraction (Big Crunch), et si $\Omega < 1$ son expansion est infinie.

[1] Nous nous plaçons ici dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, aussi appelé ΛCDM car il contient une constante cosmologique non nulle et de la matière noire, mais il est à noter que d'autres modèles existent qui ne sont pas en contradiction avec les données expérimentales actuelles. Citons par exemple les modèles de quintessence [28, 29], qui font intervenir un fluide dont l'équation d'état est différente de celle de la matière, du rayonnement et de la constante cosmologique. On utilise le rapport entre pression et densité du fluide, en général noté w, pour caractériser son équation d'état. Pour un fluide de type constante cosmologique, w = -1. Les modèles de quintessence (QCDM), eux, considèrent un fluide pour lequel $-1 < w < 0$. D'autres modèles plus exotiques font intervenir par exemple des dimensions supplémentaires très courbées et telles que nos quatre dimensions courantes définissent un espace-temps plat [30]. En bref, cette énergie noire suscite bien des questions, c'est pourquoi nous tentons d'en savoir plus en sondant l'Univers.

Nos connaissances sur les paramètres cosmologiques aujourd'hui

Pour comprendre notre Univers aujourd'hui et éventuellement prédire son évolution future, la mesure des différentes densités réduites est cruciale. De nombreuses expériences sont dédiées à la mesure d'au moins l'une d'entre elles et le recoupement des différents résultats permet d'en avoir une première idée.

Bien sûr des mesures directes sont possibles pour les densités de radiation et de matière baryonique, que nous connaissons bien et savons observer. Par matière baryonique, on entend la matière connue, principalement constituée d'hydrogène et d'hélium, et répartie principalement entre les étoiles et le gaz interstellaire. La mesure directe de Ω_b se fait en analysant l'absorption de la lumière sur les lignes de visée pour des objets lointains : on détermine ainsi l'abondance d'éléments légers comme le deutérium par rapport à la quantité d'hydrogène et on obtient la composition de l'Univers lors de la nucléosynthèse primordiale, ces éléments (D, ^{7}Li, ^{3}He) n'étant pas produits par les réactions de fusion nucléaire au cœur des étoiles, y étant plutôt consumés. Les modèles de nucléosynthèse primordiale permettent alors de déduire de ces abondances relatives la valeur de Ω_b. Une mesure récente [12] donne $\Omega_b h^2 = 0.0214 \pm 0.0020\,(\pm 9.3\%)$, avec $h = H_0/100$.

Les photons sont des particules relativistes, et participent donc au "rayonnement" dont la densité est Ω_R. Ils viennent principalement du fond diffus cosmologique, rayonnement émis au moment de la recombinaison[2] et qui est un corps noir presque parfait à la température de 2.728 ± 0.004 K [13]. La loi de Stefan permet alors de retrouver la densité de rayonnement pour ces photons : $\Omega_\gamma h^2 = 2.48 \times 10^{-5}$, soit une densité de 411 photons.cm^{-3}, largement supérieure à celle des photons issus des étoiles (inférieure à 1 photon.cm^{-3}). Autre composante du rayonnement, le fond diffus de neutrinos, qui correspond au gel des interactions proton-neutron par interaction faible, antérieur à la nucléosynthèse. La température prédite pour ce fond diffus est de $T_\nu = 1.94$ K, d'où l'on déduit : $\Omega_\nu h^2 = 1.15 \times 10^{-5}$ (soit une densité de 112 neutrinos.cm^{-3}). Ces valeurs restent dépendantes des masses des trois types de neutrinos, encore très mal connues aujourd'hui.

Les relevés de galaxies permettent d'étudier la répartition de la matière sujette à interaction gravitationnelle en étudiant la corrélation des galaxies. Ils permettent ainsi de mesurer Ω_M et obtiennent [8] : $\Omega_M h \approx 0.20$.

La mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique (ou rayonnement à 3 K, ou encore CMB pour Cosmic Microwave Background) permettent d'obtenir des contraintes importantes pour les densités réduites de matière Ω_M et de matière baryonique Ω_b, ainsi que pour la constante de Hubble H_0. Les derniers résultats de WMAP donnent $\Omega_M h^2 = 0.127^{+0.007}_{-0.013}$, $\Omega_b h^2 = 0.0223^{+0.0007}_{-0.0009}$ et $h = 0.73^{+0.03}_{-0.03}$, où $h = H_0/100$ [6]. On en déduit pour Ω_M une valeur approximative de 0.238, ainsi que la présence dans l'Univers de matière "noire", non baryonique (CDM pour Cold Dark Matter), pour expliquer la différence entre Ω_M et Ω_b. La présence de cette matière noire dans l'Univers est confirmée par les mesures des courbes de rotations des galaxies, inexplicables sans l'introduction dans les modèles de matière sombre d'origine inconnue. Il "manque" en effet environ 90% de la matière pour rendre compte de la dynamique des grandes structures, et ce dès l'échelle de la galaxie, comme on peut le voir sur la figure 1.1, issue d'un article de Bottema paru en 1997 [14]. Des théories exotiques (au-delà du modèle standard) de physique des particules tentent d'expliquer cette matière noire au moins en partie par l'existence de particules lourdes interagissant très peu avec la matière connue, et uniquement par interaction faible. La super-symétrie prévoit l'existence

[2] La recombinaison est le moment (environ 300 000 ans après le Big Bang) où la température de l'Univers est devenue siffisamment faible pour permettre aux électrons de se combiner aux noyaux pour former les premiers atomes. C'est également le moment où l'Univers est devenu transparent au rayonnement : le plasma qui y régnait avant était, lui, totalement opaque.

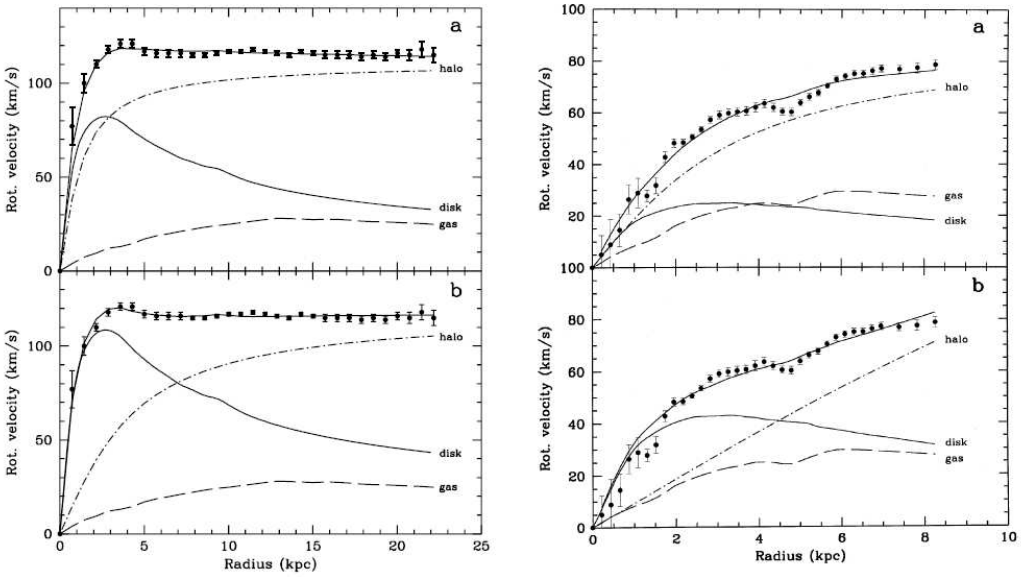


FIG. 1.1 – Courbes de rotation de deux galaxies (NGC 6503 à gauche et NGC 1560 à droite) et modèles permettant de reproduire les données : ils doivent toujours prendre en compte un "halo" de matière sombre pour reproduire les grandes vitesses observées loin du centre galactique.

du neutralino (ou LSSP pour Light SuperSymmetric Particle, stable car c'est la plus légère des particules super-symétriques) et deux types d'expériences pourront d'ici quelques années nous en apprendre plus sur son éventuelle existence : les grands accélérateurs de particules comme le LHC en le créant, les détecteurs d'astroparticules comme EDELWEISS ou CDMS en détectant les produits de son interaction avec la matière. Les efforts demandés sont très grands, étant données la masse supposée pour ces particules et leur très faible interaction avec la matière, qui leur vaut le nom de WIMPs : Weakly Interacting Massive Particles.

Le recensement des amas de galaxies à divers décalages vers le rouge permet également de retrouver ce résultat : la valeur de Ω_M influe fortement sur le temps nécessaire à la formation des amas de galaxies à partir du Big Bang, et la comparaison du nombre d'amas proches et lointains (regarder loin, c'est remonter dans le temps à cause de la vitesse finie de la lumière) apporte une nouvelle contrainte sur ce paramètre. Enfin, les détections d'amas lointains par imagerie satellite dans le domaine des rayons X [15] permet de mieux comprendre la formation et l'évolution de ces amas et apporte de nouvelles contraintes sur Ω_M [16].

Les mesures des anisotropies du CMB sont très riches en informations puisqu'elles permettent également de contraindre la géométrie en observant la taille angulaire des oscillations de température. Les mesures actuelles s'accordent pour une valeur de Ω de plus en plus resserrée autour de un, ce qui tend à confirmer notre appartenance à un Univers plat [4, 5, 6]. On aurait : $\Omega = 1 - \Omega_k = 1.02 \pm 0.02$

Reste enfin la composante inconnue, celle liée à la mystérieuse constante cosmologique Λ. Tout d'abord considérée comme nulle, son origine étant inconnue, elle est aujourd'hui considérée comme importante afin notamment d'expliquer la différence entre Ω et Ω_M. Un Univers plat composé entièrement de matière ne permettrait pas d'expliquer par exemple l'âge des plus vieilles étoiles, ni la distribution de masse des amas de galaxies. D'un autre côté, les théories de l'inflation (comme celle du "Big Bang") prédisent un Univers plat. C'est donc tout d'abord pour la cohérence théorique

des modèles que la constante cosmologique a été réintroduite. Ce "fluide" supplémentaire, de densité constante au cours du temps et de pression négative, permet d'apporter une énergie suffisante pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers, qui serait une décélération dans le cas d'un Univers dominé par la matière. C'est pourquoi on parle également d'"énergie noire". Ce n'est qu'à la fin des années 1990 que les mesures observationnelles ont permis de confirmer l'existence de cette accélération, grâce à l'observation de supernovæ de type Ia lointaines [17, 18]. Le principe de ces observations, que nous aurons l'occasion de détailler par la suite, consiste en l'étude de la linéarité de la relation entre la luminosité des objets et leur distance, ici déterminée grâce au décalage vers le rouge. L'utilisation de cette relation a été suggérée dès les années 1960 [11, 19], mais les premières observations réalisées concernaient uniquement des galaxies (ce sont les objets les plus brillants, donc les plus visibles à grande distance), et les mesures ainsi réalisées n'étaient pas suffisamment précises pour pouvoir conclure. L'évolution des galaxies ne permet pas de comparer de façon fiable les observations réalisées à des distances différentes [20]. Il faut donc trouver des "chandelles standards", objets qui n'évoluent pas au cours du temps, donc dont la luminosité est toujours identique. L'idée d'utiliser des supernovæ de type Ia pour cela a été proposée par Goobar et Perlmutter en 1995 [21], idée qui a donné naissance à l'expérience Supernova Cosmology Project, destinée à la découverte de supernovæ lointaines, les supernovæ connues n'étant alors pas suffisantes pour contraindre les modèles [22]. Si les premières supernovæ lointaines découvertes n'ont pas suffi elles non plus à contraindre les modèles [23, 24], dès que leur nombre a été suffisant les modèles d'Univers à constante cosmologique nulle ont été écartés [17, 18]. Aujourd'hui avec les observations spatiales les mesures sont de plus en plus nombreuses et précises et les mesures réalisées avec le télescope spatial Hubble [25, 26] donnent : $\Omega_M = 0.25^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.04$ et $\Omega_\Lambda = 0.75^{+0.06}_{-0.07} \pm 0.04$ pour un Univers supposé plat. La figure 1.2 représente l'ensemble des contraintes connues à l'heure actuelle pour les divers types d'expériences dans le plan $\Omega_\Lambda - \Omega_M$: chaque expérience délimite un contour et les trois contours se recouvrent pour former un petit domaine autour des valeurs $\Omega \approx 1$, $\Omega_M \approx 0.3$ et $\Omega_\Lambda \approx 0.7$. Les toutes dernières mesures effectuées grâce à SNLS recensent de plus nombreuses données à grand décalage vers le rouge et restent compatibles avec les mesures précédentes [27].

Afin de comprendre comment l'observation de chandelles standards permet d'obtenir ces résultats, il est nécessaire de revenir sur la notion de décalage vers le rouge, sa relation avec la distance mais aussi avec la luminosité des objets observés, ce que nous ferons dans le paragraphe 1.1.2.

1.1.2 Le décalage vers le rouge et la distance en cosmologie

Le décalage vers le rouge

Nous connaissons bien l'effet Doppler-Fizeau, décalage entre la fréquence d'une onde émise et de l'onde reçue lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement l'un par rapport à l'autre. C'est ce qui permet notamment de déterminer les vitesses de rotation des étoiles dans une galaxie : le spectre des étoiles qui se rapprochent de l'observateur est décalé vers le bleu tandis que celui des étoiles qui s'éloignent est décalé vers le rouge. En reconnaissant des raies particulières, par exemple les raies d'absorption de l'hydrogène des atmosphères stellaires, et en comparant leurs positions respectives dans les spectres on peut déterminer la vitesse relative de l'objet observé. En mécanique classique, le décalage est directement proportionnel à la vitesse v de déplacement de la source par rapport à l'observateur par la relation :

$$\mathfrak{z} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} = \frac{v}{c} \tag{1.13}$$

où λ_e est la longueur d'onde émise, $\Delta\lambda$ la différence entre longueurs d'onde reçue et émise $\lambda_r - \lambda_e$, et c la vitesse de l'onde (pour nous, la vitesse de la lumière). $\mathfrak{z}$ est appelé décalage vers le rouge (redshift en anglais) et peut être négatif si émetteur et récepteur se rapprochent ($\lambda_r < \lambda_e$).

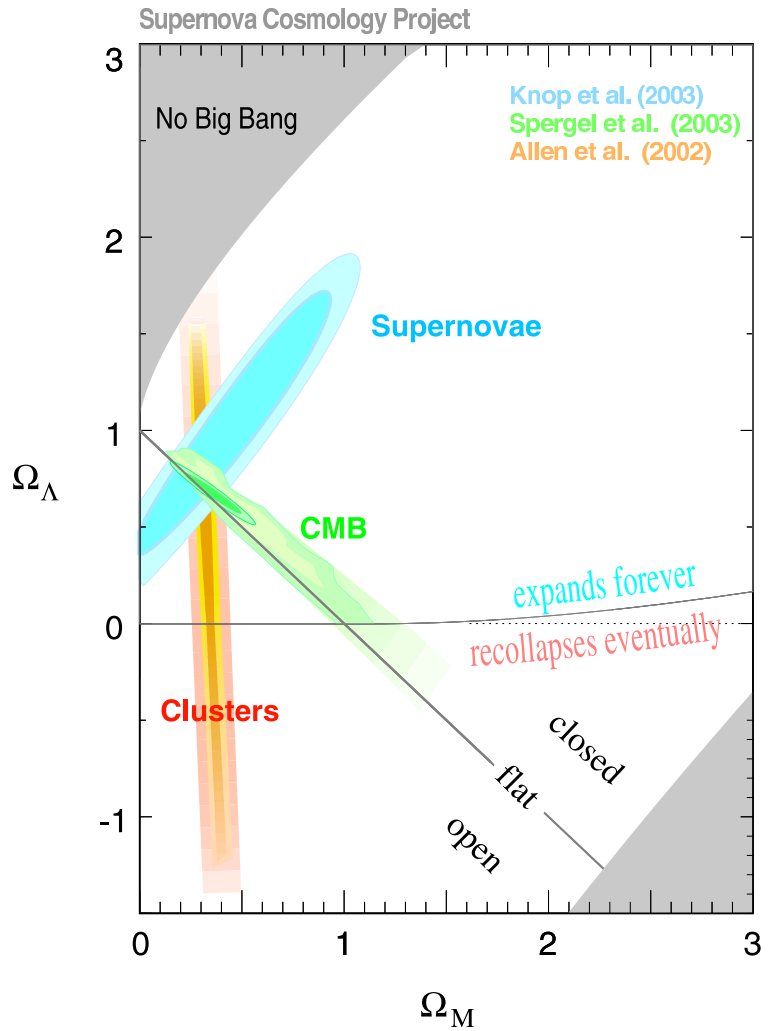


FIG. 1.2 – Contraintes actuelles sur les paramètres cosmologiques dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ pour trois types d'expériences : l'observation des amas de galaxies lointains, du fond diffus cosmologique et des supernovæ de type Ia.

Mais lorsque l'on considère des sources très lointaines qui s'éloignent de nous à cause de l'expansion de l'Univers, l'approche classique n'est plus pertinente et il nous faut généraliser cet effet à l'échelle cosmologique. Pour cela, on considère la trajectoire d'un photon dans la métrique de Robertson-Walker. Cette trajectoire s'effectue le long d'une géodésique, et on a $d\tau^2 = 0$, soit, d'après l'équation 1.2 :

$$dt^2 = a^2 \frac{dr^2}{1 - kr^2} \tag{1.14}$$

Or le photon se rapproche de l'observateur, donc on peut écrire :

$$\frac{dt}{a(t)} = -\frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \tag{1.15}$$

Soit, pour un photon émis à t_1 de r_1 et reçu à t_0 :

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \tag{1.16}$$

Et, pour un autre photon émis de la même source à $t_1 + \delta t_1$, reçu à $t_0 + \delta t_0$:

$$\int_{t_1+\delta t_1}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \tag{1.17}$$

Or :

$$\int_{t_1+\delta t_1}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \simeq \frac{\delta t_0}{a(t_0)} - \frac{\delta t_1}{a(t_1)} + \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \tag{1.18}$$

D'où, en posant $a_0 = a(t_0)$ et $a_1 = a(t_1)$:

$$\frac{\delta t_0}{a_0} = \frac{\delta t_1}{a_1} \tag{1.19}$$

Et, si l'on choisit comme espacement δt_1 la période de l'onde émise T_1, on aura $\delta t_0 = T_0$ et :

$$\frac{a_1}{a_0} = \frac{\delta t_1}{\delta t_0} = \frac{T_1}{T_0} = \frac{\nu_0}{\nu_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \tag{1.20}$$

où ν désigne la fréquence de l'onde et λ sa longueur d'onde. On a en effet $\lambda = c/\nu$ lorsque l'on tend vers une métrique plate. Rappelons que, pour un Univers en expansion, $\frac{a_1}{a_0} > 1$, donc on observe bien un décalage vers le rouge dans le spectre des objets lointains. On définit ce décalage de la même façon que dans le cas classique de l'équation 1.13, ce qui fait :

$$\mathfrak{z} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1} = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} - 1 = \frac{a_0}{a_1} - 1 \tag{1.21}$$

et le décalage vers le rouge est directement relié au facteur d'échelle. Nous pouvons remarquer qu'ainsi, le décalage vers le rouge peut prendre des valeurs supérieures à un sans pour autant impliquer une "vitesse" de la source qui serait supérieure à celle de la lumière. Remarquons également que ce calcul ne fait intervenir qu'un "déplacement" lié au facteur d'échelle, et qu'à celui-ci peut s'ajouter un mouvement propre de l'objet, rajoutant un effet Doppler. Les vitesses particulières des galaxies étant de l'ordre de la centaine de kilomètres par seconde, si l'objet observé est suffisamment éloigné (1 Gpc par exemple) sa vitesse propre sera négligeable devant son éloignement dû à l'expansion de l'Univers. On dit alors que l'on se situe dans le flot de Hubble, comme nous l'avons vu dans la section 1.1.1.

La distance de luminosité

Considérons maintenant, pour un objet dont la luminosité intrinsèque est L, le flux reçu par l'observateur. Dans ce qui suit, on utilisera plutôt la coordonnée comobile χ définie comme :

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} \tag{1.22}$$

La luminosité de l'objet, dont le rayonnement est supposé isotrope, est uniformément distribué sur une sphère. En gardant les notations précédentes, si la distance entre la source et l'observateur est χ_1, dans la métrique de Robertson-Walker la distance propre au moment de l'observation sera $d = a_0\chi_1$ et la surface de la sphère est de $4\pi(a_0\chi_1)^2$. Le flux de la source est de plus modifié par le décalage vers le rouge, qui réduit l'énergie des photons d'un facteur $\frac{\nu_1}{\nu_0} = 1 + \mathfrak{z}$. Le taux d'émission des photons est également changé car l'échelle de temps n'est plus la même : $\frac{\delta t_0}{\delta t_1} = 1 + \mathfrak{z}$, et le flux (énergie par unité de surface et par seconde) reçu par l'observateur s'écrit finalement :

$$f = \frac{L}{4\pi(a_0\chi_1)^2(1+\mathfrak{z})^2} \tag{1.23}$$

Comme la distance propre n'est pas une mesure accessible par l'observation, on définit la distance de luminosité d_L comme le rayon apparent à partir de ce flux :

$$d_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi f}} = a_0 \chi_1 (1+\mathfrak{z}) \tag{1.24}$$

On remarque ici la relation simple entre distance propre et distance de luminosité : $d_L = d(1+\mathfrak{z})$. Notons de plus que, pour un photon, la trajectoire suit la géodésique, et $\chi_1 = \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)}$. Or la distance propre s'écrit $d = a_0\chi_1$, d'où

$$d = a_0 \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \tag{1.25}$$

Or, comme nous l'avons vu auparavant (relation 1.21), le facteur d'échelle est directement relié au décalage vers le rouge. On peut donc déduire de tout ceci une relation entre distance de luminosité d_L et décalage vers le rouge $\mathfrak{z}$. Finalement (nous n'entrerons pas ici dans le détail des calculs), on peut écrire une expression de d_L en fonction du décalage vers le rouge et des paramètres Ω_M et Ω_Λ (Ω_R est ici négligé) :

$$d_L = \frac{1+\mathfrak{z}}{H_0\sqrt{|\kappa|}} \mathcal{S}\left\{ \sqrt{|\kappa|} \int_0^{\mathfrak{z}} \left[(1+\mathfrak{z}')^2(1+\mathfrak{z}'\Omega_M) - \mathfrak{z}'(2+\mathfrak{z}')\Omega_\Lambda\right]^{-\frac{1}{2}} d\mathfrak{z}' \right\} \tag{1.26}$$

ici dans la notation utilisée par Goobar et Perlmutter [21], où :

$$\mathcal{S}(x) = \begin{cases} \sin(x) & \text{et } \kappa = 1-\Omega_M-\Omega_\Lambda \quad \text{si } \Omega_M+\Omega_\Lambda > 1 \\ \sinh(x) & \text{et } \kappa = 1-\Omega_M-\Omega_\Lambda \quad \text{si } \Omega_M+\Omega_\Lambda < 1 \\ x & \text{et } \kappa = 1 \quad \text{si } \Omega_M+\Omega_\Lambda = 1 \end{cases}$$

Pour chaque couple $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$, on peut donc prédire le flux reçu d'une source dont le flux intrinsèque est connu lorsque l'on connaît également son décalage vers le rouge. Il nous faut cependant ici des "chandelles standards", objets dont la luminosité intrinsèque L est connue et n'évolue d'aucune façon au cours du temps (c'est à dire avec le décalage vers le rouge). Autrement dit, si pour une source L et $\mathfrak{z}$ sont connus, on peut en déduire le flux reçu par l'observateur. En astronomie, on utilise en général la magnitude (voir annexe A) plutôt que le flux, c'est pourquoi on parle de "relation magnitude-redshift" pour les chandelles standards. Cette relation (voir équation A.9) permet de tracer le diagramme de Hubble, où la magnitude apparente (au maximum de luminosité, car les supernovæ de type Ia sont des objets dont la luminosité varie rapidement : c'est la luminosité maximale qui peut être comparée d'une supernova à l'autre) est représentée en fonction du décalage vers le rouge pour toutes les supernovæ de type Ia connues aujourd'hui. Différents modèles d'Univers (couples $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$) sont représentés sur le même diagramme par leur relation "magnitude-redshift" et l'on peut en déduire des contraites sur les paramètres cosmologiques. La figure 1.3 est un exemple de diagramme de Hubble construit avec les premières données de SCP [17]. Au vu de l'équation 1.26 et de ce diagramme, on remarque que pour les faibles décalages vers le rouge la relation n'est que linéaire en $\mathfrak{z}$ et ne dépend pas des paramètres cosmologiques : ce n'est que pour des décalages vers le rouge au-delà de 0.5 que l'on peut observer la levée de dégénérescence entre les différents modèles d'Univers choisis ici. C'est pourquoi les mesures effectuées sur les chandelles standards n'ont pu être concluantes que lorsque les premières cibles lointaines ont pu être observées. Mais nous verrons par la suite que l'observation de chandelles standards proches n'est pas dénuée d'intérêt, bien au contraire.

Les résultats les plus récents, obtenus par l'expérience SNLS, sont représentés figure 1.4 [27]. Si l'on considère un Univers plat, hypothèse que nous suggèrent fortement les autres types d'expériences sur les paramètres cosmologiques (voir section 1.1.1), alors Ω_Λ ne peut être nul, ce modèle étant exclu

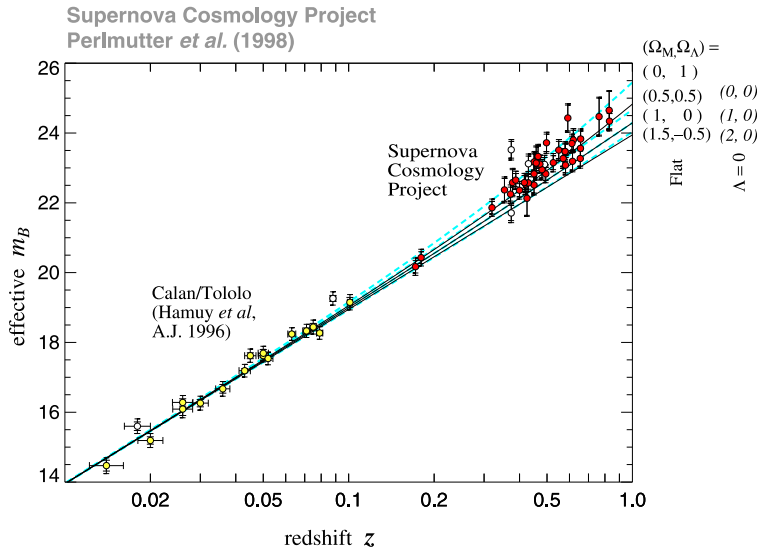


FIG. 1.3 – Diagramme de Hubble produit avec les premières supernovæ lointaines observées par SCP.

par les données. L'ajustement pour un Univers plat donne alors le couple $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.26, 0.74)$. Ces résultats semblent compatibles avec les derniers résultats du télescope spatial Hubble, qui obtiennent $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.29, 0.71)$ [31], bien que les deux expériences annoncent des incertitudes ne dépassant pas 0.05 sur ces paramètres.

1.1.3 Mesures de flux dans l'Univers

En pratique, les mesures de flux, surtout pour des objets lointains, doivent subir plusieurs corrections avant de pouvoir être utilisées pour vérifier la relation magnitude-redshift. Nous citerons ici les principales sources d'erreurs à prendre en compte.

La première, appelée correction K, est due au fait que les observations photométriques de sources sont effectuées en intégrant une partie de leur spectre sur un domaine de longueur d'onde donné. Plus précisément, c'est une bande passante qui est définie par le filtre choisi pour les observations. On utilise aujourd'hui des filtres standards. Cependant, le décalage vers le rouge du spectre des objets plus lointains fait que pour le même filtre utilisé par l'observateur, une autre partie du spectre est intégrée. Il faut donc appliquer des corrections au filtre utilisé, et, lorsque le décalage vers le rouge est important, utiliser des filtres plus rouges. Par exemple pour un décalage $\mathfrak{z} = 0.5$, le filtre 'R' (rouge) standard coïncide quasiment avec ce que verrait le filtre 'B' (bleu) pour le même objet ne subissant pas de décalage vers le rouge [32]. La figure 1.5 est une illustration de ce problème.

Les spectres de supernovæ étant très structurés (ils présentent des variations de flux importantes), ces corrections sont très importantes pour une bonne mesure de la magnitude. Bien sûr lorsque l'on dispose du spectre détaillé de la source, on peut effectuer l'intégration sur la bande passante directement à partir du spectre. Mais, pour les observations à grand décalage vers le rouge, on ne dispose pas toujours des spectres et il est nécessaire d'observer de façon précise les objets proches (notamment dans les parties les plus bleues du spectre : bleu et ultra-violet proche) pour pouvoir déduire les corrections à appliquer aux plus lointains [33].

La deuxième source d'erreurs est liée à l'absorption de lumière par le milieu interstellaire [33]. Des gaz et poussières sont en effet présents sur la ligne de visée et absorbent une partie de la lumière des objets lointains, et ce différemment selon la longueur d'onde. Les lois d'absorption pour notre galaxie sont déterminées grâce à l'observation d'étoiles dont on connaît la couleur intrinsèque, en

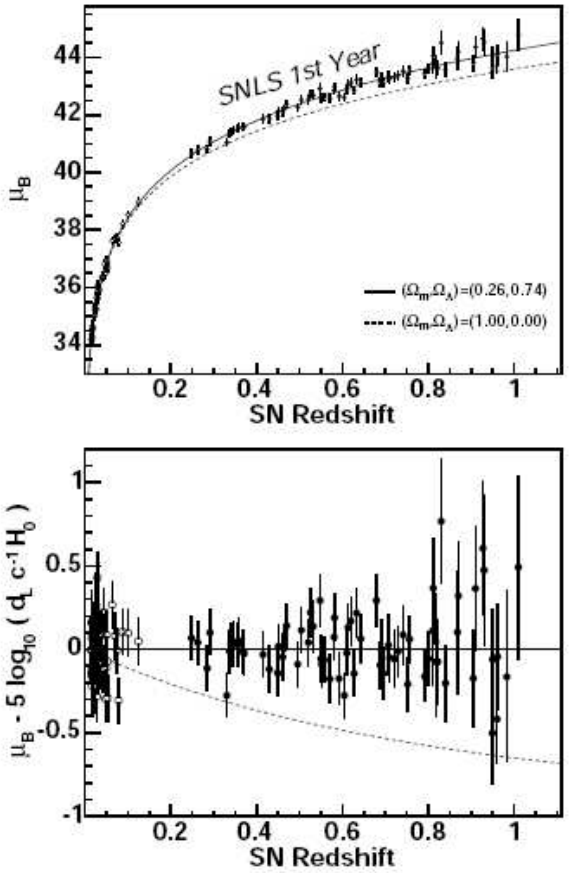


FIG. 1.4 – Diagramme de Hubble produit avec les supernovæ lointaines observées par l'expérience SNLS.

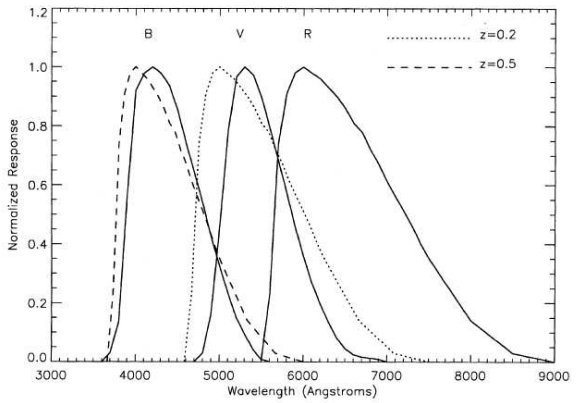


FIG. 1.5 – Exemples de fonctions de transmission pour les filtres standards en photométrie. En trait plein, les fonctions de transmission pour les filtres B, V et R. En pointillés, les fonctions de transmission correspondant à une observation avec la bande R pour différents décalages vers le rouge.

mesurant l'excès de couleur $E(B-V) = (B-V)_{obs} - (B-V)_{int}$, où $(B-V)$ dédigne la différence entre flux observés ou intrinsèques dans le filtre 'B' et dans le filtre 'V'. Ces corrections sont à prendre en

compte, mais il faut rester attentif : en effet ces lois ne sont pas forcément généralisables et peuvent être fausses dans le cas d'extinctions extra-galactiques. Il faut également ajouter à l'extinction de notre galaxie et du milieu extra-galactique l'extinction de la galaxie hôte, qui dépend fortement de sa nature [34]. Les galaxies elliptiques étant les plus anciennes, leurs nuages se sont condensés pour former les étoiles et elles contiennent moins de gaz et de poussières interstellaires. L'absorption subie par la lumière issue d'une galaxie elliptique sera donc plus faible que celle issue d'un autre type de galaxie (spirale ou irrégulière). Là aussi, des observations détaillées de supernovæ proches ayant des hôtes différents permettent de mieux connaître les lois d'extinction à considérer.

La troisième correction concerne les différents biais de sélection des cibles observées. On citera tout d'abord le biais dit "de Malmquist", basé sur des réalités instrumentales : les observations étant limitées par la sensibilité des instruments, plus la luminosité d'un objet est faible, plus la probabilité de détecter cet objet est faible. Ceci peut altérer la distribution en luminosité des objets observés, dont la moyenne sera plus élevée que la moyenne de la distribution réelle. Il est donc nécessaire de connaître l'efficacité de détection de l'expérience afin de faire une estimation fiable de la distribution réelle des objets que l'on souhaite observer. Un autre biais de sélection est propre aux supernovæ : certains sondages pour la recherche de nouvelles supernovæ s'appuyent sur les catalogues de galaxies existants, afin de se concentrer sur les éventuels hôtes, mais ceci introduit un biais car certaines supernovæ peuvent être détectées alors que leur hôte a une luminosité très faible et n'a encore jamais été répertorié (voir par exemple Strolger [35]). Ce biais est inexistant pour la recherche de supernovæ lointaines : aucun catalogue de galaxie n'existant à ces distances, on procède plutôt dans ce cas par observation systématique et régulière de champs puis par soustraction. Un autre biais peut alors intervenir en cas de mauvaise soustraction de la galaxie ou de coupures trop sévères : on sélectionne préférentiellement les supernovæ dont l'hôte a une luminosité faible ou qui est éloignée du centre galactique.

Enfin, il ne faut pas oublier que, la vitesse de la lumière étant finie, l'observation d'objets lointains implique nécessairement l'observation d'objets *anciens*. Ces objets sont susceptibles de présenter des différences selon leur âge, et ce notamment parce que leur milieu environnant évolue. Nous verrons dans la section 1.3 comment les supernovæ de type Ia évoluent et dans quelle mesure ceci peut altérer leur caractère de chandelle standard.

Tous ces effets sont pris en compte par les différentes expériences pour donner la meilleure estimation possible de la luminosité intrinsèque de l'objet avant toute conclusion sur les contraintes aux paramètres cosmologiques.

1.2 À la recherche de chandelles standards

1.2.1 Les supernovæ

Quelques généralités

Les supernovæ sont des explosions d'étoiles devenues instables, par exemple (type II) lorsque l'énergie produite par les réactions de fusion nucléaire n'est plus suffisante pour compenser l'effondrement gravitationnel : ce scénario courant consiste en l'effondrement du cœur de l'étoile et l'éjection de ses couches superficielles. D'autres types d'explosion sont possibles qui amènent tous à un résultat très lumineux : les supernovæ ont en général une luminosité du même ordre de grandeur que celle du centre de leur galaxie hôte, ce qui en fait des objets que l'on peut observer même s'ils sont lointains. C'est d'ailleurs de leur grande luminosité qu'elles tiennent leur nom : "nova" désignant une étoile nouvelle, "supernova" désigne une nouvelle étoile très brillante. Mais les supernovæ sont éphémères, puisqu'il s'agit d'explosions, et sont rarement visibles plus de quelques mois. La première supernova a été observée en chine en 185, la plus brillante, SN1006, éclairait plus qu'un quartier de Lune et était par conséquent visible à l'œil nu en plein jour. Ce phénomène très particulier a

donc beaucoup intrigué les astronomes qui ont pu en observer, et a permis à Tycho Brahe en 1572 d'apporter des preuves irréfutables contre le modèle aristotélicien des sphères célestes immuables. Aujourd'hui, l'étude des supernovæ permet de récolter de nombreuses informations, notamment sur la nucléosynthèse, l'évolution chimique des galaxies, la production d'étoiles à neutrons et de trous noirs, l'origine des rayons cosmiques, la composition et l'état physique du milieu interstellaire (et de là la formation stellaire), etc. Sans oublier bien sûr l'énorme potentiel des supernovæ en tant qu'indicateurs de distances en cosmologie.

Les différents types

Il existe différentes supernovæ, notamment car toutes ne sont pas issues d'un même type de progéniteur. Mais, historiquement, le critère qui a permis de classer les différents types de supernovæ est basé sur leur spectre : les supernovæ de type II contiennent des raies de l'hydrogène alors que les supernovæ de type I en sont dépourvues. Les supernovæ de type I sont elles-mêmes classées en trois sous-catégories : les Ia, dont le spectre montre une abondance de silicium (raies de Si II) ; les Ib, dont le spectre montre une abondance d'hélium (raies de He I), et les Ic, qui ne contiennent ni l'un ni l'autre en abondance. Ces critères s'appliquent pour le spectre s'il est pris autour du maximum de luminosité, car il évolue au cours du temps. En effet, lors de l'explosion une grande quantité d'énergie est produite par le cœur de l'étoile agonisante, et ce sont les raies d'absorption de la lumière par les couches superficielles qui dominent : le milieu est opaque au rayonnement et on parle de phase photosphérique. Quelques semaines ou mois après l'explosion en revanche, l'énergie restante est progressivement évacuée par les atomes qui se désexcitent, et le spectre est dominé par les raies d'émission : on parle de phase nébulaire. Ceci est vérifié pour tous les types de supernovæ. Une revue assez complète des différents types de supernovæ, de leurs caractéristiques et surtout de l'évolution temporelle de leur spectre a été réalisée par A. Filippenko en 1997 [36]. La figure 1.6 représente des exemples de spectres précoces de supernovæ de chacun des types.

Au-delà des différences spectrales, les divers types de supernovæ se distinguent également par leurs coubes de lumière, c'est à dire l'évolution de leur luminosité au cours du temps. La figure 1.7 représente les formes générales de ces courbes de lumière selon le type de supernova. On peut donc, à la simple vue des courbes de lumière, faire une première distinction entre les différents types de supernovæ, même si le résultat sera moins précis que lorsque l'on dispose du spectre.

Progéniteur et milieu environnant

Les études approfondies des spectres de supernovæ permettent d'obtenir des informations sur la composition chimique des éjectats, la nature des progéniteurs, ou encore les mécanismes d'explosion. Aujourd'hui on a ainsi pu faire le lien entre les supernovæ de type Ib, Ic et II, leurs progéniteurs étant pour ces trois cas des étoiles massives (de masse supérieure à dix masses solaires). Les types Ib et Ic seraient en effet des effondrements gravitationnels d'étoiles massives ayant déjà consommé leurs enveloppes d'hydrogène (Ib) et même d'hélium (Ic). En fait, les progéniteurs des supernovæ de type II semblent n'avoir qu'une fine couche d'hydrogène et certaines de ces supernovæ ont des spectres qui contiennent également des caractéristiques propres au type Ib. La ressemblance des spectres tardifs pour les supernovæ de types Ic et II, associée à la relation existante entre les fréquences d'apparition de chacune selon le type de galaxie hôte (le taux pour les supernovæ Ib correspond environ au quart du taux observé pour le type II, alors qu'aucune corrélation n'est observée entre les types Ia et Ib), a permis de rapprocher ces deux types par leur signification physique. Les supernovæ de type Ia quant à elles sont des explosions thermonucléaires de naines blanches, qui ne laissent aucun rémanent. Alors que les supernovæ de type Ia sont plus fréquentes dans les galaxies de type elliptique, les autres types de supernovæ y sont totalement absentes, comme le montre le tableau 1.1 [37]. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une supernova de type Ib, Ic ou II a pour

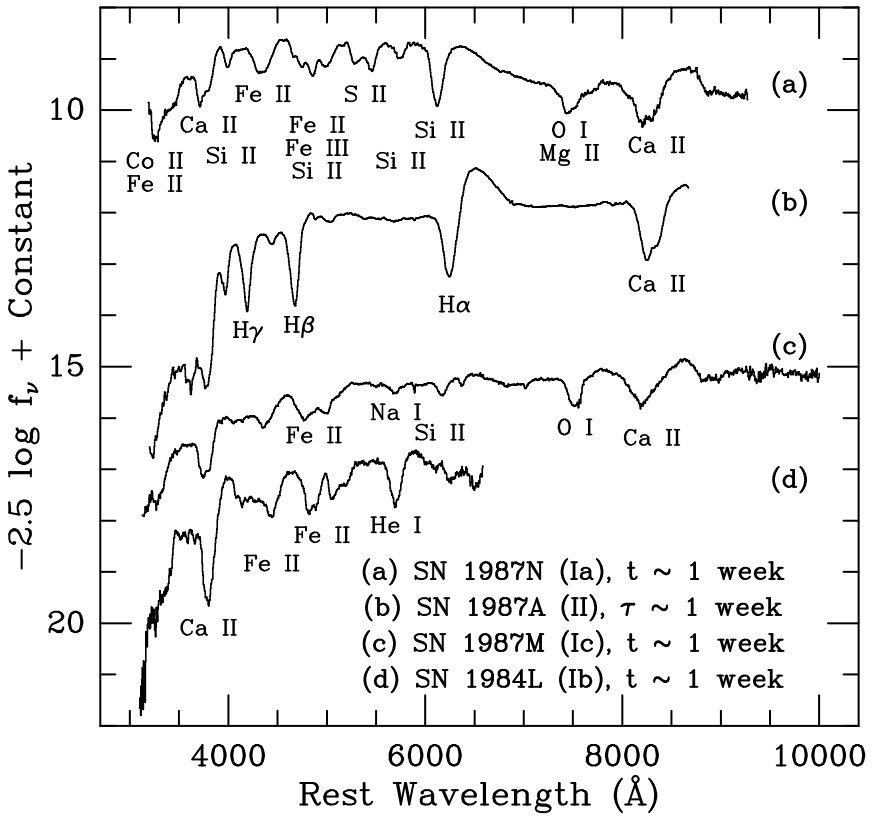


FIG. 1.6 – Exemples de spectres précoces pour chacun des types de supernova. `t` est le temps après le maximum de luminosité dans la bande B, et τ est le temps après effondrement du cœur.

	Galaxies				
Supernova	E-S0	S0/a-Sa	Sab-Sb	Sbc-Sd	Sdm-Im
Ia	0.25	0.12	0.12	0.12	0.12
Ib	0	0.01	0.07	0.19	0.23
II	0	0.04	0.34	0.98	1.05

TAB. 1.1 – Fréquences d'apparition des supernovæ dans une galaxie selon leurs types respectifs, en supernova par siècle et par luminosité de la galaxie en $10^{10} L_{B,\odot}$. Types de galaxies : elliptiques (E), lenticulaires (S0), spirales (Sa,b,c,d), et irrégulières (Im).

progéniteur une étoile très massive, et que ces étoiles ont une courte durée de vie (de l'ordre de la dizaine de millions d'années). Elles se situent par conséquent là où le taux de formation d'étoiles est important : dans les nébuleuses, qui elles-mêmes se trouvent principalement dans les bras des galaxies spirales ou dans les galaxies irrégulières. Les galaxies elliptiques, elles, sont anciennes et ne contiennent pratiquement plus de gaz et de poussières : les étoiles qui les composent sont donc vieilles elles aussi. Or les supernovæ de type Ia sont produites par des naines blanches, elles-mêmes issues de l'évolution d'étoiles à longue durée de vie (de l'ordre de la dizaine de milliards d'années) comme notre Soleil. Ceci tend à confirmer la nature supposée des progéniteurs pour chaque type de supernova, et nous donne une première indication sur l'influence du milieu environnant sur les supernovæ. Cette influence est d'autant plus importante pour les supernovæ de type Ia que les modèles d'explosion font intervenir une naine blanche (composée de carbone et d'oxygène) qui se

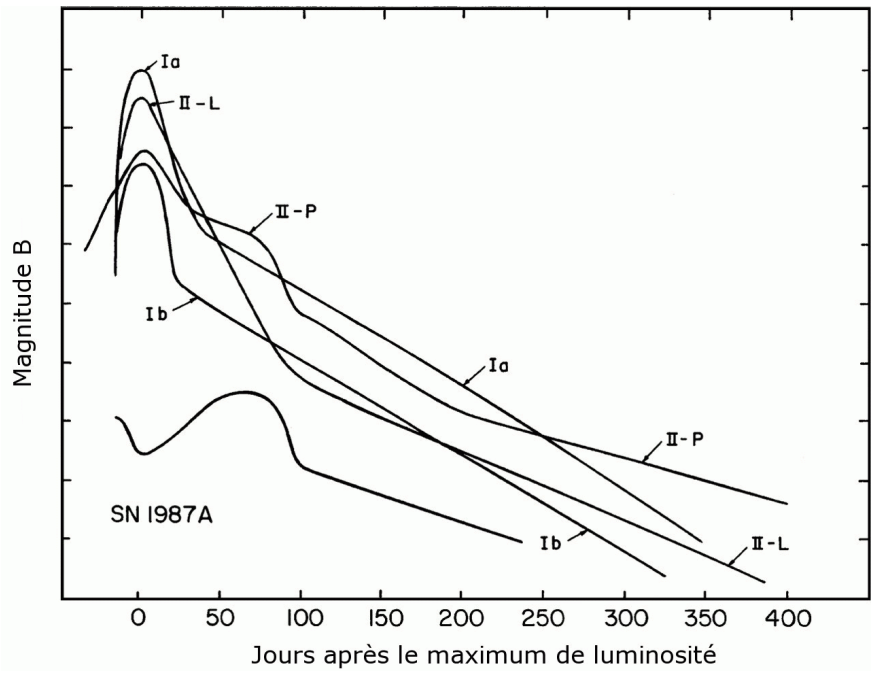


FIG. 1.7 – Allures des courbes de lumière pour les différents types de supernova.

voit atteindre la masse de Chandrasekhar en acrétant de la matière, probablement d'un partenaire. On comprend ainsi que les caractéristiques de l'explosion dépendront du type de partenaire, ce dont nous discuterons plus en détail dans la section 1.3. En revanche le fait que les progéniteurs des supernovæ de type Ia aient en général la même composition et la même masse donne à cette classe une grande homogénéité et en fait un prétendant idéal au statut de chandelle standard, contrairement aux autres types, beaucoup moins homogènes. On se propose donc ici de revenir plus en détail sur ces supernovæ, leurs progéniteurs et leurs mécanismes d'explosion.

1.2.2 Retour vers la naine blanche

Un produit de l'évolution stellaire

Une étoile de la même masse que notre Soleil reste environ dix milliards d'années dans la séquence principale : l'hydrogène qui la compose fusionne en hélium au centre de l'étoile (où la température est de l'ordre de 10^7 K) pour former un noyau inerte d'hélium autour duquel l'hydrogène continue à fusionner en couche épaisse. Le noyau d'hélium, isotherme, se contracte doucement et ses électrons vont progressivement former un gaz d'électrons dégénérés (par extension, on dit que le noyau est dégénéré). L'étoile devient ensuite une géante : alors que les couches externes s'étendent et se refroidissent, le cœur d'hélium se contracte et se réchauffe, jusqu'à atteindre 10^8 K et l'amorce de la réaction de fusion de l'hélium[3]. Le cœur étant dégénéré, la pression est intépendante de la température ($P = \rho^{5/3}$), qui n'est ainsi plus contrôlée, et les réactions s'emballent : on assiste alors à un "flash" de l'hélium, qui se termine quand le cœur atteint la température de Fermi des électrons dégénérés. Le flash dure une centaine d'années environ. L'hélium fusionne calmement en carbone

[3]
$$\begin{cases} 3\,{}^4_2\mathrm{He} & \rightarrow {}^{12}_6\mathrm{C} + \gamma \\ {}^{12}_6\mathrm{C} + {}^4_2\mathrm{He} & \rightarrow {}^{16}_8\mathrm{O} + \gamma \end{cases}$$

et oxygène au centre de la géante, puis en coquille autour d'un cœur inerte. La phase géante dure au total environ un milliard d'années. L'étoile traverse ensuite une phase d'instabilité, éjecte la quasi-totalité de l'enveloppe d'hydrogène autour de la coquille d'hélium (soit 0.2 à 0.3 $M_\odot$[4]) et se contracte. Sa température de surface augmente donc et le spectre de l'étoile est plus énergétique : la lumière parvient à ioniser l'éjectat d'hydrogène qui devient alors visible. C'est la phase de nébuleuse planétaire (elle doit son nom à la forme sphérique du nuage entourant l'étoile, qui a été historiquement associée à une formation de planètes autour de cette étoile), qui dure environ 10 000 ans. L'enveloppe d'hydrogène restante diminue et sa masse descend en dessous de 10^{-4} $M_\odot$, tant et si bien que les réactions thermonucléaires s'éteignent. L'étoile refroidit, sa luminosité comme sa température de surface diminuent, et l'on aboutit à une naine blanche.

État de la matière

Les naines blanches sont donc en général constituées d'une très fine enveloppe non dégénérée et radiative, de composition très variable et contenant moins d'un dix millième de la masse totale. Nous négligerons cette fine atmosphère dans notre étude. L'intérieur, constituant la quasi-totalité de la masse et du rayon, est composé essentiellement de noyaux de carbone et d'oxygène ainsi que d'électrons. Quelques traces de néon et de fer peuvent également être présentes. Notons quelques ordres de grandeur pour ces naines blanches [38] : pour une masse de l'ordre de la masse solaire, le rayon est d'environ 5000 km (du même ordre de grandeur que le rayon terrestre !), soit une densité très importante : $\rho = 4 \times 10^9$ kg.m^{-3}. La température est de l'ordre de 10^7 K (toujours inférieure à 10^8 K, température à laquelle l'hélium fusionne en carbone et oxygène). Pour chaque noyau présent de masse atomique A, on a en moyenne $A/2$ électrons (notre étoile ne contient plus d'hydrogène), donc le nombre d'électrons dans l'étoile s'écrit :

$$N_e = \frac{\rho}{2m_H} \tag{1.27}$$

où m_H est la masse du proton. Lorsque les électrons sont dégénérés, ils occupent tous les états de l'espace des impulsions jusqu'à l'impulsion de Fermi p_F, et on a :

$$N_e = \frac{2}{h^3}\int d^3p = \frac{2}{h^3}\frac{4}{3}\pi\left(p_F(e)\right)^3 \tag{1.28}$$

soit, en utilisant la relation 1.27

$$p_F(e) = \left(\frac{3h^3}{16\pi m_H}\right)^{\frac{1}{3}}\rho^{\frac{1}{3}} \tag{1.29}$$

Avec la valeur typique de ρ exprimée plus haut, on obtient donc pour les électrons : $p_F(e) = 3.5 \times 10^{-22}$ kg.m.s^{-1}, valeur supérieure à l'énergie de masse de ces mêmes électrons : $m_e c = 2.7 \times 10^{-22}$ kg.m.s^{-1}. Les électrons sont donc relativistes. On peut maintenant calculer la pression de ce gaz d'électrons dégénérés :

$$P_e = \frac{2}{h^3}\int \frac{1}{3}\vec{p}\cdot\vec{v}\,d^3p \tag{1.30}$$

Dans la limite ultra-relativiste :

$$\vec{v} = \frac{c\vec{p}}{p} \Rightarrow P_e = \frac{2c\pi}{3h^3}(p_F)^4 \tag{1.31}$$

soit :

$$P_e = \frac{hc}{8m_H}\left(\frac{3}{16\pi m_H}\right)^{\frac{1}{3}}\rho^{\frac{4}{3}} = 3.10 \times 10^{22}\ \text{Pa} \tag{1.32}$$

[4]En astronomie, le symbole $\odot$ repésente notre Soleil : lorsqu'une grandeur est indicée avec ce symbole, elle représente donc la valeur de la grandeur correspondante dans le cas du Soleil, soit, ici, la masse solaire.

Et l'on retrouve l'équation d'état d'un polytrope pour lequel $P \propto \rho^{4/3}$. Dans la limite non relativiste, on aurait :

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m_e} \Rightarrow P_e = \frac{8\pi}{15 m_e h^3}(p_F)^5 \tag{1.33}$$

soit :

$$P_e = \frac{h^2}{40 m_e m_H}\left(\frac{3}{2\pi m_H}\right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} = 3.15 \times 10^{22} \text{ Pa} \tag{1.34}$$

et on a ici un polytrope pour lequel $P \propto \rho^{5/3}$. La valeur de la pression est du même ordre de grandeur que dans le cas ultra-relativiste. Le calcul de la température de Fermi des électrons ($kT_F = \mathcal{E}_F - mc^2$, où $\mathcal{E}_F$ est l'énergie associée à p_F) nous donne :

$$T_F(e) = \frac{1}{k}\left(\sqrt{p_F(e)^2 c^2 + m_e^2 c^2} - m_e c^2\right) = 3.7 \times 10^9 \text{ K} \tag{1.35}$$

Et on retrouve bien une température de Fermi pour les électrons bien supérieure à la température du milieu, donc un gaz d'électrons dégénérés. Les mêmes calculs pour les noyaux (dont certains sont des fermions, comme par exemple ^{13}C) nous donnent $p_F(N) = 1.8 \times 10^{-22}$ kg.m.s^{-1} alors que $m_N c = 7.0 \times 10^{-18}$ kg.m.s^{-1} (on a considéré ici un numéro atomique moyen de 14). Les noyaux ne sont donc pas relativistes. De même, leur température de Fermi étant de l'ordre de 10^4 K, elle est très inférieure à la température du milieu, et les noyaux ne sont pas dégénérés. La pression fournie par les noyaux s'écrit donc : $P_N = n_N kT = 2.3 \times 10^{19}$ Pa et est très inférieure à la pression des électrons dégénérés. On peut également calculer la pression du rayonnement (avec la loi de Stefan pour le corps noir) et on obtient une pression P_r de l'ordre de 10^{12} Pa, elle aussi très inférieure à la pression des électrons.

La pression permettant de contrebalancer l'effondrement gravitationnel dans une naine blanche est donc celle de ses électrons dégénérés, et les considérer comme un gaz parfait de fermions dégénérés est une très bonne approximation pour les étoiles de ce type. On peut appliquer à ce premier modèle des corrections de types électrostatique (attraction électron-noyau) ou nucléaire (capture des électrons par les noyaux, aussi appelée réaction β inverse) qui diminuent légèrement la pression mais dont l'influence reste faible.

L'existence et les caractéristiques des naines blanches n'a pu être comprise qu'à partir de 1926 avec la mécanique quantique et la statistique de Fermi-Dirac. Les observations de Sirius B en 1915 [39], qui avaient permis de connaître sa température, et avec elle son rayon et sa densité (sa masse était déjà connue grâce au mouvement propre de son compagnon), en ont fait un objet curieux, avec une densité 2000 fois supérieure à celle du platine, et une température trop faible pour une étoile de cette masse. C'est Fowler qui, en 1926, propose d'appliquer aux électrons des naines blanches les résultats, alors tout récents, de la mécanique quantique [40] : *c'est la pression quantique du gaz d'électrons, totalement dégénéré, qui empêche l'effondrement gravitationnel de la naine blanche et assure sa stabilité.* En 1931, Chandrasekhar développe des modèles incluant les effets relativistes et prouve l'existence d'une masse maximum appelée depuis "masse de Chandrasekhar" [41].

Masse de Chandrasekhar

Comme nous venons de le voir, dans une naine blanche, ce sont les électrons dégénérés qui maintiennent une pression suffisante pour éviter l'effondrement gravitationnel. On peut donc, en définissant une "pression gravitationnelle" P_G à partir de l'énergie potentielle gravitationnelle du corps de masse M et de rayon R, écrire la relation d'équilibre : $P_G + P_e = 0$. Or la pression gravitationnelle s'écrit [38] :

$$P_G \simeq -\frac{G}{4\pi}\frac{M^2}{R^4} \tag{1.36}$$

et, pour le cas non relativiste comme pour le cas ultra-relativiste, le gaz d'électrons se comporte comme un polytrope, c'est à dire que sa pression est directement reliée à sa densité par une relation de puissance $P_e \propto \rho^\gamma$, où γ est appelé index polytropique (ou exposant adiabatique). On peut bien évidemment réécrire cette relation en fonction de la masse et du rayon, ce qui nous donne :

$$P_e \propto \frac{M^\gamma}{R^{3\gamma}} \tag{1.37}$$

Soit un rapport entre les deux pressions :

$$\frac{P_G}{P_e} \propto M^{2-\gamma} R^{3\gamma-4} \tag{1.38}$$

Dans le cas non-relativiste, $\gamma = 5/3$ (équation 1.34) et le rapport des pressions est proportionnel à $M^{1/3}R$. Pour une masse donnée, si le rayon augmente, alors la pression gravitationnelle sera plus importante et fera re-diminuer le rayon : l'étoile est stable. Elle vérifie une relation masse-rayon où $M \propto R^{-3}$ ($M \propto R^{\frac{3\gamma-4}{\gamma-2}}$ avec $\gamma = 5/3$). Mais pour que l'hypothèse non-relativiste soit vérifiée, il faut nécessairement (par définition) que l'impulsion de Fermi soit faible devant l'énergie de masse des électrons : $p_F \ll m_e c$, et donc, d'après la relation 1.29, que la densité de la naine blanche soit faible. Pour les naines blanches de haute densité, on atteint le cas limite ultra-relativiste, où $\gamma = 4/3$. Dans ce cas, le rapport des pressions ne dépend plus du rayon, et l'équilibre ne peut être réalisé que pour une masse donnée, appelée masse de Chandrasekhar. Cette masse est du même ordre de grandeur que la masse solaire : $M_{Ch} = 2.86 \times 10^{30}$ kg $= 1.44\ M_\odot$. Si au départ la masse est inférieure à cette masse limite, c'est la pression des électrons qui l'emporte, et l'étoile subit une expansion jusqu'à ce que la densité diminue suffisamment pour revenir au cas non-relativiste. Si par contre la masse dépasse la masse limite, la pression gravitationnelle l'emporte, et l'étoile subit une contraction que rien n'empêche. La masse de Chandrasekhar est donc une masse limite de stabilité.

1.2.3 Mécanismes d'explosion possibles

Pour obtenir une supernova de type Ia, il faut donc une naine blanche qui atteint la masse limite de Chandrasekhar. Le scénario standard fait intervenir une naine blanche qui fait partie d'un système binaire et accrète de la matière de son compagnon. Mais la masse de Chandrasekhar est atteinte pour une densité $\rho = 2.7 \times 10^{13}$ kg.m^{-3}, supérieure au seuil de la fusion thermonucléaire du carbone, qui est de l'ordre de quelques 10^{12} kg.m^{-3}. La fusion du carbone est donc amorcée avant d'atteindre l'instabilité relativiste (pour $M \lesssim M_{Ch}$). Le milieu étant dégénéré, la pression n'est plus contrôlée, et la naine blanche est entièrement détruite par une explosion thermonucléaire. Ce scénario explique plusieurs des caractéristiques propres aux supernovæ de type Ia :

- l'absence d'hydrogène dans le spectre : les naines blanches en sont dépourvues
- la présence de ces supernovæ dans les galaxies elliptiques : l'étoile ne doit pas nécessairement être massive
- les raies du fer qui dominent le spectre en phase nébulaire : la fusion du carbone se poursuit jusqu'à la synthèse du nickel dans les 0.7 $M_\odot$ centraux, puis les noyaux se désintègrent selon :

$$\begin{cases} {}^{56}_{28}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{56}_{27}\mathrm{Co} + e^+ + \nu_e & (T = 6 \text{ jours}) \\ {}^{56}_{27}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{56}_{26}\mathrm{Fe} + e^+ + \nu_e & (T = 77 \text{ jours}) \end{cases}$$

- la courbe de lumière observée (figure 1.7) : la décroissance en deux temps est due aux périodes radioactives de désintégration.

et a par conséquent beaucoup de succès à son actif. La source de l'énergie lumineuse est la suite de désintégrations, la montée de la courbe de lumière étant expliquée par la baisse d'opacité de la matière éjectée, qui s'effectue en une dizaine de jours. Le milieu étant ensuite transparent, la

luminosité décroît exponentiellement (et par conséquent la magnitude décroît linéairement), ce qui est caractéristique d'un processus radioactif.

Il reste cependant des incertitudes sur le mode de combustion, les modèles actuels ne permettant pas de trancher entre déflagration (la propagation du front de combustion est subsonique) et détonation (elle est supersonique et produit une onde de choc). De nombreuses simulations d'explosions ont été faites et leurs résultats comparés aux données, et l'on penche aujourd'hui pour une "détonation retardée", c'est à dire un mécanisme qui commence par une déflagration qui devient ensuite une détonation [42, 43]. Les simulations d'explosions sont délicates car la taille de l'objet à simuler est de l'ordre du millier de kilomètres alors que la structure de flamme est dominée par des effets turbulents dont la taille caractéristique est de l'ordre du centimètre. Si aujourd'hui le transfert radiatif est mieux connu, et si les simulations parviennent à considérer des cas où l'équilibre thermique local n'est plus vérifié, l'ignition reste encore méconnue.

D'autres scénarios existent pour l'explosion de supernovæ de type Ia [44], comme par exemple la coalescence de deux naines blanches de faibles masses, initialement en système binaire, qui se rapprochent progressivement en émettant des ondes gravitationnelles. Mais ce scénario semble plutôt conduire à un effondrement qu'à une explosion en supernova, la masse de Chandrasekhar étant alors dépassée de façon plus "brutale" que lors de l'accrétion de la matière d'un compagnon. Les modèles font également intervenir différents types de compagnons, notamment une géante rouge ou une étoile de la séquence principale [44]. Dans le cas où le compagnon est une étoile de la séquence principale, la naine blanche accrète des éléments légers, principalement de l'hélium, et c'est la couche d'hélium accrétée qui subit une détonation dont l'onde de choc amorce la fusion du carbone au cœur de la naine blanche. Ce mécanisme est aujourd'hui écarté car il semble incompatible avec les spectres observés [42].

Les supernovæ de type Ia, parce qu'elles sont l'explosion d'étoiles de compositions et de masses analogues, forment une classe exceptionnellement homogène. Leurs spectres, pris au même moment par rapport au maximum de luminosité, sont très similaires et l'on peut connaître avec une bonne précision l'"âge" (temps écoulé par rapport au maximum de luminosité) d'une supernova de type Ia en comparant son spectre à des spectres d'autres supernovæ Ia à différents âges. Leurs courbes de lumière sont également très proches [45], ce qui en fait les meilleures chandelles standards connues à l'heure actuelle. Elles sont donc dignes d'être étudiées plus en détail avant de les utiliser comme telles.

1.3 Observer les supernovæ de type Ia

Si les supernovæ de type Ia forment une classe très homogène, il n'en reste pas moins des différences d'une supernova à l'autre, en photométrie comme en spectroscopie. On se propose donc ici de voir dans quelle mesure ces différences sont susceptibles de gêner le caractère de chandelle standard de ces objets.

1.3.1 Standardisation de la courbe de lumière

L'étude des courbes de lumière de plusieurs supernovæ de type Ia (SNe Ia) a permis de constater une relation entre la luminosité au maximum et la pente du déclin en luminosité suivant le maximum. En effet, lorsque l'explosion est plus énergétique, la luminosité maximale est plus importante, et elle décroît ensuite de façon plus lente. Grâce aux SNe Ia observées par le sondage Calán/Tololo, Hamuy et son équipe ont pu montrer qu'un seul paramètre suffisait pour décrire la courbe de lumière de ces supernovæ [46, 45]. On utilise souvent dans la littérature des grandeurs de type $\Delta m_T(k)$, qui repésentent, dans la bande spectrale k, le déclin en magnitude entre le maximum et le temps T après

le maximum (en jours) : $\Delta m_T(k) = m_k(t_{max}+T) - m_k(t_{max})$. Les observations de supernovæ proches ont montré que chacune de ces grandeurs était reliée au maximum de luminosité (dans la bande spectrale correspondante) par une relation linéaire, et que l'on pouvait ainsi "standardiser" ces courbes de lumière. Cette relation est du type :

$$\mathscr{M}_{B,corr} = (0.86 \pm 0.21)(\Delta m_{15}(B) - 1.1) \tag{1.39}$$

où $\mathscr{M}$ représente la magnitude de "point zéro" (voir annexe A). Les corrélations observées entre par exemple $\Delta m_{15}(B)$, $\Delta m_{20}(V)$ et $\Delta m_{60}(V)$ sont un argument supplémentaire en faveur de cette standardisation. Si certains penchent pour l'utilisation de $\Delta m_{20}(V)$ [42], la grandeur la plus couramment utilisée reste $\Delta m_{15}(B)$. L'équipe du SCP (Supernova Cosmology Project) quant à elle propose un autre moyen de standardiser les SNe Ia en définissant un "stretch factor", facteur d'étirement à appliquer à la courbe de lumière (ou plus précisément à l'axe temporel) pour obtenir la courbe standard moyenne [47, 23]. Bien sûr cela revient au même et on peut relier $\Delta m_{15}(B)$ au facteur de stretch s :

$$\Delta m_{15}(B) = 1.96(s^{-1} - 1) + 1.07 \tag{1.40}$$

Ce facteur permet d'ajuster les courbes de lumière avec une dispersion inférieure à 0.05 mag sur tout le domaine de temps de dix jours avant le maximum à 80 jours après. La figure 1.8 représente des exemples de courbes de lumière de SNe Ia dans la bande bleue avant et après standardisation par correction de stretch.

1.3.2 Informations spectrales

Les études de spectres de supernovæ de type Ia ont permis de relier certaines caractéristiques spectrales au maximum de luminosité [48]. Nugent *et al.* définissent par exemple des rapports de raies $\mathscr{R}$(Si II) et $\mathscr{R}$(Ca II) (on fait le rapport des flux pour deux pics d'émission émergeant de l'absorption du calcium pour $\mathscr{R}$(Ca II), et le rapport des profondeurs de deux raies du silicium pour $\mathscr{R}$(Si II)) qui d'une part sont reliés à la magnitude au maximum de luminosité, et d'autre part sont corrélées car elles évoluent de la même façon avec la magnitude maximale. Aujourd'hui, d'autres rapports sont définis qui semblent plus robustes, comme $\mathscr{R}$(SiS) [49]. Ces études, qui couplent observations et simulations, ont permis également de déduire que les différences spectroscopiques et photométriques entre SNe Ia étaient dues à des différences de température, elles-mêmes directement reliées aux taux de production de nickel au cours de l'explosion, la désintégration radioactive de cet élément étant la principale source d'énergie par la suite (voir 1.2). L'abondance de nickel est donc un paramètre fondamental pour expliquer les différences entre supernovæ [48, 42]. Il faut ainsi remonter jusqu'à la nucléosynthèse qui se produit au cours de l'explosion, et considérer l'importance de la composition du progéniteur et du type d'explosion. Hatano *et al.* par exemple [50] montrent que la diversité spectrale des SNe Ia n'est pas unidimensionnelle et proposent d'expliquer les différences observées pour plusieurs spectres ayant un rapport $\mathscr{R}$(Si II) identique par différents modèles d'explosion. Plusieurs simulations ont été faites à plusieurs niveaux pour comprendre la composition des naines blanches et surtout ses effets sur la supernova résultante. Le nickel étant produit par la fusion explosive du carbone, la fraction en masse de carbone dans le progéniteur paraît être un paramètre clef pour expliquer les différences entre SNe Ia [51]. Ceci permettrait également d'expliquer les différences observées entre les supernovæ dont l'hôte est elliptique ou non, car les différences d'âge modifient le système progéniteur (naine blanche + partenaire géante rouge) et par là la fraction massique de carbone. Des simulations d'évolution stellaire permettent ensuite, à partir de la masse et de la métallicité[5] initiale d'étoiles de la séquence principale, de prédire la fraction en masse de

[5]En astrophysique, est appelé "métal" tout élément autre que l'hydrogène et l'hélium. La métallicité Z est donc la fraction massique de tous ces éléments "lourds" réunis. Pour le Soleil : $Z_\odot = 0.02$

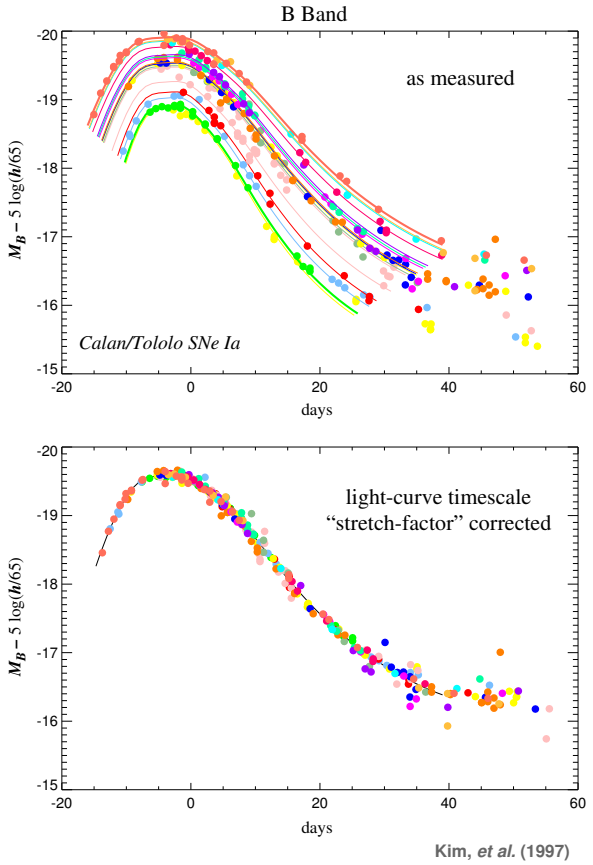


FIG. 1.8 – Courbes de lumière de SNe Ia et leur standardisation par le facteur de stretch.

carbone pour la naine blanche résultante [52]. Cette fraction peut varier entre 0.36 et 0.5 pour des étoiles de départ dont la masse est comprise entre 3 et 9 $M_\odot$.

Des simulations très complètes ont été réalisées pour comprendre les effets du rapport C/O mais aussi de la métallicité du progéniteur sur la courbe de lumière et sur le spectre des SNe Ia [43], afin notamment de détecter d'éventuels effets dus à l'évolution des SNe Ia au cours du temps. La conclusion de ces études est la nécessité pour pouvoir détecter ces effets d'avoir des spectres précis, et surtout de détecter les supernovæ le plus tôt possible après l'explosion, car c'est la lumière envoyée avant le maximum de luminosité qui contient le plus de renseignements sur la nucléosynthèse et ainsi la composition du progéniteur. La partie bleue du spectre notamment est affectée par le taux de métallicité. Si ces effets d'évolution sont susceptibles de gêner les mesures des paramètres cosmologiques [53], une très bonne compréhension des effets de métallicité, acquise notamment grâce à l'observation précise de supernovæ proches variées (ayant différents types d'hôtes notamment), permettra de corriger ces effets lors de l'observation de supernovæ plus lointaines [54]. En effet, l'Univers est de plus en plus riche en éléments lourds, produits par les réactions de fusion dans les étoiles et les explosions thermonucléaires. Plus l'on remonte dans le temps donc (en observant à grand décalage vers le rouge), plus la métallicité est faible. Des études récentes ont montré que pour des décalages vers le rouge de l'ordre de 1, les effets de l'évolution des supernovæ au fil des âges et de l'accélération de l'Univers deviennent opposés et on peut les différencier [26], mais il faut pour

cela observer des supernovæ très lointaines.

1.3.3 Utilisation en cosmologie

Aux corrections évoquées plus haut (paragraphe 1.1.3), à appliquer à toute mesure de flux dans l'Univers, s'ajoutent donc, dans le cas des supernovæ de type Ia, des incertitudes restantes sur l'évolution de ces objets dans le temps ainsi que des disparités à mieux comprendre. Avant d'utiliser les observations de supernovæ de type Ia à des fins cosmologiques, il faut donc s'intéresser de plus près à leurs caractéristiques, et tenter d'obtenir un maximum d'information sur ces phénomènes. Par exemple, l'observation de supernovæ lointaines peut être beaucoup plus précise si elle contient l'information spectrale, d'une part pour déterminer leur décalage vers le rouge, et d'autre part pour appliquer des corrections K fiables. Mais une meilleure connaissance des supernovæ peut être obtenue grâce à l'observation détaillée de supernovæ proches, notamment dans les parties les plus bleues du spectre (qui contiennent des informations sur la métallicité, mais aussi qui se retrouveront dans le rouge pour les SNe Ia lointaines), et le plus tôt possible après l'explosion proprement dite afin d'obtenir le maximum d'informations avant que le maximum de luminosité ne soit atteint. Des études de ce type permettront de mieux comprendre la physique de ces explosions et ainsi de généraliser ce qui peut l'être aux SNe Ia lointaines.

1.4 Conclusions

Ce premier chapitre nous a permis d'introduire les connaissances actuelles de notre Univers et de sa composition, et de mettre en avant l'intérêt des observations de supernovæ de type Ia pour approfondir ces connaissances. Nous avons ainsi pu constater la nécessité d'observer des chandelles standards de plus en plus lointaines, et donc l'amélioration de l'instrumentation dans les domaines à la fois du spatial et de l'infrarouge. Mais avant l'aboutissement de ces projets, il est nécessaire de procéder à l'observation de supernovæ Ia proches, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord pour compléter le diagramme de Hubble à faible décalage vers le rouge, afin d'apporter une contrainte suffisante pour un bon ajustement des modèles cosmologiques lors de l'ajout de points à décalage vers le rouge plus important. Ensuite, pour mieux comprendre les supernovæ et leur caractère de chandelle standardisable, et ainsi en déduire les corrections indépendantes de la cosmologie à appliquer aux observations, forcément moins précises, d'objets plus lointains. Enfin, pour limiter le mieux possible les erreurs systématiques encore existantes sur les observations actuelles de ces objets.

L'expérience "The Nearby Supernova Factory" est dédiée à l'observation de ces objets, et l'on se propose dans le chapitre suivant de revenir en détail sur celle-ci.

Chapitre 2

The Nearby Supernova Factory : une expérience dédiée aux supernovæ Ia proches

2.1 Les objectifs de l'expérience

2.1.1 Pourquoi les supernovæ Ia proches ?

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'étude des supernovæ de type Ia (SNe Ia) est aujourd'hui un moyen d'obtenir des informations sur notre Univers lui-même. L'observation de SNe Ia de plus en plus lointaines permet notamment d'obtenir des contraintes de plus en plus strictes sur les paramètres cosmologiques. Mais avant de nous intéresser aux supernovæ lointaines, il est important de bien connaître leur comportement lorsqu'elles sont proches, et ce principalement pour deux raisons. Tout d'abord parce que les objets proches peuvent être observés avec un meilleur rapport de signal sur bruit, et donc avec une meilleure précision. De nombreuses observations de SNe Ia proches et surtout de leur spectre avec une bonne résolution permettront ainsi de mieux les connaître, de comprendre leur diversité et ainsi de mieux apprécier leur caractère de chandelle standard. Aider à la compréhension de la physique de ces explosions constitue indéniablement un aspect important de l'étude des SNe Ia proches, tant en soi que pour l'appliquer ensuite à l'étude des objets plus lointains. Enfin, la construction du diagramme de Hubble dépend de façon primordiale de l'ajout d'un nombre conséquent de points à faible décalage vers le rouge. L'objectif est donc ici d'observer un grand nombre de supernovæ avec une bonne précision afin que les statistiques soient suffisantes pour ne plus laisser une trop grande liberté au "bras de levier" qu'ont les modèles cosmologiques dans le diagramme de Hubble à faible décalage vers le rouge. L'étude des SNe Ia proches est nécessaire pour permettre, grâce leur complémentarité, à l'étude des supernovæ lointaines d'être réellement concluante. L'expérience SNfactory [55] servira donc de base aux expériences spatiales telles que SNAP/JDEM.

2.1.2 Les défis à relever et la réponse apportée par SNfactory

Principaux problèmes posés

La recherche de supernovæ proches ne peut se faire de la même manière que pour les supernovæ lointaines. En effet, un même champ lointain observé pendant un an révèlera de nombreuses

supernovæ[1] alors qu'en champ proche on ne peut espérer en obtenir au maximum qu'une par an. Il faut donc observer de larges zones de ciel, ce qui ne permet pas d'utiliser les mêmes télescopes et instruments pour la découverte que pour le suivi des SNe Ia. En outre, il est important de faire une recherche qui ne pointe pas spécialement vers des galaxies connues afin de s'affranchir de la dépendance aux catalogues de galaxies déjà existants. Certaines explosions se produisent en effet dans des galaxies hôtes à flux très faibles et ne peuvent être détectées par une approche ciblée de la recherche de supernovæ [35], qui s'en trouve donc biaisée.

Une fois les SNe Ia découvertes, la précision souhaitée sur les courbes de lumière nécessite un suivi complet, et donc un instrument dédié et un temps d'observation conséquent. Nous avons vu dans le chapitre précédent que, pour mieux comprendre la physique des explosions de supernovæ, il était important de pouvoir connaître de façon précise les spectres d'un grand nombre d'entre elles, sur un grand intervalle de longueur d'onde. Il est important également de connaître avec précision les données photométriques de chaque supernova pour avoir une courbe de lumière la plus complète et la plus précise possible et construire un diagramme de Hubble avec des incertitudes réduites. C'est donc l'ensemble des données spectrophotométriques sur chaque supernova qui nous intéresse ici.

Principe de l'expérience

Pour répondre à ces problèmes, SNfactory a construit tout un programme de recherche et de suivi des supernovæ [56]. Les expériences précédentes ont en effet montré qu'une automatisation et une très bonne coordination entre la recherche et le suivi des supernovæ étaient un atout indéniable. Seule une instrumentation dédiée et optimisée pour l'observation des supernovæ permet donc de construire le grand échantillon de qualité nécessaire pour atteindre les objectifs. Il apparaît également de façon claire que l'association de la spectroscopie et de la photométrie est indispensable pour comprendre la physique des supernovæ de type Ia et exploiter intégralement cet indicateur de distance.

Le but de l'expérience est donc d'obtenir des courbes de lumière spectrophotométriques allant de 3200 à 10 000 Å pour quelques centaines de supernovæ Ia proches afin de couvrir le mieux possible l'espace des paramètres des SNe Ia. Le décalage vers le rouge z des supernovæ est compris entre 0.03 et 0.08 : suffisamment petit pour permettre des observations au sol sans recourir à un temps de télescope excessif, et suffisamment grand pour se situer dans le flot de Hubble.

La recherche de nouvelles supernovæ est assurée grâce à la collaboration avec le groupe Near-Earth Asteroid Tracking (NEAT) du Jet Propulsion Laboratory, qui fournit ses images du ciel à SNfactory (cf. section 2.2). Elle permet de détecter les SNe Ia 10 à 15 jours avant leur maximum de luminosité. Les SNe Ia sont ensuite suivies grâce à un spectrographe à champ intégral, SNIFS, sur lequel nous reviendrons en détail par la suite, qui permet d'obtenir à la fois le spectre et les mesures photométriques de chaque objet qu'il observe. Si les conditions le permettent (météorologie et cycle de la Lune principalement), les données spectrophotométriques d'une supernova sont obtenues tous les 3 jours environ, et ce de la détection à 45 jours après le maximum de luminosité. Ceci est suffisant car le spectre d'une SN Ia évolue notablement sur une échelle de 5 à 7 jours. On obtient ainsi une quinzaine de spectres pour chaque supernova. Une acquisition spectrophotométrique est ensuite réalisée environ un an après l'explosion de la supernova en tant que "référence finale" afin d'obtenir de meilleures précisions sur la lumière de la galaxie hôte à soustraire aux premières données.

Parmi les supernovæ observées par SNfactory, certaines sont également observées dans l'ultraviolet par le télescope spatial Hubble, ce qui est inestimable : cela permet en effet de mieux connaître les propriétés des spectres à des longueurs d'onde qui se retrouveront dans le visible à grand dé-

[1] Le chiffre donné par l'expérience SNLS est d'environ 7 supernovæ par mois et par degré carré pour un décalage vers le rouge inférieur à 1. Dans une année d'observations il y a en pratique au mieux 5 mois pour des observations au sol.

calage vers le rouge. De plus, cette zone du spectre contient des informations sur la métallicité atmosphérique de la supernova [54, 43].

SNfactory est une expérience réunissant des équipes issues de divers laboratoires américains et français. On y trouve notamment, aux États-Unis : le Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) en Californie, l'Université de Californie, l'Université de Chicago dans l'Illinois, l'Université de Yale dans le Connecticut, et en France : le Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL), le Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies (LPNHE, Paris), et l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL).

2.2 Comment trouver de nouveaux candidats

2.2.1 Utilisation des données NEAT

Pour répondre au problème de la recherche de nouveaux candidats, l'expérience SNfactory utilise les données obtenues par le groupe Near-Earth Asteroid Tracking (NEAT), du Jet Propulsion Laboratory (Pasadena, Californie). Ce sont des images récoltées par deux télescopes de 1.2 m munis d'imageurs CCD grand champ, l'un à Hawaii au sommet d'Haleakala et l'autre à l'observatoire du Mont Palomar, au sud de la Californie. La problématique de la recherche d'astéroïdes se rapproche beaucoup de celle qui nous préoccupe ici : il faut scanner de grandes zones de ciel régulièrement puis comparer les données obtenues sur deux images différentes du même champ. On détecte ainsi le mouvement des astéroïdes en prenant trois images du même champ espacées de quinze minutes [57], mais on peut aussi détecter l'apparition d'un nouvel objet en soustrayant des images du même champ prises différentes nuits. Les objets restants à l'issue de la soustraction sont alors de nouveaux candidats, détectés sans aucun *a priori* sur leur position relativement aux autres objets. Un exemple de soustraction ayant permis la detection d'une supernova est représenté figure 2.1. L'utilisation des données NEAT pour la recherche de nouveaux candidats permet donc d'obtenir un échantillon non biaisé de supernovæ. On espère ainsi découvrir plusieurs supernovæ par semaine. Des retards et des difficultés dans le développement du programme de traitement automatique de ces données ne nous ont pas permis d'atteindre ce taux à ce jour.

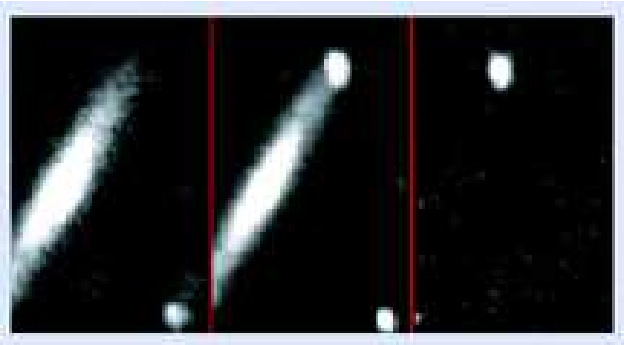


FIG. 2.1 – Exemple de soustraction de données NEAT ayant permis la découverte d'une supernova : à gauche, la pose de référence, au milieu, la pose de découverte, à droite, la soustraction mettant en évidence la nouvelle supernova.

Un autre grand avantage de l'utilisation des données NEAT est que, chaque zone de ciel étant balayée trois fois par mois, les candidats sont découverts très tôt après leur explosion, alors que leur flux est encore relativement faible, d'une magnitude de l'ordre de 19. Cette découverte à faible flux permet non seulement de réduire le biais de Malmquist (cf explication au paragraphe 1.1.3), mais aussi d'assurer le suivi de la supernova le plus tôt possible dans son évolution. Le nouveau candidat

peut en effet être observé en spectrophotométrie dans les trois jours qui suivent sa découverte, ce qui évite les délais rencontrés habituellement entre la confirmation du candidat, la parution dans les International Astronomical Union Circulars et la décision du suivi, typiquement de l'ordre d'une semaine pour les autres expériences. Ceci permet à SNfactory d'obtenir des courbes de lumière plus complètes avant le maximum de luminosité, ce qui est très intéressant pour la cosmologie : le temps écoulé entre l'explosion et le maximum de luminosité est en effet considéré comme un des paramètres pouvant affecter la luminosité au maximum.

Chaque nuit (hors périodes de pleine Lune), NEAT prend des images du ciel en prenant soin de couvrir chaque zone au moins trois fois en une heure. Cette répétition sert à détecter le mouvement des astéroïdes, mais est aussi utile pour SNfactory qui peut ainsi obtenir une image de référence corrigée de ces mêmes astéroïdes et des rayons cosmiques. Les champs sont scannés aussi souvent que possible tout en gardant une couverture totale du ciel allant de -25 à +25 en déclinaison (voir annexe A sur les coordonnées du ciel). Dans le cas idéal, ceci correspond à seulement six jours d'écart entre deux observations du même champ, mais la météorologie et la lune en décident souvent autrement. On obtient cependant deux observations du même champ en moins de deux semaines en général. Les données sont ensuite transférées au laboratoire de Berkeley (LBNL), où elles sont traitées. La soustraction se fait de la même façon que pour la recherche de supernovæ à plus grand décalage vers le rouge ($\mathfrak{z} \geq 0.5$) utilisée par le Supernova Cosmology Project (SCP), ce qui garantit une certaine homogénéité des échantillons. L'automatisation des soustractions est la partie la plus délicate, car il faut prendre en compte les différences dues à l'évolution des conditions atmosphériques (fond de ciel, transmission, etc.) d'une nuit à l'autre.

2.2.2 Vérifications sur le nouveau candidat

Une fois les soustractions effectuées, il faut trier les candidats, car même si la variation de luminosité est réelle, il peut s'agir d'une étoile, d'un noyau actif de galaxie (AGN) ou encore d'un astéroïde particulièrement lent. En effet, 85% des objets découverts s'avèrent être des étoiles variables non encore connues comme telles. Pour les éliminer, des soustractions sont également effectuées entre les données les plus récentes et les archives de NEAT qui permettent de construire une courbe de lumière sur deux ans pour chaque candidat. On regarde également la présence ou non de lumière sur les poses de référence afin de déterminer la présence d'un "hôte" et de discriminer l'éventuelle galaxie hôte pour une supernova de l'étoile variable ou de la galaxie à noyau actif. Un ordre de priorité est ensuite donné pour chacun des candidats ayant passé cette première classification. Premièrement, les critères d'*observabilité* : la possibilité de suivre le champ pendant 2 à 3 mois depuis le sommet du Mauna Kea, la présence d'étoiles dans le même champ pour le guidage et l'étalonnage, l'absence de phénomènes susceptibles de gêner les mesures comme une extinction galactique importante ou la présence d'une étoile très brillante dans le champ. Deuxièmement, les critères de *désirabilité* : si la galaxie hôte est elliptique, il y a de fortes chances pour que la supernova soit de type Ia, et elle subira peu d'extinction galactique par les poussières ; si la galaxie hôte est peu lumineuse, la supernova aura une métallicité plus faible et sera ainsi plus analogue aux supernovæ lointaines.

Une fois l'ordre de priorité établi, les candidats retenus seront tout d'abord pointés grâce à d'autres télescopes lorsque cela est possible (télescope de 1 m à l'observatoire du Lick au Mont Hamilton par exemple) pour vérifier leur présence et la croissance de leur luminosité. Ils seront ensuite pointés par le spectrographe à champ intégral SNIFS pour obtenir un premier spectre et déterminer la nature de l'objet : s'il s'agit bien d'une supernova, on détermine ainsi son type.

Grâce à son dispositif de recherche de candidats, l'expérience SNfactory dispose d'un échantillon beaucoup moins biaisé que les expériences précédentes, et permettra entre autres de mieux estimer les taux de supernovæ et la proportion de supernovæ "particulières".

2.3 Etudier la spectrophotométrie avec un spectrographe à champ intégral

La récupération de l'information spectrophotométrique contenue dans un objet céleste est en général un problème à trois dimensions : deux spatiales (x, y) et une spectrale λ. Or il n'existe aujourd'hui que des détecteurs bidimensionnels. L'enjeu est donc ici de récupérer cette information tridimensionnelle sans trop la dégrader avec un détecteur à seulement deux dimensions. Les spectrographes classiques "à longue-fente" ne permettent de récupérer l'information spectrale qu'au détriment de l'une des deux dimensions spatiales (perpendiculaire à l'axe de la fente). Pour récupérer l'information manquante, deux solutions sont envisageables : le *spectromètre*, un spectrographe classique qui utilise du temps d'observation pour que la fente puisse balayer tout le champ, et le *spectrographe à champ intégral* (IFS pour l'acronyme anglais Integral Field Spectrograph), qui entreprend de réunir le maximum de données simultanément sur le détecteur. C'est ce principe que SNfactory a choisi et que nous allons détailler ici, avant de revenir sur les raisons qui ont motivé ce choix.

2.3.1 Principe de l'IFS

L'IFS à trame de micro-lentilles permet d'acquérir simultanément l'information spectrale et spatiale d'un champ, comme nous allons le voir ici. Le schéma de la conception optique est représenté figure 2.2.

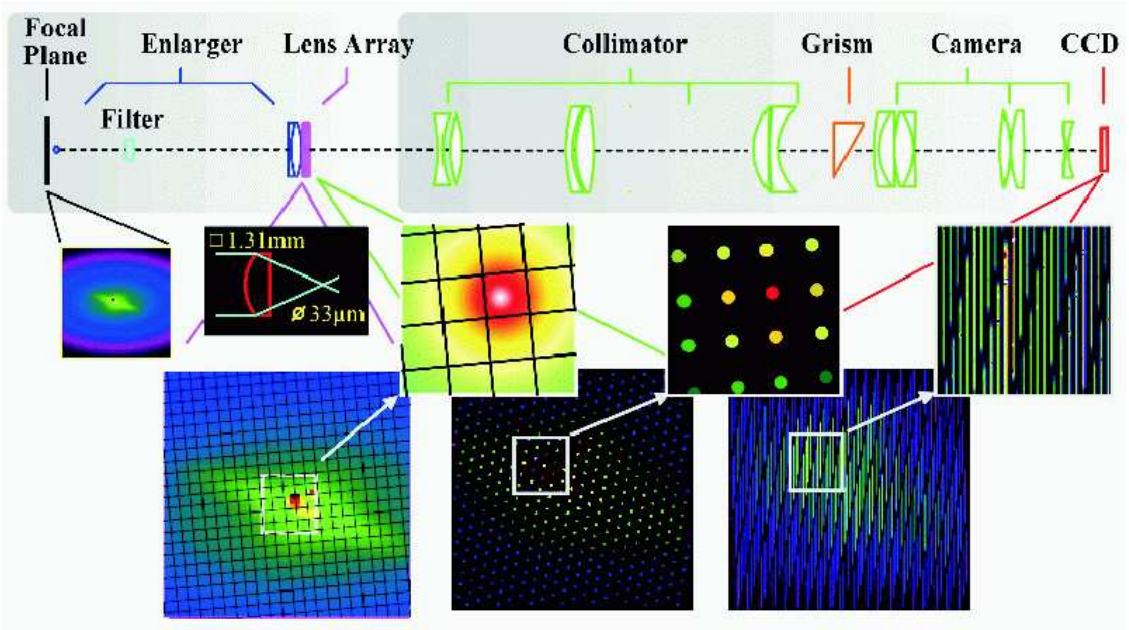


FIG. 2.2 – Schéma de principe de l'IFS à trame de micro-lentilles "de type TIGER".

L'image du champ que l'on veut observer est agrandie puis projetée sur une trame de micro-lentilles. Chaque micro-lentille de la trame fait converger la lumière qu'elle reçoit de façon à obtenir une image de la pupille du télescope appelée micro-pupille et beaucoup plus petite (environ 30 fois) que la micro-lentille elle-même. On obtient donc un ensemble d'images séparées les unes des autres et dont chacune contient toute la lumière contenue dans la partie de champ délimitée par la micro-lentille. On utilise ensuite un spectrographe classique à grism : le grism est un prisme de petit angle

au sommet avec un réseau gravé sur une de ses faces (grism = grating + prism). L'association des deux permet de réduire de façon importante la déviation du faisceau et surtout les aberrations chromatiques du spectre obtenu par un réseau classique. Chaque micro-pupille est donc dispersée par le grism et on obtient un spectre sur le détecteur. Pour éviter que les spectres des micro-pupilles voisines ne se chevauchent, on a pris soin de décaler d'un petit angle l'axe de dispersion de l'alignement des micro-lentilles. On obtient donc finalement sur le capteur autant de spectres que de micro-lentilles et aucune information contenue initialement dans le champ n'est perdue. Ce principe d'IFS à trame de micro-lentille a été utilisé pour la première fois pour réaliser l'instrument TIGER [58], construit au Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL - Saint-Genis-Laval) par l'équipe qui a également construit SAURON [59], OASIS [60], puis SNIFS. D'autres IFS existent, par exemple avec un système de fibres optiques à la place de la trame de micro-lentilles, et aujourd'hui on s'oriente beaucoup vers les IFS utilisant la technique du "slicer", qui découpe le champ en tranches et les traite comme autant de fentes (le projet MUSE [61] en est un exemple).

2.3.2 Caractéristiques

Par son principe même, l'IFS permet donc d'obtenir un maximum de la spectrophotométrie du champ observé, en gardant une précision correcte sur chacune des trois dimensions (x, y, λ). Il permet également d'éviter un des grands problèmes posés par la spectroscopie longue fente classique : le réglage de la largeur et de la position de la fente. En effet, il faut une fente suffisamment large pour contenir tout l'objet à observer si l'on tient à réduire la perte de flux. En revanche, si l'on veut réduire les erreurs systématiques sur la longueur d'onde induites par un mauvais centrage de l'objet sur la fente ("l'effet de fente" [58]), il faut une fente fine, dont la largeur n'excède pas la moitié du diamètre apparent de l'objet. L'IFS offre donc le grand avantage de récupérer quoi qu'il arrive tout le flux contenu dans le champ observé, surtout si l'on prend soin de choisir une trame de micro-lentilles jointives (carrées ou hexagonales par exemple). Cette propriété le rend bien supérieur au spectrographe à fente aussi pour des raisons géométriques : il arrive parfois que les objets observés soient fortement asymétriques, comme par exemple certaines galaxies structurées, et que la perte de l'information selon une des dimensions spatiales non seulement ne permette pas de détecter cette géométrie particulière, mais en plus perturbe la mesure du spectre en introduisant un "effet de fente". Dans notre exemple, le champ observé par SNIFS contiendra typiquement une supernova et sa galaxie hôte. Un spectrographe à fente devrait donc logiquement être orienté selon l'axe comprenant la supernova et le centre de la galaxie hôte pour que toutes les informations importantes soient récupérées. Mais l'alignement selon cet axe peut impliquer la perte d'autres informations, par exemple lorsque la réfraction atmosphérique différentielle (voir chapitre 6) est importante et provoque la perte de certaines zones du spectre.

L'IFS est également plus avantageux que le principe du spectromètre dont la fente balaye le champ dans la mesure où il acquiert les données spatiales et spectrales simultanément et évite ainsi les problèmes dûs aux variations de la transmission atmosphérique et du "seeing" (voir chapitre 6). De plus, les propriétés spatiales et spectrales de l'instrument ne sont pas liées : l'image dispersée par le grism est celle de la pupille et non celle du champ, et la forme d'une raie issue du spectrographe est indépendante du champ.

La couverture spatiale avec un réseau carré de micro-lentilles est très proche de 100%, alors que pour un IFS avec des fibres optiques il est de l'ordre de 70% seulement à cause des pertes dans les gaines. La transmission des micro-lentilles est également meilleure ($\approx$ 96%) que celle des fibres optiques, surtout pour les faibles longueurs d'onde (bleu et proche UV). La trame de micro-lentilles est donc un progrès par rapport aux premiers IFS, dotés de fibres optiques.

Mais bien évidemment, la réalisation d'un IFS n'est pas exempte de contraintes. Par exemple, la taille des micro-lentilles ne doit pas dépasser la moitié du seeing si l'on ne veut pas que l'illumination

de la micro-pupille puisse être affectée. La taille du capteur étant limitée, il faut également trouver un compromis pour obtenir à la fois un grand nombre de spectres pour une bonne résolution spatiale et des spectres suffisamment étalés pour une bonne résolution spectrale. Il faut également que l'espace séparant deux spectres voisins soit suffisant pour effectuer une bonne extraction, tout en étant le plus réduit possible afin d'avoir beaucoup de spectres sur le détecteur. Enfin, il ne faut pas oublier de permettre à l'instrument d'être éclairé par des lampes pour les différents étalonnages, notamment en longueur d'onde, et ce comme si cette lumière venait du télescope. Nous verrons dans la section suivante les choix qui ont été faits pour SNIFS.

2.4 L'instrument SNIFS

2.4.1 Caractéristiques

Le SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS) cherche à couvrir un très grand domaine de longueur d'onde, comprenant tout le visible et débordant sur l'ultraviolet et l'infrarouge proches, et ce avec une très bonne résolution. Les limitations instrumentales comme la taille des détecteurs CCD mais aussi les capacités des réseaux (la dispersion par un réseau ne peut dépasser l'octave sans rencontrer de problèmes de faible transmission et surtout de pollution par le second ordre) ont amené l'équipe du CRAL à utiliser deux "canaux" pour le spectrographe. La lumière venant du télescope est donc séparée par une lame dichroïque qui réfléchit la lumière bleue et transmet la lumière rouge, la transition se situant aux environs de 5400 Å. Deux IFS sont disposés de part et d'autre de cette lame, et on obtient ainsi une couverture spectrale allant de 320 nm à 1 μm. L'échantillonnage spectral est de l'ordre de 3 Å selon le canal.

SNIFS observe principalement des supernovæ, donc des sources ponctuelles. Le télescope de 2.2 m de l'Université d'Hawaii, sur lequel SNIFS est monté, n'étant pas pourvu d'optique adaptative, l'image d'une source ponctuelle sera donc limitée par le seeing, de l'ordre de 0.8 à 1″ [2]. L'échantillonnage spatial de SNIFS est de $0.4'' \times 0.4''$, et une supernova couvre donc un minimum de quatre échantillons. Les trames de micro-lentilles (une par canal) sont des carrés de 15 micro-lentilles de côté, ce qui permet de couvrir un champ de $6'' \times 6''$, contenant à la fois la supernova et une partie au moins de sa galaxie hôte. On peut ainsi soustraire le "fond de galaxie" du spectre de la supernova. Cela implique de pouvoir projeter 225 spectres sur chaque CCD, ce qui nécessite des spectres dont la largeur ne dépasse pas 2 pixels. La figure 2.3 montre un exemple de pose prise sur le CCD du canal rouge avec une lampe d'étalonnage à spectre continu. On peut vérifier ici que la pollution des spectres par l'ordre zéro et l'ordre deux du réseau reste faible car ceux-ci sont peu lumineux.

Les capteurs CCD (Charge-Coupled Device) de SNIFS sont composés de 2048×4102 pixels carrés de 15 μm de côté. Ce sont des détecteurs de grande qualité adaptés au type de données observées par SNIFS. Le capteur du canal rouge est en effet différent : il est plus épais pour être mieux adapté aux longueurs d'onde de la lumière observée dans ce canal. L'efficacité quantique du détecteur est ainsi meilleure et permet de détecter jusqu'au proche infrarouge, notamment en évitant au maximum les effets d'interférences (aussi appelés "fringing").

La spectrophotométrie ainsi réalisée permet d'obtenir des spectres précis et de reconstuire tout le flux de la supernova reçu à une longeur d'onde donnée. En intégrant sur le domaine de longueur d'onde adéquat, on obtient ainsi la photométrie dans les filtres standards décalés vers le rouge, et

[2] En astronomie, la taille du champ ou des objets observés est mesurée à travers l'angle qu'elle forme pour l'observateur. L'unité la plus courante est donc le degré, avec ses subdivisions en minutes (60 minutes pour un degré) et en secondes (60 secondes pour une minute). On utilisera ainsi dans ce texte les notations classiques : $'$ pour la minute d'arc et $''$ pour la seconde d'arc.

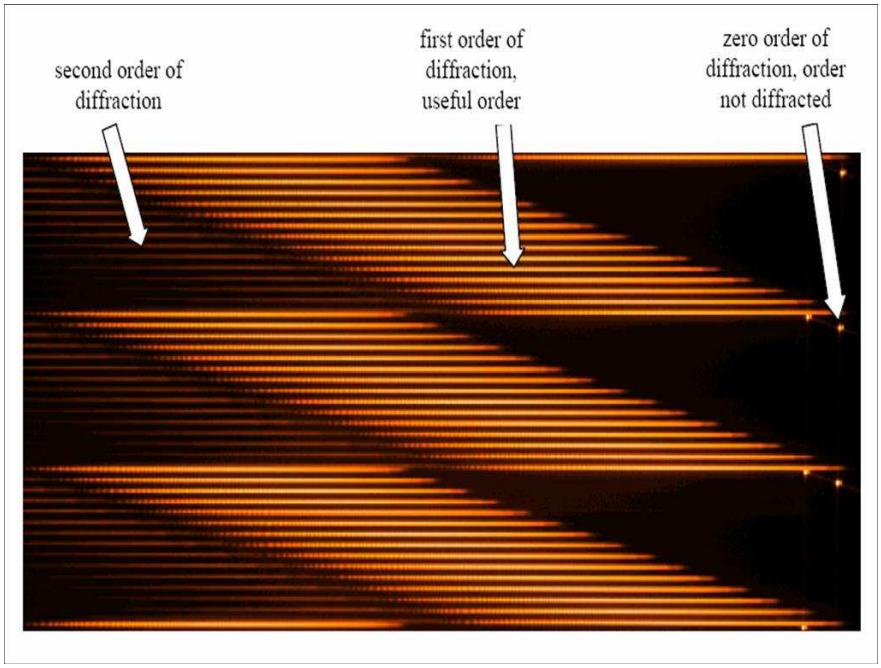


FIG. 2.3 – Exemple de pose d'étalonnage sur un des CCD. On voit sur ce zoom les spectres venant de trois rangées de micro-lentilles. Les spectres sont dispersés selon les colonnes du CCD : l'image a ici été tournée de 90°.

l'on peut prédire ce qui sera observé pour des supernovæ lointaines sans faire intervenir de correction K.

Mais SNIFS ne se contente pas seulement de ses deux IFS, il contient également une troisième voie photométrique et de guidage. Cette voie permet de réaliser la photométrie d'un champ beaucoup plus grand ($4.8' \times 9.6'$) autour de l'objet observé et d'effectuer le guidage précis du télescope pendant la prise de données. Elle utilise pour ce faire deux autres capteurs CCD du même type que pour le canal bleu du spectrographe, l'un pour la photométrie, l'autre pour le guidage. L'échantillonnage spatial est de $0.137''$ par pixel pour ces deux détecteurs. Nous reviendrons par la suite sur leur intérêt (paragraphe 2.4.4).

Pour que tous les capteurs soient éclairés en même temps, la lumière arrive de façon à atteindre directement la voie photométrique et de guidage et seule la lumière provenant de la portion de champ dont on veut le spectre est déviée vers les canaux du spectrographe par un prisme appelé pop (pick-off prism). Nous verrons en détail ultérieurement (paragraphe 2.4.3) la conception mécanique de l'instrument.

2.4.2 Conception optique

Etant données les caractéristiques du télescope de l'UH, le champ carré de $6'' \times 6''$ a une taille très réduite (658×658 μm) au foyer du télescope. Il faut donc l'agrandir afin de pouvoir l'échantillonner avec des lentilles de taille raisonnable : il faudrait sinon des micro-lentilles de 44 μm de côté pour obtenir un pas de $0.4''$. Un dispositif optique qui agrandit le champ à 21×21 mm et fait son image sur la trame de micro-lentilles est donc placé à l'entrée de l'instrument. Ce dispositif est également conçu de manière à ce que l'image du champ soit dans le plan de la trame de micro-lentilles alors que l'image de la pupille d'entrée de l'instrument (ici, le miroir primaire du télescope) est rejetée

à l'infini (on parle alors de faisceau "télécentrique"). Le faisceau de lumière arrivant sur chaque micro-lentille converge alors pour donner l'image de la pupille au plan focal de la trame.

Pour séparer l'instrument en deux canaux, on a placé une lame dichroïque réfléchissant la lumière bleue et transmettant la lumière rouge. Pour éviter dans le canal rouge la pollution par d'éventuels résidus de lumière bleue parvenant à traverser la lame, un filtre coloré lui est associé. Les caractéristiques de ce dispositif sont représentées figure 2.4. Après la lame dichroïque, les dispositifs optiques et en particulier les trames de micro-lentilles sont identiques pour les deux canaux, si ce n'est que les traitements anti-reflets et les réglages sont optimisés pour des domaines de longueur d'onde différents.

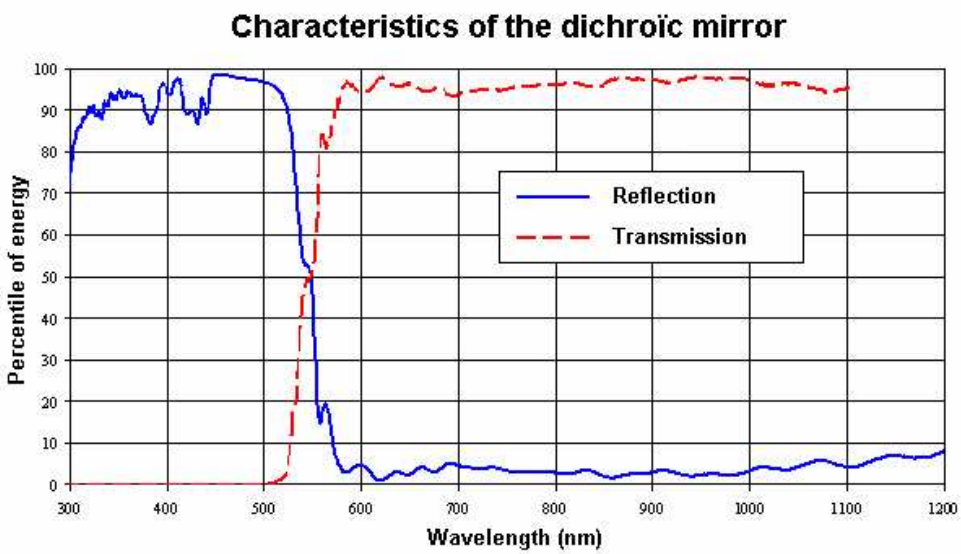


FIG. 2.4 – Performances de la lame dichroïque.

L'image de la supernova que nous voulons observer et de sa galaxie est donc projetée sur la trame de micro-lentilles qui le "découpe" en 225 (15×15) petits échantillons. Le faisceau incident étant télécentrique, on obtient une image de la pupille au foyer de chaque micro-lentille. Les diverses caractéristiques des systèmes optiques, notamment la distance focale faible des micro-lentilles (6.67 mm), font que la taille des micro-pupilles est seulement de 22 μm. Ce sont ces images que le réseau disperse, ce qui fait que la résolution spatiale est maintenant limitée par la taille des micro-lentilles. Toute la lumière comprise dans la portion de champ délimitée par la micro-lentille se retrouve dans la micro-pupille et est dispersée par le grism pour se retrouver dans le même spectre détecté par le CCD. Comme chaque spectre a une longueur de l'ordre du millier de pixels, la trame de micro-lentilles est inclinée autour de l'axe optique afin d'éviter le chevauchement des spectres (voir figure 2.5). Pour une bonne distribution des spectres sur le CCD, l'angle formé par la trame avec la direction de dispersion est de 3.8°.

Chaque micro-lentille est composée de deux lentilles cylindriques croisées : la trame est ainsi réalisée en accolant 15 lentilles demi-cylindriques placées horizontalement les unes à côté des autres avec une autre série de 15 autres lentilles placées verticalement (voir figure 2.6). Un espace de 100 μm sépare les deux séries de lentilles.

Les deux spectrographes suivent les mêmes principes : les micro-pupilles (situées au plan focal image de la trame de micro-lentilles) sont placées au plan focal objet d'un collimateur. Le faisceau

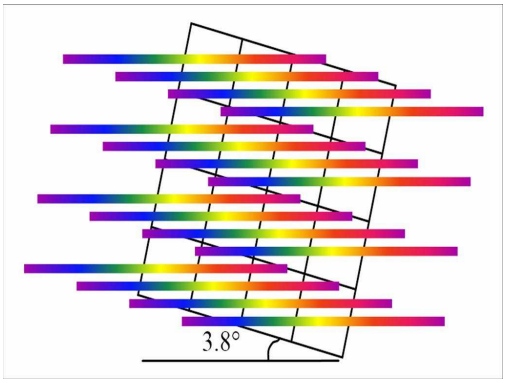
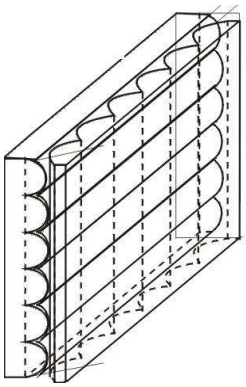
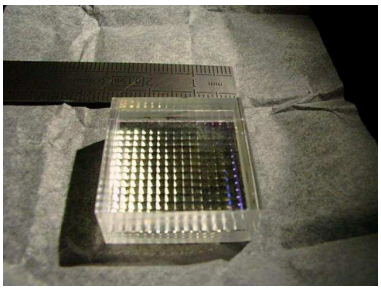


FIG. 2.5 – Inclinaison de la trame de micro-lentilles.



(a) Principe de fabrication



(b) Photographie

FIG. 2.6 – Principe de fabrication et photographie de la trame de micro-lentilles.

parallèle issu du collimateur passe à travers le dispositif dispersif avant d'être refocalisé sur le détecteur par une camera. Afin d'obtenir un instrument plus compact, le faisceau est dévié de 100° par une réflexion interne dans un prisme placé entre le collimateur et la camera et auquel le grism est accolé (voir figure 2.7).

Les poses de science auront en général un rapport de signal sur bruit relativement faible. Pour connaître la position des spectres sur le détecteur afin de l'étalonner correctement, une sphère intégratrice simule le miroir primaire du télescope éclairé de façon homogène. Des lentilles permettent de faire en sorte que l'instrument voie la lumière issue de cette sphère de la même façon que celle venant du télescope. La sphère est utilisée avec des lampes spectrales (argon ou cadmium-mercure) comme avec des lampes blanches (à spectre continu) pour le bon étalonnage des deux canaux. Ce dispositif (appelé unité d'étalonnage) permet ainsi l'étalonnage en longueur d'onde, mais aussi la correction des défaults d'uniformité des trames de micro-lentille et des capteurs CCD. Ces étalonnages et corrections seront exposés dans la partie II.

Le pop (pick-off prism) est placé entre le télescope et l'agrandisseur. Le faisceau est dévié vers le plan de l'instrument par une réflexion interne dans ce prisme. L'unité d'étalonnage ne peut donc

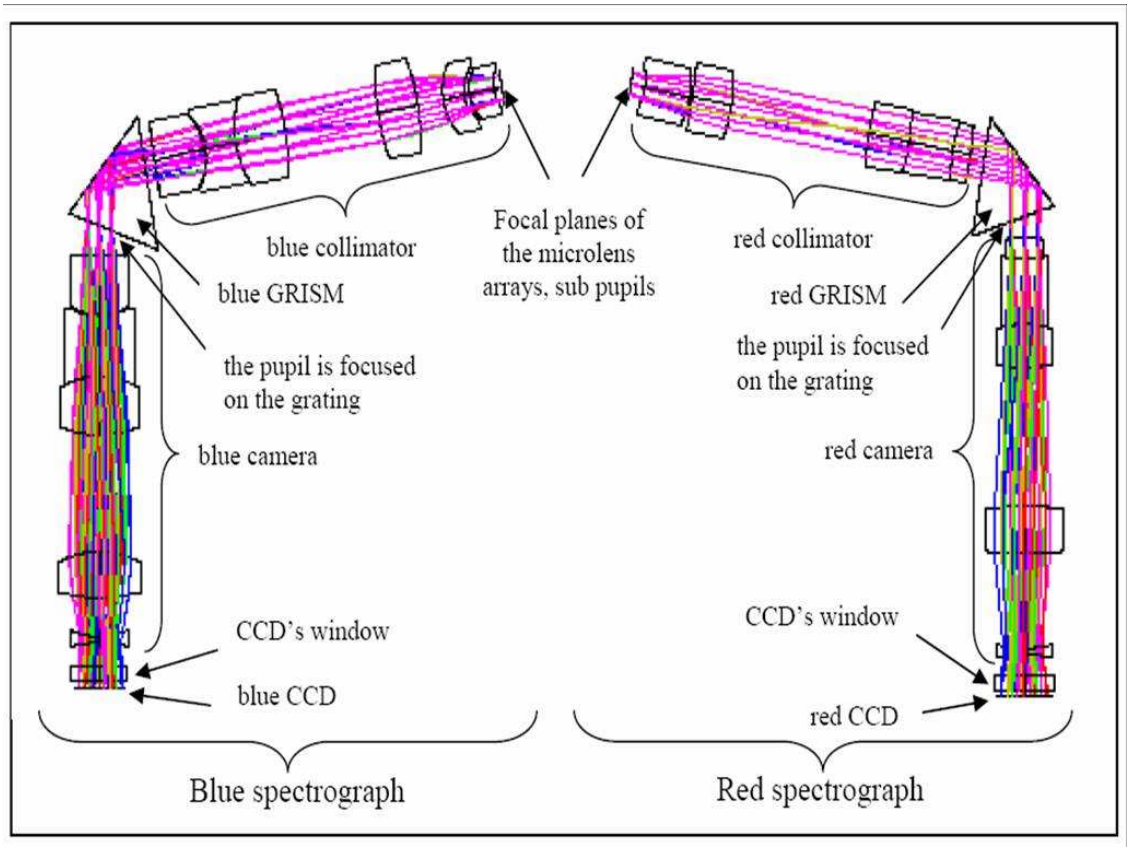


FIG. 2.7 – Schéma des deux spectrographes.

être utilisée que lorsque le pop est retiré. Le canal photométrique et de guidage avec ses filtres est placé juste derrière le pop dans l'axe de la lumière issue du télescope. Le paragraphe suivant revient sur l'agencement mécanique de tous ces éléments.

2.4.3 Conception mécanique

Les supernovæ sont des objets éphémères qui doivent être observés le plus tôt possible après leur détection. L'instrument doit donc être fixé sur un télescope de façon permanente. SNIFS est installé au foyer Cassegrain dévié du télescope de l'Université d'Hawaii (UH). Passer de ce foyer au Cassegrain direct (voir figure 2.8) est très rapide car il ne nécessite qu'un mouvement de miroir : celui qui dévie le faisceau vers le côté du télescope, ou miroir tertiaire.

D'autres instruments peuvent ainsi utiliser le télescope de l'UH lorsque SNIFS n'observe pas. Ceci implique de sérieuses contraintes sur la compacité et le poids total de l'instrument, mais aussi sur sa stabilité. Le plateau d'aluminium sur lequel est fixé l'instrument mesure 1.5×1 m. La masse totale de l'instrument en excluant les lampes d'étalonnage et la connectique électronique (qui totalisent environ 100 kg) est d'environ 260 kg. Deux schémas représentant la conception mécanique de l'instrument se trouvent figure 2.9 et 2.10. La lumière arrive de l'arrière dans les deux cas.

L'instrument suivant le mouvement du télescope pendant une pose, il est important de minimiser les flexions mécaniques. Une étude poussée a donc été réalisée [62] et a montré que l'amplitude des déformations ne dépasse pas 5 μm pour une pose d'une demi-heure. Les deux détecteurs spectraux sont les plus sensibles au mouvement à cause de leur poids (8 kg, principalement dûs au dispositif cryogénique).

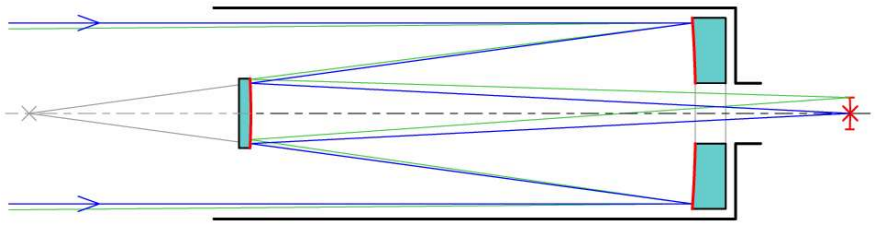


FIG. 2.8 – Foyer Cassegrain d'un télescope : le foyer Cassegrain direct est situé juste derrière le miroir primaire. Pour obtenir un foyer Cassegrain dévié, il suffit d'intercaler un troisième miroir entre les deux premiers, qui dévie le faisceau convergent issu du miroir secondaire vers le côté du télescope (non représenté ici).

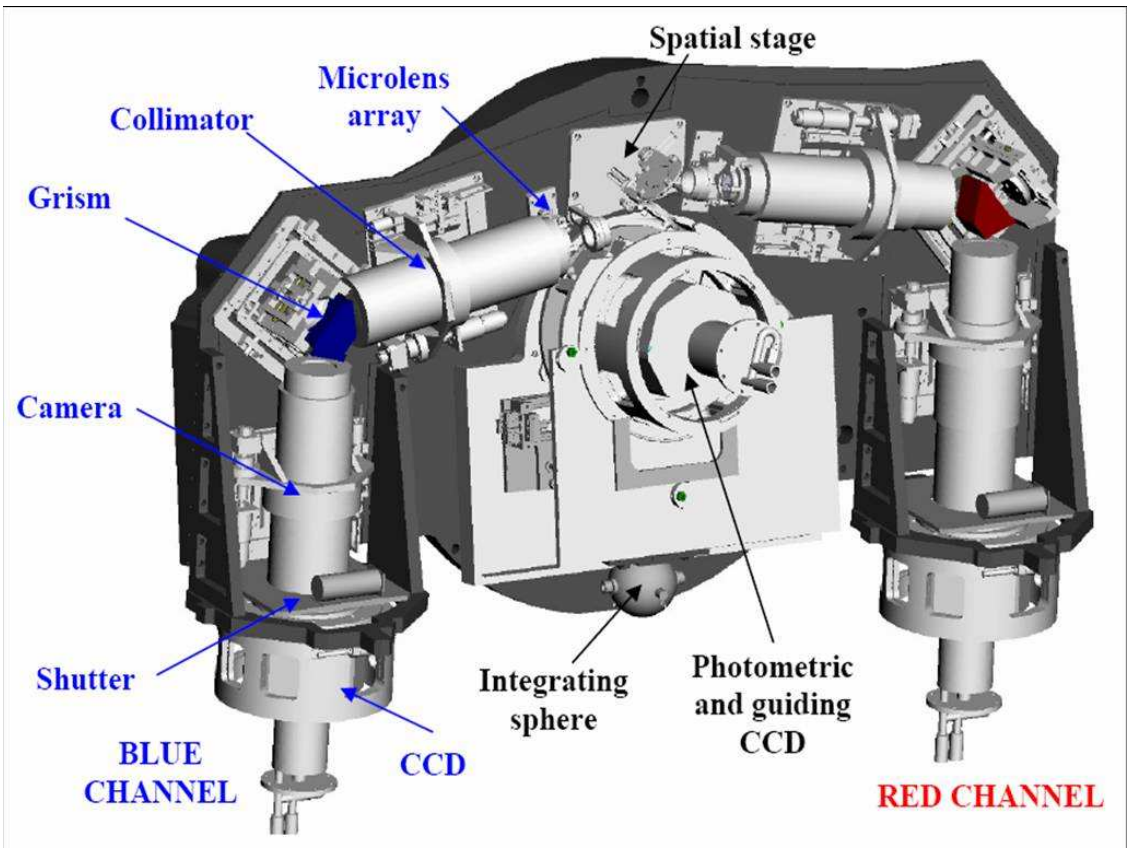


FIG. 2.9 – Schéma mécanique global de l'instrument SNIFS.

Les alignements optiques doivent rester très précis. Aussi, une translation motorisée le long de l'axe optique est possible pour le collimateur du canal bleu et pour la camera du canal rouge. Ceci permet de modifier les réglages des spectrographes selon les variations de température pour une focalisation du faisceau toujours optimale. Au sommet du Mauna Kea, la température varie de 0 à 5°C, ce qui entraîne de légères dilatations pour les fixations mécaniques comme pour les lentilles, en plus des variations des indices de réfraction des verres. Une étude thermique a montré que les réglages introduits permettaient d'obtenir une bonne qualité d'image pour ces températures.

Les premiers alignements et tests ont été réalisés au CRAL [62], puis l'intrument a été ré-aligné à son arrivée à Hawaii.

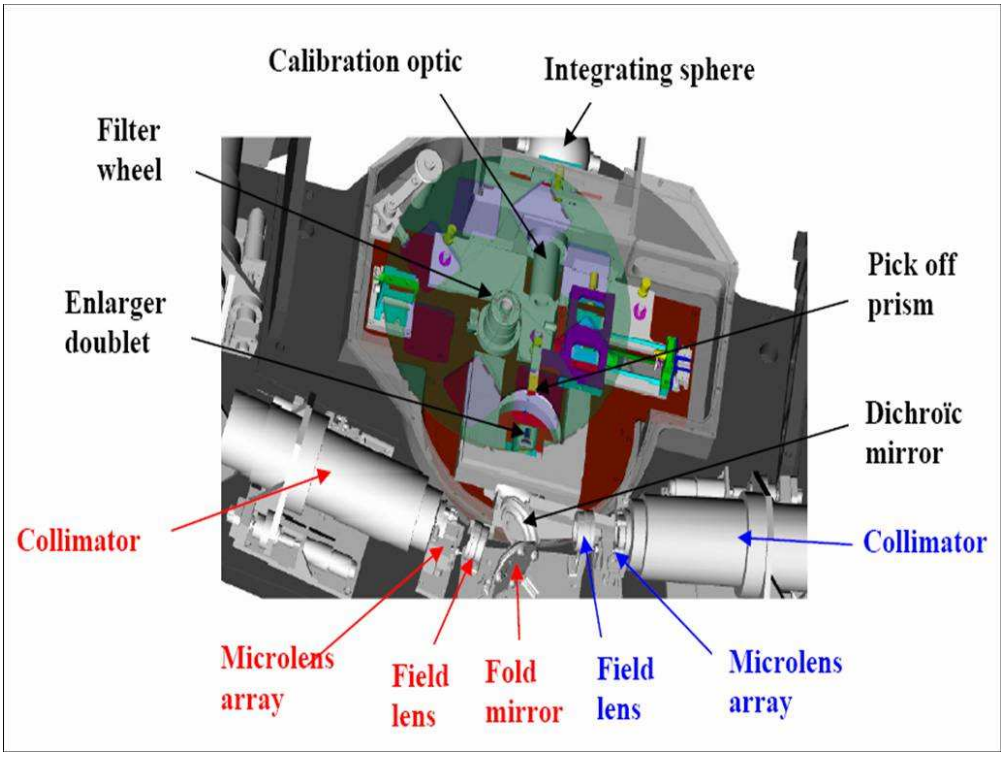


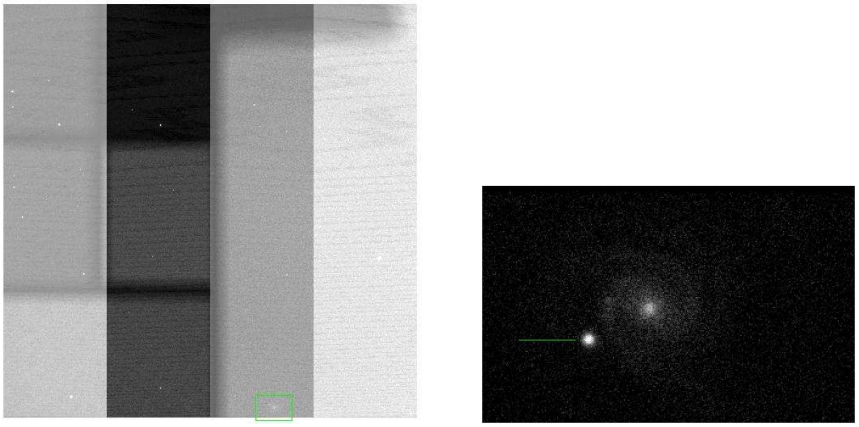
FIG. 2.10 – Schéma mécanique : zoom sur la partie centrale de l'instrument.

2.4.4 L'importance de la voie photométrique et du guidage

Le canal de photométrie et de guidage est très important et constitue un atout majeur pour SNIFS. Le guidage est effectué par un capteur CCD de photométrie qui est lu très rapidement et qui permet d'asservir le pointé du télescope. En effet, le moteur déjà disponible sur le télescope de l'UH ne permet pas de suivre de façon suffisamment précise les objets visés : le champ du spectrographe n'étant que de $6'' \times 6''$, le pointé doit rester assez précis pendant toute la durée de la pose. Pour chaque champ observé, une étoile guide visible par le CCD de guidage est choisie. Seule la zone du CCD où se trouve cette étoile est lue, ce qui permet une lecture rapide du capteur (une image toutes les 0.5 s en général). La position de l'étoile à l'intérieur de la zone est détectée et permet d'envoyer les commandes adéquates au télescope pour le bon suivi du champ. Le guidage s'effectue de façon automatique, et la vignette de guidage s'affiche à l'écran pour l'observateur qui peut réagir en cas de perte de l'étoile guide, ou qui plus généralement récolte ainsi les premières informations sur la qualité de la pose.

Le canal photométrique possède lui aussi plusieurs avantages. Premièrement, avec son champ relativement grand, il permet un premier pointé précis sur le champ à observer. Lorsque l'on pointe en donnant les coordonnées d'un objet au télescope, celui-ci pointe le champ à quelques secondes près. On effectue donc une première pose photométrique du champ (pop retiré), compare cette pose à une image de référence du champ (qui peut être prise par SNIFS ou provenir d'autres sources, par exemple NEAT), repère les coordonnées du CCD où se situe l'objet et envoie au télescope les commandes adéquates pour que l'objet aille "dans le pop". Deuxièmement, le canal photométrique est muni de filtres et permet de faire des poses photométriques traditionnelles d'un champ. La roue à filtres disposée entre le pop et les capteurs et mentionnée précédemment (voir figure 2.10) permet de choisir le filtre souhaité pour chaque pose. Enfin et surtout, il permet d'obtenir des informations

précieuses sur la "photométricité" d'une nuit, notamment grâce à son multifiltre (voir figure 2.11) : un ensemble de filtres différents placés les uns à côté des autres et qui permettent de "découper" le champ vu par le canal photométrique en différentes zones vues chacune avec un filtre différent.



(a) Ensemble de la voie photométrique

(b) Zoom à l'emplacement du pop

FIG. 2.11 – Exemple de pose prise avec le multifiltre sur le canal photométrique. L'image de droite est un zoom à l'emplacement du pop (ici retiré), repéré par le rectangle vert sur l'image de gauche. On y voit une supernova avec sa galaxie hôte.

Une nuit est dite photométrique lorsque les conditions atmosphériques, qui déterminent la taille et la forme que prennent les objets observés, sont stables tout au long de la nuit. Lorsqu'une pose d'un objet est prise avec le spectrographe, le CCD de photométrie pose avec le multifiltre pendant le même temps : on obtient ainsi une image du champ environnant l'objet observé avec différents filtres. En comparant les différentes poses obtenues avec cette voie photométrique, on peut déterminer les différences, notamment d'absorption atmosphérique, d'une nuit à l'autre et dans chaque domaine spectral. Une première estimation de la photométricité de la nuit est faite grâce à l'ensemble des vignettes de guidage. On utilise également les données obtenues par Skyprobe au CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope, un voisin de l'UHT) sur l'absorption atmosphérique. On compare ensuite les poses du canal photométrique du même champ pour une nuit photométrique et pour une nuit non photométrique afin d'obtenir l'absorption atmosphérique dans chaque filtre pour la nuit non photométrique. Cette information très précieuse nous permet de mieux corriger le flux obtenu dans le cas d'une nuit non photométrique et est donc très important pour l'étalonnage en flux des données, exposé au chapitre 5.

Afin de permettre une détermination précise de ces extinctions atmosphériques comme une première estimation de la forme des images dont nous pourrons nous servir pour les canaux du spectrographe, le canal photométrique est sur-échantillonné, puisque l'échantillonnage est seulement de $0.137''$ par pixel (contre $0.42''$ par spaxel dans le spectrographe). Une distorsion importante du champ vu par ce canal ne permet pas encore à ce jour une estimation suffisamment fiable de la forme des images pour être utilisée dans l'analyse des images de la voie de spectroscopie, une étude préalable de cette distorsion étant nécessaire.

2.4.5 La prise de données

SNIFS est fixé sur le télescope de 2.2 m de l'Université d'Hawaii, situé au sommet du Mauna Kea ("Montagne blanche") à 4200 m d'altitude. Ce volcan éteint constitue la plus grande île, Hawaii, de l'archipel et son sommet est le point culminant de toute la région Pacifique, dominant 40% de l'atmosphère terrestre. Les conditions sont exceptionnelles pour les observations astronomiques [63], l'atmosphère au-delà de cette altitude, très sèche, garantit une bonne proportion de nuits claires. Une couche de nuages épaisse (600 m d'épaisseur environ) bien en dessous du sommet le protège généralement de l'air marin et des éventuelles pollutions d'origine humaine. SNIFS dispose de la seconde demi-nuit d'observation (et parfois de la nuit entière) toutes les deux ou trois nuits (en général les première et troisième nuits toutes les cinq nuits). Les observations sont en partie automatisées et peuvent être faites à distance, ce qui permet aux groupes français de le faire depuis la France pendant la journée (12 h de décalage horaire avec Hawaii). Nous nous relayons donc pour la prise de données, chacun étant responsable d'une série d'observations (ou "shifts"). Le planning des observations est géré par le groupe américain qui traite les données NEAT. Pendant chaque demi-nuit d'observation, il faut suivre les supernovæ déjà observées, prendre un premier spectre pour certains candidats, et prendre des poses d'étalonnage, notamment avec des étoiles standards. Le planning des observations est donc généralement bien chargé. Un opérateur Hawaiien est disponible pour intervenir sur le télescope en cas de problème, mais intervient peu en général, sauf pour nous indiquer que le télescope a été libéré par l'observateur précédent. L'observateur doit être prêt, avoir fait les réglages internes de l'instrument (poses d'étalonnage avec les lampes, réglage du collimateur bleu et de la camera rouge) et rester attentif tout au long des six heures d'observation. Lorsque le télescope est disponible, il faut commencer par faire un certain nombre de réglages, notamment sur les miroirs du télescope pour que la focalisation se fasse correctement après l'introduction du troisième miroir. Vient ensuite l'observation, de plus en plus automatisée, mais qui nécessite une surveillance constante, afin de réagir vite et ne pas perdre de temps d'observation en cas de problème. L'observateur vérifie également la bonne qualité des données au fur et à mesure afin de décider s'il faut recommencer une pose. Le temps nécessaire au mouvement du télescope pour un nouveau pointé est assez grand et est à prendre en considération. Il faut bien sûr également surveiller les conditions atmosphériques et les données du télescope tout au long de la nuit. La figure 2.12 est un exemple d'écran vu par l'observateur. À gauche, on peut voir un spectre d'étoile standard fraîchement extrait, à droite l'écran de contrôle (tronqué) avec la vignette contenant l'image de l'étoile guide pendant une pose de supernova.

2.5 Conclusions

Cette présentation de l'expérience SNfactory nous a permis de décrire l'instrument SNIFS et d'avoir un premier aperçu des données issues des observations effectuées par cet instrument. Nous pouvons ainsi constater la complexité de ses données, car elles contiennent de nombreuses informations qu'il nous appartient d'interpréter correctement. Avant toute interprétation, les données doivent subir un traitement complexe qui nous permettra d'en déduire le maximum d'informations utiles. L'objectif de précision que s'est donné SNfactory incite également à un traitement très minutieux de ces données. C'est pourquoi nous avons décidé ici de consacrer la partie suivante à l'exposé de ce traitement des données de SNIFS.

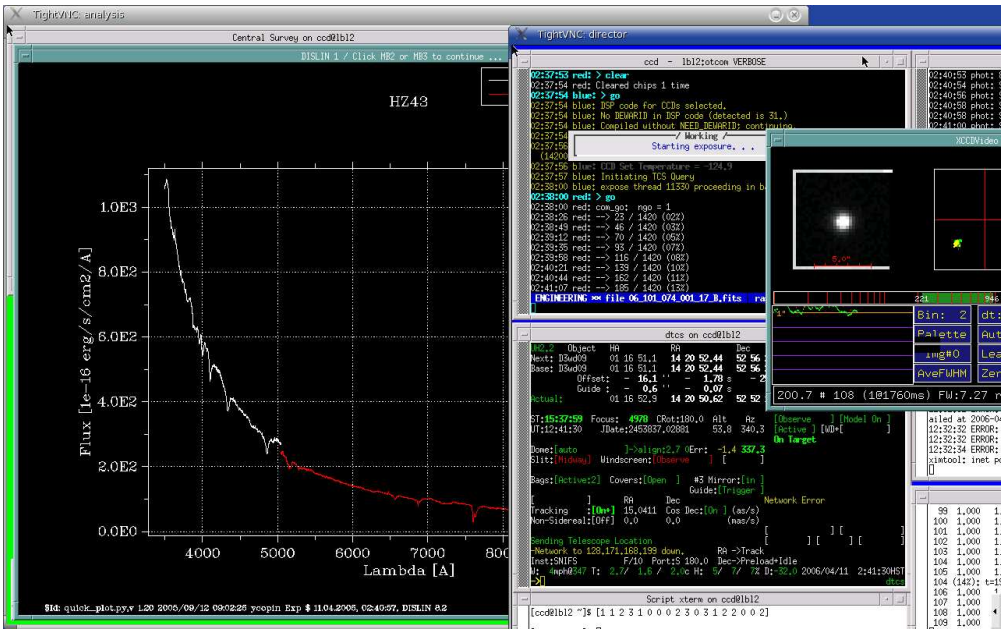


FIG. 2.12 – Exemple d'écran pendant une nuit d'observation.

Deuxième partie

Le traitement des données SNIFS

Introduction : le principe du traitement des données SNIFS

Comme nous l'avons vu précedemment, le spectrographe à champ intégral permet de récolter au mieux l'information selon trois dimensions : deux spatiales et une spectrale. Selon toute logique, les données vont donc être mises sous forme de "cubes", ou tableaux tridimensionnels permettant d'accéder aisément au spectre à une position donnée comme à l'image du champ à une longueur d'onde donnée. On utilise pour cela le format défini par le consortium Euro3D [64] réunissant des scientifiques venant de toute l'Europe. Les librairies C pour ce format de données ont été créées au CRAL pour les spectrographes construits avant SNIFS et sont parfaitement adaptées à tout type d'IFS. Nous reviendrons sur ces librairies aux chapitres 4 et 7.

La figure 2.13 est un schéma récapitulatif de l'observation de supernovæ de type Ia grâce à SNIFS : les trois premières images reprennent le principe du spectrographe à champ intégral. Les données sont ensuite mises sous forme de cube, puis traitées afin d'en extraire le spectre de la supernova. Le suivi de la supernova permet d'obtenir la série temporelle de ses spectres, et l'on peut ensuite construire sa courbe de lumière.

Dans cette partie, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux diverses étapes du traitement des données, c'est à dire du passage des données brutes issues des capteurs CCD au spectre de la supernova, en passant par la construction du cube de données. Dans le cas d'une nuit photométrique, ces étapes sont récapitulées dans le schéma représenté figure 2.14, qui permet également de voir quel est le rôle de chaque pose. Dans le cas d'une nuit non photométrique, seule la dernière partie, concernant l'étalonnage en flux, est modifiée et fait intervenir les données du CCD de photométrie.

Il y a tout d'abord un pré-traitement de l'image brute obtenue par la lecture des CCD qui sert à s'affranchir au maximum des différents bruits et à construire une carte de variance associée à la pose. On utilise pour cela les poses appelées "bias" et "dark" qui consistent en la lecture des CCD alors qu'ils ne reçoivent pas de lumière et qui servent à définir les niveaux zéro. Nous verrons dans le chapitre 3 une étude détaillée des détecteurs CCD qui reviendra sur ces notions. Vient ensuite l'extraction des 225 spectres à partir de la pose et la mise sous forme de cube des données. Cette étape est intimement liée à l'étalonnage spectro-spatial des données, qui permet de les "ranger" dans le cube. Cet étalonnage utilise les poses faites avec les lampes spectrales, ou poses "arc". Le spectre de ses lampes étant connu avec précision, la position des raies sur le CCD permet de reconstruire le cube. Pour ce faire et pour s'affranchir des problèmes de flexion de l'instrument, une pose "arc" est prise après chaque pose. Ensuite, il faut corriger les imperfections intrinsèques à l'instrument comme par exemple les différences de transmission entre micro-lentilles. La lampe à lumière blanche permet de comparer les 225 spectres et de corriger leurs différences : c'est la correction dite de champ plat ("flat-field"). Une série de poses "continuum" est prise chaque nuit. Il ne faut pas oublier bien sûr d'éliminer les rayons cosmiques. Nous reviendrons sur toutes ces étapes dans le chapitre 4. Enfin, il convient d'étalonner en flux notre spectrographe en étudiant son comportement face à une source connue : une étoile spectrophotométrique dont le spectre a déjà été relevé avec précision par d'autres expériences. Nous détaillerons cette étape dans le chapitre 5.

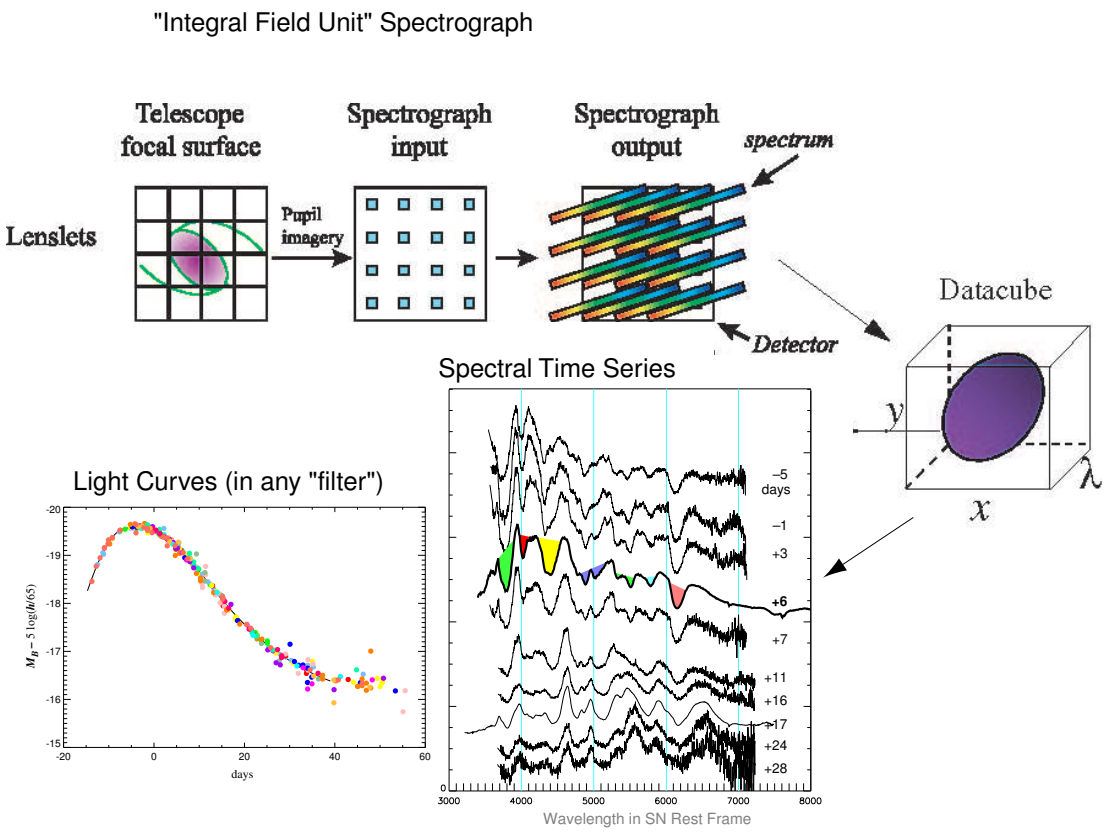


FIG. 2.13 – Schéma récapitulatif de l'observation des SNe Ia par SNIFS.

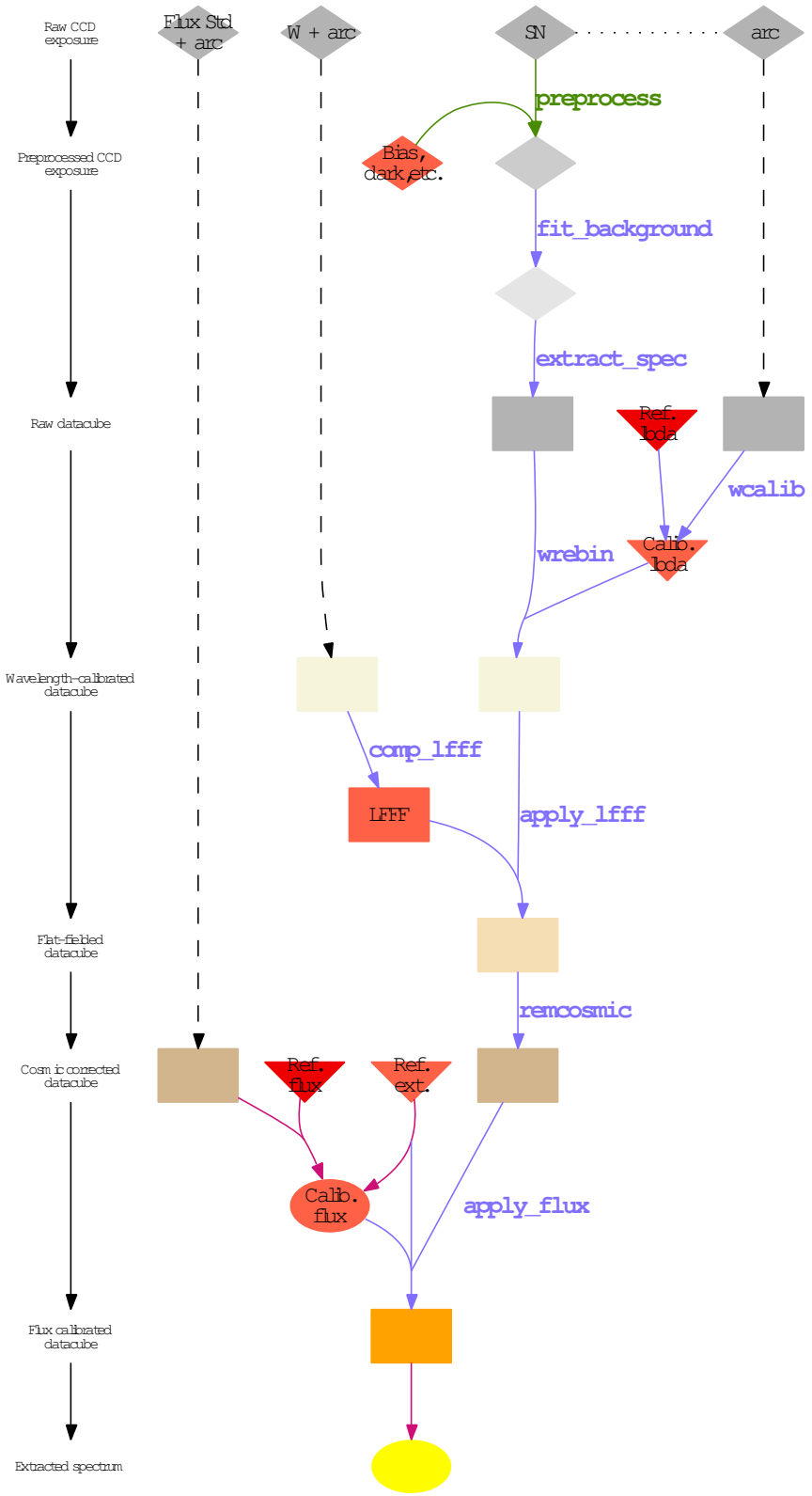


FIG. 2.14 – Organigramme récapitulant le traitement des données de SNIFS. “SN” désigne la pose de supernova à traiter, “arc” la pose de lampe spectrale associée, “W” (pour tungstène) la pose de lampe à lumière blanche prise la même nuit, “Flux Std” une pose d’étoile étalon prise la même nuit. Les flèches en pointillés signifient que la pose subit le même traitement que la pose de science.

Chapitre 3

Au niveau du CCD

3.1 Le CCD : caractéristiques, fonctionnement et problèmes à traiter

Le CCD (Charge-Coupled Device) est un capteur électronique de photons (voir par exemple le livre de Ian McLean, une très bonne référence [65]). Les capteurs CCD de SNIFS sont composés de 2048×4102 pixels carrés de 15 μm de côté. La lecture de chaque CCD se fait en deux parties avec deux systèmes de lecture séparés, chacun lisant 1024×4102 pixels. L'image brute issue de chaque CCD est donc constituée de deux parties, ici appelées "chips" qu'il faut réassembler. Lors de la lecture, on distingue deux mouvements de charges : l'un selon le "registre parallèle", qui consiste à décaler d'une ligne toutes les charges, c'est à dire à déplacer chacune au pixel de la même colonne mais de la ligne inférieure. Ce mouvement place les charges de la première ligne sur une ligne de lecture, qui, seule, subit le mouvement selon le "registre série", où les charges sont déplacées successivement d'une colonne à l'autre. On procède ensuite par itération afin de lire toutes les lignes du capteur : un CCD SNIFS est lu en 80 s, les deux chips étant lus simultanément. En plus des pixels physiques, la lecture inclut des pixels supplémentaires, fictifs, qui correspondent à des décalages supplémentaires des charges dans les deux registres et constituent l'"overscan", qui définit le zéro de flux vu par le système de lecture du capteur. Les charges lues passent par un pré-amplificateur, puis un ADC (Analog-to-Digital Converter), et le signal est obtenu en ADU (Analog-to-Digital Unit). Le gain (nombre d'électrons nécessaires pour obtenir un ADU) est ici de 0.7 e^-/ADU. Dans cette première partie sur les capteurs CCD, on se propose de revenir sur les différents aspects à traiter, en se basant sur des études faites à l'IPNL sur le CCD de la voie bleue de SNIFS avant son intégration à l'instrument.

3.1.1 Les corrections de base

Poses de type `bias`

Les poses `bias` (ou biais) sont prises alors que le capteur ne reçoit aucune lumière et avec un temps de pose nul. Le seul flux intégré l'est donc au cours des déplacements successifs (le temps de lecture est assez important), et ces poses permettent d'avoir des indications sur les biais introduits par le système de lecture. Ces biais sont de trois types :

- un décalage systématique ("offset"), non reproductible d'une pose à l'autre
- le bruit de lecture
- un biais reproductible d'une pose à l'autre, mais structuré

L'offset peut être déterminé grâce à l'overscan : pour chaque pose (quel que soit son type), on utilise les derniers des 29 pixels supplémentaires du registre série (qui ne sont pas pollués par d'éventuels

transferts de charge venant des pixels physiques) afin de soustraire l'offset de la ligne correspondante.

Le bruit de lecture, de l'ordre de quelques électrons, comprend un effet "pair-impair", de 2 pixels de période, constant sur une pose. Il est lui aussi corrigé grâce à l'overscan : avant toute correction, on utilise les valeurs de l'overscan du registre série pour déterminer l'amplitude a de l'effet pair-impair. On soustrait a aux lignes impaires et le rajoute aux lignes paires afin de corriger cet effet de lecture, puis on procède à la soustraction de l'offset, qui prend en compte les lignes voisines pour déterminer la valeur exacte à soustraire.

Le biais reproductible comprend notamment le courant d'obscurité intégré au cours de la lecture et est déterminé par les poses de type `bias`. Il comprend également les effets transitoires de début de lecture, pour les trois premières lignes et les dix premiers pixels de chaque ligne. Les poses de `bias` permettent également de détecter certains effets de cosmétiques, c'est à dire liés à la structure même du détecteur (pixels ou groupes de pixels particuliers), que nous évoquerons plus tard. La correction de biais, effectuée grâce à ces poses, permet donc de corriger les effets du temps de lecture et les régimes transitoires. Pour les premières lignes cependant, le régime transitoire a un aspect aléatoire et les corrections de biais ne permettent pas de contrôler l'erreur systématique sur ces lignes. Ces lignes ne comprenant pas de données utiles du spectromètre, leur impact est négligeable.

Les poses de type `dark`

Les poses `dark` sont prises alors que le capteur ne reçoit aucune lumière, mais cette fois le temps de pose n'est pas nul. Elles permettent d'estimer, selon le temps de pose, le courant d'obscurité, c'est à dire le signal dû à la probabilité non nulle pour un électron de passer dans la bande de conduction. Le courant d'obscurité est en moyenne de 11 e^-/h pour une température de -110 °C. Ces poses permettent également de détecter les pixels "chauds", c'est à dire ceux qui ont une réponse anormalement importante. On dénombre environ 10^4 pixels chauds pour notre capteur (à 5σ de la distribution des pixels pour une pose `dark`), soit un millième du nombre total de pixels. Le pixel le plus chaud intègre jusqu'à 6×10^4 e^-/h. On distingue également sur ces poses un phénomène d'effluve dû à la température du système de lecture, qui reste en marche pendant toute la durée de la pose (assurant ainsi un comportement linéaire). Cette chaleur influe sur les pixels des premières lignes qui auront un courant d'obscurité plus élevé (jusqu'à 100 e^-/h). Cette structure d'effluve dépend du temps de pose et est corrigée par la soustraction, pour chaque pose, du courant d'obscurité déterminé par des poses `dark` ramenées au même temps de pose. Les pixels chauds en revanche ont une réponse dépendant du signal reçu et ne peuvent être corrigés à ce stade.

Des séries de poses `dark` prises à la suite et alors que les conditions de départ ne sont pas contrôlées (première pose après mise en route du système typiquement) montrent un niveau moyen élevé pour la première pose qui décroît ensuite exponentiellement pour les poses suivantes. Afin que cet effet de rémanence affecte le moins possible les données, et pour l'étalonnage de la nuit, des séries de poses `bias` et `dark` sont prises entre la mise en route de l'instrument et la prise de données.

Les poses longues de type `dark` comprennent aussi des traces dues aux rayons cosmiques excitant les électrons du capteur sur des zones restreintes (quelques pixels). Lors du traitement des poses d'étalonnage des CCD (`bias` et `dark`), on utilise plusieurs poses afin d'en constituer une nouvelle dont chaque pixel contient la médiane des valeurs des pixels des poses réelles. On obtient ainsi une pose sans cosmique. Pour les poses éclairées en revanche le traitement des cosmiques s'effectue à une étape ultérieure de l'étalonnage.

Les poses de type `flat`

Il s'agit de poses prises avec un éclairement uniforme sur tout le CCD. Ces poses ne sont pas réalisables pour les voies de spectroscopie puisque les CCD sont placés après le dispositif optique séparant la lumière en 225 spectres. Elles sont réalisables pour la voie photométrique et de guidage

et des séries de poses de ce type ont également été réalisées avant le montage de l'instrument. Elles permettent notamment de détecter les imperfections de l'uniformité de réponse du détecteur, qu'elles soient dues à des cosmétiques ou à des structures à grande échelle. La figure 3.1 représente, pour chaque valeur de signal reçu (en ADU) le nombre de pixels correspondant pour une pose de type `flat` à laquelle on a retiré l'overscan et le niveau de biais. On distingue un pic secondaire qui

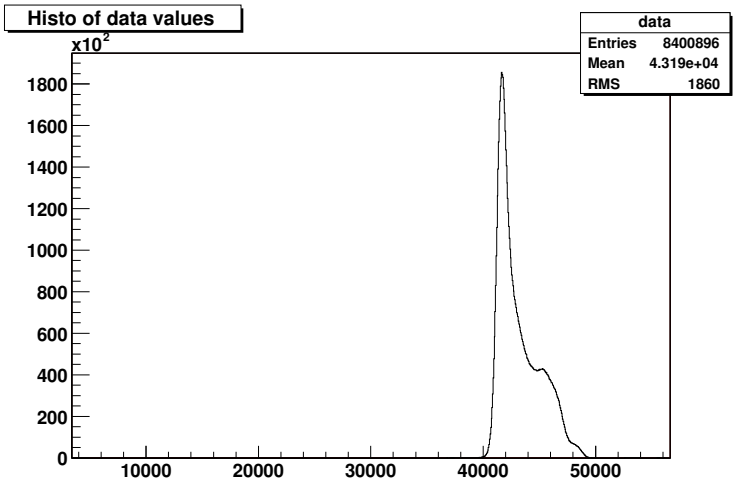


FIG. 3.1 – Défaut d'uniformité du capteur CCD bleu : nombre de pixels par valeur en ADU en réponse à un éclairement uniforme.

représente les pixels les plus proches des bords du capteur, dont la réponse est plus importante. Ce défaut d'uniformité de réponse est dû au procédé utilisé pour le traitement de surface du CCD. Les poses de type `flat` servent donc à prendre en compte ces défauts pour les corriger. Nous verrons d'autres exemples de l'utilisation de ces tests sur le CCD de la voie bleue dans la section 3.2.

3.1.2 Charge Transfer Efficiency

Lors des transferts de charge nécessaires à la lecture du capteur, certaines charges peuvent ne pas être transférées immédiatement. Elles le sont lors des transferts suivants, on dit qu'elles ont été différées. Ce phénomène peut altérer le signal en l'étalant sur les pixels suivants. L'efficacité de transfert de charge (CTE) doit donc être étudiée pour chacun des registres. Ceci a été fait grâce aux poses de type `flat` et les résultats de ces tests sont exposés dans la section 3.2

3.1.3 Etude de cosmétiques

Comme nous l'avons vu plus haut, le capteur CCD contient des pixels chauds, qu'il faut connaître et répertorier afin de ne pas affecter le signal. Dans l'état actuel, aucune correction n'est effectuée sur ces pixels, qui se voient attribuer une variance très grande lors de la constitution de la carte de variance associée à l'image. Il est à noter que les pixels arrivant à saturation déforment le champ électrique et les électrons peuvent migrer vers les pixels voisins de la même colonne. Ceci peut polluer toute la colonne si la réponse du pixel est très importante. Certains pixels chauds peuvent parvenir facilement à saturation et ainsi condamner leur colonne à toujours avoir un fort excédent d'électrons. On parle alors de colonne morte. Le CCD de la voie rouge contient deux colonnes mortes voisines qui sont actuellement placées sur un spectre issu d'une des micro-lentilles, ce qui rend ce spectre inutilisable.

Un autre phénomène propre à la qualité du capteur est ici lié à sa construction : un capteur de cette taille est gravé en plusieurs petites parties (plaques) qui sont ensuite accolées les unes aux autres. Il arrive donc qu'à la jonction des plaques apparaisse une rangée (ligne ou colonne) de pixels dont la taille est légèrement différente de la taille des autres pixels. L'aire de ces pixels étant différente, ils n'intègreront pas le même nombre de photons, et il faut le prendre en compte lors du pré-traitement de l'image. Pour notre détecteur, ce phénomène est visible toutes les 512 lignes et sur la colonne centrale.

3.2 Quelques études sur des poses d'étalonnage

Au cours de la première année de cette thèse, j'ai pu réaliser quelques études sur les poses d'étalonnage prises avec le CCD de la voie bleue avant le montage de l'instrument (en banc de test). La figure 3.1 est un exemple de ces résultats qui ont abouti à une note interne à la collaboration. Ces premiers tests ont en effet été très utiles pour la compréhension des détecteurs et ainsi leur étalonnage. Nous allons donc revenir ici sur ces tests et leurs conclusions.

3.2.1 Linéarité des poses `dark`

On se propose ici d'étudier la linéarité en temps du courant d'obscurité. Pour ce faire, différents aspects ont été inspectés.

Tout d'abord, on s'intéresse à des médianes de poses `dark` de 0, 10 et 60 minutes : dans chaque cas on en utilise plusieurs dont on calcule la médiane pour éviter les problèmes de cosmiques par exemple. Pour chaque pixel, on considère les poses de 0 et 60 minutes constituant la droite thérorique n(ADU) = f(t) et compare la position sur cette droite du point à 10 minutes avec la valeur expérimentale. La différence entre ces deux valeurs est donnée par les graphes de la figure 3.2, pour chacun des chips du CCD. On constate donc des écarts à la linéarité, les distributions étant centrées sur des valeurs

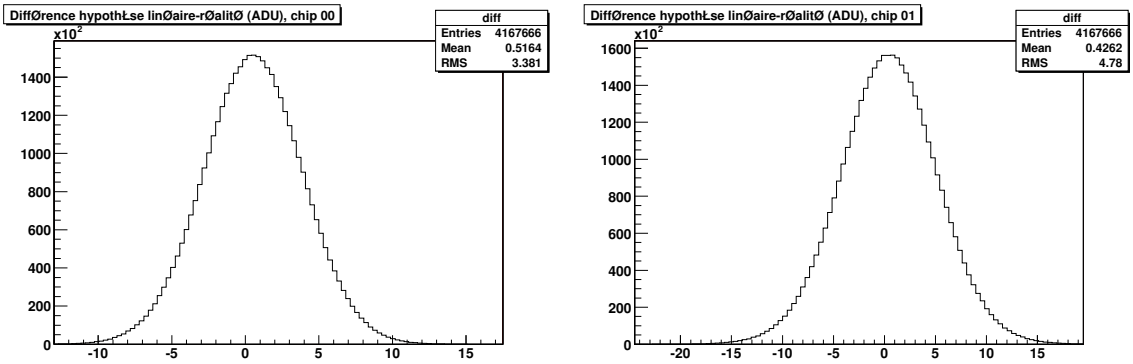


FIG. 3.2 – Linéarité du courant d'obscurité : en abscisse, l'écart à la linéarité représenté par la différence du point à dix minutes à la droite définie par le point à zéro et à une heure ; en ordonnée, le nombre de pixels concernés.

légèrement positives, et la dispersion étant assez importante. Un écart de 0.5 ADU est en effet non négligeable, car si l'on considère un courant d'obscurité de 11 e^-/h, le courant à dix minutes est d'environ 2.6 ADU (pour un gain de 0.7 e^-/ADU), ce qui implique un écart à la linéarité de l'ordre de 20%.

Afin de mieux comprendre ce phénomène, et en utilisant les mêmes poses que précédemment, on représente figure 3.3 : en haut à gauche, la différence calculée précedemment en fonction du nombre

d'ADU de la pose d'une heure ; en haut à droite la valeur de l'éclairement au bout de 10 minutes en fonction de celle obtenue au bout d'une heure pour chaque pixel ; en bas à gauche la valeur de l'éclairement en 0 minute en fonction de celle obtenue au bout d'une heure pour chaque pixel ; et en bas à droite la valeur de l'éclairement au bout de 0 minute en fonction de celle obtenue au bout de dix minutes pour chaque pixel ; le tout pour l'un des chips. Chaque point est la moyenne des valeurs obtenues en ordonnée pour une valeur de l'abscisse donnée. Les barres d'erreur représentent la dispersion (RMS) autour de cette moyenne. Les mêmes graphes pour le second chip ont la même allure. Là aussi, l'aspect non linéaire du courant d'obscurité ressort, bien visible dans le graphe

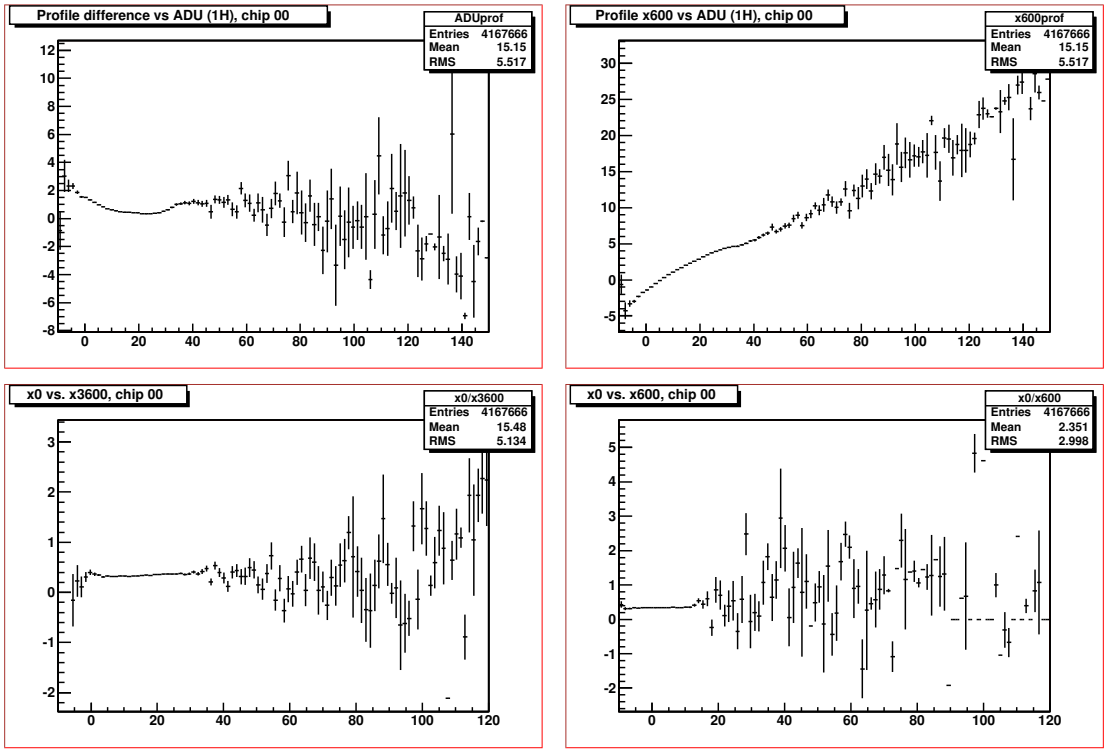


FIG. 3.3 – Lien entre les valeurs du courant d'obscurité pour différents temps de pose.

représentant les valeurs à 10 minutes en fonction des valeurs à une heure. Les valeurs négatives observées peuvent provenir d'une mauvaise soustraction de l'overscan, seule opération effectuée sur ces poses (avant calcul de la médiane sur plusieurs poses).

Toujours avec les mêmes poses, on représente cette fois (figure 3.4) : en haut à gauche, l'histogramme bi-dimensionnel représentant la valeur de l'éclairement au bout de 10 minutes en fonction de celle obtenue au bout d'une heure ; en haut à droite, l'histogramme des valeurs obtenues pour les poses de 0 minute ; en bas, les histogrammes des valeurs obtenues pour les poses de 10 minutes (à gauche), et d'une heure (à droite) ; le tout pour l'un des chips, le second se comportant de la même manière. On ne distingue pas de structure particulière nous amenant à douter de la qualité de ces poses : si la dispersion autour de la valeur moyenne obtenue pour chaque pose est importante, elle est bien symétrique. Cette dispersion ne correspond pas au bruit de lecture car elle croît avec le temps de pose. La non linéarité du courant d'obscurité se retrouve bien sur ces valeurs moyennes, car la valeur obtenue pour la pose à 10 minutes (2.348) est différente de celle qui se situe sur la droite donnée par les deux autres ((15.46-0.338)/10 = 1.5122).

On se propose ensuite de vérifier les valeurs de l'éclairement moyen pour chacune des poses utilisées pour calculer les médianes afin de détecter s'il s'agit d'un problème de rémanence ou de

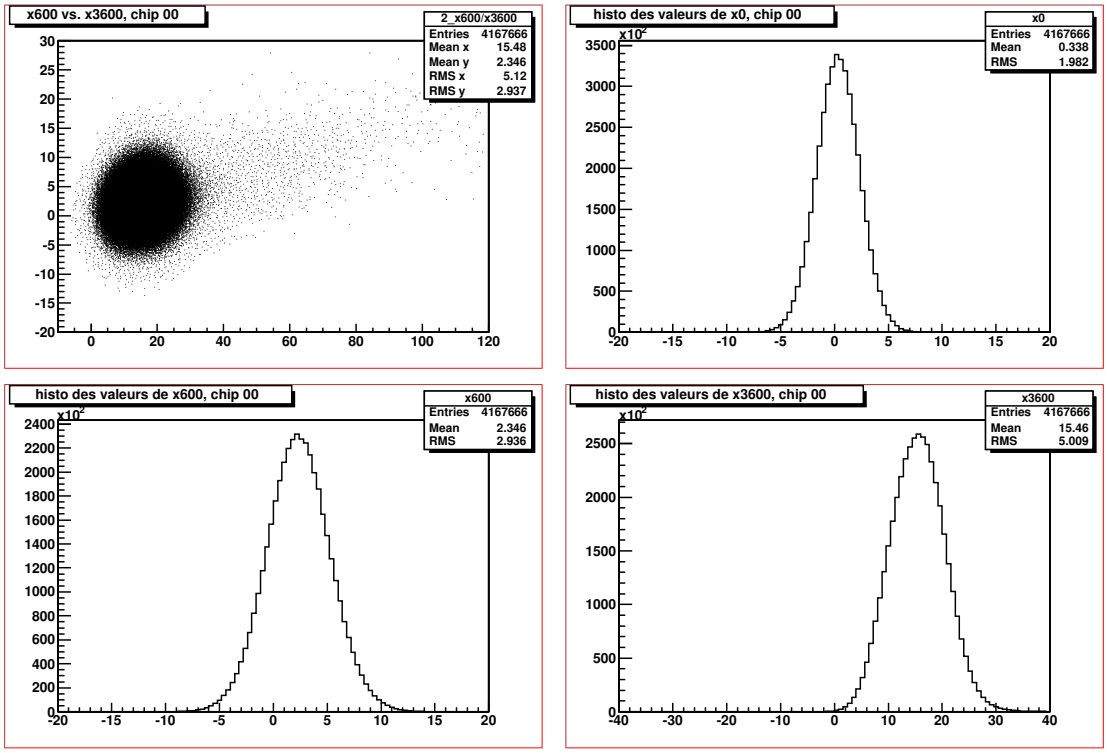


FIG. 3.4 – Comportement individuel (valeur moyenne et dispersion du courant d'obscurité) pour les poses `dark` utilisées pour les graphes précédents.

gain. On calcule, d'abord pour le chip 00 (figure 3.5 en haut à gauche), puis pour le chip 01 (en haut à droite), les valeurs de l'éclairement moyen pour chaque pose `dark` renormalisée à 1 seconde (on doit ici considérer le temps de lecture, soit 80 secondes, pour renormaliser, l'éclairement reçu alors n'étant pas négligeable). Les bins 1 à 6 représentent les poses de 0 seconde, les bins 7 à 10 les poses de 600 secondes, et les bins 11 à 14 les poses d'une heure. Enfin on fait le rapport des deux histogrammes (en bas) pour comparer le comportement des deux chips. Les variations importantes que l'on peut constater d'une pose à l'autre (l'erreur est ici infime car on moyenne sur 4 millions de pixels) nous indiquent que les effets de rémanence (suite à une fluctuation brutale du gain entre deux séries de poses ?) sont présents et gênent l'étude de linéarité du courant d'obscurité. Disposant de peu de poses, nous n'avons pu à ce stade conclure sur cette étude de linéarité. Au vu des poses prises depuis l'installation de SNIFS, le courant d'obscurité est pour l'instant considéré comme linéaire, et ceci semble constituer une bonne approximation.

3.2.2 Éclairement moyen pour des poses `flat`

La figure 3.6 représente les valeurs de l'éclairement moyen pour 24 poses `flat` de 20 secondes successives, overscan et biais soustraits. On note une augmentation de l'éclairement moyen en fonction du temps, c'est à dire d'une pose à la suivante, alors que les poses ont le même temps d'exposition. La lampe utilisée ayant été préalablement chauffée, et des mesures indépendantes nous ayant permis de vérifier que le flux réel ne variait pas, ceci semble dénoter un problème de fluctuation du gain. Les deux chips étant lus par deux systèmes de lecture indépendants, on se propose pour étudier les fluctuations de gain de refaire la même étude pour chaque chip séparément. La figure 3.7 représente donc les valeurs de l'éclairement moyen pour le chip 00 de ces poses (en haut à gauche),

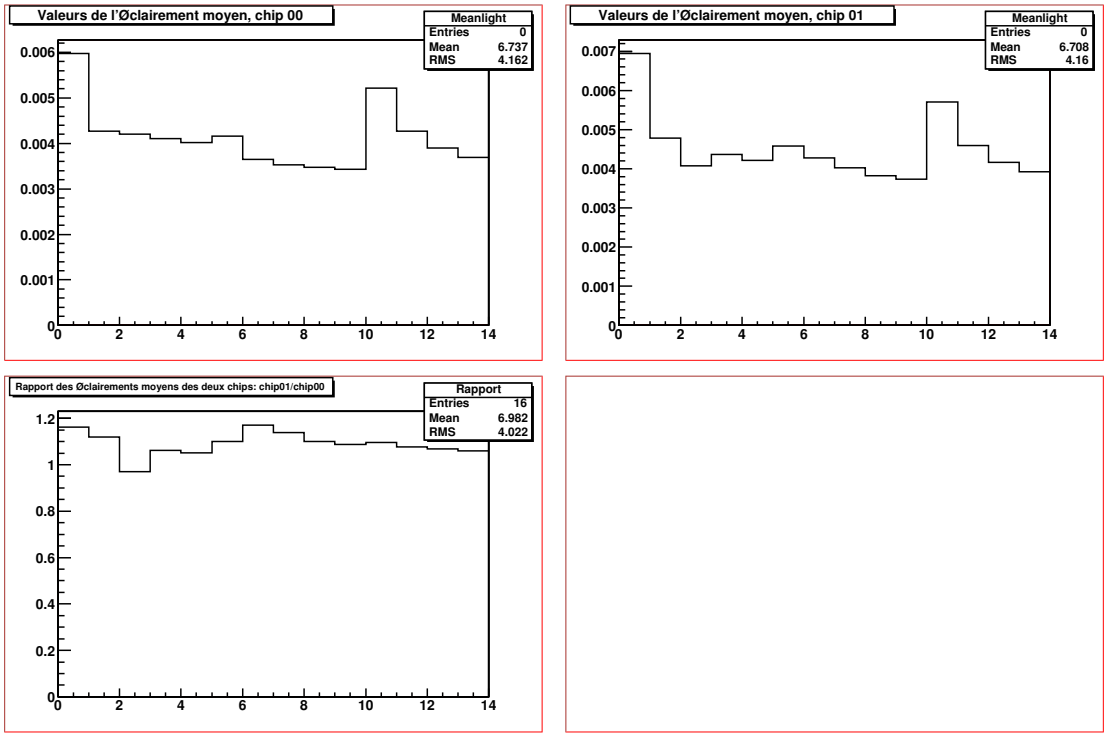


FIG. 3.5 – Éclairement moyen pour chacune des poses `dark` intervenant dans les poses médianes utilisées pour l'étude de linéarité.

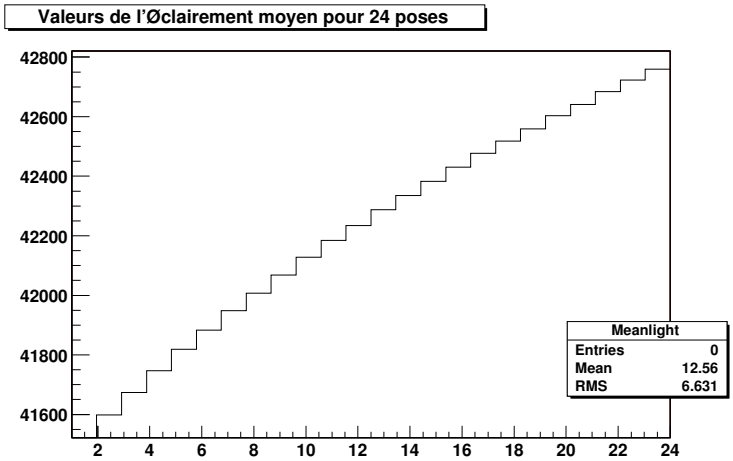


FIG. 3.6 – Éclairement moyen pour 24 poses `flat` de 20 secondes successives, overscan et biais soustraits, chips assemblés.

pour le chip 01 (en haut à droite), puis (en bas) le rapport des valeurs obtenues pour les deux chips : chip01/chip00. On constate que l'éclairement moyen augmente au fil du temps sur chaque chip, mais aussi que cette progression n'est pas la même pour les deux chips (le rapport diminue). Les gains ne sont donc pas maîtrisés et fluctuent au cours du temps. Une même étude sur des poses `flat` de différents temps de pose ramenées à une seconde permet de retrouver le même phénomène (figure 3.8). On a ici éliminé les poses trop longues pour lesquelles apparaissait un phénomène de

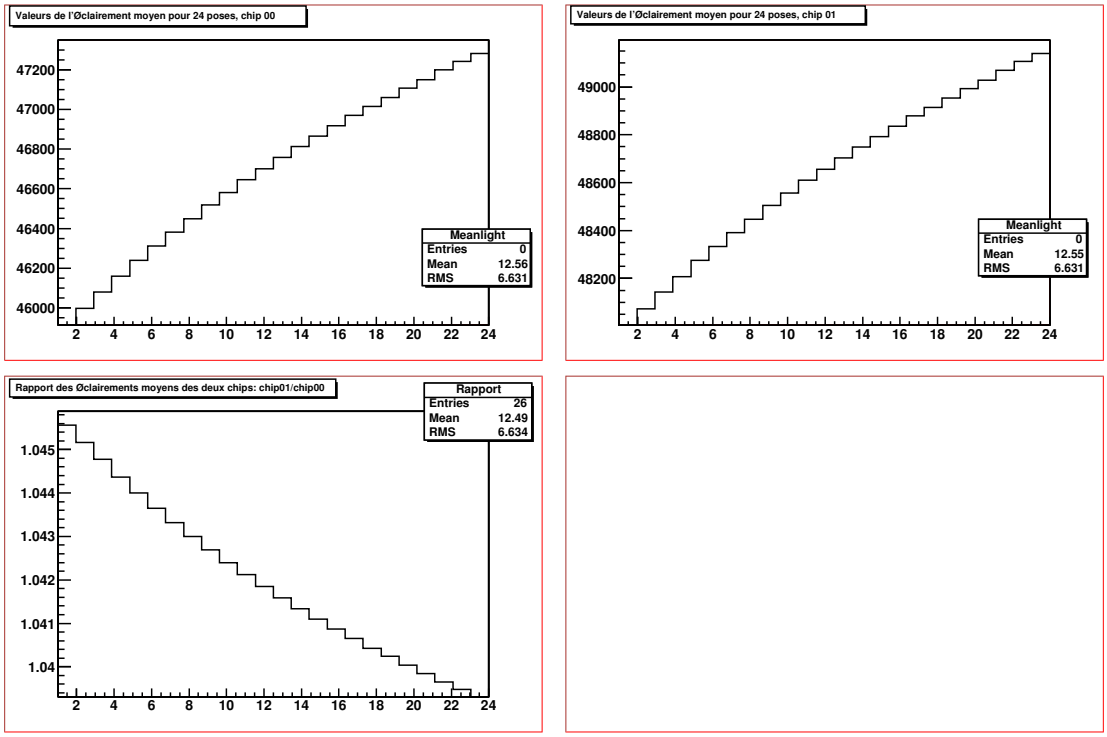


FIG. 3.7 – Éclairement moyen pour chacun des chips (en haut) des mêmes 24 poses `flat` de 20 secondes successives, overscan et biais soustraits. En bas, rapport entre les deux histogrammes : chip01/chip00.

saturation (à partir de 24 secondes). Restent donc : bins 1 à 5 : 5 poses d'une seconde, bins 6 à 10 : 5 poses de 2 secondes, bins 11 à 15 : 5 poses de 4 secondes, bins 16 à 20 : 5 poses de 8 secondes, bins 21 à 25 : 5 poses de 12 secondes, bins 26 à 30 : 5 poses de 16 secondes, bins 31 à 35 : 5 poses de 20 secondes. On représente toujours l'éclairement pour le chip 00, puis pour le chip 01, et ensuite le rapport des deux. On constate des fluctuations importantes d'une série à l'autre ainsi que des fluctuations d'une pose à l'autre. Les irrégularités de chacune de ces fluctuations donnent au gain un caractère apparemment aléatoire. Ce comportement a plus tard pu être attribué à des problèmes de tensions de câblage, réglés lors de l'installation de l'instrument à Hawaii.

3.2.3 Structure haute fréquence des poses `flat`

Afin d'étudier les structures haute fréquence des poses `flat`, on a choisi de calculer les rapports entre la quantité d'ADU pour un pixel et pour son voisin direct (supérieur ou de droite). L'image utilisée est constituée des valeurs médianes sur 24 poses `flat` de 20 secondes (overscan et biais soustraits). Le résultat (en nombre de pixels pour chaque valeur du rapport) est représenté figure 3.9. L'échelle des abscisses est définie de manière à ce que tous les rapports existants pour cette pose soient compris dans le graphe. On a bien le maximum important attendu pour un rapport de 1, mais on distingue également des rapports très éloignés et deux sous-structures (pics secondaires). Les rapports très éloignés sont isolés, et donc dus à des pixels chauds. Les deux pics secondaires correspondent vraisemblablement à de mauvais groupes de pixels : il s'agit de la première et de la dernière ligne du CCD, comme en attestent leurs hauteurs respectives. L'ajustement par une gaussienne du pic principal permet de déterminer la variation d'efficacité pixel à pixel, qui est environ de 7.5×10^{-3}.

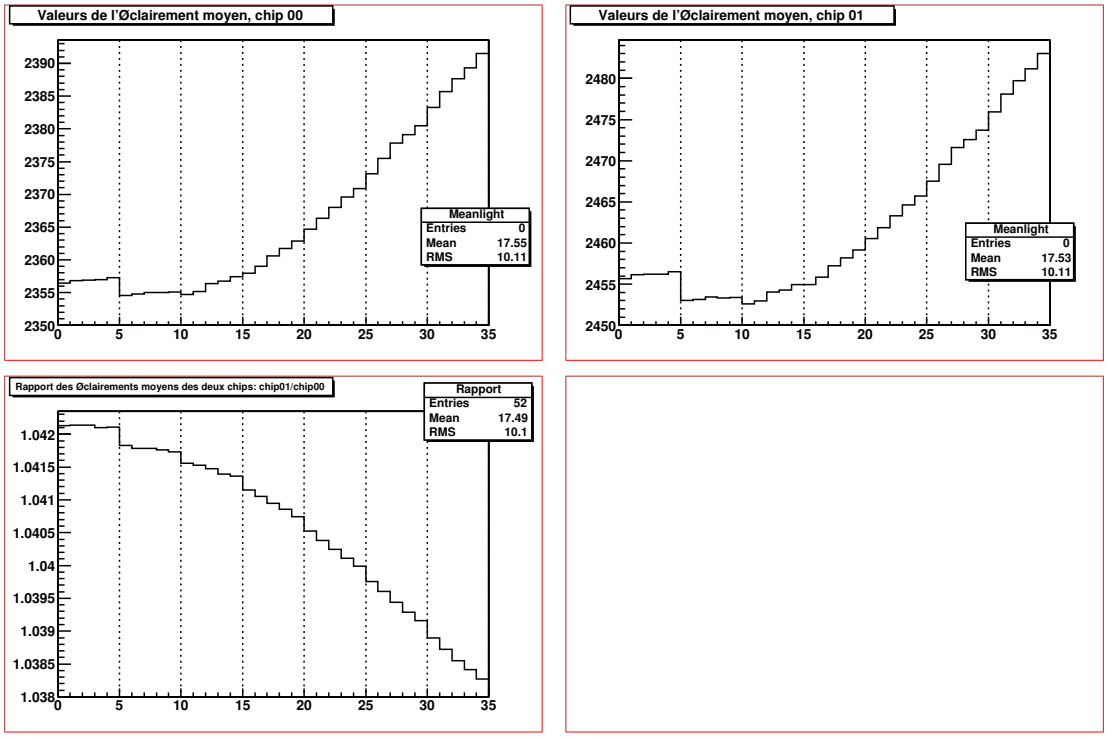
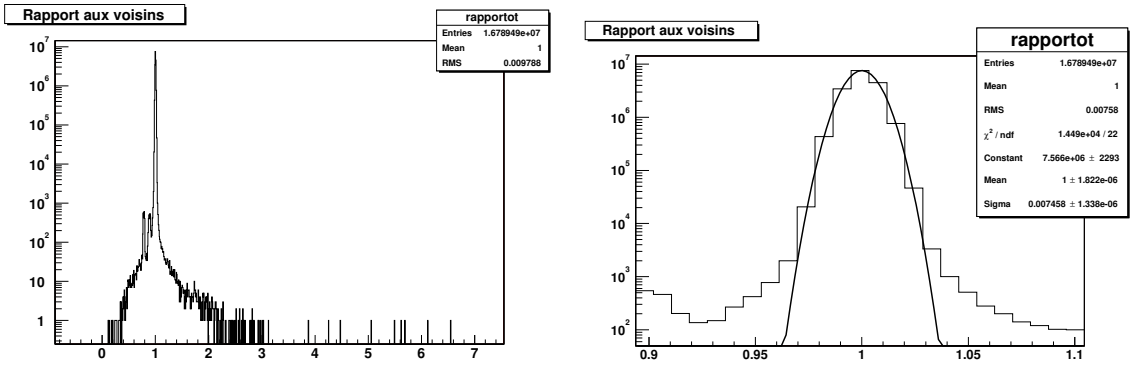


FIG. 3.8 – Éclairement moyen pour chacun des chips (en haut) de poses `flat` successives de temps de pose différents, overscan et biais soustraits. En bas, rapport entre les deux histogrammes : chip01/chip00.



(a) Rapport d'un pixel à son voisin

(b) Ajustement du pic principal

FIG. 3.9 – À gauche, valeurs du rapport du signal d'un pixel avec celui de son voisin. À droite, Grossissement sur le pic principal : $0.9 < x < 1.1$. Un ajustement gaussien est effectué sur ce pic, paramétrisé de la sorte : $f(x) = Constant \times e^{-0.5\times\left(\frac{x-Mean}{Sigma}\right)^2}$.

3.2.4 Étude de l'overscan

CTE pour le registre série

Une étude de l'overscan pour les poses de type `flat` permet d'avoir une première idée de la CTE. La figure 3.10 représente le profil horizontal de l'overscan série : pour x compris entre 1027

et 1056, on représente la moyenne de la valeur du flux reçu (en ADU) sur toutes les lignes. La pose utilisée ici est une des 24 poses `flat` de 20 secondes évoquées plus haut, corrigée uniquement de l'overscan (correction pair-impair et offset). Le profil est ajusté par une exponentielle à partir du troisième pixel.

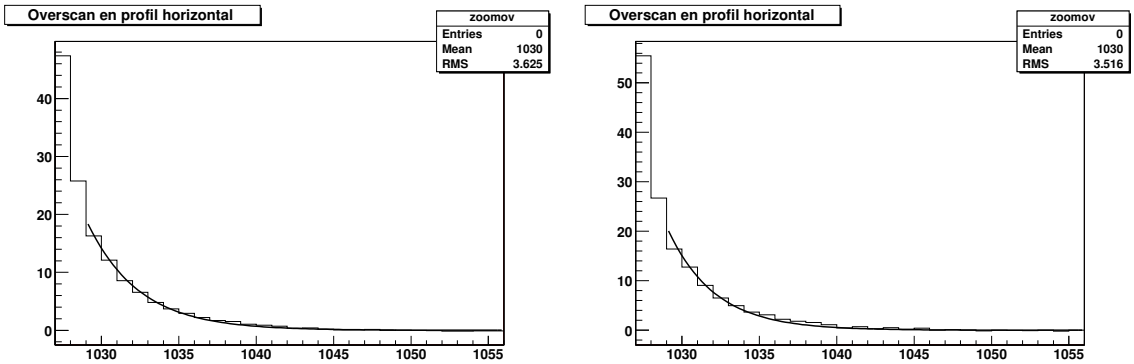


FIG. 3.10 – Pour chacun des chips, profil horizontal de l'overscan, ajusté avec une exponentielle.

On cherche ensuite à comparer les différents résultats sur l'overscan pour plusieurs poses `flat` de 20 secondes (la série utilisée est la même que pour l'étude de l'éclairement moyen effectuée plus haut). On a pour ceci réalisé la figure 3.11, dans laquelle : en haut à droite est représenté le résultat obtenu pour la première de ces poses, avec l'ajustement exponentiel ; en haut à gauche sont représentées les différentes valeurs du paramètre "slope" des exponentielles obtenues pour les 24 poses ; en bas à gauche est représenté, en fonction de l'éclairement $x0$ du dernier pixel avant l'overscan, le rapport de celui (xi) du pixel i de l'overscan et de $x0$; en bas à droite est représentée la valeur $x0$ de l'éclairement du dernier pixel avant l'overscan en fonction du numéro de la pose (même numérotation que pour la figure 3.6). Un seul des deux chips est ici considéré, les résultats étant analogues pour les deux chips.

On propose ensuite un calcul de CTE, ainsi que l'étude de son comportement en fonction du temps de pose (figure 3.12). La CTE ici calculée est le rapport entre l'intégrale sur les 15 premiers pixels d'overscan en profil horizontal et la somme de cette intégrale et de la valeur $x0$ du dernier pixel éclairé. Les poses ici considérées sont des médianes calculées à partir de plusieurs poses de même durée (il s'agit de la même série de poses que pour la figure 3.8) auxquelles le courant d'obscurité a été soustrait. À gauche sont tout d'abord représentés les rapports $xi/x0$ obtenus pour ces poses `flat` médianes. Les valeurs en abscisse représentent le numéro de la pose : 0 pour 1 seconde de pose, 1 pour 2 secondes, 2 pour 4 secondes, 3 pour 8 secondes, 4 pour 12 secondes, 5 pour 16 secondes, 6 pour 20 secondes, et enfin 7 pour 24 secondes. Ceci pour le chip 00 en haut et pour le chip 01 en bas. A droite est représenté le calcul de CTE pour ces mêmes poses, chip 00 en haut et le chip 01 en bas. Notons que le courant d'obscurité utilisé ici (soustrait à chaque pose) a été obtenu à partir des poses `dark` de la même série, grâce à une combinaison linéaire du flux d'obscurité d'une seconde avec celui d'une minute, afin de mieux modéliser le biais introduit par le temps de pose.

La CTE selon le registre série est donc très bonne, de l'ordre de $1 - 10^{-6}$. Elle ne dépend pas du temps de pose, comme on peut le constater figure 3.13. Sur cette figure est représentée, à gauche, une estimation de la charge différée obtenue en soustrayant la valeur en ADU du profil horizontal d'une colonne n à celle de la colonne n-1 : en abscisse, le numéro de la colonne d'overscan (pour l'abscisse 1, on a soustrait la colonne 1029 à la colonne 1028), et en ordonnée la différence normalisée en la divisant par la différence colonne éclairée - première colonne d'overscan. On remarque un profil

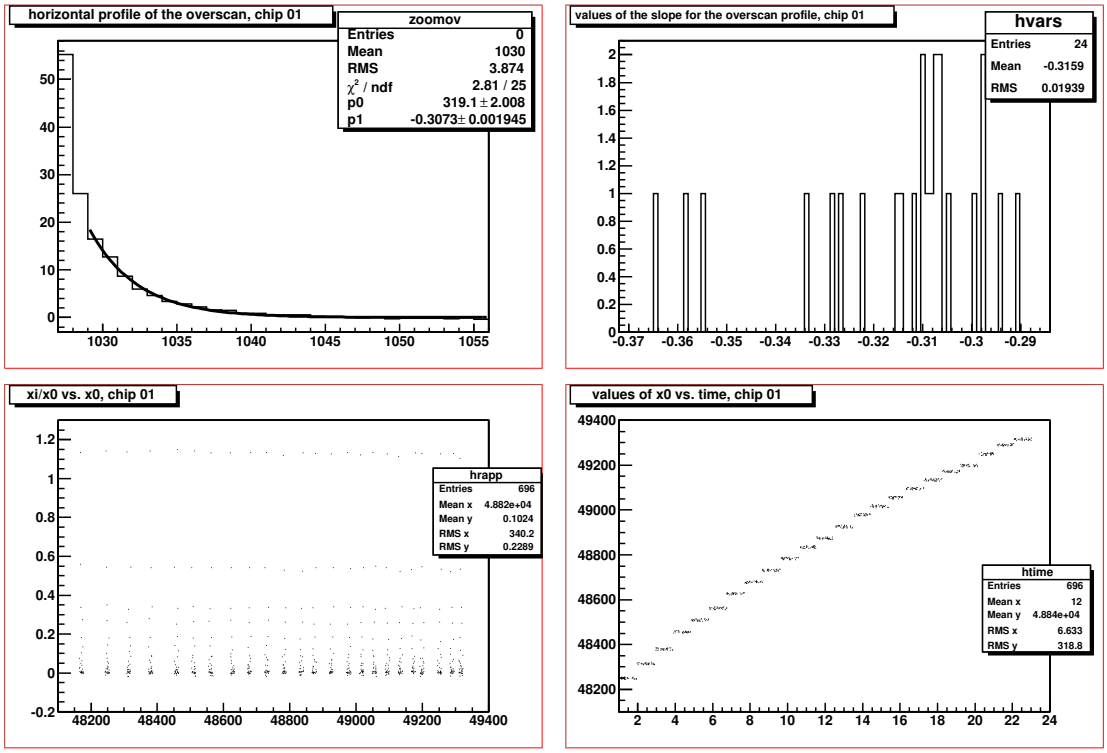


FIG. 3.11 – Étude de l'overscan série pour 24 poses `flat` de 20 secondes consécutives.

exponentiel dont on a réalisé l'ajustement. À droite, le logarithme décimal de la fraction de charge (colonne n+1 sur colonne n-1) en fonction de l'éclairement moyen de la pose en logarithme décimal également. Aucune corrélation n'est observée.

La même étude a été faite pour les colonnes (registre parallèle), en utilisant le profil vertical (analogue du profil horizontal) et en lui appliquant les mêmes méthodes. Le résultat correspondant à celui de la figure 3.12 est représenté figure 3.14. Ici en revanche, la coupure au quinzième pixel de l'overscan pour le calcul de l'intégrale paraît moins justifié que dans le cas du registre série. Nos diverses observations nous ont montré qu'il était difficile de déterminer à partir de quel pixel on pouvait considérer avoir atteint le zéro, ce qui semble anormal et nous a conduits à mener une étude supplémentaire.

Qualité des soustractions

Nous avons en effet constaté la présence dans les poses brutes d'une marche entre le niveau de l'overscan série et celui de l'overscan commun aux registres série et parallèle (l'overscan série de l'overscan parallèle pour ainsi dire). Cette marche prouve que l'overscan ne permet pas de mesurer le zéro correctement. Cette marche est visible lorsque l'on trace un profil vertical ne prenant en compte que la bande d'overscan, tel que celui représenté figure 3.15 (à gauche), pour une pose `flat` de 20 secondes. Un ajustement linéaire de part et d'autre de la marche est représenté. À droite est représentée l'évolution de cette marche en fonction du temps de pose pour chacun des chips : en abscisse, le temps de pose ; en ordonnée, la taille de la marche (différence entre les valeurs des deux ajustements par une constante de part et d'autre de la marche). La marche semble augmenter de façon linéaire avec le temps de pose, comme le montrent les ajustements effectués. Les poses ici considérées sont les médianes des poses brutes de même temps de pose.

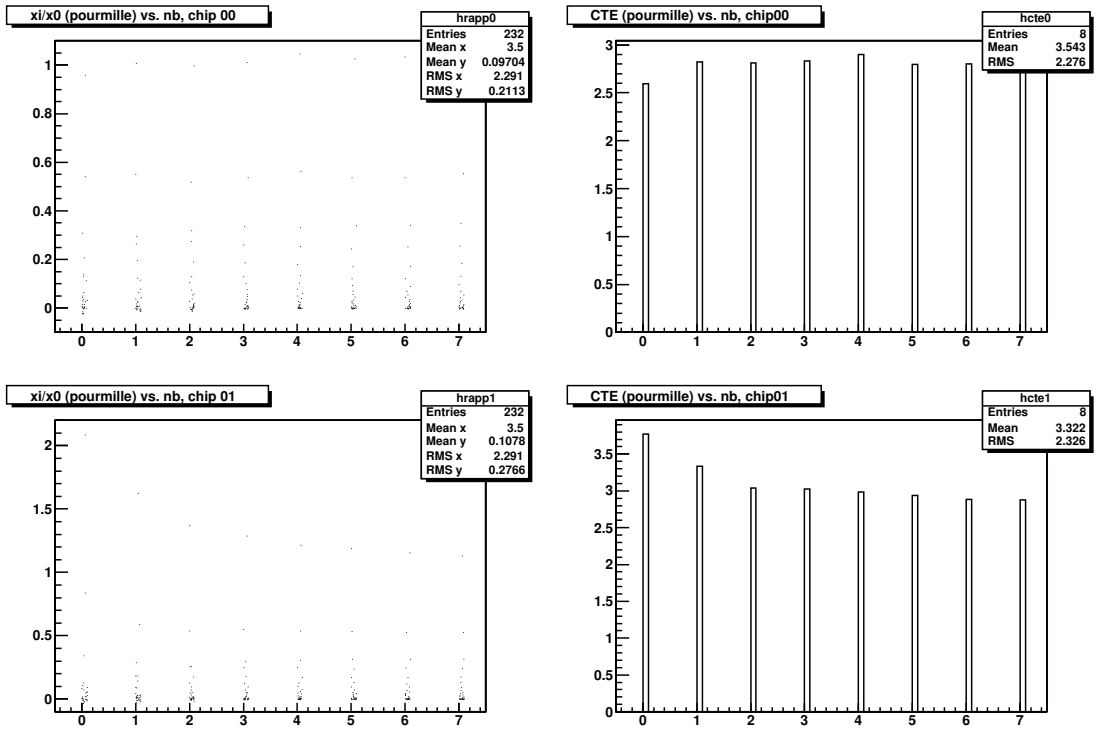
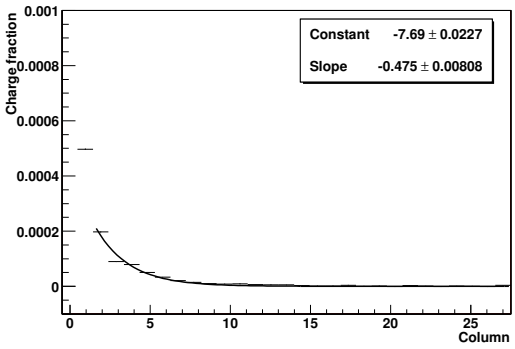
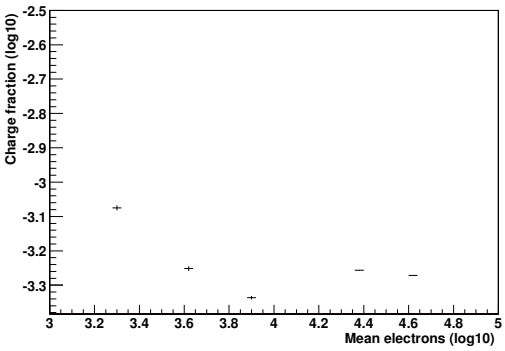


FIG. 3.12 – Calcul de CTE série pour des `flat` de différents temps de pose.



(a) Charge différée



(b) Évolution de la fraction de charge différée avec le temps de pose

FIG. 3.13 – Étude de la charge différée et de son évolution avec le temps de pose pour le registre série.

Afin de s'assurer que les diverses corrections (soustraction d'overscan, de biais,...) ont été effectuées correctement, une série de tests a été effectuée sur les profils horizontaux et verticaux pour les poses d'étalonnage et la pose `flat` à différents stades. Ces tests se sont révélés satisfaisants, comme le montre l'exemple représenté figure 3.16. Ici sont représentés les profils horizontaux pour (de droite à gauche et de haut en bas) : la pose `flat` brute, la pose `flat` overscan soustrait, de la pose `flat` biais soustrait (biais ne prenant pas en compte le temps de pose), de la pose `flat` biais

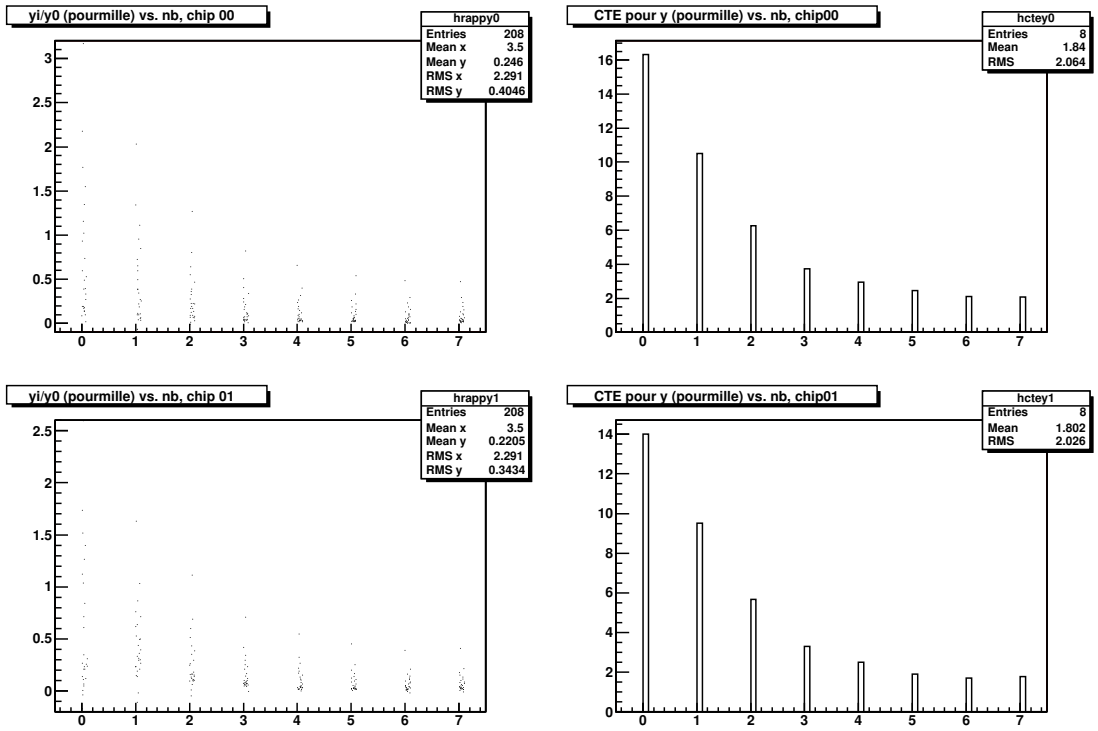
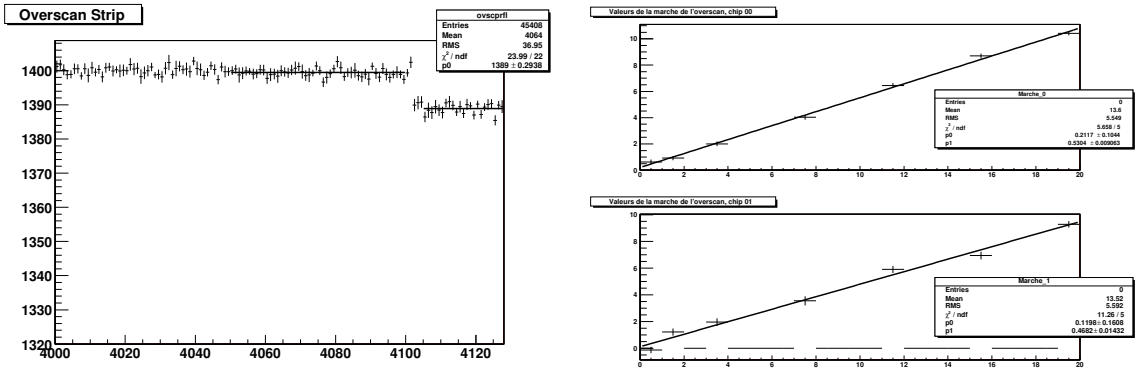


FIG. 3.14 – Calcul de CTE parallèle pour des `flat` de différents temps de pose.



(a) Mise en évidence de la marche

(b) Évolution de la marche avec le temps de pose

FIG. 3.15 – Existence d'un offset dans la bande d'overscan et évolution avec le temps de pose en éclairement uniforme.

soustrait (biais prenant en compte le temps de pose), de la pose `bias` et de la pose `dark` (les poses `bias` et `dark` sont en fait deux combinaisons linéaires de poses `dark`).

On retrouve bien, pour la pose brute, l'effet pair-impair, corrigé lors de la soustraction de l'overscan. L'étalonnage ne souffre *a priori* pas de problèmes majeurs, et la marche observée, si elle n'introduit qu'un offset constant sur tout le capteur, pourra être inclue dans le fond soustrait ultérieurement.

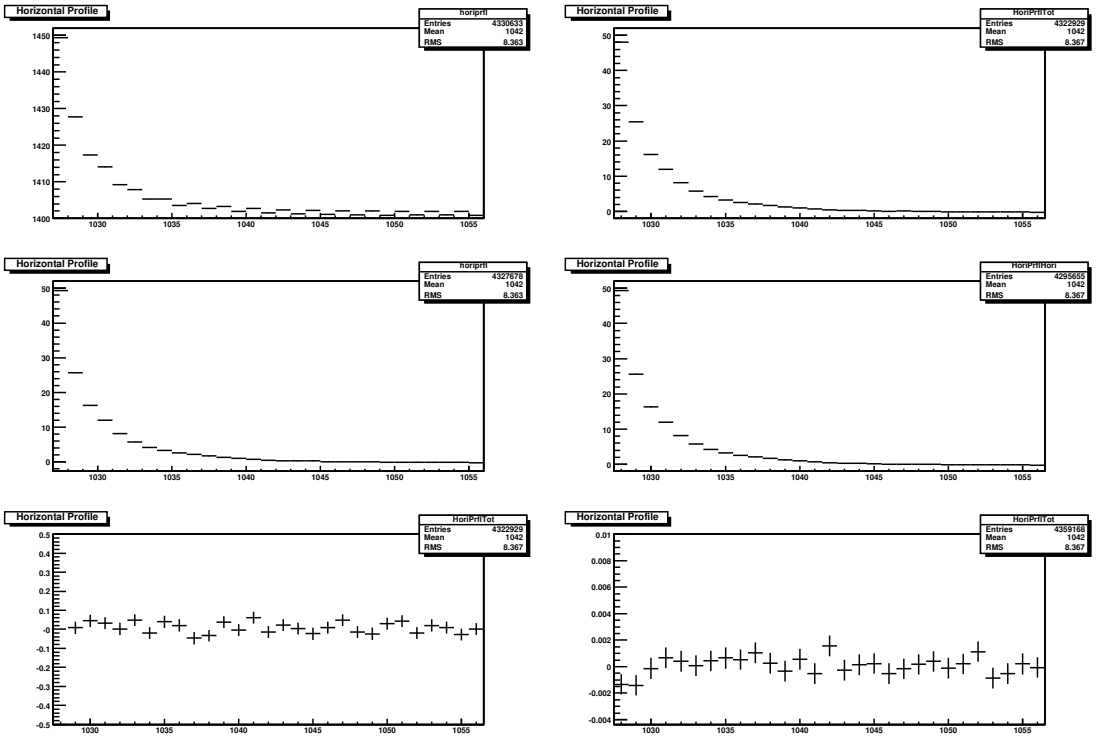


FIG. 3.16 – Profils horizontaux pour une pose à différents stades de l'étalonnage CCD.

CTE pour le registre parallèle

L'étude des lignes de l'overscan parallèle nous a permis de détecter la présence de colonnes chaudes : la première et la deuxième ligne d'overscan notamment présentent des structures, certaines colonnes montrant des valeurs beaucoup plus élevées que la moyenne. Ces mêmes structures apparaissent lorsque l'on trace la fraction de charge différée, c'est à dire la valeur en ADU du pixel de la ligne n+1 (la première ligne de l'overscan) divisée par celle du pixel de la ligne n-1 (avant dernière ligne éclairée : la toute dernière a une valeur augmentée de 20%, sans doute un effet de masque), pour une pose `flat` médiane de poses de 20 secondes, courant d'obscurité soustrait (figure 3.17). Ceci tend à prouver qu'il ne s'agit pas réellement d'un problème de réponse de ces colonnes, mais d'une mauvaise CTE, la fraction de charge différée étant plus importante.

Après avoir sélectionné des colonnes "chaudes" grâce au graphe précédent, nous avons effectué des ajustements exponentiels des profils verticaux donnés par certaines colonnes uniquement, pour la même pose, courant d'obscurité non soustrait afin d'éviter d'éventuels biais dus à la soustraction. On a donc choisi pour chaque chip un lot de colonnes dites "standards" (en haut sur la figure 3.18) et un lot de colonnes "chaudes" (en bas). Pour le chip 00 (à gauche), les colonnes standards choisies sont les colonnes 800 à 900, et les colonnes chaudes sont les colonnes 291 à 314. Pour le chip 01 (à droite), les colonnes standards sont les colonnes 850 à 950, et les colonnes chaudes sont les colonnes 33 à 45 et 996 à 1002. Il est intéressant de remarquer que les coefficients des exponentielles ($p1$) restent très voisins quelles que soient les colonnes. La différence est donc invisible ici. Notons que, d'après la figure 3.17, la CTE mesurée est très bonne : de l'ordre de $1 - 1 \times 10^{-7}$ pour les colonnes standards, et de $1 - 1 \times 10^{-6}$ pour les moins bonnes colonnes. Une vérification de l'évolution des charges différées avec l'amplitude du signal est représentée figure 3.19. Contrairement au résultat obtenu pour le registre série (figure 3.13), on observe ici une relation linéaire, soit une loi de puissance

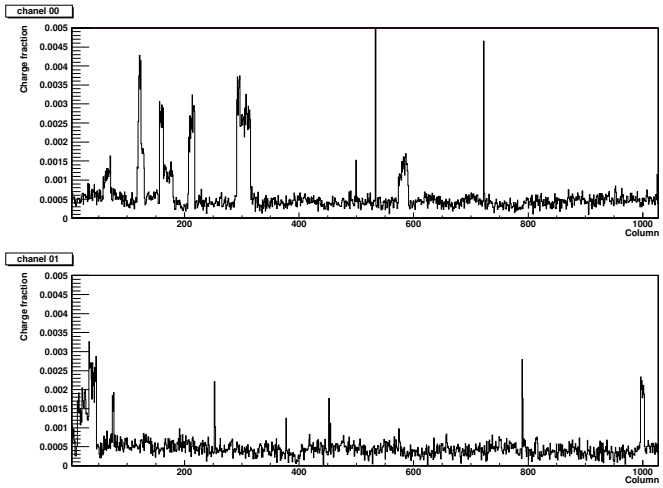


FIG. 3.17 – Fraction de charge différée pour le registre parallèle : certaines colonnes semblent avoir une CTE anormalement faible.

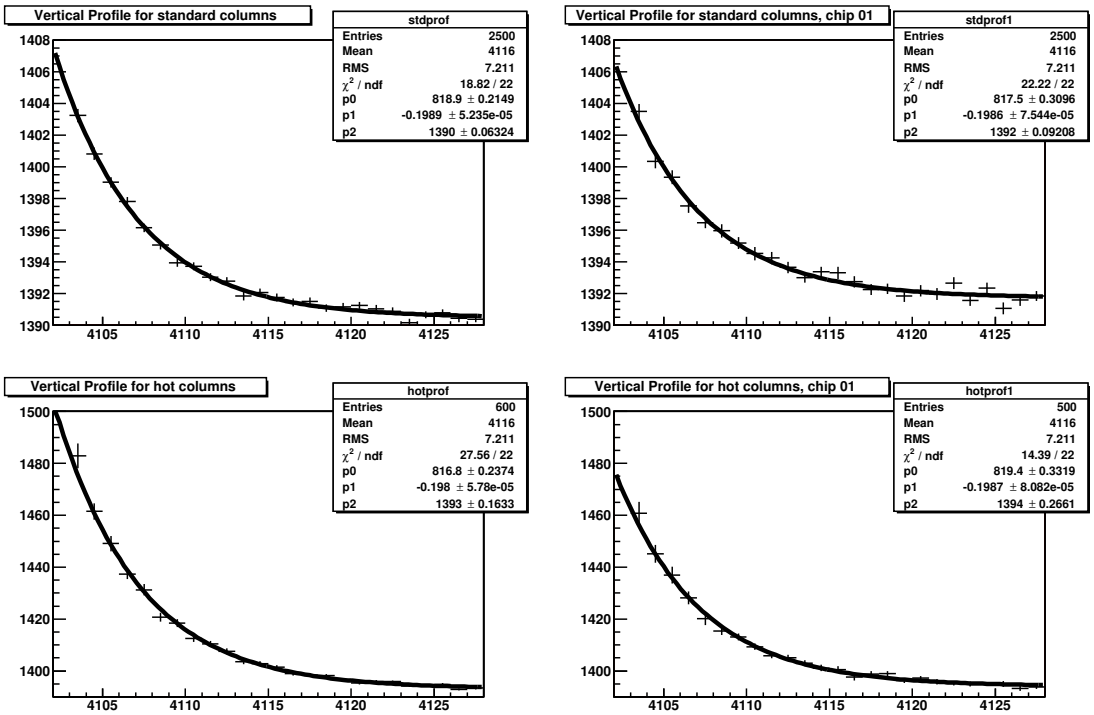


FIG. 3.18 – Profils verticaux pour différents groupes de colonnes : des colonnes "standards" en haut et des colonnes "chaudes" en bas.

entre fraction de charge différée et temps de pose, l'échelle étant logarithmique. Les queues de signal dans le cas de signaux très intenses sont donc à prendre en compte. Cet effet reste faible (pour les moins bonnes colonnes, 10 électrons de queue se trouveront au sixième pixel après un signal de 33×10^3 électrons), mais peut être gênant pour éliminer les systématiques de second ordre dans les spectres, pour les raies fines en particulier.

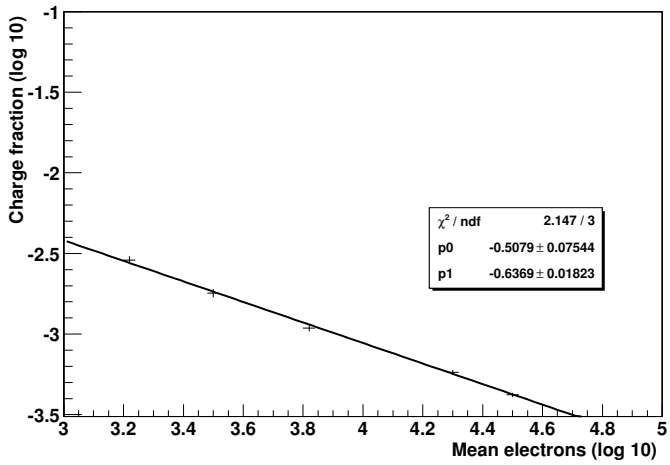


FIG. 3.19 – Évolution de la fraction de charge différée avec le temps de pose pour le registre parallèle (échelles logarithmiques) et ajustement linéaire.

3.3 Le pré-traitement des données

3.3.1 Bilan

Le pré-traitement des données brutes consiste donc principalement en :
- la correction pair-impair
- la soustraction de l'overscan
- la soustraction du biais de lecture
- la soustraction du courant d'obscurité
- la correction des cosmétiques lorsque cela est possible
- la conception d'une carte de variances associée à l'image, afin notamment de cataloguer les mauvais pixels et les cosmétiques

3.3.2 Quelques questions restantes

Les problèmes de rémanence restent à quantifier de façon plus précise. Ils peuvent en effet devenir particulièrement importants lorsque la pose précédente présente de nombreux pixels atteignant la saturation. Une fois ce phénomène mieux compris, il est également nécessaire d'effectuer de nouveaux tests de linéarité pour le courant d'obscurité. Les problèmes des fluctuations du gain doivent également être mieux cernés pour améliorer l'étalonnage.

L'efficacité quantique du capteur n'a pu être vérifiée au cours de ces tests. Les tests effectués à l'ESO pour plusieurs capteurs du même type (EEV 44-82) sont représentés figure 3.20. On remarque que dans les parties les plus bleues, l'efficacité n'est pas optimale. Cette baisse d'efficacité fait partie de la transmission instrumentale et est corrigée lors des étalonnages suivants, corrections d'uniformité et étalonnage en flux.

Enfin, l'épaisseur des différentes couches constituant le capteur étant de l'ordre de la longueur d'onde, une partie de la lumière est réfléchie à l'interface et crée un phénomène d'interférences faisant apparaître des franges dans le signal. C'est la raison pour laquelle le CCD de la voie rouge est plus épais : il permet d'éviter l'apparition de franges pour les longueurs d'onde intermédiaires de ses spectres. Les franges apparaissent cependant pour les plus grandes longueurs d'onde, comme on le voit par exemple dans la figure 2.3, gênant l'extraction du spectre dans ces domaines extrêmes. Si

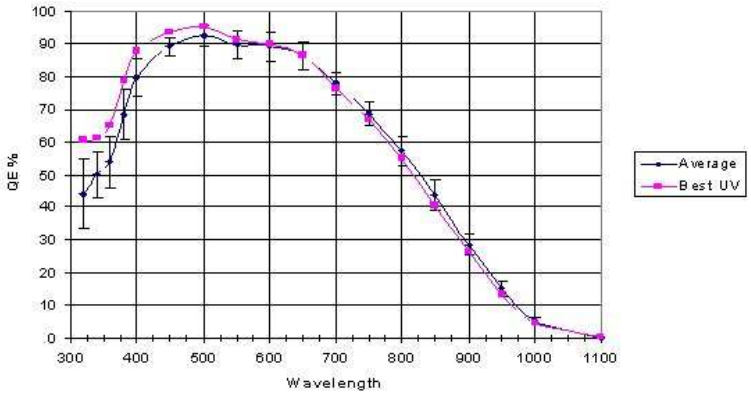


FIG. 3.20 – Efficacité quantique pour 12 capteurs du même type que le nôtre.

ce phénomène est connu, son amplitude est très difficile à prédire [66]. Aucune correction de franges n'est effectuée pour le moment dans SNIFS, et cela reste une des améliorations à apporter à son étalonnage.

3.4 Conclusion

Nous avons pu dans ce chapitre rendre compte d'une étude préliminaire effectuée sur les capteurs CCD de l'instrument SNIFS, étude qui s'est avérée utile pour l'élaboration du pré-traitement des données. Les données SNIFS subissent les opérations détaillées ici avant tout autre traitement. Une fois les images directement issues du détecteur ainsi corrigées, elles sont prêtes à être mises sous forme de cubes et étalonnées, étapes exposées dans les chapitres suivants.

Chapitre 4

L'étalonnage spectro-spatial et corrections d'uniformité

4.1 Extraction des spectres et création des cubes

Une fois les images pré-traitées, il faut reconstruire le cube de données contenu sur le capteur bi-dimensionnel, c'est à dire passer d'une information de type $I(n,p)$, intensité au pixel (n,p) du capteur, à une information de type $I(x,y,\lambda)$, où x et y correspondent à la position du spectre considéré dans le champ et λ à la longueur d'onde. Nous ne reviendrons ici que sur les principes des diverses opérations effectuées, développées lors de la réalisation des premiers IFS au CRAL, et reprises ici pour SNIFS (voir par exemple les travaux de Yannick Copin sur SAURON [67, 59]).

L'extraction des spectres individuels à partir de l'image du CCD est très délicate car, pour récolter le plus d'informations possible, les spectres sont très proches les uns des autres. Une simple prise en compte des colonnes éclairées par un même spectre ne suffit donc pas à extraire correctement le flux, car alors une partie de la lumière des ailes du spectre voisin y sera incluse. Le principe de l'extraction consiste alors en la production d'un *masque d'extraction* à partir de poses d'étalonnage à haut rapport de signal sur bruit.

4.1.1 Positions des micro-pupilles

Dans le cas de SNIFS, le système disperseur ne peut être retiré et il est impossible de commencer l'étalonnage par une détermination de la position des micro-pupilles sur le CCD en l'absence de dispersion chromatique. La première étape, qui consiste en la détermination de la position sur le CCD de chaque micro-pupille, doit donc être faite à partir de poses de type `arc`, c'est à dire effectuées avec des lampes spectrales (cadmium-mercure, argon). La résolution spectrale du disperseur est donc également à prendre en compte pour la détection des taches lumineuses. Pour une raie donnée de la lampe (longueur d'onde fixée), la position des points lumineux correspondants sur l'image permet de connaître les paramètres de base de la trame de micro-lentilles (position des micro-lentilles et angle formé entre l'alignement des micro-lentilles et celui des pixels du CCD). Elle permet également d'évaluer les éventuelles distorsions géométriques[1] du spectrographe en la comparant avec un modèle théorique. Dans le cas de SNIFS, le champ étant réduit, ces distorsions sont négligeables.

[1] il s'agit ici du même type de distorsions que celles observées à travers une simple lentille lorsque celle-ci ne peut être assimilée à une lentille mince et/ou que les conditions de Gauss ne sont pas vérifiées. Lorsque le système optique considéré est complexe et contient de nombreux dispositifs comme c'est le cas ici, les conditions de Gauss deviennent difficiles à réunir et des distorsions géométriques peuvent apparaître. Les micro-pupilles ne sont dans ce cas pas correctement alignées.

4.1.2 Profils des spectres

La deuxième étape consiste à déterminer, pour chaque spectre, le profil selon la direction perpendiculaire à la dispersion, appelé profil de "cross-dispersion". En pratique, afin de déterminer ce profil, on effectue une intégration selon la direction de dispersion. Ce profil $\mathcal{P}$ contient le profil géométrique de la micro-pupille, $\mathcal{G}$, convolué par la fonction d'étalement du point (ou PSF pour Point Spread Function) du spectrographe $\mathcal{F}$. Le profil géométrique est déterminé théoriquement à partir des diamètres du miroir primaire du télescope et de l'obstruction centrale (ombres du miroir secondaire et de son support) ainsi que les différentes focales impliquées dans la construction de la micro-pupille. Sa forme n'étant pas analytique, on choisit de le modéliser par une somme de trois gaussiennes. La figure 4.1 représente ce profil géométrique ainsi que la forme utilisée pour l'ajustement.

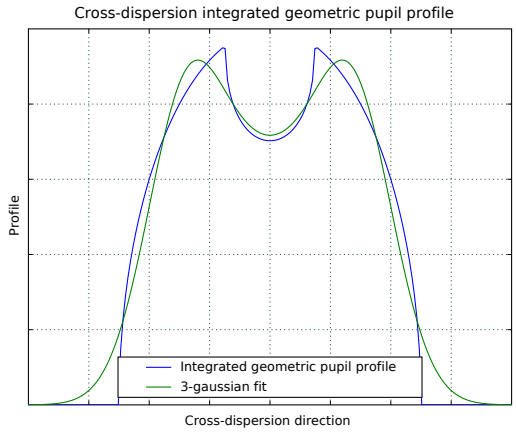


FIG. 4.1 – Profil géométrique de cross-dispersion intégrée $\mathcal{G}$ (en bleu) d'une micro-pupille et modélisation (en vert) par trois gaussiennes.

La PSF du spectrographe, $\mathcal{F}$, est due aux imperfections de la trame de micro-lentilles et du spectrographe : elle évolue avec les réglages de l'optique et est différente d'une micro-lentille à l'autre. Aussi, on la décompose en deux contributions, l'une fixe, $\mathcal{F}^*$, le noyau, et l'autre dépendante de la micro-lentille et de la longueur d'onde, $\mathcal{F}_i(\lambda)$ pour la micro-lentille i à la longueur d'onde λ. En effet, alors que la pupille géométrique est identique quelle que soit la position sur le CCD, la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil de cross-dispersion augmente avec la distance par rapport au centre optique et varie selon la longueur d'onde. Le profil s'écrit donc, pour la micro-lentille i et à la longueur d'onde λ :

$$\mathcal{P}_i(\lambda) = \mathcal{G} \otimes \mathcal{F}^* \otimes \mathcal{F}_i(\lambda) \tag{4.1}$$

Les images des raies de l'arc proches du centre optique sont utilisées afin de déterminer le noyau. En effet, au voisinage du centre optique, on peut considérer $\mathcal{F}_i(\lambda)$ comme une fonction de Dirac, et déterminer $\mathcal{G} \otimes \mathcal{F}^*$. Une somme de trois gaussiennes centrées permet d'avoir une bonne approximation du noyau. On utilise ensuite la fonction obtenue pour déterminer $\mathcal{F}_i(\lambda)$ grâce à une pose `continuum` (lampe à lumière blanche). Pour cet ajustement, une simple gaussienne suffit, mais, les spectres étant très rapprochés, plusieurs spectres voisins doivent être ajustés simultanément pour prendre en compte les recouvrements entre spectres. En pratique, les spectres étant regroupés par 15, on ajuste tous les pics du paquet. L'ajustement obtenu reflète l'allure du profil à quelques pourcents près. La variation de la largeur de $\mathcal{F}_i(\lambda)$ avec la longueur d'onde étant faible, toutes les lignes du CCD ne

sont pas ajustées, un espacement régulier (de l'ordre de la dizaine de lignes) est laissé entre deux lignes ajustées. Un exemple d'ajustement du profil de cross-dispersion est représenté figure 4.2.

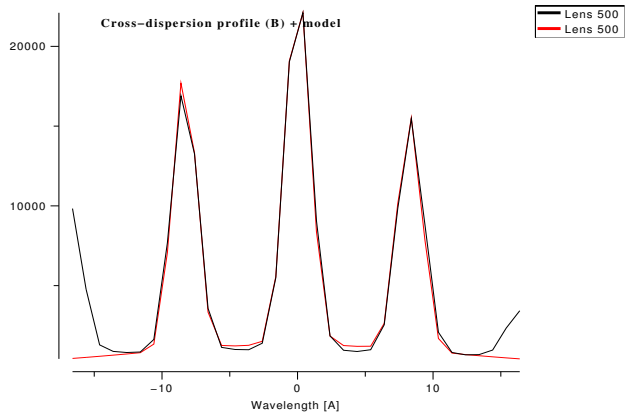


FIG. 4.2 – Exemple d'ajustement du profil de cross-dispersion sur une pose `continuum` : le pic central est modélisé avec ses deux plus proches voisins afin de corriger la pollution inter-pic.

Pour chaque ligne analysée p, la position n et la largeur σ de chaque pic est déterminée. Aucune information sur l'identité de la micro-lentille ou la longueur d'onde n'y est incluse à ce stade. On obtient ainsi une carte des largeurs (n, p, σ) que l'on utilisera pour l'élaboration du masque.

4.1.3 Lien avec les spectres physiques : construction du masque

La dernière étape consiste à faire le lien entre les données acquises jusqu'ici et les spectres eux-mêmes. Contrairement aux étapes précédentes, qui ne faisaient intervenir que des ajustements locaux, on doit ici considérer un modèle chromatique global de l'instrument. Ce modèle doit être très précis et inclure, outre les diverses distances focales des systèmes optiques et les caractéristiques du grism, un ajustement de la dépendance chromatique des distances focales et des distorsions spatiales et chromatiques du système optique global. Cet ajustement se fait sur une pose `arc` dont les longueurs d'onde des raies sont tabulées et utilise la carte des PSF effectuée lors de l'étape précédente : on ajuste le modèle d'instrument en vérifiant que le point du CCD sur lequel se trouve l'image qu'il prédit correspond bien à un point illuminé de l'image. Le masque $\mathcal{M}$ correspond alors à un modèle mathématique du comportement optique de l'instrument donnant le point d'incidence $(n, p)_i(\lambda)$ sur le CCD d'un rayon de longueur d'onde λ issu de la micro-lentille i. La figure 4.3 est un exemple d'ajustement du masque sur une pose `continuum`. Ce masque permet d'avoir un pré-étalonnage en longueur d'onde, ainsi qu'une précision sur la position des spectres de l'ordre du dixième de pixel. Associé à la table des largeurs de la PSF locale, il permettra une extraction optimale des spectres pour construire les cubes SNIFS.

La difficulté des divers ajustements évoqués jusqu'ici fait qu'ils ne sont effectués que rarement (une fois pour toutes, sauf en cas d'opérations sur l'instrument pouvant provoquer un déplacement du CCD), et que pour chaque pose, on procède simplement à un décalage du masque : en effet les flexions subies par l'instrument lors de son mouvement pour le pointé du télescope peuvent décaler légèrement les spectres ou provoquer une rotation. De la même façon, ces flexions font que l'estimation de λ à ce stade n'est qu'approximative et qu'un étalonnage en longueur d'onde est nécessaire même après application du masque.

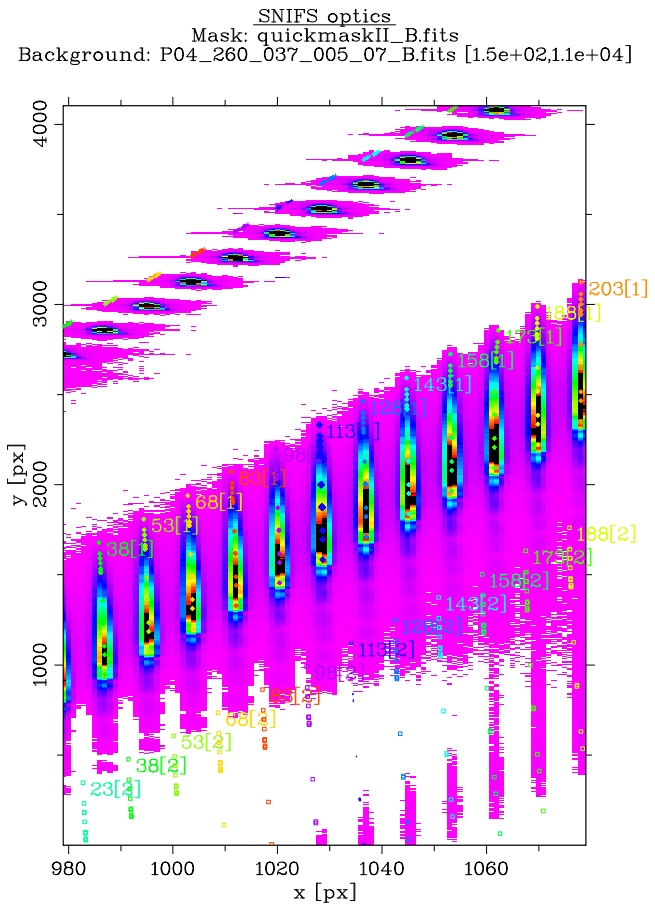


FIG. 4.3 – Ajustement du masque sur une partie d'une pose `continuum`. On y distingue les trois ordres de réfraction du réseau. Le masque est repéré par les points de couleur superposés aux spectres, avec le numéro attribué à chaque micro-lentille. La micro-lentille 113 est la micro-lentille centrale de la trame.

4.1.4 Extraction des spectres

En première approximation, avec un masque décalé de façon appropriée pour la pose que l'on considère, $(n,p)_i(\lambda)$ et $\mathcal{P}_i(n,\lambda)$ sont maintenant connus et, si l'on se place sur un spectre à la ligne p, l'intensité à la longueur d'onde correspondante $\lambda_i(p)$ peut s'écrire :

$$I_i(\lambda_i(p)) = \int_{\Delta_i} gI(n,p)\,dn \tag{4.2}$$

où Δ_i définit une fenêtre d'extraction à considérer, domaine centré sur le pic du spectre correspondant à la micro-lentille i ; g est le gain en e^-/ADU du CCD ; et $I(n,p)$ est le flux en ADU au pixel (n,p). Ceci n'est qu'une approximation, l'extraction optimale prenant en compte la contribution des spectres voisins et une pondération selon le profil de cross-dispersion [68, 69]. Nous n'entrerons pas ici dans le détail du calcul amenant à l'extraction optimale, et exposerons simplement sa forme :

$$I_i(\lambda_i(p)) = \int_{\Delta_i} g\,\omega_i(n,p)\,I_{eff}(n,p)\,dn \tag{4.3}$$

où I_{eff} est le flux en ADU du pixel (n, p) auquel on a soustrait la contribution des plus proches voisins ; et $\omega_i(n, p)$ est une pondération prenant en compte le profil de l'image [67, 69].

On peut maintenant construire un cube qui, pour chaque micro-lentille i, contient :

- les coordonnées (x_i, y_i) de la micro-lentille sur la trame,
- le flux $I_i(\lambda_i)$ extrait de façon optimale,
- la variance estimée sur ce flux (en e^{-2}), somme quadratique d'un terme lié au bruit de photons ($\sqrt{N}$ pour un signal de N coups) et du bruit de lecture du CCD.

Pour distinguer les pixels du CCD des éléments issus du découpage du champ par les micro-lentilles, on parlera dans ce dernier cas de "spaxel" (pour "spatial pixel"), afin de bien préciser qu'il s'agit de l'échantillonnage spatial de notre cube.

4.2 Étalonnage en longueur d'onde

Comme nous l'avons vu, le cube obtenu est pré-étalonné en longueur d'onde, mais des variations locales (flexions mécaniques, température, etc.) peuvent induire de petites variations par rapport au masque. Afin d'obtenir la précision voulue, une pose `arc` d'étalonnage est prise juste après chaque pose et avant tout mouvement du télescope vers une nouvelle cible. Cette pose permet de mesurer le décalage spatial du masque (translation ou rotation), mais aussi, une fois mise sous forme de cube, de procéder à un étalonnage en longueur d'onde classique. Les raies de la pose `arc` étant connues, on les identifie sur chaque spectre et on détermine leur position. On définit ensuite une relation d'étalonnage : c'est la transformation qui permet de connaître la longueur d'onde λ_r de la raie r à partir de sa position s_r sur le spectre. La relation (dans notre cas, un polynôme du troisième degré suffit, le cube étant pré-étalonné) est ajustée sur le cube de la pose `arc` de référence, puis appliquée à la pose d'objet à étalonner. La précision finale sur l'étalonnage en longueur d'onde est de l'ordre de 0.3 Å, soit un dixième de pixel.

Le cube contient donc maintenant un certain nombre de "spectres" (225 dans le cas de SNIFS) rangés de façon à ce que l'on puisse extraire des "tranches" représentant l'image du champ à une longueur d'onde donnée. L'épaisseur de ces tranches est donnée par la résolution spectrale, estimée à partir de poses `arc`, qui est pour SNIFS de 2.5 ± 0.3 Å pour la voie bleue et de 3.4 ± 0.3 Å pour la voie rouge. Elle est légèrement chromatique et varie de façon non-négligeable spatialement.

4.3 Champ plat spectro-spatial

L'étape suivante de l'étalonnage consiste en la correction des non-uniformités de la transmission instrumentale, qu'elles soient spectrales ou spatiales. Pour cela, on utilise des poses `continuum`, réalisées avec une lampe à lumière blanche (tungstène) dont le spectre est continu. Les trames de micro-lentilles de SNIFS ayant une taille réduite, on peut considérer que l'éclairement est uniforme spatialement. Notons que l'on peut également utiliser des poses `twilight`, poses de ciel prises au lever ou au coucher du Soleil, pour effectuer cet étalonnage : elles permettent d'obtenir un éclairement uniforme et de corriger de la transmission optique du télescope, mais comprennent des raies importantes et ne sont donc pas uniformes, ni même monotones, spectralement. Les contributions aux non-uniformités spectro-spatiales sont :

- la transmission de la lame dichroïque $D(\lambda)$ (peut comprendre d'autres termes de transmission pour les autres sytèmes optiques, notamment ceux du télescope)
- la transmission $K_i(\lambda)$ de chaque micro-lentille i, proche de 1 mais pouvant varier selon la micro-lentille

Le spectre correspondant à la micro-lentille i dans le cube issu de la pose `continuum` s'écrit donc :

$$W_i(\lambda) = W(\lambda) \times D(\lambda) \times K_i(\lambda) \tag{4.4}$$

où $W(\lambda)$ est le spectre de la lampe à filament de tungstène. De même, pour un objet de spectre $O(\lambda)$, on aura :

$$O'_i(\lambda) = O_i(\lambda) \times D(\lambda) \times K_i(\lambda) \tag{4.5}$$

où $O_i(\lambda)$ est le spectre de l'objet sur le champ de ciel délimité par la micro-lentille i au niveau du télescope, qui comprend les modifications dues à l'atmosphère et le temps de pose.

Le calcul de la correction de champ plat consiste donc à utiliser une pose `continuum` prise la même nuit (poses prises après le lever du Soleil, dôme fermé) que la pose de l'objet à étalonner et à construire un cube de correction simplement constitué du cube de la pose `continuum` dont on a pris l'inverse et dont on a lissé les spectres. On prend également soin de renormer ce cube en le multipliant par une constante w calculée en intégrant les spectres sur leur partie centrale. Le cube contient donc pour chaque micro-lentille i :

$$\frac{1}{\overline{W_i}(\lambda)} = \frac{w}{(W(\lambda) \times D(\lambda) \times K_i(\lambda))} \tag{4.6}$$

Ainsi, en multipliant chaque point (i, λ) du cube objet par ce cube d'étalonnage en champ plat, on obtient finalement le "signal" S :

$$S_i(\lambda) = \frac{w\, O_i(\lambda)}{W(\lambda)} \tag{4.7}$$

et les termes de transmission instrumentale sont éliminés par l'opération. On a introduit à leur place le spectre de la lampe à filament de tungstène, mais ce terme, quasi-linéaire en longueur d'onde, sera corrigé lors de l'étalonnage en flux du cube de données.

Les poses utilisées pour l'étalonnage en champ plat sont effectuées en fin de nuit afin d'avoir, pour chaque nuit, des poses d'étalonnage effectuées avec les mêmes réglages que les poses d'objets. Afin d'y inclure également les facteurs de transmission dus à l'optique du télescope, on peut effectuer des poses d'étalonnage avec une lampe à lumière blanche éclairant l'intérieur du dôme alors que celui-ci est fermé (poses `dome`). Ces poses ne sont pas utilisées pour le moment car des problèmes d'uniformité de l'éclairement du dôme subsistent : on leur préfère donc les poses `continuum`, et le recoupement avec les poses `twilight` et/ou `dome` reste parmi les améliorations à apporter à l'étalonnage.

4.4 Élimination des rayons cosmiques

L'impact de rayons cosmiques sur le détecteur pendant l'intégration de la pose va créer des charges superflues qu'il nous faut éliminer. Ces impacts sont quasi-ponctuels et se distinguent par quelques pixels adjacents dont le niveau est très supérieur à celui de leurs voisins immédiats. Ils semblent donc faciles à repérer sur une pose classique. Dans le cas des poses d'un IFS comme SNIFS cependant, ils sont difficiles à distinguer d'une raie en émission intense de notre objet, c'est pourquoi leur élimination n'est pas faite au niveau du CCD. Une fois les données mises sous forme de cube en effet, une raie en émission intense sera visible sur plusieurs spectres voisins à la même longueur d'onde, alors que l'impact d'un cosmique ne se manifestera que sur un seul spectre (s'il se manifeste par une trainée sur le CCD et touche deux spectres, les spectres étant décalés les uns par rapport aux autres, il se manifestera dans le cube par deux impacts à des longueurs d'onde différentes). Le traitement des cosmiques se fait donc au niveau du cube étalonné en longueur d'onde et corrigé du champ plat spectro-spatial, en détectant les pics intenses très localisés à la fois spectralement (quelques pixels de largeur) et spatialement (une seule lentille).

4.5 Conclusion

Nous avons pu voir dans ce chapitre comment les données SNIFS, issues de capteurs bi-dimensionnels, sont mises sous forme de cubes permettant d'accéder plus facilement à toute l'information qu'elles contiennent. Les cubes sont enregistrés au format Euro3D, défini par un consortium international soucieux du bon traitement des données des IFS. Ce format permet d'accéder facilement à toutes les informations : les indications sur la pose (date et heure de la prise de données, coordonnées sur le ciel, temps de pose, etc.) comme les données elles-mêmes (tout le spectre issu d'une même micro-lentille, les flux reçus par chacune des micro-lentilles pour une longueur d'onde donnée, etc.). Nous verrons cependant au chapitre 7 qu'une amélioration de cet environnement de travail a été réalisée au cours de cette thèse.

Les données sont donc mises sous forme de cubes, puis étalonnées en longueur d'onde, corrigées de la transmission instrumentale et des rayons cosmiques. La dernière étape du traitement des données est l'étalonnage en flux, que nous présentons dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

L'étalonnage en flux

5.1 Principe

5.1.1 Objectif et méthode

Nous avons vu jusqu'à présent comment passer de données bi-dimensionnelles à un cube de données étalonné en longueur d'onde et corrigé du champ plat spectro-spatial. Nous avons donc un tableau tri-dimensionnel de données, et voulons obtenir à partir de ce tableau un spectre représentant le flux total de notre objet en fonction de la longueur d'onde. La première étape de ce dernier étalonnage consiste en l'extraction du spectre total reçu par l'instrument à partir du cube, en effectuant une étude photométrique du champ observé pour chaque longueur d'onde (ou "tranche" du cube). C'est une étape clef du traitement des données sur laquelle nous reviendrons en détail puisqu'elle a fait l'objet de l'étude principale de cette thèse. Nous nous intéressons ensuite non plus aux spectres individuels issus de chaque micro-lentille, mais au spectre total de l'objet vu par notre instrument, obtenu par cette extraction, et qu'il nous faut maintenant étalonner en flux, afin d'obtenir les "intensités" (en l'occurrence le flux monochromatique par untié de temps) dans une unité physique absolue, par exemple en photons.m^{-2}.s^{-1}.Å^{-1} ou en ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}. Rappelons également qu'il reste encore des dépendances spectrales résiduelles qui n'ont pas été éliminées par la correction de champ plat spectro-spatial. Pour reprendre les notations utilisées au chapitre 4, on considère un objet de spectre $\phi(\lambda)$ qui, à l'entrée du télescope, aura subi les modifications dues à l'atmosphère et sera de la forme $\phi(\lambda) \times \mathcal{A}(\lambda)$, où $\mathcal{A}(\lambda)$ est une transmission atmosphérique dépendant de l'épaisseur d'atmosphère traversée et du temps. Si l'on inclut le temps de pose t, on aura, à l'entrée du télescope, un spectre de l'objet de la forme : $O(\lambda) = \phi(\lambda) \times t \times \mathcal{A}(\lambda)$. En rajoutant les termes de transmission instrumentale, on obtient $O'(\lambda) = T(\lambda) \times O(\lambda)$, avec, d'après l'équation 4.5, $T(\lambda) = D(\lambda) \times K(\lambda)$, transmissions moyennes (sur l'espace) des divers dispositifs optiques. Après étalonnage en champ plat spectro-spatial, le spectre obtenu $S(\lambda)$ est de la forme :

$$S(\lambda) = \mathcal{T}(\lambda) \times \phi(\lambda) \times t \times \mathcal{A}(\lambda) \tag{5.1}$$

où $\mathcal{T}(\lambda)$ est le terme incluant le spectre de lampe introduit par l'étalonnage spectro-spatial (d'après l'équation 4.7, $\mathcal{T}(\lambda) = \frac{w}{W(\lambda)}$). Le but de l'étalonnage en flux est donc de déterminer $\phi(\lambda)$ à partir de $S(\lambda)$.

L'étalonnage en flux se fait classiquement grâce à l'observation d'étoiles dont le spectre est connu, étoiles étalons aussi appelées étoiles standards. On utilise ainsi le flux connu ϕ_* de l'étoile pour déterminer $\mathcal{T}(\lambda)$ et appliquer ce terme correctif à notre pose d'objet inconnu (ici indicé 'SN') :

$$\mathcal{T}(\lambda) = \frac{S_*(\lambda)}{\phi_*(\lambda) \times t_* \times \mathcal{A}_*(\lambda)} \tag{5.2}$$

$$S_{SN}(\lambda) = \frac{S_*(\lambda)}{\phi_*(\lambda) \times t_* \times \mathcal{A}_*(\lambda)} \times \phi_{SN}(\lambda) \times t_{SN} \times \mathcal{A}_{SN}(\lambda) \tag{5.3}$$

$$\phi_{SN}(\lambda) = \frac{S_{SN}(\lambda) \times \phi_*(\lambda) \times t_* \times \mathcal{A}_*(\lambda)}{S_*(\lambda) \times t_{SN} \times \mathcal{A}_{SN}(\lambda)} \tag{5.4}$$

Ceci implique donc la connaissance des temps de pose, du flux de référence de l'étoile étalon, ainsi que des termes atmosphériques affectant chacun des signaux. Ce dernier élément reste sans conteste le plus complexe à traiter et fait l'objet du paragraphe suivant. Le spectre final obtenu $\phi_{SN}(\lambda)$ est constitué du flux de l'objet exprimé dans la même unité que le flux de référence de l'étoile étalon utilisé dans cet étalonnage. Les étoiles étalons et l'obtention de leur spectre font l'objet de la section 5.2.

5.1.2 La transmission atmosphérique

La transmission atmosphérique est liée à l'absorption de lumière par les différents composants de l'atmosphère (aérosols, diffusion Rayleigh et absorption par les molécules de la haute atmosphère, etc. [70]) et, avec les vents, peut varier de façon significative au cours d'une même nuit (notamment en présence de nuages). C'est pourquoi on traite différemment les données prises au cours de nuits photométriques (déjà mentionnées au paragraphe 2.4.4) et celles prises au cours de nuits instables, dites non photométriques. La figure 5.1 résume les opérations effectuées selon le type de nuit, et nous allons nous appuyer sur ce schéma récapitulatif pour notre explication. Ce schéma ne concerne que l'étalonnage en flux, les données ayant déjà subi les autres étalonnages à ce stade.

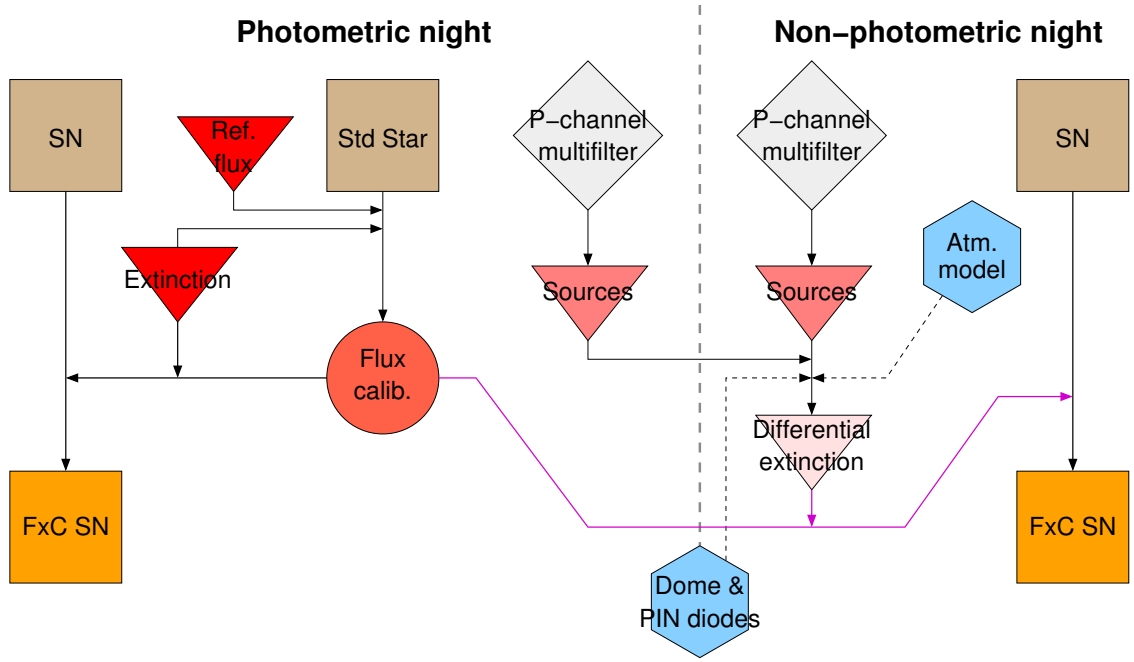


FIG. 5.1 – Schéma récapitulatif des opérations à effectuer pour l'étalonnage en flux selon le type de nuit. "SN" désigne la pose de supernova à étalonner en flux, "Std Star" la pose d'étoile étalon, "Ref. flux" son flux de référence, "Extinction" la correction d'extinction atmosphérique, "FxC SN" la pose de supernova étalonnée.

Cas d'une nuit photométrique

Dans le cas d'une nuit photométrique, par définition l'extinction atmosphérique ne varie pas au cours de la nuit, et on peut utiliser une courbe d'extinction de référence pour déterminer $\mathcal{A}_*(\lambda)$ et $\mathcal{A}_{SN}(\lambda)$. Les courbes d'extinction de référence sont issues de mesures effectuées pour chaque site d'observation et sont disponibles sous forme de tables de valeurs en magnitude par masse d'air (voir annexe A), que nous aurons l'occasion de rencontrer à nouveau. En applicant les transmissions atmosphériques ainsi obtenues, on détermine le facteur de correction à appliquer à la pose d'objet inconnu et on obtient un spectre étalonné en flux.

Cas d'une nuit non photométrique

Ce cas est bien entendu plus difficile à traiter, et nécessite un recoupement avec des données prises lors d'une nuit photométrique. En effet, pour traiter une pose d'objet pris pendant une nuit non photométrique, il faut pouvoir comparer la pose photométrique (voie de photométrie avec multifiltre) associée avec la pose photométrique associée à une pose de ce même objet prise au cours d'une nuit photométrique. On comparera donc les flux des sources visibles sur ces poses (étoiles situées dans le même champ que l'objet) dans les différents filtres afin d'obtenir une extinction atmosphérique différentielle. La seule connaissance de l'extinction atmosphérique dans chacun des filtres sera alors complétée grâce à un modèle atmosphérique et à la connaissance de la réponse de l'instrument pour la nuit concernée, obtenue grâce aux poses d'étalonnage (on utilisera de préférence des poses `dome` afin d'inclure les réglages du télescope, qui peuvent varier avec les conditions atmosphériques). Cette extinction différentielle est ensuite utilisée à la place de l'extinction de référence pour effectuer l'étalonnage en flux de la pose d'objet. La correction utilisée reprend le facteur $(\mathcal{T}(\lambda))^{-1}$ qui a été calculé lors du traitement de la nuit photométrique utilisée pour calculer l'extinction différentielle.

5.2 Les étoiles étalons

Les étoiles étalons utilisées ont été observées de façon prolongée par des spectrographes à fente. L'étoile couramment utilisée comme référence pour les magnitudes est Véga, dont le flux absolu à une longueur d'onde donnée est considéré comme origine des magnitudes. Selon la source, la longueur d'onde de référence peut varier et il est très important de vérifier les choix faits par les auteurs des spectres de référence. Hayes et Latham, grâce à des modèles d'extinction atmosphérique et à un soigneux étalonnage du spectrographe avec des corps noirs (on utilise en général un métal à sa température de fusion), donnent pour Véga un flux de 3.39×10^{-9} ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1} à 5556 Å [71]. Dans un article suivant (10 ans plus tard), qui est souvent utilisé comme référence, Hayes préfère la longueur d'onde de 5000 Å, pour laquelle il obtient un flux de 4.65×10^{-9} ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}. C'est cette référence qui sera utilisée dans un premier temps pour les observations du télescope spatial Hubble [72]. Des mesures plus précises ont ensuite été faites par le HST, qui obtient 3.46×10^{-9} ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1} à 5556 Å [73].

Les autres étoiles sont ensuite étalonnées grâce à cette référence. Mais, d'une part parce que Véga n'est pas toujours observable, notamment par les télescopes de l'hémisphère sud, et d'autre part parce que les observations se font sur des objets de plus en plus lointains et/ou de moins en moins lumineux, Véga n'est pas toujours un choix judicieux de standard spectrophotométrique. Sa luminosité très grande saturerait en effet très rapidement les CCD SNIFS. Notons également que la présence d'un disque de poussières autour de cette étoile la rend plus lumineuse et même potentiellement variable dans l'infrarouge [74]. On a pour cela défini des étoiles standards spectrophotométriques secondaires, puis tertiaires, soigneusement étalonnées à partir de Véga et pouvant ensuite à leur tour servir d'étalon [75].

Les standards spectrophotométriques secondaires sont les étoiles les plus brillantes, répertoriées dans le "Bright Star Catalogue", recensant *grosso modo* toutes les étoiles visibles à l'œil nu (jusqu'à la magnitude apparente de 6 environ). Ces étoiles ont un numéro précédé de 'HR', en homage à son prédécesseur "Harvard Revised Photometry Catalogue". Nous les utilisons comme standards particulièrement brillantes pour l'étalonnage de SNIFS, puisqu'elles ne nécessitent qu'un temps de pose d'une seconde. Les spectres de référence que nous utilisons pour ces étoiles ont été obtenus par Hamuy *et al.* [76], puis reconvertis par nos soins en ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}, sachant que le système de référence utilisé pour l'étalonnage de ces spectres était celui de Hayes [77]. Ces spectres présentent quelques défauts, d'une part parce qu'ils ont été pris au sol et qu'ils ont dû subir des corrections au niveau des raies d'absorption tellurique, et d'autre part parce qu'ils ont été pris avec un spectrographe à fente large et que de ce fait ils semblent avoir subi un effet de fente faussant légèrement leur étalonnage en longueur d'onde.

Parmi les étoiles standards spectrophotométriques tertiaires, certaines ont également été observées par Hamuy *et al.* [78]. Ce sont des étoiles proches, détectées comme telles par leur "mouvement propre" sur le ciel en un an. Luyten les a répertoriées dans un catalogue et leur préfixe est LTT ("Luyten Two-Tenths catalogue : Catalogue of stars with proper motions exceeding 0"2 annually") [79]. Leur magnitude typique est de l'ordre de 12. Enfin, d'autres standards tertiaires (là, les noms sont plus disparates : Feige, HZ, GD, etc.) ont été mesurées précisément par le télescope spatial Hubble [80, 81]. Ce sont principalement des naines blanches, intéressantes en tant que standards par la continuité de leur spectre, pauvre en raies. Les spectres de référence du HST sont de bonne qualité car ils n'ont pas eu à souffrir de l'absorption atmosphérique et n'ont pas dus être corrigés. Dans certains cas, on peut également recourir à des spectres donnés par des modèles, car pour les naines blanches ils correspondent bien aux données et présentent l'avantage de ne pas être bruités [80]. Pour SNIFS, les standards spectrophotométriques tertiaires nécessitent des temps de pose de 180 à 600 secondes.

5.3 Conclusion

Ce chapitre expose les principes de l'étalonnage en flux des données SNIFS, et nous avons pu constater qu'un des éléments importants de cette dernière étape du traitement des données est l'extraction à partir du cube du spectre total de l'objet observé. Cette extraction a fait l'objet de l'étude principale de cette thèse et nous y reviendrons en détail dans les parties suivantes. Lors de cette étude, nous devons garder présent à l'esprit l'objectif de SNIFS, qui est d'obtenir une précision sur le flux de l'ordre du pourcent. Cet objectif ambitieux est justifié par l'intérêt même des données observées par notre instrument : les spectres de supernovæ de type Ia proches doivent être suffisamment précis pour permettre d'effectuer les corrections adéquates sur les spectres de supernovæ lointaines, beaucoup moins précis, que les futures expériences obtiendront (se reporter à la première partie de ce document pour de plus amples précisions). Bien sûr ce but est d'autant plus difficile à réaliser que les données doivent subir un traitement complexe et que les différents étalonnages induisent chacun des erreurs. Afin de bien évaluer ces erreurs et de les réduire, un nombre important de poses d'étoiles étalons est nécessaire. Il est également à noter que des erreurs sur les spectres répertoriés des étoiles étalons peuvent parfois être importantes et contribuer à détériorer la précision finale, qui dans l'état actuel n'est pas à la hauteur de nos objectifs, comme nous pourrons le constater par la suite. La partie suivante présente la méthode choisie pour l'extraction du spectre de flux total à partir du cube pré-étalonné, la dernière partie présente les différents tests effectués sur cette extraction et évalue ses performances à l'heure actuelle.

Troisième partie

Extraction de source ponctuelle sur fond uniforme

Introduction

Les parties précédentes nous ont permis d'introduire l'instrument SNIFS, ses données et le traitement de ces dernières. Nous allons maintenant nous intéresser à l'extraction du spectre d'une source ponctuelle sur un fond uniforme à partir du cube pré-étalonné de données. Cette partie revient donc sur les choix que nous avons faits pour cette étape du traitement des données et le détail de la méthode utilisée. Dans un premier temps (chapitre 6), nous exposerons les diverses caractéristiques inhérentes aux données à ce stade du traitement et qui doivent être prises en compte lors de l'extraction, ainsi que le principe général de la méthode choisie. Ensuite, le chapitre 7 reviendra sur l'environnement de l'analyse et les améliorations qui y ont été apportées lors de ce travail. Enfin, le chapitre 8 expose en détail le fonctionnement du code d'extraction dans cet environnement ainsi que les divers choix qui ont été faits.

Chapitre 6

Les données à traiter

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'extraction du spectre d'une source ponctuelle sur un fond uniforme est une étape cruciale pour l'étalonnage en flux des données. Nous allons donc nous y intéresser en détail dans cette partie, en commençant par exposer les différents problèmes qui se posent. Les données de SNIFS ne sont en effet pas idéales, ne serait-ce que parce que les observations se font au sol et que la lumière doit traverser une partie de l'atmosphère terrestre avant de parvenir jusqu'à l'instrument. Mais l'atmosphère n'est pas le seul facteur à traiter, il faut également prendre en compte les caractéristiques de l'instrument et de la prise de données. Une fois tous ces problèmes correctement posés, nous verrons les méthodes possibles pour les traiter et expliquerons le choix que nous avons fait.

6.1 Les distorsions dues à l'atmosphère

6.1.1 La réfraction atmosphérique différentielle

L'atmosphère terrestre n'est pas une simple couche d'air constituant un milieu homogène et isotrope. Les grandes différences de température et de composition mais surtout le gradient de pression selon l'altitude en font un milieu inhomogène dont l'indice de réfraction varie. Pour simplifier, on peut considérer que l'atmosphère a un indice de réfraction croissant lorsque l'on s'approche du sol. Se produit alors un phénomène du même type que les mirages : la lumière est déviée de la trajectoire rectiligne qu'elle aurait dans le vide. Vu par un observateur au sol, un objet céleste apparaît donc à une position différente de celle à laquelle il se trouve véritablement, comme nous le montre le schéma exagéré de la figure 6.1.

Ce phénomène, accentué lorsque l'épaisseur d'air traversée par la lumière est plus grande, donc quand l'objet observé est loin du zénith, est étudié depuis longtemps [82] car il affecte non seulement le pointé et le suivi de l'objet par le télescope [83], mais aussi les mesures de distances apparentes entre deux étoiles [84] ou astrométrie. *A priori* les données SNIFS n'en sont pas affectées car les corrections de pointé sont faites en amont de la prise de données grâce aux CCD de photométrie et de guidage, et les distances apparentes ne subissent que de très faibles modifications, de l'ordre de quelques millisecondes d'arc, indétectables dans notre cas. Mais il est à noter que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde, et donc que la réfraction atmosphérique ne sera pas exactement la même selon le domaine de longueur d'onde observé. C'est pourquoi l'on parle ici de réfraction atmosphérique *différentielle*, qui oblige les astromètres à ne comparer que des poses prises avec le même filtre, et dont les effets ne sont plus négligeables dans le cas d'un IFS [85]. En ce qui concerne les données de SNIFS, nous pourrons constater qu'au sein d'un même cube de données, la position d'une source ponctuelle varie avec la longueur d'onde. Ce phénomène est donc à prendre en compte lors de l'extraction du spectre de la source à partir du cube, notamment dans

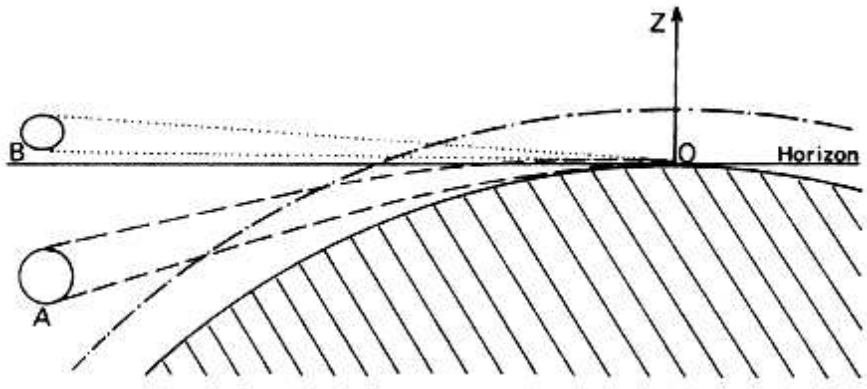


FIG. 6.1 – La réfraction atmosphérique : pour l'observateur O, la lumière venant de A semble venir de B.

le cas où l'étoile a été prise alors qu'elle était proche de l'horizon.

La réfraction atmosphérique différentielle est calculée à partir d'une longueur d'onde de référence, en général 5000 Å. Les deux paramètres principaux sont l'angle zénithal θ_z (angle formé par la verticale ascendante - ou zénith - avec la direction d'observation, voir annexe A), représentant la masse d'air traversée, et la différence entre les indices de réfraction (n) à la longueur d'onde considérée et à la longueur d'onde de référence. On a alors [86] :

$$\Delta R(\lambda) = R(\lambda) - R(5000) \simeq 206265[n(\lambda) - n(5000)] \tan\theta_z \tag{6.1}$$

Reste maintenant à connaître les indices de réfraction. Ils dépendent principalement de la pression, et au second ordre de la température et de la pression partielle en vapeur d'eau. En 1982, A. V. Filippenko publie des relations empiriques [86] dont nous allons nous inspirer dans le traitement des données de SNIFS. Les relations qu'il donne pour déterminer $n(\lambda)$ sont les suivantes :

$$(n(\lambda)_{15,760} - 1)10^6 = 64.328 + \frac{29498.1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255.4}{41 - \lambda^{-2}} \tag{6.2}$$

$$(n(\lambda)_{T,P} - 1)10^6 = (n(\lambda)_{15,760} - 1)10^6 \times \frac{P[1 + (1.049 - 0.0157\,T)10^{-6}P]}{720.883(1 + 0.003661\,T)} \tag{6.3}$$

$$(n(\lambda)_{T,P,f} - 1)10^6 = (n(\lambda)_{T,P} - 1)10^6 - \frac{0.0624 - 0.000680\,\lambda^{-2}}{1 + 0.003661\,T} f \tag{6.4}$$

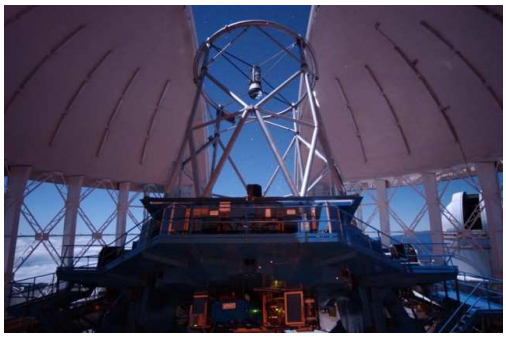
où P est la pression en millimètres de mercure (mmHg), T est la température en degrés Celsius (°C), f est la pression de vapeur d'eau en mmHg et λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide en microns (μm). T, P et f désignent les grandeurs mesurées par l'observateur. La première de ces relations donne l'indice de réfraction pour $P = 760$ mmHg et $T = 15$°C au niveau de la mer, la deuxième permet d'en déduire l'indice pour d'autres températures et pressions (*a priori* plus faibles, puisque les observations sont faites en altitude), et la dernière donne la correction à apporter pour une atmosphère humide. Nous verrons par la suite que, dans le cas des données SNIFS, il est possible d'utiliser une relation plus simple (voir chapitre 8, équations 8.7 et 8.8).

Concrètement, dans le cas de SNIFS, pour un angle zénithal $\theta_z = \pi/4$, la position de l'étoile a une variation de l'ordre de $1''$ d'un bout à l'autre du cube. On définit la "masse d'air" z traversée par la lumière comme étant la sécante de l'angle zénithal : $z = \sec\theta_z = \frac{1}{\cos\theta_z}$. On a donc une masse d'air de 1 lorsque l'on pointe au zénith, et de plus en plus grande lorsque l'on s'en écarte : $z = \sqrt{2}$ pour $\theta_z = \pi/4$, $z = 2$ pour $\theta_z = \pi/3$. Nous utiliserons par la suite cette grandeur plutôt que l'angle zénithal.

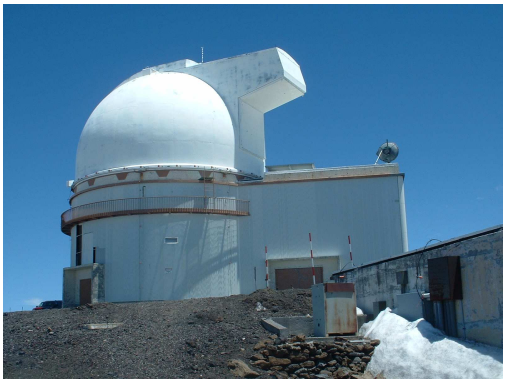
6.1.2 Les turbulences atmosphériques

Les turbulences atmosphériques introduisent un mouvement apparent des objets célestes pour l'observateur. C'est le même phénomène qui provoque les scintillations bien connues pour l'observateur à l'œil nu. Pour un observateur situé dans l'espace, la lumière arrive sous la forme d'une onde parfaitement plane. Lorsque cette onde traverse l'atmosphère en revanche, le front d'onde est déformé par les turbulences qui se comportent comme un écran de phase aléatoire et variable. L'atmosphère est en effet en perpétuel mouvement à différentes échelles, des grands mouvements d'air à l'échelle continentale aux micro-mouvements en passant par les couches poussées par des vents de directions différentes selon l'altitude. Or ces masses d'air ont des caractéristiques optiques différentes, principalement du fait de leurs différences de température, paramètre dont dépend directement l'indice de réfraction. On conçoit donc que les turbulences atmosphériques réduisent de façon importante la résolution spatiale des grands instruments : l'image ponctuelle d'un objet obtenue à l'instant t_0 se retrouvera légèrement décalée à l'instant $t_0 + dt$, et, la direction des décalages étant aléatoire, dans le cas de poses très courtes (quelques dt), on obtient une image structurée, formée de plusieurs taches appelées tavelures. Avec un temps de pose suffisant, on obtient une image étalée, floue en quelque sorte, de l'objet ponctuel. En pratique, le temps caractéristique des turbulences atmosphériques est très court, de l'ordre de quelques centaines de millisecondes, et nous nous retrouverons en général dans le deuxième cas. On appelle alors "seeing" la largeur à mi-hauteur angulaire de l'image d'une source ponctuelle pour une longueur d'onde de référence (en général 0.5 μm, soit 5000 Å, ce que l'on va considérer ici). On peut alors vérifier que la résolution de nos images sera bel et bien limitée par le seeing et non par la diffraction dans le télescope : le diamètre angulaire du premier anneau de la tache d'Airy pour un objet ponctuel est de $2.44\lambda/D$, soit pour un télescope de 2.2 m de diamètre : $0.1''$ à 5000 Å, alors que le seeing observé à l'UHT au sommet du Mauna Kea est de l'ordre de 0.8 à $1''$ dans de bonnes conditions.

Il ne faut pas oublier que le dôme du télescope peut lui aussi entraîner des turbulences locales, en déviant le vent mais aussi à cause du gradient de température avec l'extérieur [63]. C'est pourquoi aujourd'hui les dômes sont très aérés, comme par exemple celui d'un voisin de l'UHT au Mauna Kea : Gemini, construit en 1999. Mais l'UHT est un des plus anciens télescopes du Mauna Kea, sa construction datant de 1970, et ne bénéficie pas de ces technologies récentes.



(a) Le télescope Gemini (source : The Gemini Observatory/AURA)



(b) Le télescope de l'Université d'Hawaii

FIG. 6.2 – Deux télescopes voisins : l'UHT, sur lequel est fixé SNIFS, à droite (1970), et Gemini, à gauche, plus récent (1999) construit de façon à minimiser les turbulences dans le dôme.

Ce qui pose problème lors du traitement des données n'est pas tant le seeing lui-même que sa variation avec la longueur d'onde et avec le temps. Lorsqu'il varie avec le temps, on se trouve dans le cas d'une nuit non photométrique et l'étalonnage en flux devient plus complexe, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. La variation avec la longueur d'onde en revanche nous intéresse directement pour l'extraction de source ponctuelle. Les tranches du même cube auront en effet une image différente, plus ou moins "étalée" selon la longueur d'onde à laquelle elles se situent. Ceci oblige à procéder différemment pour le calcul du flux de la source en fonction de la longueur d'onde, en changeant la taille de l'ouverture dans le cas de la photométrie d'ouverture ou en faisant varier la largeur de la PSF dans le cas d'une photométrie de PSF (voir section 6.3). Les modèles de turbulences atmosphériques de Kolmogorov ou de von Kármán nous donnent une première estimation de ces variations [87].

6.1.3 L'absorption atmosphérique

Outre son influence sur la position et la forme de notre image, l'atmosphère joue un rôle direct sur le flux reçu : citons par exemple l'absorption d'une partie de la lumière incidente par les molécules qui la constituent. Le paramètre utilisé en général est l'extinction atmosphérique $\varepsilon(\lambda)$, exprimée en magnitude par masse d'air, que nous aurons l'occasion de rencontrer plusieurs fois au cours de cet exposé. Son influence sur le flux est alors un facteur $\mathcal{A}(\lambda)$ de la forme :

$$\mathcal{A}(\lambda) = 10^{-0.4z\varepsilon(\lambda)} \tag{6.5}$$

Mais en réalité, l'absorption atmosphérique doit être considérée différemment dans les zones correspondant aux raies telluriques. Dans ces zones, le facteur d'extinction s'écrirait plutôt :

$$\mathcal{A}(\lambda) = 10^{-0.4(z\varepsilon(\lambda)+z^{0.55}\varepsilon'(\lambda))} \tag{6.6}$$

où $\varepsilon'(\lambda)$ est l'extinction liée à l'absorption atmosphérique (raies du dioxygène et de l'eau [88]). La puissance 0.55 est obtenue empiriquement d'après l'observation de nombreux spectres. La correction du flux obtenu pour ces zones est traitée séparément et nous rencontrerons ces raies telluriques non corrigées au cours de notre travail. Nous nous contenterons donc de l'expression 6.5 pour les besoins de notre analyse. Pour chaque site d'observation, une courbe d'extinction de référence est disponible, et nous avons utilisé la table d'extinction de référence pour le Mauna Kea [89] représentée (lissée) à la figure 6.3.

6.2 Les distorsions liées à l'instrument

6.2.1 Le champ de vue

Si les distorsions atmosphériques sont les plus importantes pour traiter les données SNIFS, il n'en faut pas moins considérer les problèmes intrinsèques de l'instrument. Tout d'abord, le fait que le champ vu par le spectrographe est assez réduit et peut induire une perte de flux en cas de très mauvais seeing ou pour certains domaines de longueur d'onde lorsque la réfraction atmosphérique différentielle associée ou non à un pointé imprécis rejette l'objet au bord du champ. Comme nous le verrons dans la section 6.3, il n'est alors pas possible de traiter ces données avec une méthode classique de photométrie d'ouverture. Prenons un exemple de pointé décalé de $1.5''$, un seeing de $1.5''$, et une réfraction atmosphérique différentielle de moins d'une seconde suffit à faire perdre du flux dans certains domaines de longueur d'onde. Le pointé est en général plus précis mais selon le canal la position de l'objet atteint régulièrement $1''$ (et extrêmement fréquemment $0.6''$) selon l'une ou l'autre

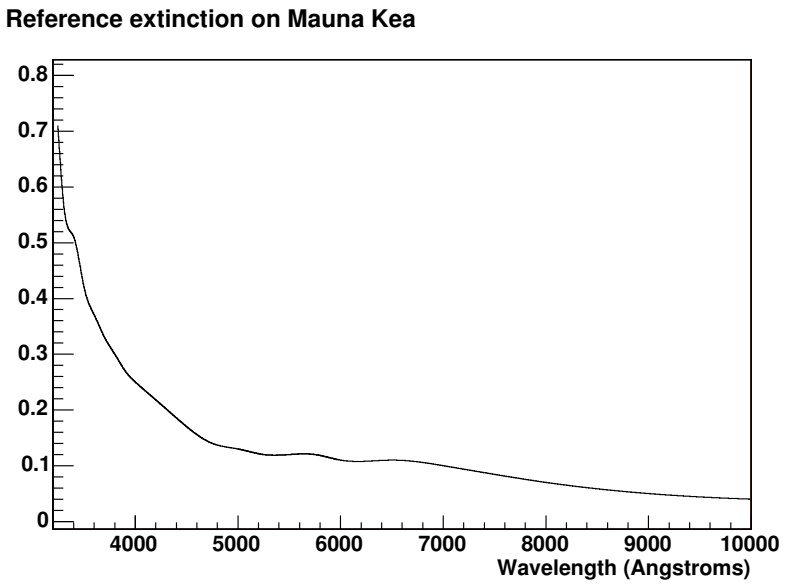


FIG. 6.3 – Courbe de référence (lissée) pour l'extinction atmosphérique au sommet du Mauna Kea [89].

des directions de la trame pour une longueur d'onde centrale du cube[1]. Le seeing peut atteindre la valeur de 1.5″ lorsque les conditions atmosphériques ne sont pas très bonnes, ou ponctuellement dans le cas d'une nuit non photométrique. Quant à la réfraction atmosphérique différentielle, comme nous l'avons vu plus haut elle dépend essentiellement de la masse d'air traversée, et peut atteindre 2″ pour une masse d'air de 2 (nous observons très rarement à des masses d'air supérieures), 1″ pour une masse d'air de 1.4, à laquelle nous observons fréquemment. Certaines poses peuvent donc subir ce problème dû au champ de vue restreint nécessaire à l'obtention de spectres étendus.

Notons également que le champ total vu par le télescope a une courbure non négligeable au niveau de la voie de photométrie. Ceci peut avoir deux incidences sur le canal de spectroscopie : d'une part, selon l'emplacement sur le CCD de photométrie de la vignette utilisée pour les réglages du télescope (choisi en général au centre du champ), l'objet observé (situé, lui, à l'emplacement du pop, c'est à dire au bord du champ) pourra être victime de cette courbure de champ et avoir son image légèrement déformée. D'autre part, ceci rend extrêmement difficile l'étude de la forme des images sur la voie de photométrie et surtout son utilisation pour l'extraction du spectre pour chaque tranche de la voie de spectroscopie. Ce problème empêche ainsi de pallier simplement celui de la petite taille du champ de la voie spectroscopique de SNIFS en utilisant des modèles de forme d'étoile déduits du canal de photométrie, et reste actuellement à l'étude.

6.2.2 Le guidage et le pointé du télescope

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le télescope est asservi pendant la prise de données grâce au CCD de guidage, lu plusieurs fois par seconde. Ceci peut entraîner de légers décalages de l'image si la correction de pointé est importante. On peut donc parfois obtenir des images non plus rondes, mais elliptiques de l'objet observé. Ceci est également à prendre en compte lors de l'extraction du flux pour éviter d'en perdre. À cet effet peut s'ajouter un problème de stabilisation du télescope après le pointé : le télescope de l'UH est assez ancien et souffre de problèmes mécaniques affectant la précision et la stabilité du télescope. Ces problèmes affectent également le dôme qui ne suit pas

[1]Dans tout ce travail, on parlera de position de l'objet par rapport au centre de la trame. On définit donc les axes x et y parallèles aux bords de la trame et ayant pour origine son centre.

toujours le télescope de façon régulière et, lors de poses longues ou de séries de poses du même objet (sans nouveau pointé), obstrue en partie l'ouverture du télescope. On aura alors non plus une déformation de l'image, mais une perte de flux.

Dans le cas des poses très courtes (une seconde) sur les étoiles brillantes (de type HR), le pointé ne s'effectue pas de la même manière que pour les autres poses : ici la première pose de photométrie n'est pas comparée à une pose de référence, on y détecte simplement l'objet le plus brillant pour le décaler vers le pop. Cette méthode évite les écueils dus au faible temps de pose nécessaire pour l'étoile brillante qui ne permet pas d'obtenir d'autres étoiles bien visibles dans le champ. Elle est moins précise en revanche et induit parfois des erreurs de pointé.

Un autre problème de ces poses très courtes est dû aux turbulences atmosphériques, qui, si leur temps caractéristique est suffisamment faible pour ne pas faire apparaître de tavelures sur les poses d'une seconde, engendrent en revanche des asymétries de forme pour ces étoiles. L'absence de guidage pour ces poses peut également avoir des conséquences néfastes sur la forme, laissant libre cours au simple moteur de suivi du télescope qui peut s'avérer imprécis.

6.2.3 Les dispositifs optiques et mécaniques de l'instrument

Parmi les problèmes pouvant gêner l'extraction du spectre d'un objet se trouve l'évaluation précise du temps de pose. Les volets mécaniques ("shutters") servant à protéger les divers canaux de tout flux lumineux incident et les sytèmes électroniques qui les commandent souffrent en effet de latences qui modifient ce temps de pose. Au temps requis est ajouté 0.068 s de latence, d'après les mesures effectuées sur l'instrument. Ce temps de latence est pris en compte, mais un blocage ponctuel peut avoir lieu, et alors nous ne savons pas estimer le temps de pose à mieux que 0.5 s près.

On citera également des problèmes dus à des fluctuations des propriétés de la lame dichroïque, dont la courbe de transmission n'est pas stable au cours du temps. Des études sont en cours sur ce problème, dont la résolution implique la prise de poses `continuum` d'étalonnage après chaque pose d'objet. Si les propriétés de la lame dichroïque dépendent principalement de l'humidité, nous avons observé pour SNIFS des fluctuations importantes et rapides dont l'origine nous est inconnue aujourd'hui. Ces fluctuations peuvent induire des divergences importantes entre deux poses consécutives, et ne peuvent donc être corrigées par l'étalonnage spectro-spatial effectué grâce à des poses `continuum` prises en fin de nuit. Toute une zone spectrale de la voie bleue au-delà de 5100 Å est polluée par ce problème, comme nous pourrons le voir au chapitre 9. Seule la prise de vignettes de pose `continuum` après chaque pose d'objet permet de connaître la bonne correction à appliquer à la pose et d'obtenir un étalonnage spectro-spatial correct sur tout le spectre bleu.

Enfin, une autre pollution importante est celle due au second ordre de réfraction du réseau : malgré les précautions maximales prises lors de la conception de l'instrument, certaines zones du CCD normalement attribuées à des spectres dans les domaines de grandes longueurs d'onde reçoivent du flux provenant des domaines de faibles longueurs d'onde du second ordre de réfraction du réseau. Cette pollution affecte grandement les zones du spectre situées au-delà de 9500 Å.

6.3 Les méthodes d'extraction existantes

6.3.1 La photométrie d'ouverture

Principe

La photométrie d'ouverture est la méthode classique pour extraire le flux d'une étoile à partir de son image. Elle consiste à définir un contour à l'intérieur duquel tout le flux de l'étoile est contenu *a priori*, puis à faire la somme des valeurs de tous les pixels (spaxels dans notre cas) situés à l'intérieur

de ce contour. Afin de n'obtenir que le flux de l'objet et de ne pas être pollué par le fond de ciel, on définit en général également un autre contour toujours centré sur l'objet mais de rayon plus grand, afin de ne pas contenir le moindre signal, et on estime la valeur du fond de ciel contenu dans chaque spaxel à partir des spaxels situés à l'extérieur de ce contour. On peut alors soustraire cette valeur à chaque spaxel de l'objet avant d'en faire la somme.

Caractéristiques

Par son principe même, la photométrie d'ouverture est très dépendante de la qualité de chaque spaxel : des cosmétiques importants mal placés sur le CCD ou une micro-lentille défectueuse ou tout autre problème gênant de façon importante la bonne qualité d'un spaxel peut s'avérer problématique pour reconstruire correctement le flux de l'objet par cette méthode. De la même manière, il faut nécessairement que tout l'objet soit dans le champ pour éviter toute perte de flux, ce qui peut ne pas être le cas pour certaines poses étant donnée la petite taille du champ vu par SNIFS.

De plus, il faut pour appliquer la photométrie d'ouverture aux cubes d'un IFS comme SNIFS prendre en compte la réfraction atmosphérique différentielle et l'évolution du seeing avec la longueur d'onde en modifiant selon la longueur d'onde le centre et la taille de l'ouverture à appliquer.

Si la photométrie d'ouverture est le moyen le plus fidèle aux données et à l'instrument d'extraire le flux de l'objet, il n'en est pas pour autant exempt de problèmes à résoudre et de défaillances. Il est notamment basé sur des lois gaussiennes pour la forme de la fonction spatiale d'intensité lumineuse reçue, qui considèrent que le flux de l'objet situé au-delà d'une certaine distance au centre (généralement 4σ) est négligeable. Mais en réalité comme nous le verrons les queues de la fonction d'intensité lumineuse ne sont pas gaussiennes et le flux perdu n'est pas négligeable. L'ouverture choisie doit tout de même être suffisamment petite pour ne pas introduire un bruit de fond trop important : pour une bonne estimation du flux, il faut donc pouvoir estimer le flux perdu à l'extérieur de l'ouverture, c'est pourquoi on préfère aujourd'hui la photométrie de PSF.

6.3.2 La photométrie dite "de PSF"

Principe

La photométrie de PSF consiste à essayer de modéliser la forme du signal avec une fonction appelée PSF pour "Point Spread Function", fonction d'étalement de l'image d'un point, qui représente le flux en fonction des deux coordonnées d'espace. La forme est ajustée sur les données et permet ainsi d'extraire les caractéristiques du signal : position, largeur à mi-hauteur, flux de la source ponctuelle et flux du fond. Cette approche permet de ne pas dépendre de la connaissance préalable de la position et du seeing, ni des problèmes de champ réduit ou de spaxel défectueux, le flux manquant étant alors estimé grâce à la PSF.

Cette méthode est utilisée pour des expériences de photométrie à grand champ : la PSF est déterminée grâce aux étoiles brillantes du champ par un ajustement, puis elle est appliquée aux étoiles plus faibles de la même pose afin d'en extraire le flux.

Caractéristiques

Cette méthode permet de s'affranchir de certains des problèmes que rencontre la photométrie d'ouverture, mais est plus délicate à entreprendre, et ce principalement pour deux raisons. D'une part, il est très difficile d'estimer une forme correcte pour les données qui prenne en compte les erreurs dues notamment au guidage. La forme choisie ne pourra donc qu'être empirique, même si on peut s'inspirer d'études photométriques antérieures. D'autre part, pour déterminer ou simplement s'affranchir de la réfraction atmosphérique différentielle et de l'évolution de la forme avec la longueur

d'onde, il faut laisser à l'ajustement plusieurs degrés de liberté qui peuvent affecter la précision de l'ajustement.

Une extraction d'objet grâce à cette méthode est donc plus délicate à entreprendre, mais est plus robuste, et s'avère nécessaire dans le cas des données SNIFS où l'on traite de grands domaines de longueur d'onde, donc où la réfraction atmosphérique différentielle est importante, et où le champ de vue est relativement restreint, une partie du flux pouvant être perdue de ce fait. De plus, une première estimation de la PSF pourra être déduite de la pose photométrique associée à la pose du spectrographe, notamment grâce au sur-échantillonnage du CCD de photométrie, lorsque les problèmes liés à la distorsion du champ sur cette voie seront résolus. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser cette méthode.

Chapitre 7

Environnement de l'analyse et outils apportés

Dans ce chapitre, nous allons revenir sur les outils apportés lors de cette thèse pour l'analyse des données et l'ajustement de PSF. Un véritable progiciel a été réalisé, dont une partie au moins n'est pas spécifique à SNIFS et peut être utilisée pour un autre IFS. Ce progiciel, nommé Snifs_analysis, utilise la librairie Euro3D, évoquée dans la partie précédente (chapitre 4 par exemple), et en constitue une interface pour l'utilisateur. Il se structure en deux parties, désignées ici par l'anglicisme "packages", sur lesquelles nous allons revenir plus en détail afin d'une part de mieux appréhender le cadre de ce travail sur l'extraction du spectre d'une étoile, et d'autre part de transmettre leurs caractéristiques générales aux futurs utilisateurs.

7.1 Un enrobage C++ de la librairie Euro3D : tools3d

7.1.1 Objectifs de l'enrobage

Nous avons choisi de procéder à un enrobage de la librairie Euro3D en C++ afin principalement d'obtenir une interface plus simple pour l'utilisateur. Par exemple dans la librairie Euro3D, il existe plusieurs numérotations des spectres qui sont susceptibles d'être confondues si l'on n'y prend garde. Ici avec le package "tools3d", une seule numérotation existe et il est toujours possible (et même recommandé) d'utiliser la position en arcsecondes par rapport au centre de la grille des spaxels plutôt qu'un entier peu parlant. Le package permet également un accès plus rapide aux données. Dès l'ouverture du cube, toutes les données sont chargées en mémoire (un fichier SNIFS au format Euro3D ne dépasse pas 5 Mo de mémoire) et sont ainsi facilement accessibles. De plus, comme la photométrie de PSF utilise principalement les tranches en longueur d'onde, les tranches sont également constituées dès le chargement du cube et gardées en mémoire, alors que dans la librairie la structure "slice" est reconstruite à partir des spectres à chaque appel de la structure. L'objectif est donc de clarifier pour l'utilisateur l'utilisation de la librairie mais aussi de faciliter les accès aux données.

7.1.2 Architecture

La classe principale, nommée Cube, est celle qui concerne tout le cube : elle permet de le lire ou d'en créer de nouveaux et d'y écrire des données. Elle permet également de faire des opérations sur les cubes ou sur les tranches en créant un nouvel objet pour ne pas modifier le fichier de départ. Viennent ensuite les classes correspondant aux différentes structures de la librairie : Spectrum, Spaxel, Slice. La librairie Euro3D distingue en effet le spectre, identifié par un nombre entier et

ne contenant que les données du spectre du cube, et le spaxel, identifié lui aussi par un nombre entier et ne contenant que les informations spatiales (position, taille) du spaxel. Un indentifiant sous forme de nombre entier permet de faire le lien entre les deux si on le souhaite. Dans tools3d, une nouvelle classe SpaxelInfo est créée qui contient le spectre avec toute l'information spatiale du spaxel associé. C'est cette classe qui est utilisée pour atteindre les données puisqu'elle permet à tout moment d'accéder à l'information spectrale comme à l'information spatiale associée au spectre. Il est possible de créer de nouveaux spectres (avec ou sans information spatiale) comme de nouvelles slices (grâce à une classe dérivée, cette fonction n'étant pas disponible dans la librairie) et de faire diverses opérations sur ces structures pour l'analyse.

7.1.3 Exécutables utiles

Le package contient des utilitaires de trois types. Tout d'abord ceux qui, en extrayant un spectre de position donnée ou une tranche de longueur d'onde donnée du cube, en permettent sa lecture. Puis ceux qui permettent la visualisation de tout ou partie des données du cube dans un fichier texte ou ROOT. Enfin ceux qui font des opérations sur le cube, sans doute les plus intéressants pour l'analyse car ils créent un nouveau cube à partir du premier. On compte parmi ces derniers la possibilité d'obtenir un cube dont un spectre a été retiré, utile lorsqu'un problème survient sur un spaxel donné pour étudier son influence sur l'ajustement. Il y a également un utilitaire qui permet d'obtenir un cube "ré-échantillonné" en longueur d'onde, c'est à dire dont chaque tranche est en réalité la somme de plusieurs tranches du cube de départ. Ceci est utile pour obtenir les premières estimations des paramètres pour un ajustement par exemple, en augmentant le rapport signal sur bruit. Enfin un des exécutables permet de sélectionner une région du cube, seule une partie des spectres sont alors copiés dans le nouveau cube. Pour le détail des exécutables et fonctions de tools3d, un manuel est disponible en annexe (voir annexe B).

7.2 Des outils pour l'analyse et l'ajustement de PSF : psffit

7.2.1 Objectifs et Architecture

Le but est ici de construire des outils spécifiques à l'analyse des données par l'ajustement de PSF. On trouve donc dans ce package trois classes distinctes. La première, Extractor, permet de faire une première analyse des données d'une tranche pour obtenir la première estimation des paramètres de l'ajustement nécessaire à son initialisation. La deuxième, FitFunction, contient la librairie des diverses PSF que l'on peut utiliser pour l'ajustement. Chaque PSF est mise sous la forme d'une classe qui hérite de FitFunction et on peut ainsi aisément choisir une PSF ou une autre pour l'ajustement. On peut également en rajouter si on le juge utile. La troisième, Fitpsf, contient la fonction à minimiser par l'ajustement et la fonction qui permet de faire l'ajustement lui-même. On peut ainsi aisément choisir de changer d'algorithme de minimisation si on le souhaite en rajoutant la fonction adéquate dans cette classe. La minimisation avec laquelle nous avons travaillé ici fait appel à Minuit, un algorithme de minimisation développé et très utilisé au CERN [90] et aujourd'hui traduit en C++ et intégré au logiciel d'analyse et de visualisation de données ROOT [91] du CERN.

Notons également que la classe FitFunction est munie d'une méthode virtuelle permettant de reconstruire une tranche à partir de la PSF : ceci permet d'obtenir pour chaque cube ajusté un cube reconstruit à partir de l'ajustement et d'en déduire les résidus de l'ajustement, mais aussi de simuler un cube à partir d'une PSF dont on a préalablement déterminé les paramètres. Ces deux outils sont très utiles pour tester l'ajustement et sa cohérence.

7.2.2 Exécutables utiles

Outre l'exécutable principal sur lequel nous reviendrons de manière détaillée dans le chapitre suivant et qui procède à l'extraction du spectre d'une étoile dans tout le cube, d'autres utilitaires sont disponibles. Il est par exemple possible de tester l'ajustement sur une seule tranche : l'ajustement est alors effectué en mode bavard et l'on peut suivre les différentes étapes de Minuit. Il est possible également d'obtenir pour chaque tranche du cube la première estimation des paramètres qui sera utilisée pour initialiser l'ajustement.

Un autre exécutable important du package est celui qui permet de simuler un cube à partir d'un spectre et de paramètres de position et de forme.

Enfin, d'autres utilitaires permettent de poursuivre l'analyse après l'ajustement, en en extrayant des informations particulières des fichiers de sortie ou même en effectuant des opérations sur les spectres obtenus, comme par exemple le calcul de l'extinction d'une nuit photométrique (voir chapitre 10). Encore une fois, plus de détails sur le package psffit sont disponibles dans le manuel.

Chapitre 8

L'ajustement de PSF

Nous allons maintenant nous intéresser à l'utilitaire principal développé pendant cette thèse, nommé spec_extract, qui permet d'extraire le spectre d'une source ponctuelle sur fond uniforme d'un cube de données SNIFS. Cet exécutable a beaucoup évolué au cours du temps afin notamment d'être robuste et de répondre le mieux possible aux problèmes qui se sont posés. Il peut bien sûr encore évoluer par la suite pour un meilleur traitement des données possible. Je vais ici m'appuyer sur sa version actuelle pour expliquer son fonctionnement et les raisons de sa complexité. La plupart des illustrations proviennent de l'étude d'une pose de l'étoile Hiltner600 prise à une masse d'air de 1.25 environ pendant 180 s au cours d'une nuit photométrique de la mi-Janvier 2006.

8.1 Principes de base

Le but est d'extraire, pour chaque tranche de longueur d'onde fixée du cube de données, le flux d'une source ponctuelle afin d'en obtenir le spectre. L'idée est donc d'effectuer un ajustement de PSF sur chacune de ces tranches. Mais les paramètres à ajuster sont relativement nombreux, et, pour augmenter la robustesse de l'ajustement, on procède en plusieurs étapes. Tout d'abord un premier ajustement est effectué qui permet d'estimer les paramètres de position et de forme de la PSF. Pour ce premier ajustement le cube est en général ré-échantillonné en longueur d'onde : on n'utilise pas une simple tranche mais la somme de plusieurs tranches voisines. Cela permet d'une part d'obtenir le résultat plus rapidement en réduisant le nombre de tranches à traiter, et d'autre part dans le cas des sources à faible flux d'avoir un rapport de signal sur bruit plus important, qui facilite l'ajustement. On déduit de ce premier ajustement des lois d'évolution en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de position et de forme que l'on fixe ensuite pour procéder à un nouvel ajustement, linéaire cette fois puisqu'il ne se concentre que sur les valeurs des flux de la source et du fond.

Afin de pouvoir automatiser l'extraction de source ponctuelle par la suite, un maximum d'informations est obtenu directement à partir du fichier d'entrée : le cube au format Euro3D. Seul ce fichier est donc nécessaire au fonctionnement de l'extraction. On obtient en sortie le spectre extrait, le spectre des erreurs, et le spectre du fond de ciel. On peut également obtenir de façon optionnelle le cube reconstruit à partir des paramètres obtenus par l'ajustement ainsi que le cube des résidus (cube de données - cube reconstruit), ou encore un fichier contenant pour chaque tranche les valeurs obtenues pour chaque paramètre et les erreurs correspondantes.

Comme en pratique la détermination des paramètres de forme de la PSF nécessite plusieurs itérations, il apparaît nécessaire de revenir sur les différentes PSF choisies et leur paramétrisation avant de rentrer plus en détail dans les caractéristiques de cette extraction. Pour plus de clarté, nous avons choisi dans un premier temps d'exposer simplement le détail des méthodes utilisées (sections

8.2 à 8.4), avant d'exposer les raisons qui ont motivé ces choix (section 8.5), puis des exemples de résultats typiques (8.6).

8.2 Le choix de la PSF

Nous avons pour commencer choisi une première forme relativement simple : la gaussienne bi-dimensionnelle non axisymétrique, pratique par sa forme analytique connue dont on peut facilement calculer l'intégrale ou les dérivées partielles. Elle permet d'avoir une bonne estimation de la position et de détecter les asymétries de l'image, mais elle ne suffit pas à bien prendre en compte les "ailes" du signal. Il a en effet été constaté lors d'autres observations que les PSF pour les observations photométriques d'objets célestes avaient en général des ailes plus fournies que ce que l'on peut modéliser avec une simple forme gaussienne [92, 93, 94, 95, 96]. Plusieurs fonctions ont été utilisées pour répondre à ce problème, comme par exemple des sommes de gaussiennes ou des cœurs gaussiens avec des fonctions de puissance pour les ailes. Dans les années 1960, pour répondre à ce problème, Moffat propose une fonction [92] qui a été utilisée par la suite pour les observations faites avec des CCD et qui semble adaptée à la photométrie au sol [96, 95]. La figure 8.1 montre la différence entre cette fonction et la gaussienne pour la modélisation des ailes. La somme de deux gaussiennes est

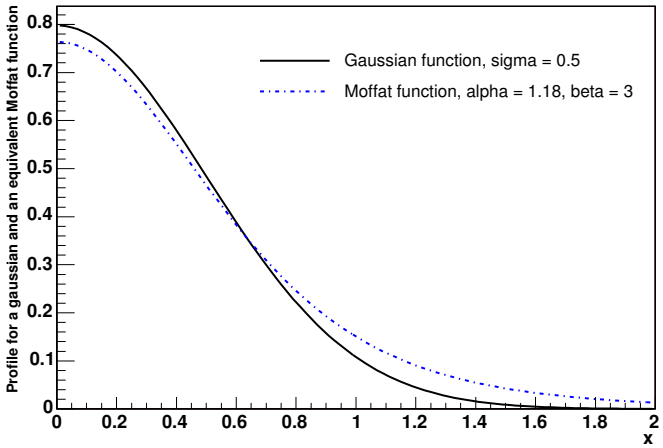


FIG. 8.1 – Profils des fonctions de Gauss et de Moffat. Ici les deux fonctions sont normalisées à 1 et ont la même largeur à mi-hauteur, correspondant à un seeing de $1.2''$, avec x en secondes d'arc. On distingue donc bien une différence dans la modélisation des ailes.

couramment utilisée car elle présente l'avantage d'être une fonction analytique dont l'intégrale est connue, non négligeable puisque le flux reçu par chaque spaxel est en réalité une intégration de la PSF sur la surface du spaxel. Elle présente en revanche deux inconvénients : d'une part il existe plusieurs solutions pour une même forme, ne serait-ce qu'en échangeant les deux gaussiennes, qui n'ont individuellement pas de sens physique ; et d'autre part cette fonction contient deux fois plus de paramètres qu'une simple gaussienne ou qu'une fonction de Moffat. L'ajustement d'une quinzaine de paramètres paraît hasardeux sans avoir au préalable testé la robustesse de notre procédé. Nous avons donc choisi de tester la fonction de Moffat, tout d'abord circulaire, puis elliptique. Les trois PSF que nous avons utilisées sont :

– la gaussienne bi-dimensionnelle non axisymétrique, paramétrisée comme suit :

$$G(x,y) = g + \frac{C}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left(-\frac{\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y}}{2(1-\rho^2)}\right) \tag{8.1}$$

avec (x_0, y_0) les coordonnées du centre de la source (en secondes d'arc), g le fond de ciel et C le flux de la source (dans l'unité du cube de départ, en général des photons reçus), σ_x, σ_y et ρ les paramètres de forme de la gaussienne.

– la fonction de Moffat circulaire :

$$M(x,y) = g + \frac{C(\beta-1)}{\pi\alpha^2}\left(1 + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\alpha^2}\right)^{-\beta} \tag{8.2}$$

où (x_0, y_0), g et C désignent les mêmes grandeurs que précédemment, et α et β sont les paramètres de forme de la fonction de Moffat (α est aussi appelé "rayon caractéristique").

– la fonction de Moffat elliptique :

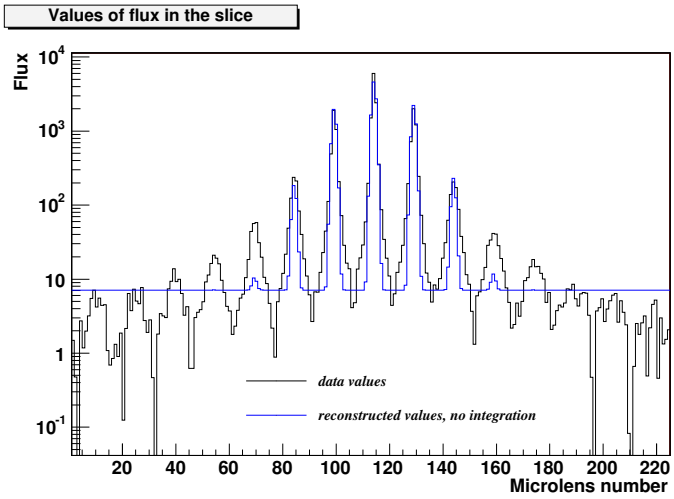
$$EM(x,y) = g + \frac{C(\beta-1)}{\pi\alpha_x\alpha_y}\left(1 + \frac{(x-x_0)^2}{\alpha_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\alpha_y^2}\right)^{-\beta} \tag{8.3}$$

où (x_0, y_0), g, C et β sont les mêmes paramètres que pour la fonction précédente, et l'asymétrie est représentée par l'ajout d'un paramètre de forme : α_x et α_y remplacent α. Ici seule l'ellipticité selon l'un ou l'autre des axes horizontal et vertical sont considérées. Il a en effet été constaté que les erreurs dues au guidage suivaient généralement l'axe x (est-ouest) et nous avons ici souhaité éviter l'ajout d'un paramètre supplémentaire pour l'ajustement.

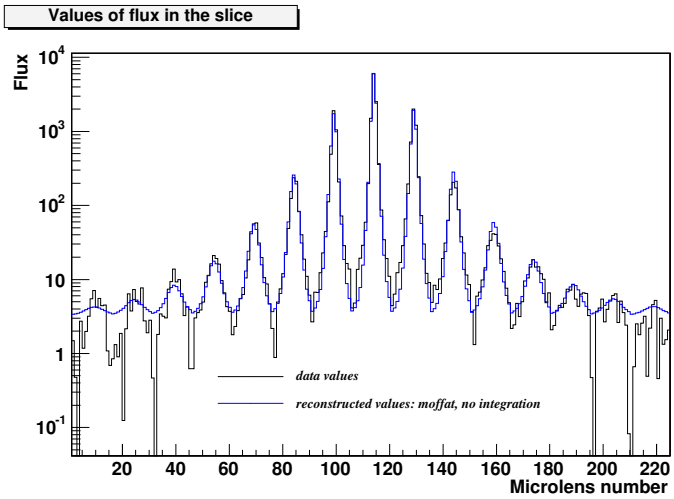
L'amélioration apportée par l'ajout d'une fonction de Moffat pour extraire le spectre est visible lors de la reconstruction des données par l'ajustement représentée figure 8.2. On y voit des histogrammes représentant les valeurs du flux pour chaque spaxel de la même tranche, en noir pour le cube de données, en bleu pour le cube reconstruit. L'histogramme représentant le cas où l'ajustement a été effectué avec une fonction de Moffat montre bien une meilleure estimation des ailes que celui représentant l'ajustement par une gaussienne. Le nombre en abscisse est un numéro de spaxel, la numérotation suivant les lignes de la trame de micro-lentilles (x est incrémenté de 1, puis on change de ligne et ainsi de suite).

Mais la fonction de Moffat circulaire, justifiée dans certains cas, n'est pas suffisante lorsque des problèmes de guidage interviennent et rendent asymétrique la forme de notre objet. La figure 8.3 représente un cas pathologique où la PSF est particulièrement allongée. Il s'agit d'une étoile de type HR, donc brillante, et sa forme a subi un allongement selon l'axe horizontal de la trame. La fonction de Moffat elliptique choisie permet donc de corriger au moins en partie ce problème, même si elle reste imparfaite. Les images de la figure 8.3 représentent la tranche à 8000 Å du cube de données, la tranche reconstruite et la tranche des résidus, pour un ajustement de Moffat circulaire dans le premier cas et elliptique dans le second cas. Les contours représentés avec leur valeur associée permettent de situer l'échelle de couleur, différente pour les tranches de résidus pour des raisons de visibilité. Sur la tranche des résidus dans le cas de l'ajustement par une fonction symétrique, on distingue une structure en lobes avec un centre négatif et deux lobes latéraux positifs qui dénoncent le problème de l'asymétrie. Ce problème n'est pas entièrement résolu par l'utilisation de la fonction elliptique, mais les contours délimitent des zones plus restreintes, preuve d'une amélioration.

Le choix de la PSF est important et délicat, c'est pourquoi nous avons choisi de garder la possibilité de choisir la PSF à ajuster. Il est également possible de rajouter d'autres PSF pour améliorer l'efficacité de l'extraction. Mais il faut garder à l'esprit que la PSF universelle idéale n'existe pas,



(a) Reconstruction après un ajustement de gaussienne

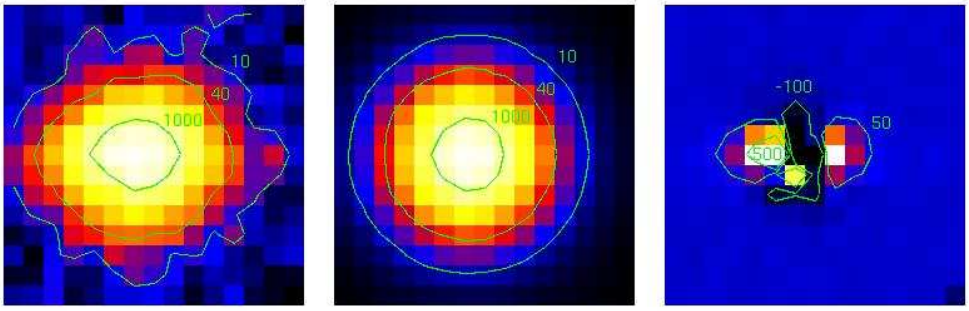


(b) Reconstruction après un ajustement de fonction de Moffat

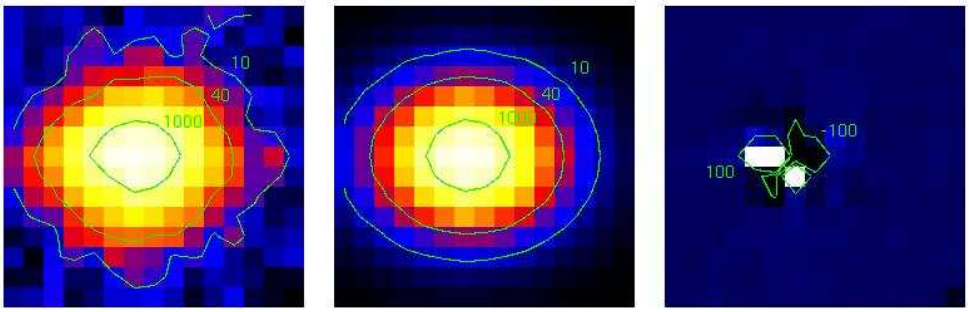
FIG. 8.2 – Exemple d'amélioration de la modélisation des ailes apportée par la fonction de Moffat : ici une pose de HR4468 prise pendant la nuit 05 041, résultat obtenu à ce moment là, alors que les ajustements intermédiaires n'étaient pas encore disponibles.

et qu'il faut tester l'extraction sur des objets connus afin de vérifier que l'étalonnage en flux compensera les éventuels biais introduits par cette modélisation insuffisante. Ainsi, la recherche d'une PSF optimale est nécessaire mais il restera toujours des biais à corriger.

Lors de l'extraction du spectre, on procède trois fois à l'ajustement de ces PSF sur les données. Les deux premiers se font en général sur un cube ré-échantillonné et servent à déterminer les valeurs des paramètres de position (x_0, y_0) et de forme de la PSF. Le premier ajustement de chaque tranche est effectué en laissant évoluer tous les paramètres librement à partir de l'estimation de départ. On relève ensuite, selon les cas, les valeurs obtenues pour β (fonction de Moffat) ou pour ρ (cas gaussien)



(a) Ajustement par une fonction de Moffat circulaire



(b) Ajustement par une fonction de Moffat elliptique

FIG. 8.3 – Exemple de cas pathologique : pose de HR7596 prise la nuit 05 114 (pose 027). Pour chaque ajustement, on a représenté à gauche la tranche à 8000 Å du cube de données, au milieu la tranche correspondante reconstruite à partir de la PSF ajustée, à droite la tranche des résidus (données - valeurs ajustées).

par chaque ajustement. On procède à l'ajustement de l'évolution de cette valeur avec la longueur d'onde (voir la section 8.4), puis on procède à un nouvel ajustement de chaque tranche (du cube ré-échantillonné) en fixant ce seul paramètre : tous les autres paramètres peuvent évoluer librement en partant de la même estimation de départ que pour le premier ajustement. Ce n'est qu'après cette étape que viennent les autres ajustements intermédiaires permettant de fixer les valeurs de tous les paramètres de position et de forme de la PSF et ainsi de réaliser le dernier ajustement (linéaire, puisque seuls deux paramètres restent à ajuster : flux et fond). Cette séparation de l'ajustement en plusieurs étapes a été réalisée afin de répondre au problème posé par la très grande corrélation entre les différents paramètres à ajuster : α_x, α_y et β sont très corrélés entre eux, avec des coefficients de l'ordre de 0.9 dans la matrice de corrélation, et l'estimation du fond est également corrélée à celle de ces paramètres de forme, avec des coefficients de l'ordre de 0.5. Un exemple de matrice de corrélation est représenté ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} Constant & x_0 & y_0 & \alpha_x & \alpha_y & \beta & Ground \\ 1.000 & 0.000 & -0.001 & -0.238 & -0.242 & -0.286 & -0.327 \\ 0.000 & 1.000 & -0.028 & 0.148 & 0.086 & 0.142 & 0.091 \\ -0.001 & -0.028 & 1.000 & -0.027 & -0.010 & 0.006 & 0.004 \\ -0.238 & 0.148 & -0.027 & 1.000 & 0.909 & 0.914 & 0.496 \\ -0.242 & 0.086 & -0.010 & 0.909 & 1.000 & 0.938 & 0.501 \\ -0.286 & 0.142 & 0.006 & 0.914 & 0.938 & 1.000 & 0.598 \\ -0.327 & 0.091 & 0.004 & 0.496 & 0.501 & 0.598 & 1.000 \end{pmatrix}$$

8.3 Les ajustements de PSF

8.3.1 Initialisation des paramètres

Une première estimation grossière des paramètres est effectuée afin d'initialiser l'ajustement. A partir de la tranche de départ, on repère le spaxel contenant le maximum de flux et le considère comme représentant la position de l'objet. La valeur du flux pour ce spaxel est utilisée pour estimer le flux de l'objet en la divisant par l'aire du spaxel. Une estimation de la largeur à mi-hauteur (ou FWHM pour Full Width at Half Maximum) de la PSF est faite en calculant l'aire de la surface contenant tous les spaxels environnant le spaxel maximum et dont le flux est supérieur à la moitié du flux maximum. La racine carrée de cette aire donne ainsi une approximation de la FWHM. La valeur du fond de ciel est estimée grâce au calcul du mode de la tranche, c'est à dire de la valeur la plus fréquemment observée. Pour ce calcul, j'ai adapté une routine fortran du code DAOPHOT [96] à mon package, notamment en la traduisant en C. La valeur du mode obtenue divisée par l'aire du spaxel est utilisée comme première estimation du fond[1].

Ces premiers calculs permettent d'initialiser les paramètres de position et de flux pour l'ajustement de PSF, reste maintenant à estimer les paramètres de forme à partir de la seule estimation de la FWHM. Ceci dépend de la paramétrisation de la forme, donc de la PSF choisie pour l'ajustement. On considère la PSF comme symétrique pour la première estimation, ne pouvant pas juger *a priori* de l'éventuelle déformation du signal. Les paramètres σ_x et σ_y ou α_x et α_y sont initialisés avec la même valeur. Ainsi, dans le cas de la gaussienne, le paramètre ρ est initialisé à 0 et les paramètres σ à $FWHM/\sqrt{8\ln 2}$. On rappelle en effet que, pour une distribution gaussienne, la FWHM s'écrit $2\sigma\sqrt{2\ln 2}$. Pour une Moffat circulaire en revanche, $FWHM = 2\alpha\sqrt{2^{1/\beta}-1}$. Le paramètre β typique étant compris entre 2.5 et 4 [92, 95], il est ici initialisé à 3, ce qui permet d'initialiser α (ou α_x et α_y dans le cas de la Moffat elliptique) directement avec la valeur de la FWHM, car $\sqrt{2^{1/3}-1} \approx 0.5$.

Les pas initiaux utilisés par Minuit sont généralement de l'ordre de la racine carrée de la valeur d'initialisation.

8.3.2 Les paramètres de Minuit

Minuit est un algorithme de minimisation puissant élaboré au CERN [90] pour le traitement de données de physique des particules. Il est suffisamment flexible cependant pour permettre le traitement de données très différentes, notamment grâce à la possibilité pour l'utilisateur de lui donner sa propre fonction à minimiser. C'est ce qui a été fait ici, la fonction à minimiser étant un

[1] Étant donnée la petite taille du champ de SNIFS, dans le cas de sources très brillantes le mode peut ne pas être une bonne estimation du fond. Des tests sont en cours pour le vérifier et éventuellement modifier cette initialisation.

χ^2 calculé pour ajuster notre fonction bi-dimensionnelle sur l'image de la trame, soit :

$$\chi^2 = \sum_s \left(\frac{z_s - PSF(x_s, y_s, par) \times Area(s)}{error(z_s)} \right)^2 \tag{8.4}$$

dans le cas où l'on choisit de ne pas considérer à ce niveau l'intégration sur la surface du spaxel, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Ici, (x_s, y_s) représentent les coordonnées du spaxel s, $Area(s)$ son aire, z_s la valeur du flux qu'il a reçu, $error(z_s)$ l'erreur associée (cette information est contenue dans le cube de départ), et par les paramètres de la PSF à ajuster. La somme est effectuée sur tous les spaxels de l'image : si un point s'avère mauvais pour une raison ou pour une autre, sa variance sera importante et son poids dans l'ajustement en sera amoindri. Les erreurs associées à chaque spaxel sont calculées au niveau du pré-traitement de données et correspondent au calcul de la variance poissonienne sur les données, sauf dans le cas de cosmétiques connus où elles ont une valeur arbitraire très élevée ($\approx 10^{30}$). Le fait que ces erreurs considérées dans le calcul du χ^2 soient les erreurs sur les données introduit un biais qui reste à quantifier de façon précise aujourd'hui.

Les erreurs sur chaque paramètre renvoyées par Minuit correspondent aux valeurs de ce paramètre permettant d'obtenir un $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1$, tous les autres paramètres restant à leur valeur optimale.

Le nombre maximum d'itérations pour chaque minimisation est fixé à 1000 et la tolérance (variation maximale du χ^2 autorisée entre deux pas lorsque l'ajustement a atteint la convergence) pour l'estimation du minimum de χ^2 varie entre 0.01 et 0.1 en fonction du nombre de paramètres pouvant évoluer librement (on rappelle que tous les paramètres sont laissés libres pour le premier ajustement, soient 6 ou 7 selon la fonction choisie, et seulement 2 sont laissés libres pour le dernier ajustement : flux de l'étoile et fond de ciel). Ces valeurs sont très faibles devant le χ^2 puisque 225 points sont utilisés pour l'ajustement.

Il est également possible de rajouter les dérivées analytiques de la fonction à minimiser pour aider à la convergence de l'ajustement par Minuit. Cette option est en cours de tests actuellement.

Ces choix ont été dictés par les difficultés rencontrées pour l'obtention d'une bonne convergence de l'ajustement, et ce à plusieurs niveaux. Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects dans le paragraphe 8.5.

8.3.3 L'intégration sur les spaxels

Les spaxels ayant une taille ($0.42'' \times 0.42''$) relativement grande comparée à la taille de l'objet observé (seeing de l'ordre d'une seconde d'arc), on ne peut négliger le fait que le flux obtenu par chaque spaxel représente en réalité l'intégrale de la PSF sur la surface délimitée par ce spaxel. Une première idée consiste à prendre en compte cette intégration sur le spaxel en le décomposant en plusieurs zones pour considérer une approximation de l'intégrale de la PSF par la méthode des rectangles (sommes de Riemann) : cela revient à considérer un champ constitué de spaxels beaucoup plus petits, mais dont seules des sommes de spaxels (le véritable spaxel) peuvent être comparées aux données en tant qu'approximations de l'intégrale de la PSF sur la surface du spaxel réel. Concrètement, dans le calcul du χ^2 à minimiser, ce n'est pas la différence entre la valeur z_s du flux dans le spaxel s et la valeur de la PSF aux coordonnées (x_s, y_s) correspondantes multipliée par l'aire du spaxel (soit $z_s - PSF(x_s, y_s) \times Area(s)$, dans l'équation 8.4) qui intervient, mais la différence entre z_s et la somme des valeurs de la PSF aux coordonnées des petites régions du spaxel multipliées par l'aire des régions, soit

$$z_s - \sum_{i,j<N} PSF(x_i, y_j) \times Area(s)/N^2 \tag{8.5}$$

Cette approche représente l'avantage d'être plus fidèle à la réalité, mais demande un temps de calcul très important, beaucoup plus important que si l'on ne décompose pas les spaxels. Il faut bien entendu prendre en compte cette intégration également lors de la reconstruction de chaque tranche à partir de la PSF obtenue par l'ajustement, en assignant à chaque spaxel la somme

$$\sum_{i,j<N} PSF(x_i, y_j) \times Area(s)/N^2 \tag{8.6}$$

comme valeur de flux. Cette méthode présente donc l'avantage de connaître directement la valeur du flux de la source pour chaque longueur d'onde : il s'agit de la constante C de la PSF correctement normalisée, les PSF utilisées ici étant toutes de la forme $PSF(x, y) = g + C \times F_{norm}(x, y)$ avec g le fond de ciel, F_{norm} une fonction de forme normalisée (dont l'intégrale sur tout l'espace est égale à 1), et C le flux de la source ; mais l'inconvénient majeur réside dans son temps d'exécution. Cette approche de calcul est prévue dans le code d'extraction mais reste optionnelle.

L'autre approche possible d'extraction du flux consiste à évaluer correctement la forme de la PSF (la partie $F_{norm}(x, y)$) en considérant chaque spaxel comme un point, quitte à introduire un biais dans l'estimation de C. On effectue l'ajustement en faisant intervenir la différence $z_s - PSF(x_s, y_s) \times Area(s)$ dans le calcul du χ^2 à minimiser comme si la valeur du flux au spaxel s n'était pas l'intégrale de la PSF sur la surface de s mais la PSF elle-même. Ceci donne une estimation des paramètres de position et de forme correcte (la reconstruction des données à partir de cette PSF en assignant à chaque spaxel la valeur $PSF(x_s, y_s) \times Area(s)$ le prouve) mais peut rendre inadaptée l'utilisation directe de C pour construire le spectre de la source : cela revient en effet à utiliser une approximation de l'intégration par la méthode des rectangles, mais de façon beaucoup plus grossière que précédemment puisqu'ici les rectangles ont la taille des spaxels. Étant donnée cette taille, on peut s'attendre à ce qu'un biais soit introduit dans l'estimation de l'intégrale. Afin de vérifier l'existence de cet éventuel biais, nous avons comparé, pour diverses poses, le spectre obtenu en utilisant la constante C de la PSF ajustée pour chacune des méthodes. La figure 8.4 représente le rapport entre les deux spectres pour notre pose de Hiltner600 prise la nuit 06 014 (pose 06 014 067). Le désaccord observé entre les deux spectres est de l'ordre de quelques pourmilles, ce qui reste

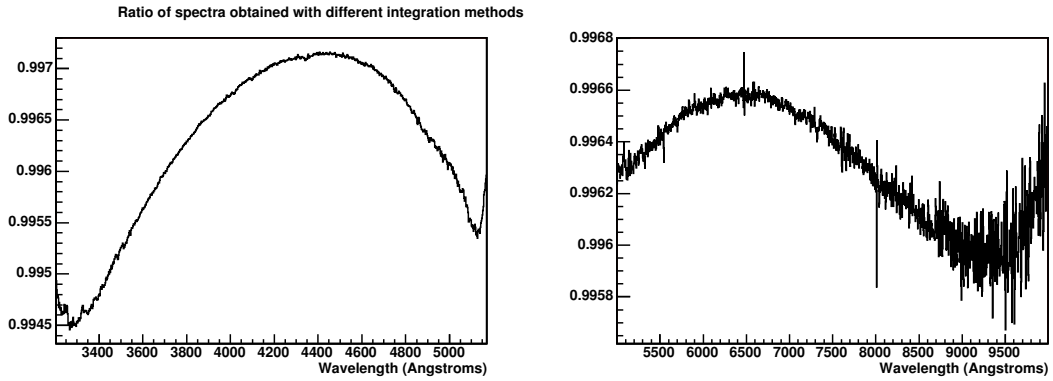


FIG. 8.4 – Exemple de désaccord observé entre les spectres de Hiltner600 (pose de la nuit 06 014) extraits avec deux méthodes différentes pour considérer l'intégration du flux sur la surface des spaxels. Ici est représenté le rapport du spectre obtenu avec la méthode la plus rapide sur celui obtenu en découpant chaque spaxel en 25 zones. À gauche pour le cube bleu, à droite pour le cube rouge.

acceptable pour un premier traitement des données. On peut l'expliquer par une interprétation différente de la fonction ajustée : ici il ne s'agit plus réellement de la PSF, mais d'une PSF en partie intégrée. Les paramètres de la fonction obtenus par l'ajustement sont donc différents selon le mode

choisi pour l'ajustement : découpage ou non de chaque spaxel. Ces différences dans les paramètres suffisent comme on le voit par exemple sur la figure 8.4 à compenser le défaut d'intégration sur la surface des spaxels avec une précision meilleure que le pourcent. Les cubes reconstruits après ajustement par l'une ou l'autre des méthodes (avec ou sans intégration) sont également identiques à une précision de l'ordre de quelques pourmilles (le flux total sur chaque tranche est identique à 3‰ près, comme le montre la figure 8.5).

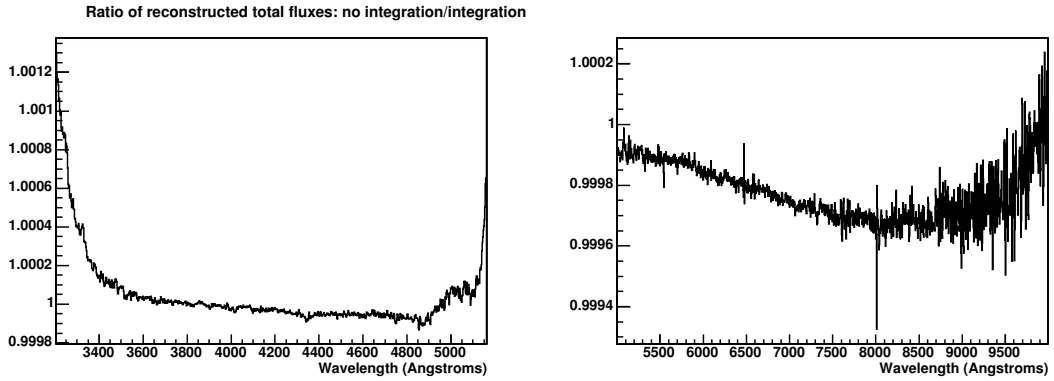


FIG. 8.5 – Pour chaque tranche en longueur d'onde, on compare le flux total reconstruit (somme des valeurs de tous les spaxels) pour le cube de Hiltner600 (pose de la nuit 06 014) extrait avec deux méthodes différentes pour considérer l'intégration du flux sur la surface des spaxels. Ici est représenté le rapport du spectre de flux total (i.e. objet et fond de ciel pour la surface du champ) obtenu avec la méthode la plus rapide sur celui obtenu en découpant chaque spaxel en 25 zones. À gauche pour le cube bleu, à droite pour le cube rouge.

Nous avons donc choisi par défaut de ne pas intégrer sur la surface des spaxels. Les figures de cette thèse sont produites avec des spectres extraits sans considérer l'intégration en découpant les spaxels. Les extractions ont ainsi pu être obtenues bien plus rapidement (le temps nécessaire pour considérer l'intégration en effectuant un découpage des spaxels est environ dix fois plus important que celui nécessaire en effectuant un ajustement simple), et la précision ainsi obtenue est suffisante dans un premier temps.

8.4 Les ajustements intermédiaires

La fonction de Moffat ayant apporté une amélioration dans la modélisation de la PSF par rapport à la gaussienne bi-dimensionnelle dans sa meilleure représentation des ailes, comme nous l'avons vu à la section 8.2, les ajustements intermédiaires ont été optimisés dans le cas de l'utilisation de l'une des deux fonctions de Moffat disponibles ici. Je parlerai donc dans ce qui suit des ajustements des paramètres des fonctions de Moffat. Afin de permettre une utilisation de la gaussienne bi-dimensionnelle si cela est souhaité par l'utilisateur du programme d'extraction, j'ai choisi de traiter le paramètre ρ de la même façon que le paramètre β et les paramètres $\sigma_{x,y}$ de la même façon que les paramètres $\alpha_{x,y}$, ce qui me paraît justifié par leurs significations physiques respectives.

8.4.1 Paramétrisations choisies

Ajustement de β

Après le premier ajustement de PSF sur chaque grosse tranche du cube ré-échantillonné, on récupère toutes les valeurs obtenues pour le paramètre β pour remplir un histogramme représentant ce paramètre en fonction de la longueur d'onde. Seules les tranches pour lesquelles l'ajustement de

PSF fait par Minuit a convergé correctement (Minuit renvoie une étiquette sur la tranche précisant si les critères de convergence ont bien été remplis) sont prises en compte pour la construction de l'histogramme. On ajuste un polynôme du second degré sur ces valeurs pour déterminer le comportement de ce paramètre en fonction de la longueur d'onde. Afin d'éviter les écueils dus à la pollution par le second ordre de réfraction du réseau, la faiblesse du flux (et de fait du rapport signal sur bruit) aux longueurs d'onde extrêmes ou encore aux imperfections de la lame dichroïque (voir chapitre 9), l'ajustement intermédiaire est restreint à un domaine de longueur d'onde central du cube : entre 3500 et 5000 Å pour un cube bleu et entre 5500 et 9000 Å pour un cube rouge. Ce domaine peut être modifié par l'utilisateur. Une fois cet ajustement effectué, si la valeur obtenue pour le χ^2 par degré de liberté est supérieure à 5, on procède à un rejet de points marginaux (voir paragraphe 8.4.2). Le nombre de points considérés et les erreurs sur chaque point font que le χ^2 par degré de liberté est de l'ordre de 2 voire 1 lorsque l'ajustement est correct. Les erreurs utilisées sont les erreurs sur le paramètre données par Minuit, comme pour les ajustements des paramètres α_x, α_y, x et y en fonction de λ (ces erreurs correspondent aux valeurs permettant d'atteindre $\chi^2 = \chi^2_{min}+1$). La prise en compte de ces erreurs a été une grande amélioration pour la robustesse de l'extraction. Le polynôme finalement obtenu est ensuite utilisé pour fixer la valeur du paramètre β pour chaque tranche en longueur d'onde lors du deuxième ajustement de PSF sur le cube ré-échantillonné. Un exemple d'ajustement intermédiaire de β est représenté figure 8.6.

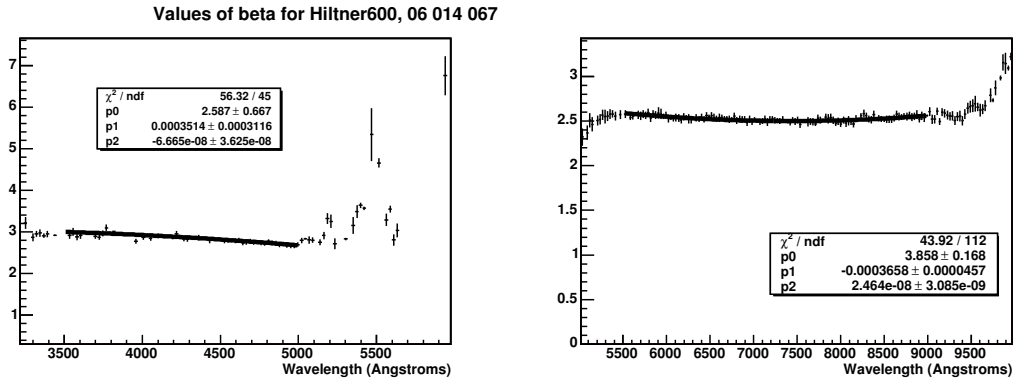
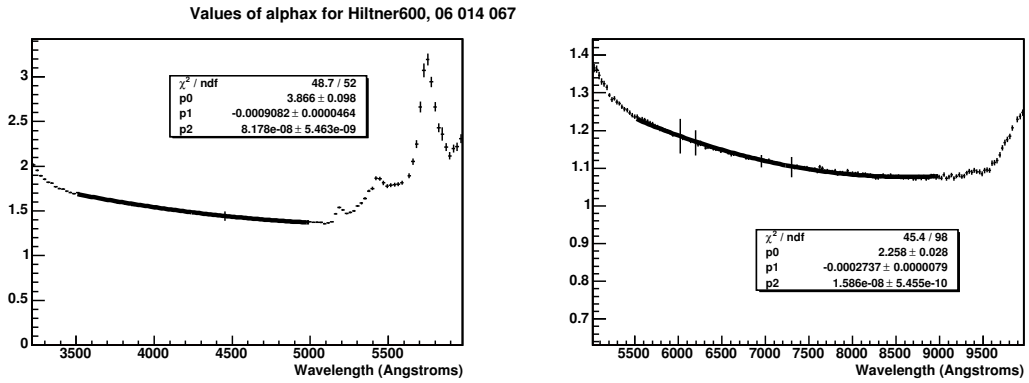


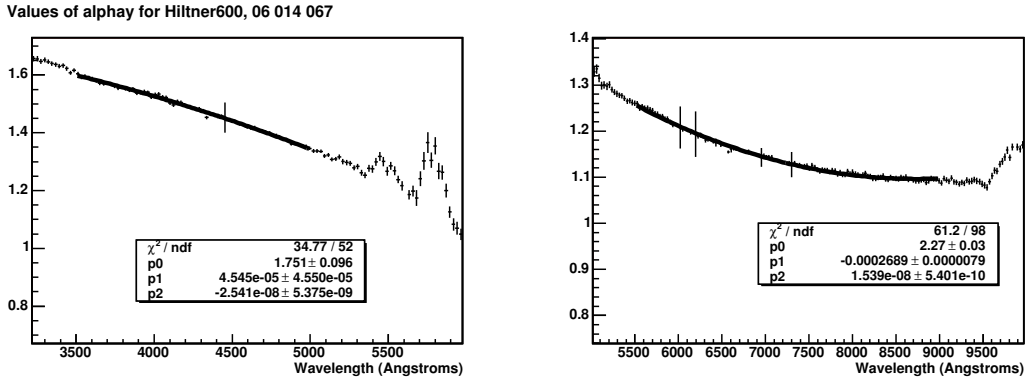
FIG. 8.6 – Exemple d'ajustement du paramètre β pour la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014, cube bleu à gauche et cube rouge à droite. La paramétrisation du polynôme est la suivante : $p0 + p1\lambda + p2\lambda^2$. Les barres représentées pour chaque point correspondent aux erreurs correspondantes calculées par Minuit.

Ajustement de α

À l'issue du deuxième ajustement de PSF sur le cube ré-échantilloné, on récupère toutes les valeurs obtenues pour les paramètres α_x et α_y (ou simplement α dans le cas de la Moffat circulaire) dans des histogrammes les représentant en fonction de la longueur d'onde. Là aussi, les tranches pour lesquelles Minuit n'a pas convergé sont écartées. Pour chaque histogramme indépendamment, on ajuste un polynôme du second degré dans le même domaine de longueur d'onde que pour l'ajustement de β. Là aussi, les erreurs sont prises en compte et, lorsque le χ^2 par degré de liberté est supérieur à 5 on procède à un rejet de points marginaux. Les polynômes obtenus par ces ajustements sont utilisés pour fixer les valeurs des paramètres $\alpha_{x,y}$ lors de l'ajustement de PSF sur le cube de données non ré-échantilloné. Un exemple d'ajustement de α_x et α_y est représenté figure 8.7. La paramétrisation utilisée pour l'ajustement est toujours $p0 + p1\lambda + p2\lambda^2$.



(a) Paramètre α_x



(b) Paramètre α_y

FIG. 8.7 – Exemple d'ajustement des paramètres α_x et α_y pour la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014. Cube bleu à gauche, cube rouge à droite.

Ajustement de la position

Comme pour l'ajustement des derniers paramètres de forme, on utilise ici les résultats du deuxième ajustement de PSF sur le cube ré-échantillonné pour remplir des histogrammes. Là encore, les tranches problématiques pour lesquelles Minuit n'a pas convergé sont écartées. On représente tout d'abord les valeurs de y en fonction de celles de x afin de déterminer l'angle u de la réfraction atmosphérique différentielle sur la trame de micro-lentilles par un simple ajustement linéaire ne prenant en compte ni les erreurs ni les intervalles de confiance pour ces valeurs. On utilise ensuite pour ajuster l'évolution de x en fonction de la longueur d'onde λ une fonction inspirée de celle mentionnée dans le chapitre 6. L'étude de la fonction mentionnée plus haut a montré que certains paramètres étaient redondants, aussi pour éviter des problèmes de dégénérescence des paramètres nous l'avons simplifiée de la sorte :

$$x = x_{\lambda_{ref}} + P'\sqrt{z^2 - 1}\,\cos(u)[g(\lambda) - g(\lambda_{ref})] \tag{8.7}$$

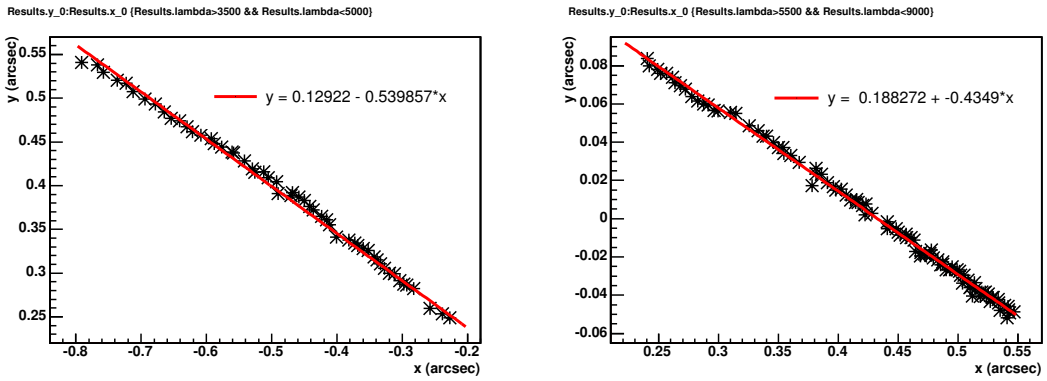
avec

$$g(\lambda) = 64.328 + \frac{29498.1}{146 - 10^8\lambda^{-2}} + \frac{255.4}{41 - 10^8\lambda^{-2}} \tag{8.8}$$

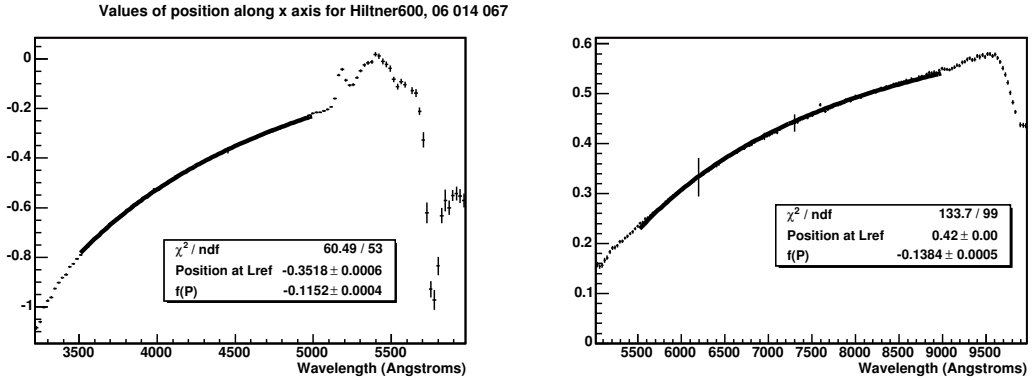
où λ est en Ångströms, u est l'angle que nous venons de déterminer (en radians), z est la masse d'air traversée par la lumière telle que définie au chapitre 6, λ_{ref} est la longueur d'onde de référence considérée pour le cube, et P' un facteur dépendant principalement de la pression atmosphérique. La fonction $g(\lambda)$ est réliée à l'indice de réfraction de l'atmosphère $n(\lambda)$ par la relation 6.2. Pour la valeur de la position selon y, on utilise une fonction analogue en remplaçant $\cos(u)$ par $\sin(u)$. La longueur d'onde de référence λ_{ref} est choisie arbitrairement et est de 4500 Å pour un cube bleu et de 7000 Å pour un cube rouge, $x_{\lambda_{ref}}$ est la position de l'objet selon x à cette longueur d'onde. Lors de l'ajustement, u est fixé à la valeur obtenue juste avant, z est récupéré parmi les informations contenues dans le fichier au format Euro3D et fixé à cette valeur également, et seuls $x_{\lambda_{ref}}$ et P' sont laissés libres. La valeur de $x_{\lambda_{ref}}$ est initialisée grâce à la valeur lue directement dans l'histogramme et P' est initialisé à 0.13, valeur calculée à partir des conditions habituelles de température et de pression au sommet du Mauna Kea. Ce facteur multiplicatif global P' permet également à l'ajustement de corriger l'éventuelle erreur sur la masse d'air : l'information contenue dans le fichier de données est en réalité la masse d'air au début ou à la fin de la pose, et, si cette dernière est longue, ne reflète pas forcément très fidèlement les conditions moyennes d'observation de la source. La variation de masse d'air au cours de la pose n'est pas linéaire et dépend des coordonnées de l'étoile, c'est pourquoi par souci de simplicité nous avons choisi de ne récupérer que l'information de masse d'air comprise dans le fichier et de permettre au facteur P' de corriger les éventuelles erreurs induites de ce fait. Une fois les ajustements effectués, on compare les résultats obtenus pour x et pour y notamment en comparant la valeur obtenue pour P' dans les deux cas. Ici encore, les erreurs sur les paramètres de position déterminées par l'ajustement de PSF de Minuit sont prises en compte, et, si le χ^2 par degré de liberté de l'un de ces ajustements intermédiaires est supérieur à 5, on procède à un rejet de points marginaux tel qu'expliqué dans le paragraphe suivant. Une fois les ajustements des paramètres de position effectués et jugés satisfaisants ($\chi^2/ndf < 5$), les paramètres utiles sont récupérés pour pouvoir fixer ces valeurs dans le dernier ajustement de PSF. Un exemple d'ajustement des paramètres de position est représenté figure 8.8.

8.4.2 Rejet des points marginaux

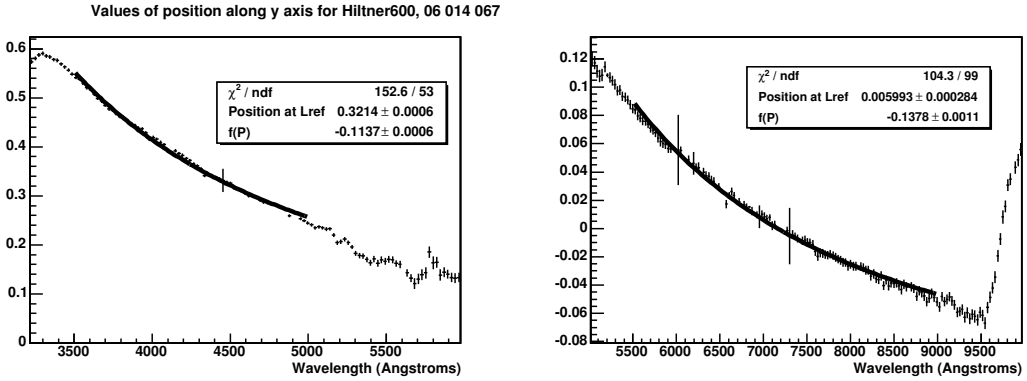
Il peut arriver, même sur un cube ré-échantillonné, que certaines tranches soient mal ajustées et que, non seulement elles introduisent des points marginaux dans les histogrammes représentant l'évolution des paramètres avec la longueur d'onde, mais en plus ces points aient une erreur bien trop faible, mal estimée elle aussi. Pour éviter que les ajustements intermédiaires soient faussés par ce genre de phénomène, et donc pour augmenter la robustesse du code d'extraction, nous avons choisi de procéder à un rejet de points marginaux lorsque le χ^2 par degré de liberté obtenu par l'ajustement est supérieur à 5. Il s'agit en fait de reconstruire un histogramme ne comprenant que les points p d'abscisse λ_p, d'ordonnée val_p et dont l'erreur est de σ_p tels que la valeur ajustée pour la longueur d'onde correspondante $fittedvalue(\lambda_p)$ soit comprise entre $val_p - 5\sigma_p$ et $val_p + 5\sigma_p$. Un second ajustement est effectué sur ce nouvel histogramme. Si le nombre de points exclus par ce rejet est supérieur à la moitié du nombre de tranches contenues dans le cube ou si le χ^2 de ce dernier ajustement est toujours supérieur à 5, le programme d'extraction cesse à ce niveau et renvoie un message d'erreur. L'automatisation prévue à ce jour ne permet en effet pas de résoudre le problème et il faut procéder à une étude au cas par cas lorsque tous ces tests ne sont pas passés avec succès. Ceci peut arriver, par exemple lorsqu'à une valeur marginale est affectée une erreur excessivement faible et que le premier ajustement intermédiaire privilégie ce point au détriment des autres. Pour éviter ce type de problème, il faudrait, pour chaque point, effectuer un ajustement excluant le point courant et considérer comme valeur de $fittedvalue(\lambda_p)$ le résultat de cet ajustement (et non de l'ajustement comprenant tous les points). Ceci demanderait de nombreux ajustements supplémentaires et, étant donnée la faible occurence de ce type de problème, n'a pas été implémenté à ce jour. Le rejet



(a) Angle de réfraction atmosphérique



(b) Paramètre x



(c) Paramètre y

FIG. 8.8 – Exemple d'ajustement de y en fonction de x, puis des paramètres x et y en fonction de λ, toujours pour la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014. Cube bleu à gauche, cube rouge à droite.

simple tel qu'il est décrit ici suffit en général à retrouver un ajustement plus pertinent lorsque des

valeurs marginales sont présentes. La figure 8.9 représente un exemple dans lequel le rejet de points marginaux a été utile pour l'ajustement du paramètre β.

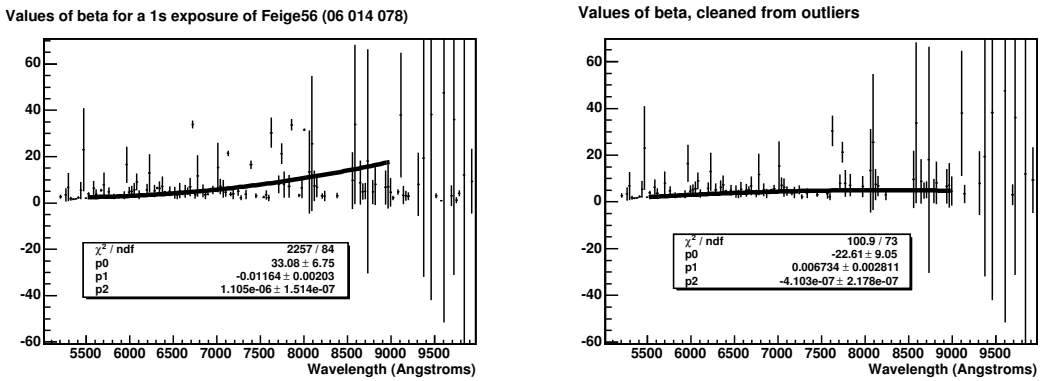


FIG. 8.9 – Ici est représenté un exemple d'amélioration d'ajustement intermédiaire par le rejet de points marginaux : le premier ajustement du paramètre β pour cette étoile est mauvais ($\chi^2/ndf > 20$) alors que le second est satisfaisant ($\chi^2/ndf < 2$). Il s'agit d'une pose d'une seconde de l'étoile Feige56 (donc sous-exposée) prise la nuit 06 014.

8.5 La convergence des ajustements de PSF

De nombreux problèmes de convergence de l'ajustement effectué par Minuit ont été rencontrés et justifient les divers choix effectués jusqu'ici. Ces problèmes ne sont pas encore entièrement résolus et il arrive qu'un nombre important de points soient rejetés lors de la première étape, alors que tous les paramètres sont laissés libres. Heureusement, ceci n'arrive que rarement (poses prises dans de mauvaises conditions, sur lesquelles nous reviendrons à la section 9.2) et l'ajustement de β s'effectue correctement à de rares exceptions près. On comprend donc que l'ajout d'ajustements intermédiaires a été un point très important pour améliorer l'ajustement de façon remarquable : si le nombre de tranches écartées lors du premier ajustement de PSF peut encore être important, il est nul pour toutes les poses lors du dernier ajustement. On se propose dans cette section de revenir sur les apports à différents niveaux sur ces problèmes de convergence.

8.5.1 L'ajustement de PSF

Des essais ont été effectués en modifiant les paramètres de Minuit afin d'améliorer la convergence de l'ajustement de PSF. La tolérance, faible devant le χ^2, ne gagne pas à être augmentée : les problèmes de convergence de Minuit semblent en effet plutôt liés au calcul de la matrice de covariance qu'à un réel problème pour la minimisation elle-même. Une amélioration en revanche a porté ses fruits : l'ajout, lors des premiers ajustements de PSF (sur le cube ré-échantillonné) d'une erreur systématique à hauteur de 3% du signal à l'erreur sur les données (comprise dans le fichier de données). Ceci permet dans une certaine mesure de laisser un peu plus de liberté à l'ajustement qui de ce fait converge plus aisément. Bien sûr, ceci n'est utilisé que pour les premiers ajustements de PSF, afin de ne pas risquer de fausser les résultats et les erreurs obtenus pour l'ultime ajustement, donc l'extraction du flux lui-même.

Il arrive parfois que Minuit étiquette comme "non convergés" des ajustements qui sont pourtant manifestement parvenus à minimiser le χ^2, mais pour lesquels l'estimation des erreurs a échoué. Nous ne pouvons pourtant prendre en compte les points étiquetés pour deux raisons : d'une part,

rien ne garantit la bonne minimisation du χ^2, et d'autre part, les erreurs sont mises à zéro, ce qui peut avoir de fâcheuses conséquences, notamment pour les ajustements intermédiaires, où ces erreurs sont utilisées. Le calcul de la matrice de covariance par Minuit, qui semble réellement poser problème, peut être facilité par un changement d'échelle pour les données, afin d'obtenir pour tous les paramètres des valeurs ayant le même ordre de grandeur. Les quelques tests qui ont été effectués n'ont pas été concluants et demandent à être approfondis avant d'envisager un changement d'échelle systématique pour certaines des grandeurs à ajuster. Il est à noter que la matrice d'erreur est quasi-singulière car plusieurs paramètres sont très corrélés, sans pour autant être dégénérés. Les valeurs des paramètres α et β notamment sont liées, ainsi que les valeurs du flux et de α (voir l'exemple de matrice de corrélation présenté à la section 8.2). C'est ce qui nous a encouragés fortement à procéder par étapes en fixant de plus en plus de paramètres, mais c'est également ce qui peut poser des problèmes de convergence à Minuit, surtout lors du tout premier ajustement de PSF.

Un autre problème réside dans l'évaluation des erreurs faite par Minuit lui-même lors de l'ajustement. Dans un premier temps, nous avions choisi de récupérer non pas les erreurs elles-mêmes, mais les intervalles à 68% de niveau de confiance, ce qui a permis de faciliter de façon importante les ajustements intermédiaires, alors difficiles. Cet artifice (recommandé par le manuel de Minuit) consistait à faire calculer par Minuit les valeurs des paramètres permettant au χ^2 d'atteindre la valeur $\chi^2_{min} + 1.2 \times n_{freepar}$, avec $n_{freepar}$ le nombre de paramètres laissés libres, au lieu de la valeur usuelle $\chi^2_{min} + 1$ [90]. Mais ceci n'était pas satisfaisant, les valeurs obtenues pour les erreurs étant anormalement grandes. Nous avons cependant remarqué que, pour certaines tranches, les "erreurs" ainsi obtenues étaient tout de même bien plus faibles que celles obtenues pour les autres tranches du cube, pour une raison que nous ignorons. C'est ce qui nous a poussés à effectuer un rejet des points marginaux, permettant dans la plupart des cas d'exclure ces mauvais points pourtant étiquetés comme issus d'une convergence correcte par Minuit. Ce rejet des points marginaux nous a également permis, ajouté à d'autres petites améliorations, de revenir à l'estimation correcte des erreurs, obtenue en calculant les valeurs de chaque paramètre permettant d'atteindre $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1$, tous les autres paramètres étant fixés à leur valeur optimale (pour laquelle $\chi^2 = \chi^2_{min}$).

Si les diverses améliorations ont permis de faciliter la convergence des ajustements, il arrive que le χ^2 par degré de liberté soit important, et ce même pour l'ajustement final, supposé robuste, de certaines tranches. Ceci est en réalité dû à des tranches contenant un spaxel problématique, par exemple dont la valeur serait faussée par un cosmique. Reprenons notre pose de Hiltner600 pour illustrer ce propos : la figure 8.10 représente les valeurs de χ^2 par degré de liberté obtenues pour chaque tranche lors de l'ultime ajustement de PSF effectué (seuls flux et fond de ciel laissés libres). On y remarque des pics importants, laissant supposer des problèmes de convergence ponctuels sur

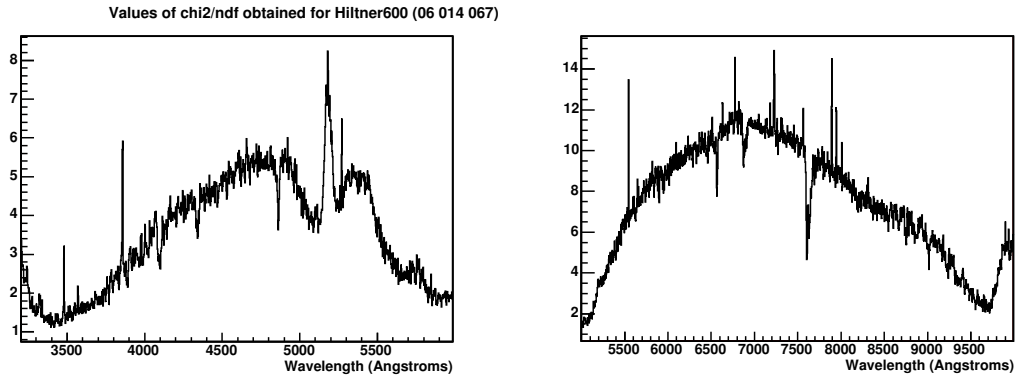


FIG. 8.10 – Valeurs de χ^2 par degré de liberté obtenues pour l'ajustement de PSF effectué sur la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014.

les tranches concernées. La vérification des valeurs des spaxels pour ces tranches problématiques montre en effet qu'elles contiennent un spaxel dont le flux est anormalement haut. La figure 8.11 représente les valeurs du flux pour tous les spaxels de la tranche à 5544 Å du cube rouge ainsi que, pour référence, les mêmes valeurs pour la tranche à 5547 Å du même cube. On remarque bien sur

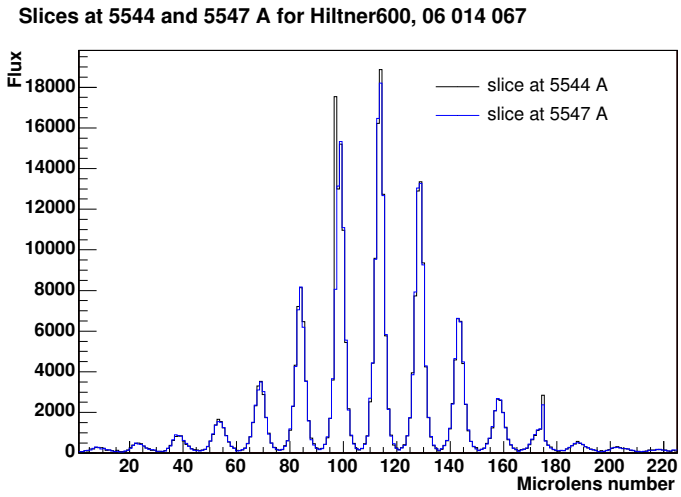


FIG. 8.11 – Valeurs du flux pour chaque spaxel dans les tranches à 5544 Å (en noir) et à 5547 Å (en bleu) de la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014.

ce graphe la valeur particulière, anormalement élevée, pour le spaxel 97 de la tranche à 5544 Å par rapport à celle du même spaxel pour la tranche à 5547 Å. Cette structure ponctuelle est sans doute liée à la mauvaise correction d'un rayon cosmique et il n'est pas anormal que le χ^2 s'en trouve affecté. D'autres effets peuvent intervenir, comme par exemple des cosmétiques du CCD. L'un d'entre eux est aujourd'hui bien connu : il s'agit d'une colonne chaude du CCD rouge qui, depuis une ouverture de l'instrument pour des travaux de maintenance en mars 2005, affecte grandement un des spectres du cube. L'extraction pour les cubes rouges postérieurs à cette date est donc en général effectuée sur les cubes privés de la micro-lentille de coordonnées (0.84,-1.68) (valeurs en arcsecondes, micro-lentille centrale de la trame à (0,0)). Sa suppression n'affecte pas l'ajustement alors que sa présence, si la variance associée n'est pas assez élevée, peut entraîner des erreurs importantes sur le spectre final. Pour notre pose de Hiltner600, elle a peu d'influence mais fait apparaître des structures entre 5500 et 5600 Å, comme le montre le rapport entre spectres extraits avec ou sans la lentille représenté figure 8.12.

8.5.2 Les ajustements intermédiaires

La première version de l'extraction par ajustement de PSF était très simple et consistait simplement en l'ajustement de la fonction sur chaque tranche du cube de données, tous paramètres laissés libres. Cela ne permettait pas une grande robustesse et surtout engendrait des spectres de mauvaise qualité à cause de tranches pour lesquelles l'ajustement converge mal. Actuellement les tranches pour lesquelles l'ajustement ne converge pas sont écartées pour pouvoir effectuer les ajustements intermédiaires sans subir de perturbation de leur part. La figure 8.13 représente le spectre de Hiltner600 d'après la pose de la nuit 06 014 tel qu'on l'obtiendrait en faisant l'ajustement de cette façon. Les points pour lesquels l'ajustement n'a pas convergé sont ici mis à 0, et l'on voit que les tranches problématiques sont relativement nombreuses. Les ajustements intermédiaires sont donc très utiles pour l'obtention d'un spectre complet et fiable : le dernier ajustement de PSF converge

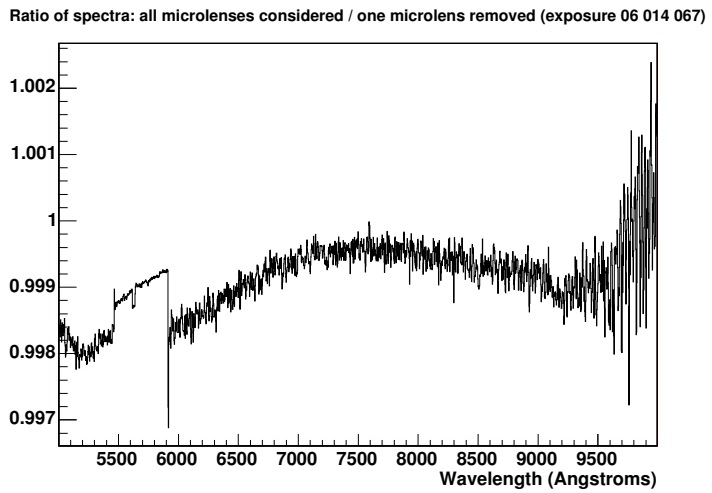


FIG. 8.12 – Rapport entre spectres extraits sur le cube rouge de Hiltner600, privé ou non de la micro-lentille (0.84,-1.68).

aujourd'hui pour toutes les tranches. Bien sûr, le fait que la pose choisie est relativement longue

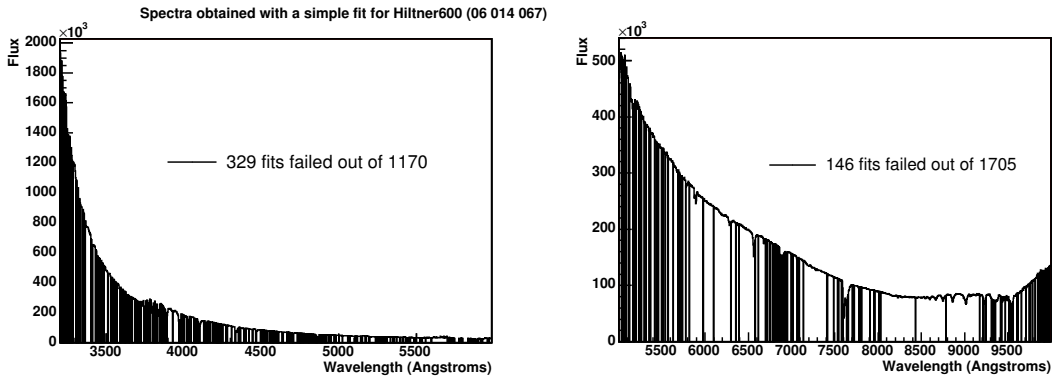


FIG. 8.13 – Exemple de spectre obtenu par l'ajustement simple de PSF sur chaque tranche du cube de données, tous paramètres laissés libres, pour la pose de Hiltner600 prise la nuit 06 014 : on distingue un nombre important de tranches pour lesquelles la convergence a échoué.

(180 s) la rend plus délicate à traiter, notamment en augmentant l'intensité du fond de ciel. La même méthode appliquée à une étoile de type HR (pose de une seconde) contient également des points problématiques, mais en nombre moins élevé : une pose de HR3454 prise la même nuit (pose 06 014 070) extraite de cette façon simple voit seulement 170 de ses tranches échouer à l'ajustement pour le cube bleu (sur 1170 au total) et 42 tranches sur les 1705 du cube rouge.

Une première idée d'amélioration a ensuite été de faire une première fois l'ajustement sur chaque tranche du cube de données, puis d'ajuster l'évolution des paramètres de position et de forme en fonction de la longueur d'onde avant de fixer ces paramètres pour un nouvel ajustement de PSF sur chaque tranche. Le paramètre β (ou ρ) était alors considéré comme constant avec la longueur d'onde et, une fois ce paramètre connu, la largeur à mi-hauteur (FWHM) était ajustée et les autres paramètres de forme en étaient déduits. La fonction d'ajustement de la FWHM était inspirée de l'étude de Tokovinin [87] basée sur le modèle de turbulences atmosphériques de Kolmogorov,

qui suggère une évolution du seeing proportionnelle à $\lambda^{-0.2}$. La fonction utilisée pour ajuster la position en revanche était déjà celle exposée plus haut. Les erreurs sur les paramètres n'étaient alors pas récupérées pour effectuer les ajustements intermédiaires. Ce premier pas a apporté une réelle amélioration dans la robustesse de l'ajustement et dans la propreté des spectres extraits, mais les ajustements intermédiaires, ne comprenant pas les erreurs sur les points et surtout n'écartant pas les tranches pour lesquelles Minuit convergeait mal, n'étaient pas toujours fiables, ce qui empêchait une utilisation automatique du programme. L'ajout des erreurs et une étude systématique de l'évolution des paramètres de forme avec la longueur d'onde ont montré que le polynôme du second degré était mieux adapté que les fonctions utilisées jusqu'alors pour modéliser $\alpha(\lambda)$ et $\beta(\lambda)$.

Enfin, le ré-échantillonnage du cube pour les premiers ajustements permet d'augmenter le rapport signal sur bruit sur chaque tranche ajustée et aide à la convergence des premiers ajustements de PSF, pour lesquels le nombre de paramètres libres est important. Il faut cependant trouver un compromis en veillant à ne pas faire de trop "grosses" tranches, c'est-à-dire ré-échantillonner le cube en ajoutant trop de tranches entre elles : dans ce cas la réfraction atmosphérique différentielle déformera l'image et l'estimation des paramètres de forme en sera faussée. Le défaut choisi calcule des sommes de 10 tranches et peut être modifié par l'utilisateur. Dans le cas de notre pose de Hiltner600 par exemple, le spectre obtenu sans ré-échantillonnage est identique au demi pourcent près à celui obtenu avec ré-échantillonnage, comme le montre la figure 8.14. On remarque sur ces

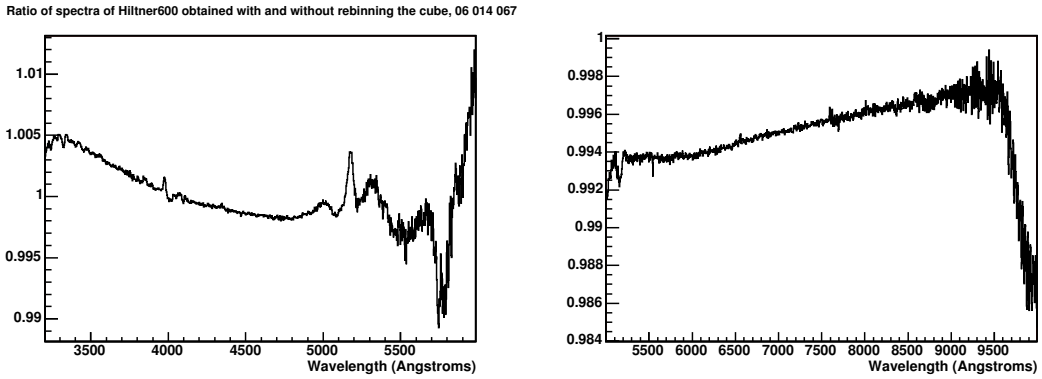


FIG. 8.14 – Rapport du spectre obtenu sans ré-échantillonnage sur le spectre obtenu avec ré-échantillonnage pour la pose de Hiltner600 prise la nuit 06 014, voie bleue à gauche et voie rouge à droite.

graphes des structures importantes, notamment pour les longueurs d'onde élevées de chaque cube. Ceci peut difficilement s'expliquer par la présence ou non du ré-échantillonnage, puisque les ajustements intermédiaires ne sont effectués que sur les zones centrales du cube. Ceci tend donc plutôt à prouver que ces zones, affectées par les fluctuations des propriétés de la lame dichroïque (cube bleu) et les pollutions du second ordre de réfraction du réseau, sont extrêmement sensibles aux légères différences de l'estimation des paramètres de forme de la PSF, fixés lors du dernier ajutement. Ces zones, ayant de surcroît des flux plus faibles, sont particulièrement délicates et devront faire l'objet d'études approfondies pour une extraction optimale.

8.6 Exemples de résultats

Reprenons la pose qui nous a servi à illustrer les divers paragraphes de ce chapitre et regardons les résultats de l'extraction elle-même.

Tout d'abord, le spectre de l'étoile, représenté figure 8.15, obtenu par l'ajustement d'une fonction de Moffat elliptique. On y distingue les raies correspondant à la série de Balmer de l'hydrogène dans

le bleu (3600-4800 Å), et pour le cube rouge surtout des raies telluriques, comme par exemple vers 7600 Å : raie du dioxygène [88]). La correction de l'absorption tellurique n'a pas encore été faite à ce stade et nous rencontrerons cette raie plus ou moins intense sur toutes les poses que nous traiterons. La figure 8.15 comprend les spectres obtenus pour chaque cube. Ici les cubes n'ont pas encore été étalonnés en flux, et le décalage observé entre les deux canaux n'a rien d'alarmant et est même parfaitement normal : il sera tout naturellement corrigé par l'étalonnage en flux. En effet, si *a priori* l'étalonnage en champ plat spectro-spatial permet de faire en sorte qu'il n'y ait pas de décalage entre les spectres, dans le cas de SNIFS et afin d'éviter la saturation du CCD rouge tout en éclairant suffisamment le CCD bleu, des temps de pose `continuum` différents sont utilisés selon la voie (20 s pour le bleu, 1 s pour le rouge).

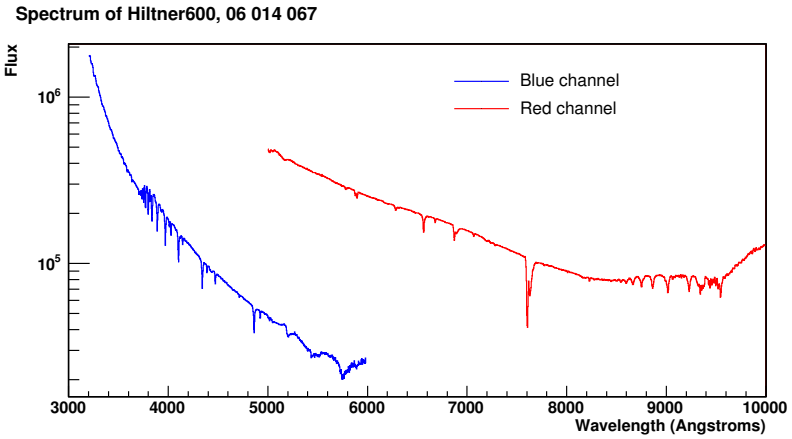


FIG. 8.15 – Spectres obtenus par l'ajustement de PSF effectué sur la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014.

Ensuite, le spectre de ciel obtenu par l'extraction, représenté figure 8.16. On y retrouve les raies d'émission des molécules de la haute atmosphère, principalement OH et O_2 [97, 98]. Par exemple les raies de OH dans le rouge à partir de 7200 Å environ sont bien visibles ici.

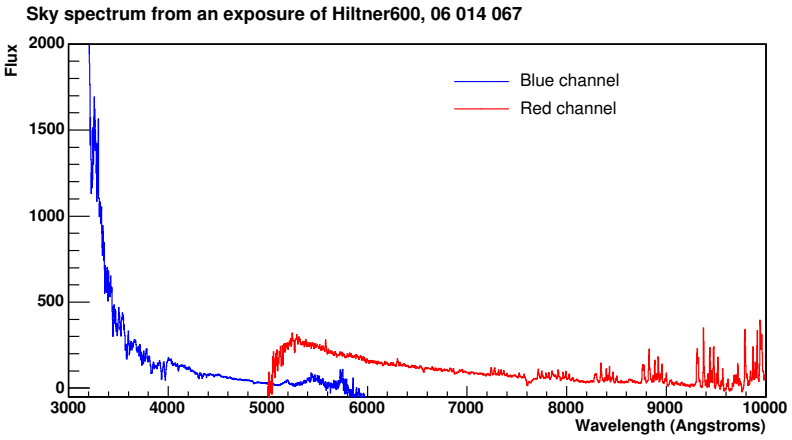


FIG. 8.16 – Spectre de ciel obtenu par l'ajustement de PSF sur la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014.

On récupère également le spectre des erreurs sur les valeurs du spectre. Les erreurs récupérées ici sont les erreurs sur le flux données par le dernier ajustement de PSF effectué par Minuit. Ce n'est donc qu'approximatif et on peut envisager des améliorations en prenant en compte les erreurs sur

les paramètres fixés permettant de réaliser le dernier ajustement. On retrouve bien ici (voir figure 8.17) les erreurs de départ sur le cube qui sont plus importantes vers les longueurs d'onde extrêmes pour chaque cube.

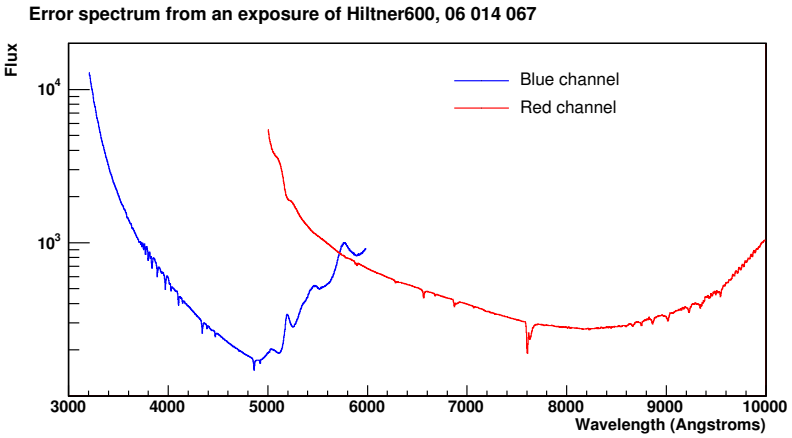


FIG. 8.17 – Spectre des erreurs sur les valeurs du spectre obtenu par l'ajustement de PSF sur la pose de Hiltner600 de la nuit 06 014.

Enfin, on peut également récupérer si cela est souhaité le spectre des valeurs du χ^2 pour chaque ajustement de PSF. La figure 8.10 représente les valeurs de χ^2 obtenues pour le dernier ajustement de notre pose.

Les tableaux 8.1 et 8.2 recensent pour un grand nombre de poses, prises au cours de nuits photométriques, les valeurs obtenues pour les χ^2 des ajustements intermédiaires ainsi que la valeur moyenne du χ^2 par degré de liberté obtenu au cours du tout dernier ajustement. La dernière colonne, "RMS", donne la RMS associée à la distribution des valeurs pour le χ^2 par degré de liberté sur toutes les tranches du cube pour le dernier ajustement : à chaque tranche ajustée correspond une valeur pour le χ^2 par degré de liberté, ici on donne la valeur moyenne sur tout le cube et la RMS associée. Seules les valeurs obtenues pour les cubes rouges sont ici cataloguées, les valeurs obtenues pour les cubes bleus étant analogues. Le premier tableau recense les poses courtes (1 s) pour les étoiles de type HR, et le second les étoiles plus faibles, poses dont le temps varie de 5 s à 600 s. Dans les deux cas, les poses sont classées par masse d'air croissante.

Les valeurs du χ^2 par degré de liberté final ne sont apparemment pas corrélées avec celles des ajustements intermédiaires : en effet, si parfois le χ^2 final peut avoir une valeur importante pour une pose qui montre également un χ^2 intermédiaire important, ce n'est pas toujours le cas : par exemple pour la pose de EG131 de la nuit 05 129, les χ^2 pour β et y sont importants mais cela ne semble pas rejaillir sur le χ^2 final. Inversement, pour la pose de Hiltner600 n°06 014 067, les χ^2 de tous les ajustements intermédiaires sont faibles (de l'ordre de 1 pour x, égaux ou inférieurs à 0.5 pour les autres) et le χ^2 moyen du dernier ajustement est important (≈ 7) par rapport aux autres valeurs concernant les poses longues.

Le χ^2 par degré de liberté du dernier ajustement peut être assez élevé pour les poses courtes, ce qui peut être dû à un problème d'estimation du fond pour ces données, ou éventuellement à une inadéquation de la fonction de Moffat pour les représenter correctement.

Les poses ont été classées par masse d'air croissante et les étoiles de type HR ont été séparées des autres afin de tenter de dégager quelques tendances. L'absence de toute relation apparente entre χ^2 des divers ajustements et masse d'air est un premier élément intéressant concernant la robustesse de l'extraction, que nous développerons au chapitre 9. Si on ne remarque pas de relation directe avec la masse d'air, il est clair que les valeurs du χ^2 par degré de liberté pour l'ajustement final dépendent

du flux de l'étoile : les χ^2 finaux des poses les plus longues sont en général les plus faibles. Une étude du comportement de l'extraction en fonction du flux est à faire pour parfaire notre étude de robustesse.

Les figures et tableaux présentés ici sont des exemples de résultats directs, les différents tests sur l'extraction sont présentés dans les chapitres suivants.

8.7 Conclusion

Nous avons pu voir dans ce chapitre les différents choix qui ont été faits et la manière dont le problème de l'extraction du spectre d'une source ponctuelle à partir d'un cube a été traité. L'ajustement de la PSF sur chaque tranche du cube s'effectue en plusieurs temps afin notamment de répondre aux problèmes de corrélation entre les différents paramètres à ajuster. Des améliorations de l'extraction restent possibles, parmi lesquelles, au niveau de l'ajustement lui-même et pour améliorer sa convergence, l'ajout des dérivées analytiques du χ^2 ou encore la mise à l'échelle de tous les paramètres à ajuster. Enfin, pour améliorer l'adéquation de la PSF avec les données réelles, l'ajout d'une nouvelle PSF asymétrique et sa comparaison avec une double gaussienne sont à envisager.

z	pose n°	étoile	$\chi^2/ndf(\beta)$	$\chi^2/ndf(\alpha_x)$	$\chi^2/ndf(\alpha_y)$	$\chi^2/ndf(x)$	$\chi^2/ndf(y)$	χ^2/ndf	RMS
1.021	05_226_069	HR718	54.86 / 115	46.29 / 99	23.79 / 99	216.74 / 100	18.32 / 100	19.490	8.890
1.021	05_226_073	HR718	85.42 / 114	45.02 / 97	39.26 / 97	199.76 / 98	22.80 / 98	44.340	20.730
1.023	05_234_062	HR718	47.37 / 112	45.62 / 88	22.89 / 88	27.96 / 89	12.27 / 89	11.800	5.520
1.024	05_234_069	HR718	73.76 / 105	34.85 / 105	14.15 / 105	115.09 / 106	16.78 / 106	40.610	21.860
1.026	05_256_057	HR1544	102.71 / 109	35.56 / 113	28.36 / 113	489.08 / 114	25.03 / 114	60.330	29.660
1.028	05_226_053	HR8634	61.14 / 110	50.60 / 94	16.59 / 94	85.89 / 95	11.63 / 95	54.850	24.450
1.029	05_249_052	HR718	112.49 / 95	42.87 / 104	65.21 / 104	132.84 / 105	70.63 / 105	43.670	23.800
1.030	05_234_071	HR718	74.78 / 116	60.09 / 106	23.22 / 106	70.99 / 107	41.45 / 107	25.890	12.000
1.031	05_184_097	HR8634	72.81 / 116	84.56 / 104	36.19 / 104	260.62 / 105	54.86 / 105	128.800	70.950
1.053	05_226_063	HR718	84.97 / 107	64.53 / 115	33.81 / 115	138.94 / 116	142.37 / 116	51.170	24.770
1.055	06_014_070	HR3454	64.92 / 111	49.60 / 98	36.33 / 98	27.87 / 99	25.67 / 99	13.940	6.220
1.056	05_244_064	HR718	150.19 / 114	63.23 / 114	38.74 / 114	407.97 / 110	35.64 / 115	110.600	55.700
1.057	05_244_068	HR1544	444.63 / 110	98.91 / 107	38.11 / 107	154.30 / 108	15.75 / 108	51.590	23.780
1.058	04_332_018	HR1544	91.27 / 114	62.54 / 103	12.75 / 103	65.53 / 104	27.38 / 104	43.710	23.170
1.064	05_264_053	HR1544	94.03 / 111	66.96 / 107	22.46 / 107	171.22 / 108	13.84 / 108	32.420	15.870
1.074	05_184_069	HR7596	121.04 / 114	27.72 / 102	17.72 / 102	59.35 / 103	35.50 / 103	7.033	2.911
1.075	05_174_068	HR7596	77.05 / 83	30.76 / 95	39.05 / 95	35.75 / 96	30.17 / 96	6.920	3.610
1.079	05_234_049	HR718	49.44 / 115	66.15 / 109	28.39 / 109	146.97 / 110	11.19 / 110	15.250	7.063
1.116	04_338_013	HR1544	56.67 / 114	48.49 / 110	38.46 / 110	62.04 / 111	23.46 / 111	12.450	5.258
1.148	05_241_051	HR9087	76.76 / 109	46.36 / 109	22.06 / 109	130.02 / 110	27.07 / 110	20.630	8.291
1.150	05_184_077	HR7950	93.89 / 113	36.75 / 105	29.82 / 105	119.07 / 106	108.97 / 106	103.400	54.300
1.161	04_345_015	HR4468	50.56 / 114	57.41 / 104	30.44 / 104	70.83 / 105	18.92 / 105	13.460	5.317
1.181	04_332_014	HR718	74.85 / 114	67.52 / 115	29.35 / 115	41.32 / 116	28.38 / 116	7.513	3.357
1.259	04_332_033	HR4468	77.04 / 116	30.50 / 111	51.04 / 111	241.81 / 112	29.70 / 112	23.75	10.630
1.305	05_244_052	HR8634	74.96 / 115	55.09 / 108	17.52 / 108	210.30 / 109	45.66 / 109	27.020	11.760
1.306	04_338_009	HR718	69.35 / 79	34.54 / 115	32.58 / 115	15.63 / 116	30.48 / 116	2.283	1.564
1.395	06_014_086	HR3454	81.65 / 115	39.29 / 115	45.87 / 115	158.29 / 116	28.65 / 116	19.440	8.487
1.447	05_184_093	HR7950	110.92 / 95	158.90 / 99	180.17 / 99	79.47 / 100	93.45 / 100	55.110	34.760
1.458	05_226_051	HR7950	56.29 / 108	44.83 / 109	30.82 / 109	166.20 / 110	71.82 / 110	64.740	31.180
1.747	05_226_071	HR8634	45.49 / 109	139.21 / 101	265.10 / 101	108.79 / 102	32.63 / 102	66.270	29.530
1.791	06_014_092	HR3454	183.74 / 114	32.00 / 117	27.81 / 117	93.45 / 118	21.12 / 118	15.660	7.155
1.840	05_174_072	HR9087	350.57 / 108	159.95 / 86	107.63 / 86	61.06 / 87	114.64 / 87	10.170	5.664

TAB. 8.1 – Exemple de résultats obtenus pour un grand nombre de poses d'étoiles standards en nuit photométrique : poses de une seconde (étoiles de type HR). Pour chaque ajustement intermédiaire, on donne le χ^2 par degré de liberté, z est la masse d'air et les deux dernières colonnes contiennent respectivement la moyenne des valeurs du χ^2 par degré de liberté obtenues pour chaque tranche dans le dernier ajustement de PSF et la RMS associée.

z	pose n°	étoile	$\chi^2/ndf(\beta)$	$\chi^2/ndf(\alpha_x)$	$\chi^2/ndf(\alpha_y)$	$\chi^2/ndf(x)$	$\chi^2/ndf(y)$	χ^2/ndf	RMS
1.017	05_241_066	HZ4 (400s)	23.57 / 86	50.14 / 101	59.33 / 101	21.09 / 102	8.51 / 102	0.905	0.758
1.026	04_332_021	GD71 (500s)	47.68 / 112	27.53 / 104	31.39 / 104	27.32 / 105	14.87 / 105	1.369	0.556
1.050	04_345_014	HD93521 (5s)	92.74 / 95	39.67 / 110	26.62 / 110	80.97 / 111	17.32 / 111	5.665	2.803
1.059	04_332_034	HD93521 (5s)	64.13 / 96	40.07 / 107	20.07 / 107	45.59 / 108	32.38 / 108	7.718	3.749
1.061	06_014_094	HZ44 (300s)	84.95 / 112	55.74 / 112	41.43 / 112	38.33 / 113	25.64 / 113	1.547	0.594
1.088	04_332_023	GD71 (500s)	46.78 / 112	30.25 / 75	18.65 / 75	35.96 / 76	17.97 / 76	1.696	0.591
1.108	04_345_005	Hiltner600 (75s)	114.03 / 116	41.87 / 116	28.55 / 116	30.62 / 117	154.36 / 117	5.697	2.367
1.128	05_132_051	EG131 (300s)	79.96 / 117	45.17 / 99	36.51 / 99	55.58 / 100	24.81 / 100	2.145	0.845
1.130	04_338_018	Hiltner600 (60s)	68.26 / 113	52.80 / 117	43.17 / 117	58.88 / 118	154.54 / 118	4.069	1.775
1.144	05_264_055	GD71 (600s)	82.90 / 100	23.15 / 77	34.23 / 77	45.00 / 78	20.00 / 78	1.568	0.604
1.158	05_184_064	EG131 (300s)	154.30 / 115	95.10 / 114	59.69 / 114	219.28 / 115	75.24 / 115	4.918	2.358
1.164	05_234_060	HZ4 (600s)	139.21 / 109	29.51 / 102	33.87 / 102	35.24 / 103	30.36 / 103	0.753	0.180
1.177	06_014_084	HZ44 (300s)	106.99 / 114	53.21 / 116	43.70 / 116	77.04 / 117	33.07 / 117	2.304	0.988
1.193	04_332_019	HZ4 (600s)	67.64 / 117	36.59 / 116	54.30 / 116	54.30 / 117	30.03 / 117	0.892	0.253
1.226	04_345_007	GD71 (500s)	165.27 / 111	88.83 / 70	51.74 / 70	22.73 / 71	30.91 / 71	1.767	0.891
1.250	06_014_067	Hiltner600 (180s)	50.75 / 109	31.14 / 90	25.45 / 90	96.44 / 91	45.02 / 91	7.369	2.785
1.257	05_226_056	LTT9491 (600s)	97.66 / 115	46.57 / 116	49.90 / 116	72.06 / 117	50.81 / 117	0.861	0.242
1.275	04_338_019	GD71 (500s)	121.15 / 113	42.88 / 117	31.60 / 117	41.35 / 008	31.20 / 118	0.978	0.407
1.325	04_338_014	HZ4 (600s)	103.44 / 115	35.75 / 108	47.44 / 108	45.20 / 109	51.54 / 109	0.730	0.168
1.360	05_226_065	Feige110 (300s)	75.69 / 114	26.32 / 115	27.37 / 115	70.50 / 116	23.24 / 116	1.809	1.488
1.380	06_014_072	Hiltner600 (180s)	56.98 / 108	38.69 / 115	30.07 / 115	133.13 / 116	87.78 / 116	8.583	3.415
1.398	05_129_021	EG131 (300s)	106.33 / 99	32.83 / 92	55.04 / 92	54.50 / 93	196.80 / 93	2.545	0.916
1.503	04_332_020	LTT2415 (300s)	58.42 / 117	26.82 / 91	21.62 / 91	45.84 / 92	20.23 / 92	2.144	0.954
1.549	06_014_076	Hiltner600 (180s)	70.34 / 89	37.05 / 113	42.04 / 113	88.30 / 114	45.45 / 114	3.206	1.127
1.716	05_264_045	LTT9491 (600s)	223.85 / 113	62.50 / 65	57.16 / 65	28.03 / 66	18.08 / 66	1.449	0.551
1.775	04_332_032	GD71 (500s)	106.34 / 110	13.86 / 42	9.37 / 42	6.70 / 43	7.03 / 43	1.717	1.142
1.857	06_014_080_1	Hiltner600 (180s)	56.06 / 107	35.21 / 110	33.89 / 110	70.32 / 111	39.67 / 111	3.927	1.948
1.965	06_014_080_3	Hiltner600 (180s)	68.79 / 106	27.82 / 114	30.91 / 114	75.81 / 115	58.14 / 115	5.641	2.430
2.099	06_014_074	G191B2B (300s)	34.82 / 72	31.71 / 117	31.60 / 117	68.41 / 118	26.72 / 118	1.324	1.118

TAB. 8.2 – Même tableau que le précédent (8.1) pour des étoiles à temps de pose plus long (5 s à 600 s).

Quatrième partie

Résultats

Chapitre 9

Performances du code d'extraction

9.1 Tests de cohérence

Des premiers tests ont été effectués afin d'évaluer la cohérence du code d'extraction, et ce à diverses échelles. Tout d'abord, pour un seul et même cube, en comparant le cube reconstruit au cube de données et en étudiant les résidus ou en utilisant les outils de simulation. Ensuite, en étudiant la compatibilité des résultats obtenus dans les deux canaux pour une même pose. Enfin, en étudiant les différentes poses d'une même étoile prises la même nuit photométrique.

9.1.1 Reconstruction des données et résidus

La reconstruction des données est effectuée pour chaque tranche à partir de la PSF optimale obtenue par l'ajustement. On construit une nouvelle tranche à partir de cette fonction en assignant à chaque spaxel s la valeur $PSF(x_s, y_s) \times Area(s)$ pour le flux (on rappelle ici la notation introduite au chapitre 8 : $PSF(x, y) = g + C \times F_{norm}(x, y)$, avec g le fond de ciel, F_{norm} une fonction de forme normalisée, et C le flux de la source. La reconstruction cherche donc à reproduire les données dans leur intégralité, flux de l'étoile et fond de ciel compris). Une fois la tranche ainsi reconstruite, elle est stockée dans un cube et on peut alors vérifier la cohérence de l'extraction en comparant le cube reconstruit au cube de données de départ. Ceci permet de repérer les éventuelles erreurs de l'ajustement pour mieux les comprendre. A partir de ce cube reconstruit, on construit également un cube résiduel, soustraction point par point du cube reconstruit au cube de données. La figure 9.1 représente des exemples d'histogrammes obtenus en faisant ce genre de test : ici pour chaque tranche on divise la somme de toutes les valeurs reconstruites par la somme de toutes les valeurs des spaxels de données.

Les domaines extrêmes de longueur d'onde, rendus délicats à ajuster par les problèmes dus à la faiblesse du flux dans ces zones (efficacité quantique des CCD notamment), aux pollutions du second ordre de réfraction du réseau et aux fluctuations des propriétés de la lame dichroïque, sont manifestement mal extraits. Rappelons que les propriétés de la lame dichroïque évoluent rapidement au cours d'une même nuit et que l'étalonnage en champ plat spectro-spatial, effectué avec des poses `continuum` prises en fin de nuit, introduit des pollutions dans le domaine à grande longueur d'onde du canal bleu (voir section 6.2). Il est à noter que, comme nous l'a montré l'exposé des ajustements intermédiaires (figures 8.6 à 8.8), le comportement des paramètres de position et de forme de la PSF est lui-même différent dans ces zones de longueurs d'onde extrêmes. Il faudrait donc envisager, pour une bonne extraction du spectre dans ces zones, de les traiter séparément, et ce dès les premières étapes de l'extraction. Ces zones nécessitent donc un traitement particulier qui n'est pas disponible à ce jour.

En dehors de ces zones problématiques, d'après la figure 9.1 le cube reconstruit contient le même

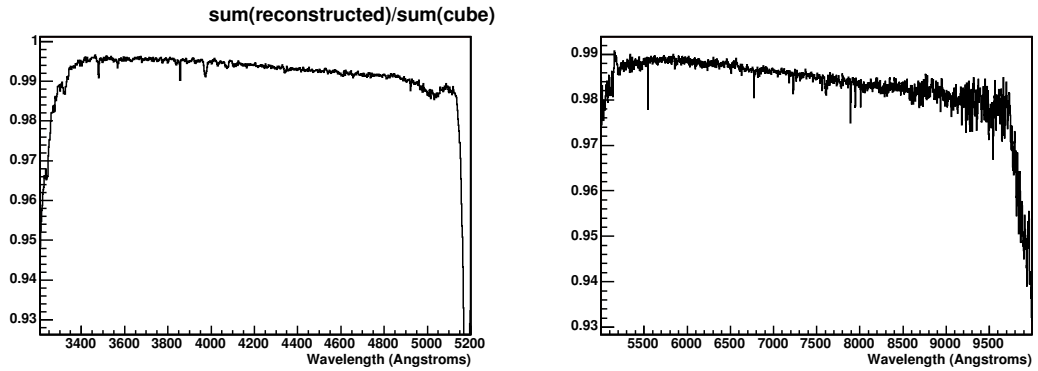


FIG. 9.1 – Exemple de rapport entre données reconstruites à partir de l'ajustement et données brutes pour la pose de Hiltner600 prise la nuit 06 014. À gauche pour le cube bleu et à droite pour le cube rouge.

flux total que le cube de départ à deux pourcents près. On remarque cependant un léger biais de l'ordre du pourcent ou du demi-pourcent : l'ajustement aurait tendance à sous-estimer légèrement le flux total. Pour tenter de comprendre l'origine de cette sous-estimation, une idée est de comparer, pour une tranche donnée, les valeurs du flux réel et reconstruit pour chaque spaxel. Pour la tranche à 7000 Å de notre cube de Hiltner600, donc, est représentée figure 9.2, pour chaque spaxel, la comparaison des valeurs pour le cube et son homologue reconstruit, en noir. La courbe en rouge représente l'allure du signal afin de repérer les numéros de micro-lentilles correspondant aux bords de la trame. On peut ainsi constater que les différences entre données et modèle sont plus faibles par

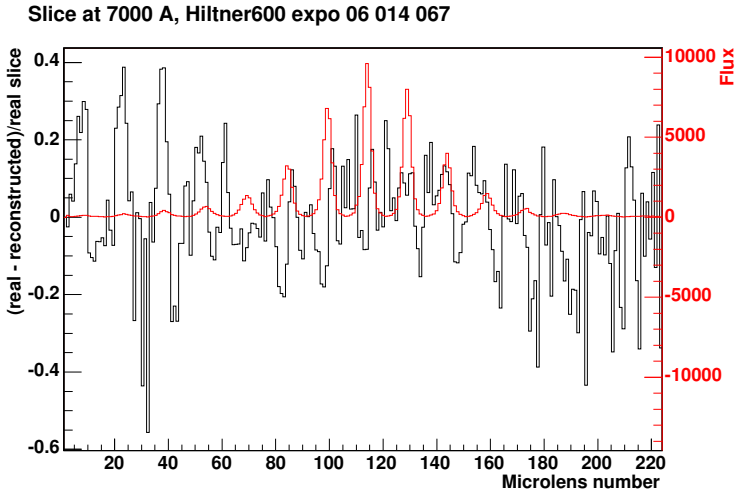


FIG. 9.2 – Tranche à 7000 Å pour le cube de Hiltner600, nuit 06 014 (pose 067). On représente les valeurs pour chaque spaxel de la tranche : en abscisse, le numéro de spaxel, chaque ligne étant numérotée l'une après l'autre. En noir, la différence entre données réelles et reconstruites normalisée par le signal ; en rouge, la forme du signal.

rapport au signal pour les spaxels proches du centre de la source, alors qu'elles peuvent atteindre 50% du signal pour les bords de la trame. La qualité décevante de l'extraction serait donc due à une mauvaise estimation du fond de ciel, et affectera donc préférentiellement les poses les plus courtes, contenant peu de fond. Nous reviendrons sur les problèmes dus au temps de pose dans la section 9.2.

9.1.2 Simulation

La simulation de données à partir de PSF connues permet de tester l'extraction sur des cubes de données idéales. C'est un premier test pour vérifier la cohérence du procédé. La figure 9.3 représente un exemple de test d'ajustement de PSF où la même PSF a été utilisée pour la simulation et pour l'ajustement : on a ici une tranche du cube simulé, la tranche ajustée, puis la tranche des résidus. Le résidu est de l'ordre de 1‰ du signal, comme le montrent les contours représentés.

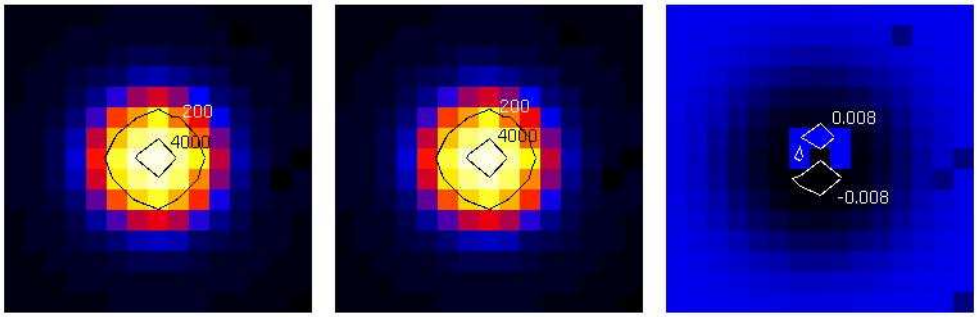


FIG. 9.3 – Exemple de simulation effectuée avec une fonction de Moffat circulaire et résultat de l'ajustement effectué avec la même fonction. À gauche, une tranche du cube simulé, au centre, la tranche ajustée, à droite, la tranche des résidus.

La simulation nous a également permis d'étudier le comportement de l'ajustement lorsque l'on utilise une PSF différente pour la simulation et l'ajustement : en extrayant avec une fonction de Moffat elliptique un cube simulé avec une fonction de Moffat circulaire et inversement. Ceci nous a premis de vérifier la corrélation entre les paramètres de forme α et β, qui justifie le second ajustement de PSF à β fixé. Nous pouvons en effet voir sur la figure 9.4 le résultat de l'ajustement intermédiaire du paramètre β obtenu en extrayant avec une fonction de Moffat circulaire le spectre contenu dans un un cube simulé avec une fonction de Moffat elliptique. La PSF simulée a un

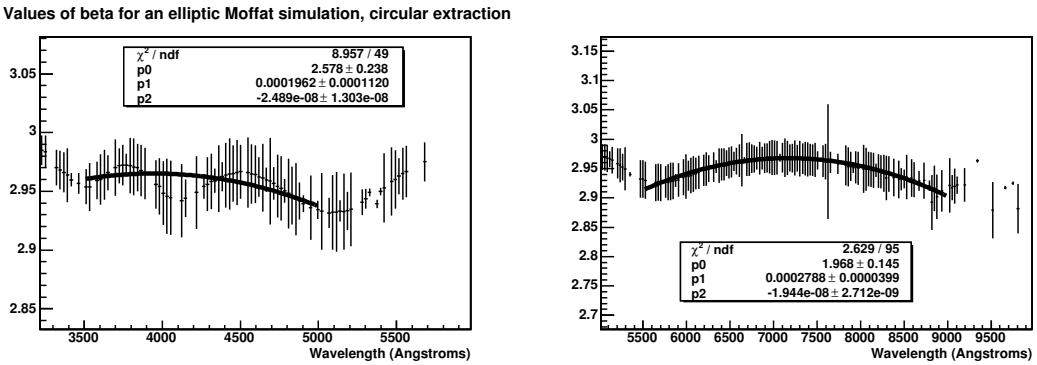


FIG. 9.4 – Ajustement intermédiaire de β dans le cas d'une extraction par une fonction circulaire pour un cube simulé avec une fonction elliptique.

paramètre β constant et égal à 3, et $\alpha_y = 0.9\alpha_x$ pour un objet légèrement allongé horizontalement. L'ajustement par une fonction symétrique sous-estime β et surtout fait apparaître une variation de sa valeur avec la longueur d'onde. La figure 9.5 permet de visualiser le comportement de l'ajustement. Dans cette figure, nous voyons à gauche une tranche du cube simulé, au centre la même tranche

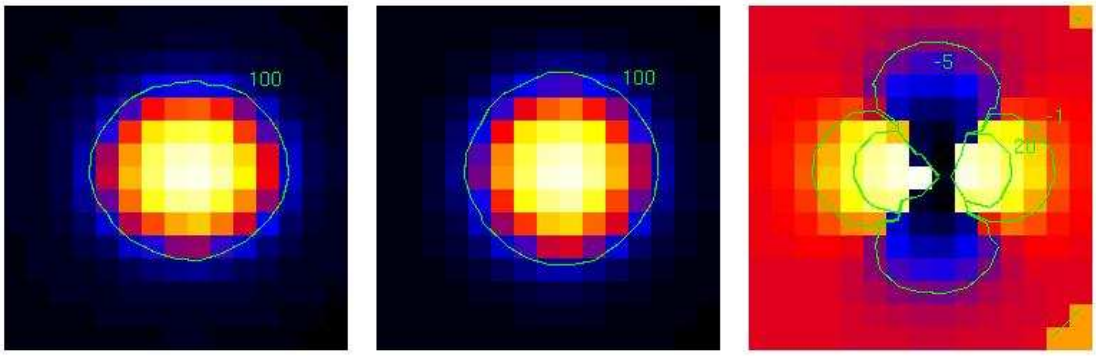


FIG. 9.5 – Tranche à 4000 Å simulée avec une fonction elliptique puis ajustée avec une fonction circulaire. À gauche, la tranche simulée, au centre la tranche ajustée et à droite la tranche des résidus.

reconstruite après ajustement par une fonction circulaire, l'échelle de couleur étant identique et le contour pour ces deux images étant à la même valeur. À droite, la tranche des résidus, où l'on voit bien la structure caractéristique du défaut d'ellipticité dans la reconstruction. Pour cette tranche, les couleurs sombres jusqu'à l'orange représentent des nombres négatifs, les couleurs claires (essentiellement jaune et blanc) les nombres positifs. On remarque que les spaxels situés sur les bords de la tranche des résidus ont des valeurs légèrement négatives (de l'ordre de -1) et donc que là aussi l'extraction a tendance à surestimer légèrement le fond. On peut penser que la différence vient de la sous-estimation du paramètre β et que les ailes de la PSF s'étendent trop. Afin de le vérifier, on se propose de comparer le comportement de l'ajustement de ce même cube par une fonction elliptique (figure 9.6). Ici, l'estimation de β est correcte puisque l'on obtient une valeur constante et égale à 3, et le fond semble bien estimé puisque le résidu est quasiment nul sur une large zone aux bords de la trame. Pour mieux quantifier ce résultat, on a tracé figure 9.7, l'analogue de la figure 9.2 pour notre tranche simulée.

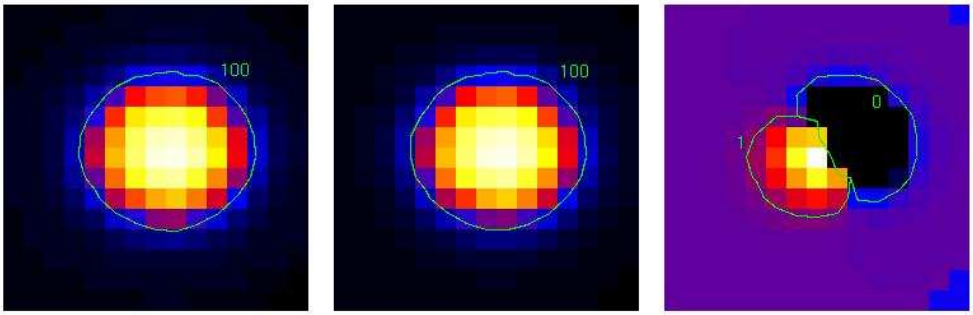


FIG. 9.6 – Tranche à 4000 Å simulée avec une fonction elliptique puis ajustée avec la même fonction. À gauche, la tranche simulée, au centre la tranche ajustée et à droite la tranche des résidus.

Cette fois, le fond est sous-estimé à hauteur de 7‰, ce qui reste une différence importante pour une simulation exempte de bruit. Ceci confirme cependant le fait que la surestimation du fond dans le cas précédent était lié à la sous-estimation du paramètre β.

Les figures 9.6 et 9.7 dénoncent également un léger décalage dans l'estimation de la position, pourtant considérée comme la plus robuste jusqu'à présent : les dernières améliorations sur les paramètres de forme ont permis une précision suffisante pour mettre en avant ce problème résiduel

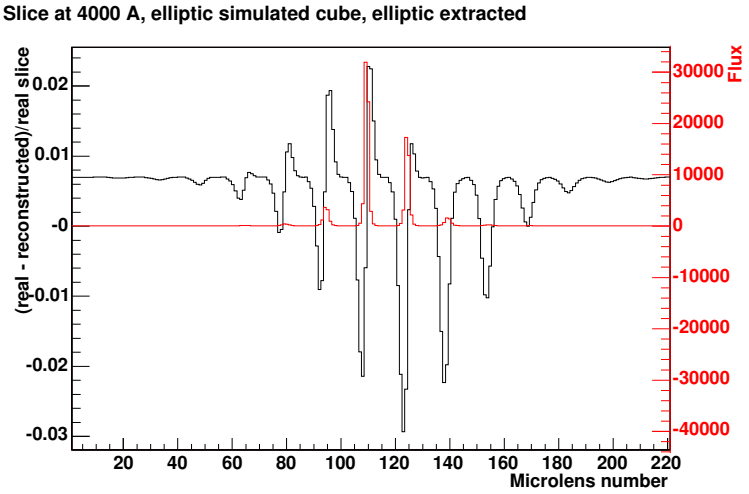


FIG. 9.7 – Tranche à 4000 Å pour le cube simulé : en abscisse, le numéro de spaxel, chaque ligne est numérotée l'une après l'autre ; en ordonnée, la différence entre données réelles et reconstruites normalisée par le signal.En rouge, l'allure du signal.

concernant la position. D'autres études sont donc nécessaires pour mieux comprendre le comportement de l'ajustement sur des cubes simulés, abordé tardivement dans notre analyse.

Comme on peut s'en douter, l'ajustement d'une fonction circulaire par une fonction elliptique ne pose pas de problème particulier : la fonction obtenue par l'ajustement retrouve les mêmes valeurs pour α_x et pour α_y (figure 9.8). Notons également sur cette figure le bon comportement de

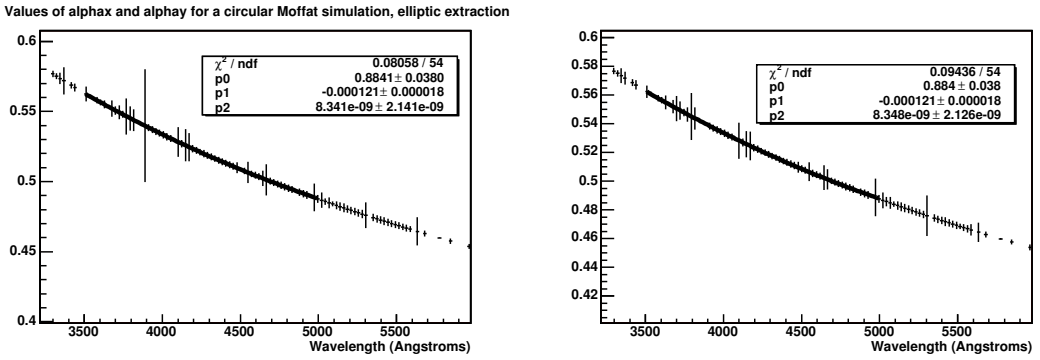


FIG. 9.8 – Ajustement intermédiaire de α_x et de α_y dans le cas d'une extraction par une fonction elliptique pour un cube simulé avec une fonction circulaire.

l'ajustement des paramètres α par un polynôme du second degré alors que la simulation a utilisé une loi de puissance pour modéliser l'évolution de la largeur à mi-hauteur avec la longueur d'onde. Ceci confirme donc la suffisance du modèle que nous avons choisi pour l'ajustement intermédiaire des paramètres de forme en fonction de la longueur d'onde.

Le principe même de la simulation permettant de comparer le spectre utilisé pour construire le cube simulé et celui issu de l'extraction, nous avons représenté figure 9.9 les rapports entre spectre extrait et spectre simulé pour les différents cas. Dans le cas de l'extraction par une fonction circulaire d'une fonction simulée elliptique (courbes bleues), on s'attend à observer des écarts dus à l'inadéquation de la forme de PSF choisie pour l'ajustement. Les écarts en effet pour cette extraction

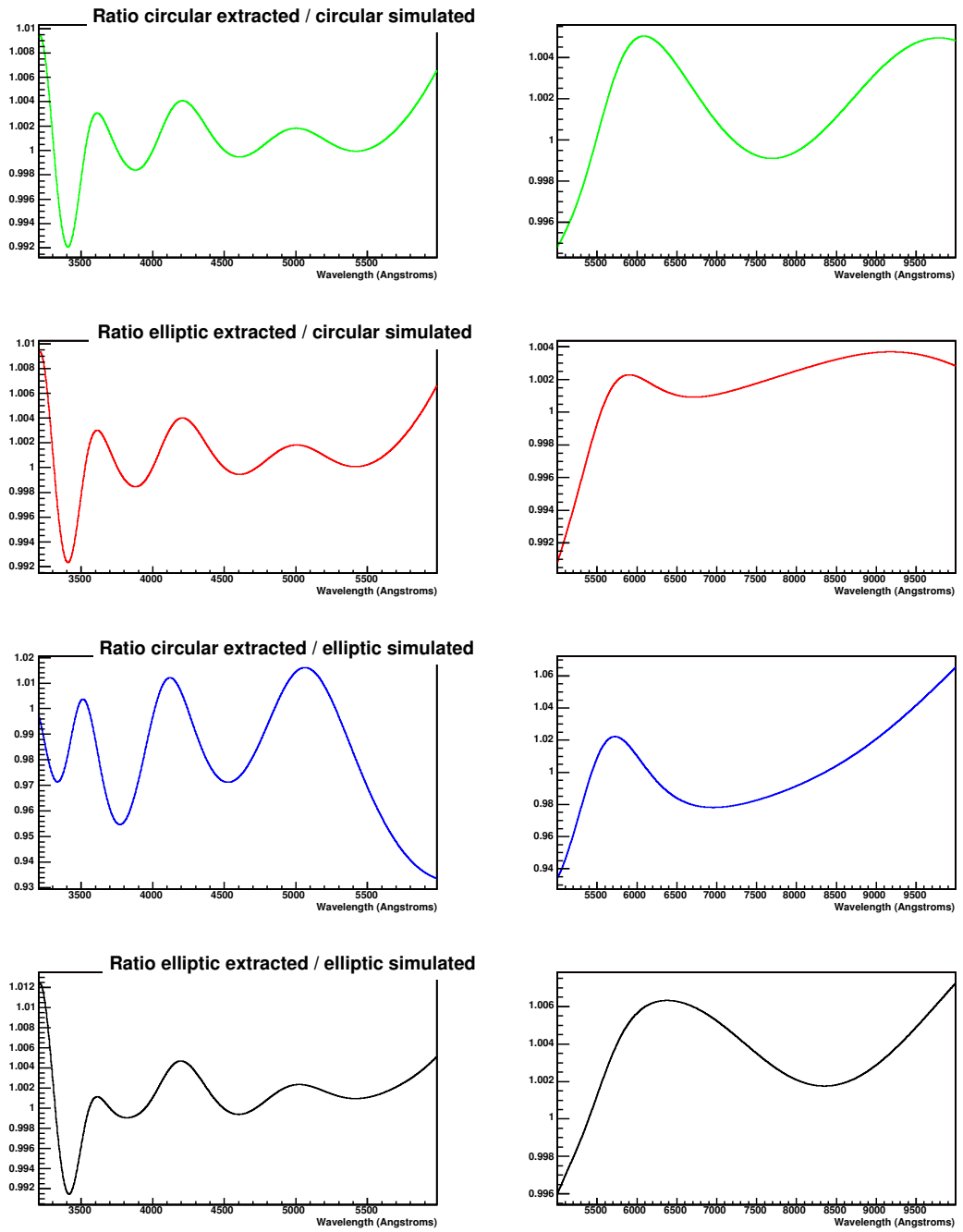


FIG. 9.9 – Rapports entre spectres extrait et simulé pour différents cas : en haut, extraction et simulation avec une fonction de Moffat circulaire ; en dessous, extraction avec une fonction elliptique d'une fonction circulaire ; en dessous, extraction avec une fonction circulaire d'une fonction elliptique ; en bas, extraction et simulation avec une fonction de Moffat elliptique. Dans chaque cas, le cube bleu est à gauche et le cube rouge à droite.

sont de l'ordre de 5%, alors que dans les autres cas les écarts entre spectres extraits et simulés n'excèdent pas le pourcent. On retrouve également dans ce cas d'utilisation de PSF inadaptée les oscillations déjà observées lors de l'ajustement du paramètre β (figure 9.4). Dans tous les cas, la

continuité des courbes de rapport entre les spectres simulé et extrait tend à prouver que le défaut restant est lié à une dépendance avec la longueur d'onde. Dans ces simulations, la transmission de l'instrument n'a pas été prise en compte : la dépendance en longueur d'onde n'est donc liée qu'aux variations des paramètres introduites pour déterminer la PSF simulée ou à la forme du spectre lui-même. On pourrait envisager de considérer le cube en plusieurs domaines de longueur d'onde pour faire nos ajustements, mais il faudrait alors prévoir les difficultés de mesure pour les domaines extrêmes de longueur d'onde où le flux est faible et où l'on peut souffrir de pollutions dues par exemple au second ordre de réfraction du réseau. Les oscillations peuvent être attribuées aux désaccords entre la réalité et les lois choisies pour la variation des paramètres de la PSF avec la longueur d'onde. On représente figure 9.10 le rapport entre loi obtenue par l'ajustement et loi simulée pour le paramètre α_x dans le cas d'une forme elliptique simulée extraite avec une forme elliptique également. On remarque l'apparition d'oscillations légères : les oscillations introduites

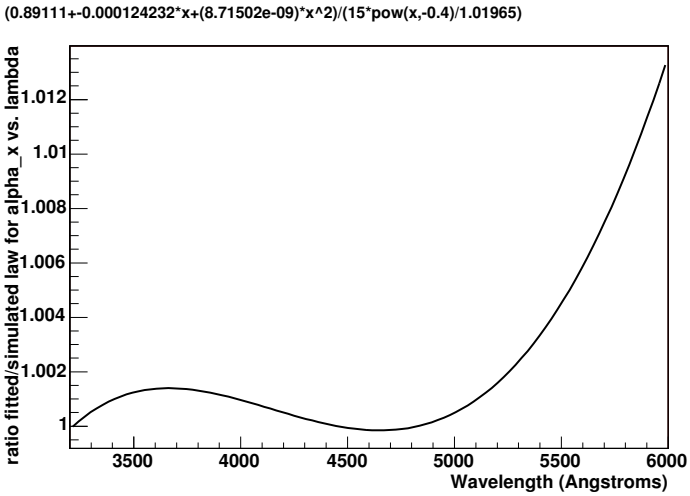


FIG. 9.10 – Rapport entre les lois ajustée et simulée de variation avec la longueur d'onde pour α_x.

par ces petites variations pour chacun des paramètres vont vraisemblablement s'ajouter pour faire apparaître les oscillations que l'on observe pour les rapports de spectres de la figure 9.9. Le léger décalage observé en moyenne (rapport en moyenne légèrement différent de 1) reste inférieur au pourmille et peut donc être considéré comme négligeable dans un premier temps.

Enfin, on peut conclure de ces courbes que l'extraction est fiable à quelques pourcents près : lorsque la PSF est adaptée, les écarts ne dépassent pas 1%. Lorsque la PSF n'est pas adaptée en revanche, les écarts peuvent atteindre jusqu'à 5% : ceci soulève le problème du choix de la PSF, qu'il faut choisir la mieux adaptée possible. Une première amélioration à ce sujet consiste en l'ajout d'un paramètre permettant de ne pas restreindre l'ellipticité aux axes x et y. Il arrive en effet, comme on peut le voir sur la figure 9.11, que certaines poses présentent une ellipticité selon la diagonale du carré défini par le champ. On peut attribuer ce fait par exemple aux variations de la réfraction atmosphérique différentielle avec le temps, puisqu'il s'agit ici d'une pose longue à grande masse d'air (pose de G191B2B prise la nuit 06 014).

9.1.3 Compatibilité entre les canaux rouge et bleu

Il est également important de vérifier la cohérence entre les résultats obtenus avec la même pose pour les deux voies. Un des premiers critères est de vérifier l'angle de la réfraction atmosphérique différentielle : on sait qu'il y a entre la trame de la voie bleue et celle de la voie rouge un angle de 3°

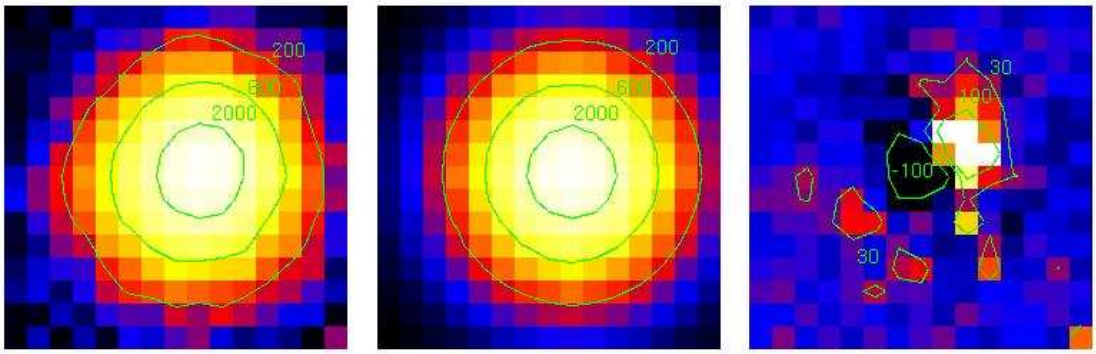


FIG. 9.11 – Tranche à 6000 Å de la pose de G191B2B prise la nuit 06 014. À gauche, la tranche de données, au centre, la tranche reconstruite avec une Moffat elliptique selon x ou y, à droite la tranche résiduelle. On distingue deux lobes dans la tranche résiduelle dénotant l'inadéquation de la PSF choisie pour modéliser cette forme, dont la légère ellipticité est selon la diagonale du carré délimité par le champ.

environ (soit 0.05 rad), l'angle obtenu pour la réfraction atmosphérique différentielle doit donc être différent de 0.05 entre les deux voies. Ceci est assez bien vérifié, aux imprécisions de l'ajustement près.

En général, les paramètres de forme α et β obtenus sont légèrement plus faibles pour la voie rouge que pour la voie bleue. On peut attribuer cet effet à la diffusion Rayleigh de l'atmosphère, qui tend à rendre la source plus diffuse aux faibles longueurs d'onde en augmentant l'extinction atmosphérique [70]. Lorsque l'on compare deux poses en revanche, la pose dont le β est plus faible dans la voie bleue aura également un β plus faible que l'autre dans la voie rouge. De même pour l'asymétrie : si pour la voie bleue α_x est plus grand que α_y, il en sera de même pour la voie rouge de la même pose. Ceci dénote une certaine cohérence de l'extraction entre les deux voies, pourtant traitées indépendamment.

Lors de l'ajustement de la position en fonction de la longueur d'onde, le paramètre P' (dépendant majoritairement de la pression, voir chapitre 8) varie en général entre 0.11 et 0.14 mais la comparaison des valeurs obtenues dans les deux canaux ne nous apprend rien : en effet la voie bleue utilise la masse d'air en fin de pose alors que la voie rouge utilise la masse d'air en début de pose, et l'ajustement de P' permet de compenser d'une part la différence entre les deux, et d'autre part les éventuelles imprécisions de l'ajustement de l'angle de la réfraction atmosphérique différentielle. On ne peut donc rien conclure de l'étude de ce paramètre.

On peut éventuellement songer à effectuer un recoupement systématique entre les deux canaux, mais nous avons préféré dans un premier temps ne pas requérir l'existence des deux poses pour effectuer l'extraction, même s'il arrive rarement que seule l'une des voies soit disponible pour la prise de données.

9.1.4 Étude de spectres d'une étoile en nuit photométrique

Lorsque la nuit est photométrique, une étude de plusieurs poses de la même étoile permet de tester la cohérence de l'extraction. En effet, on peut considérer qu'au cours d'une même nuit la transmission instrumentale n'évolue pas, et, par définition, les conditions atmosphériques sont stables au cours d'une nuit photométrique. Le signal reçu doit donc être identique aux corrections de masse d'air près. L'étude consiste donc en une comparaison de spectres issus de poses de la même étoile prises la même nuit photométrique préalablement ramenés à un temps de pose d'une seconde et à une masse d'air de 1. On utilise pour ce faire la table d'extinction atmosphérique de référence

pour le Mauna Kea [89] (présentée au chapitre 6), et procède en multipliant chaque bin du spectre extrait par un facteur de correction F_{corr} dépendant de la longueur d'onde λ s'écrivant :

$$F_{corr}(\lambda) = \frac{10^{0.4z\varepsilon(\lambda)}}{t} \tag{9.1}$$

où t est le temps de pose en secondes, z la masse d'air, et $\varepsilon(\lambda)$ l'extinction atmosphérique à la longueur d'onde λ (en magnitude par masse d'air) issue de la table de référence. Cette correction ne prend pas en compte les raies d'absorption tellurique, dont la dépendance en masse d'air n'est pas linéaire. Le rapport entre deux spectres corrigés ainsi de la même étoile prise la même nuit à des masses d'air différentes devra donc être de 1 sauf aux longueurs d'onde correspondant aux raies d'absorption tellurique. C'est ce que l'on observe à deux pourcents près environ dans les zones centrales des cubes, dans l'exemple de la figure 9.12. On remarque sur cette figure un décalage plus important (jusqu'à 4%) pour le cube rouge. Nous retrouverons ce résultat dans notre étude de l'extinction (voir section 10.1), où nous obtiendrons un écart équivalent entre la courbe d'extinction obtenue grâce aux données SNIFS et la courbe d'extinction de référence. Ceci tend à prouver que cet écart n'est pas lié à un problème d'extraction mais à la vétusté de la courbe d'extinction de référence, comme nous le verrons alors. Le cas des longueurs d'onde extrêmes est problématique, celles-ci subissant de nombreuses pollutions (second ordre de réfraction du réseau, instabilité de la transmission de la lame dichroïque, faiblesse du rapport entre signal et bruit dans ces domaines) que nous rencontrerons tout au long de ces études. L'état actuel du traitement des données ne permet pas de traiter ces domaines avec une précision satisfaisante.

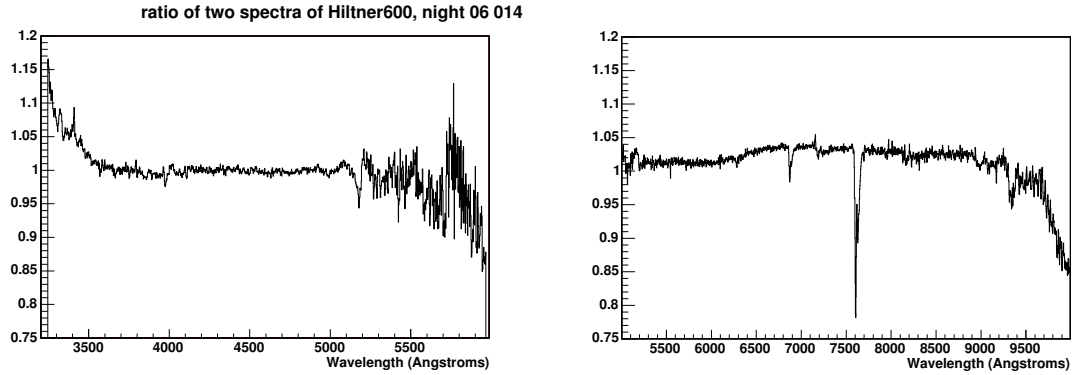


FIG. 9.12 – Pour une nuit photométrique (06 014), rapport entre deux spectres extraits de la même étoile (Hiltner600) pris à des moments différents et corrigés de l'extinction atmosphérique (masses d'air respectives : 1.250 et 1.857) et du temps de pose (180 s). À gauche pour le cube bleu et à droite pour le cube rouge.

9.2 Tests de robustesse

Il est également important de vérifier la robustesse de l'extraction pour tous les types de pose, et ce notamment parce que les supernovæ sont des sources à faible flux qui nécessitent des poses longues que l'on ne peut pas toujours prendre dans les meilleures conditions.

9.2.1 Longue pose à grande masse d'air

Un très bon exemple de ce cas particulier est la pose de G191B2B prise la nuit 06 014 : il s'agit d'une pose de 300 s prise à une masse d'air de 2.1. Là, notre tout premier ajustement souffre de

la mauvaise convergence de l'ajustement de PSF alors que tous les paramètres sont laissés libres, comme le montre la figure 9.13 : de nombreux points manquants peuvent fausser l'ajustement de β, surtout ici dans le cube bleu. Mais ce premier ajustement et la fixation de β permet au deuxième

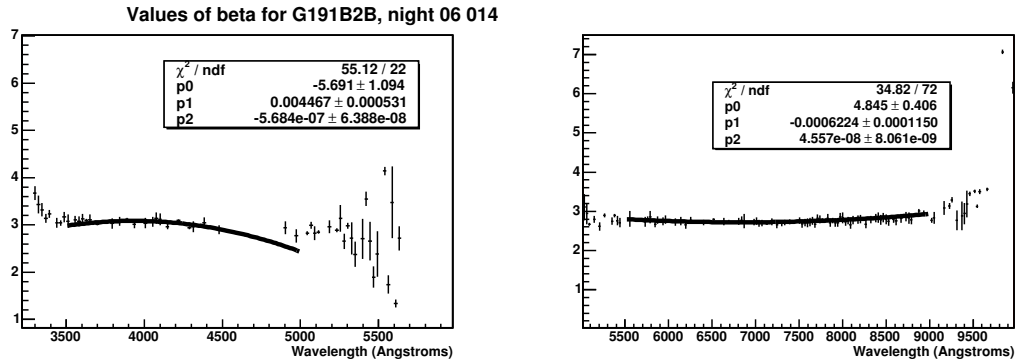


FIG. 9.13 – Ajustement intermédiaire de β pour une pose longue (300 s) à grande masse d'air (2.1) : G191B2B prise la nuit 06 014.

de converger, comme on peut le voir ici avec pour exemple l'ajustement de α_y (figure 9.14). Toutes

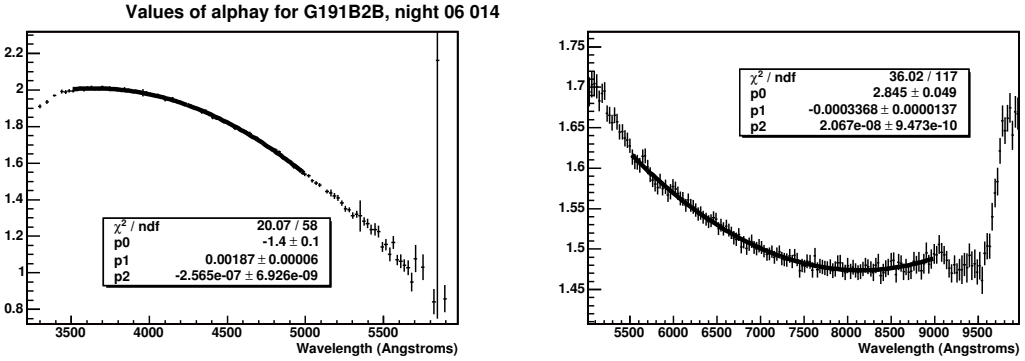


FIG. 9.14 – Ajustement intermédiaire de α_y pour une pose longue (300 s) à grande masse d'air (2.1) : G191B2B prise la nuit 06 014.

les tranches du cube ré-échantillonné ont bien convergé et sont présentes pour les ajustements intermédiaires. Notons au passage la grande courbure obtenue dans la loi de variation de α_y avec la longueur d'onde, et surtout le comportement pour les longueurs d'onde supérieures à 9500 Å. Ce comportement, présent pour tous les ajustements intermédiaires de ce cube, se retrouve dans de nombreuses poses et souligne le fait que, pour ces longueurs d'onde extrêmes, la fixation choisie pour les paramètres de position et de forme peut-être néfaste à la bonne extraction du spectre. Néanmoins, on peut dire que l'extraction de poses longues à grande masses d'air est globalement satisfaisante : en effet si le premier ajustement de PSF rejette un nombre relativement important de tranches, les ajustements intermédiaires des paramètres de forme, notamment de β, permettent au dernier ajustement de considérer toutes les tranches sans aucun échec. C'est la raison principale pour laquelle nous avons choisi de traiter le comportement du paramètre β avec la longueur d'onde de façon séparée, et surtout de refaire un ajustement de PSF avec β fixé. La corrélation entre les différents paramètres de forme nous permet de corriger en partie d'éventuelles erreurs sur l'estimation de ce paramètre et ainsi d'obtenir une PSF certes imparfaite, mais suffisante pour aider de façon

significative à la convergence de l'ajustement. Les tests de cohérence (voir figure 9.15) sur cette même pose ont montré une reconstruction fiable au pourcent près en général.

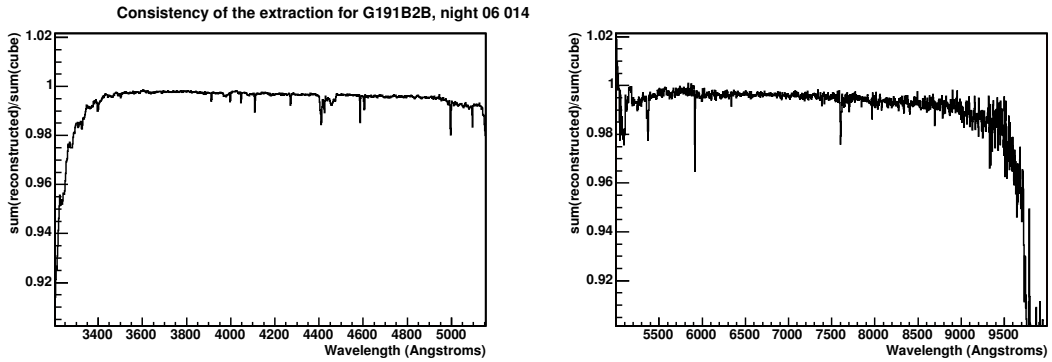


FIG. 9.15 – Rapport entre données reconstruites à partir de l'ajustement et données brutes pour la pose de G191B2B prise la nuit 06 014.

9.2.2 Faibles flux

Afin de tester l'extraction pour de faibles flux, une série de poses sous-exposées a été prise au cours d'une nuit photométrique. Pendant les nuits 06 014 et 06 096, deux nuits photométriques, l'étoile Feige56 a été prise à différents temps de pose, de 1 à 300 secondes, pour des masses d'air proches de 1. L'étude de la cohérence (rapport entre flux total reconstruit et flux total du cube de données) montre un accord à un ou deux pourcents près entre données et reconstruction pour des temps de pose au moins égaux à 45 secondes (temps de pose disponibles : 45, 50, 150, 180 et 300 secondes). Pour des temps de pose de 10 et 20 secondes, on constate un désaccord de 5 à 10% du signal, qui atteint 20% pour les poses de 5 secondes et peut être très grand pour les poses d'une seconde. L'ajustement est de plus en plus laborieux lorsque le temps de pose diminue, comme nous l'avons vu au chapitre 8 où un exemple de ces poses sous-exposées a été pris pour montrer l'utilité du rejet des points marginaux lors des ajustements intermédiaires (figure 8.9). La figure 9.16 montre les rapports entre spectres extraits ramenés à une masse d'air de 1 et à un temps de pose d'une seconde pour divers temps de pose, avec pour même référence une pose de 300 s. La comparaison entre les spectres issus de poses de 150 et 300 s (en haut) montre un bon accord (oscillations autour de 1) à 2% près. La comparaison entre la pose de 50 s et celle de 300 s en revanche montre une sous-estimation de l'ordre de 3% lorsque le flux est faible, et la pose de 20 s induit une sous-estimation de l'ordre de 5%. L'étude précise de certaines tranches tend à prouver que dans le cas de cette étoile l'extraction ne souffre pas d'une mauvaise estimation du fond de ciel, comme le montre le figure 9.17, représentant la comparaison entre reconstruction et données pour la pose de 300 s de Feige56 nous ayant servi de référence. Ici, si les différences atteignent jusqu'à 20% du signal pour certains spaxels, elle n'est pas systématiquement plus importante pour les spaxels du bord de la trame, contrairement à ce que nous avons pu observer dans les cas représentés plus haut (figures 9.2 et 9.7).

L'étude de poses sous-exposées montre donc que l'extraction est robuste à mieux que 5% pour les faibles flux allant jusqu'à 10% environ du flux optimal. Les flux observés sont rarement aussi faibles car le temps de pose est choisi en fonction de la source observée, ce qui permet d'obtenir dans la plupart des cas un flux suffisant pour l'extraction correcte du spectre. La robustesse de l'extraction pour les faibles flux est donc satisfaisante. Il reste à noter le comportement de l'ajustement avec le

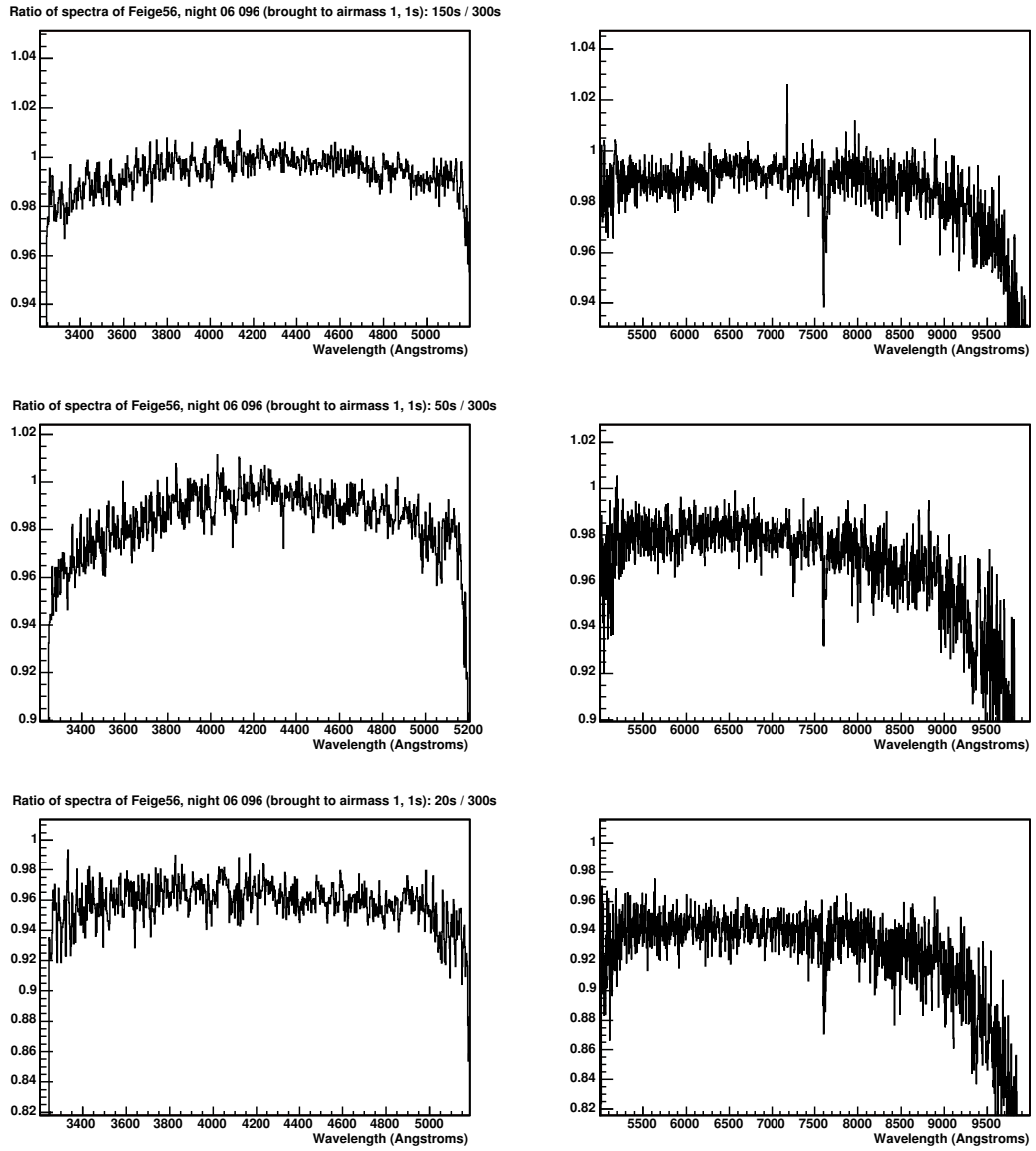


FIG. 9.16 – Rapports entre spectres de Feige56 issus de poses de durées différentes prises pendant la nuit photométrique 06 096. Les spectres ont préalablement été ramenés à une masse d'air de 1 et à un temps de pose d'une seconde. Le spectre utilisé comme référence vient d'une pose de 300 s. Lui sont comparées : en haut, une pose de 150 s, au centre, une pose de 50 s, et en bas, une pose de 20 s. Dans chaque cas, le cube bleu est à gauche et le cube rouge à droite.

rapport signal sur bruit, dont l'étude peut être approfondie par exemple en réalisant des simulations de cubes bruités.

9.2.3 Fond de ciel important

Notre pose de Hiltner600 prise la nuit 06 014 contient un fond de ciel assez important car la Lune était pleine cette nuit-là, que Hiltner600 n'en était qu'à 27.5°, et qu'il s'agissait d'une pose de 180 s, donc relativement longue. On se propose cependant dans ce paragraphe, afin de confirmer ces résultats, de prendre également pour exemple les résultats obtenus pour un autre exemple de pose

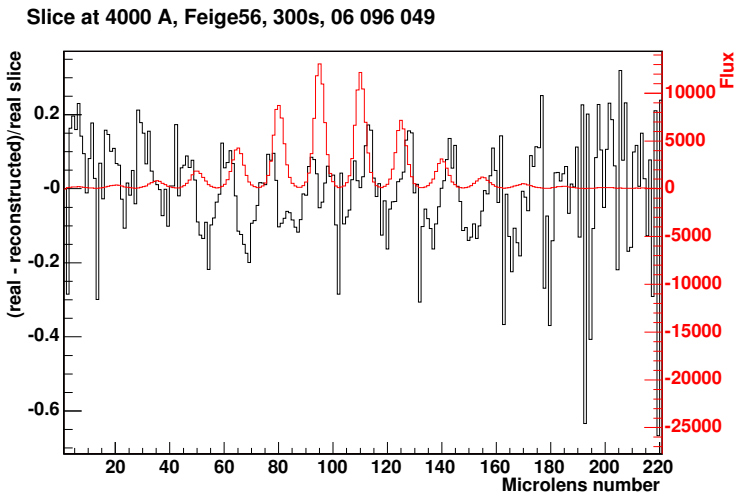


FIG. 9.17 – Tranche à 4000 Å pour la pose de 300 s de Feige56, nuit 06 096 : en abscisse, le numéro de spaxel, chaque ligne est numérotée l'une après l'autre ; en ordonnée (en noir), la différence entre données réelles et reconstruites normalisée par le signal. La courbe rouge représente la forme du signal.

longue prise une nuit de pleine Lune : LTT9491, nuit 05 264 photométrique. La première chose que nous pouvons constater sur cette pose de 600 s est que l'importance du fond de ciel n'est pas néfaste pour la convergence de l'ajustement de PSF, même lors de la première étape, alors que tous les paramètres sont laissés libres. C'est en tous cas ce que l'on peut voir figure 9.18, où sont représentés les ajustements du paramètre β pour cette pose : peu de points ont été écartés suite à une mauvaise convergence de Minuit.

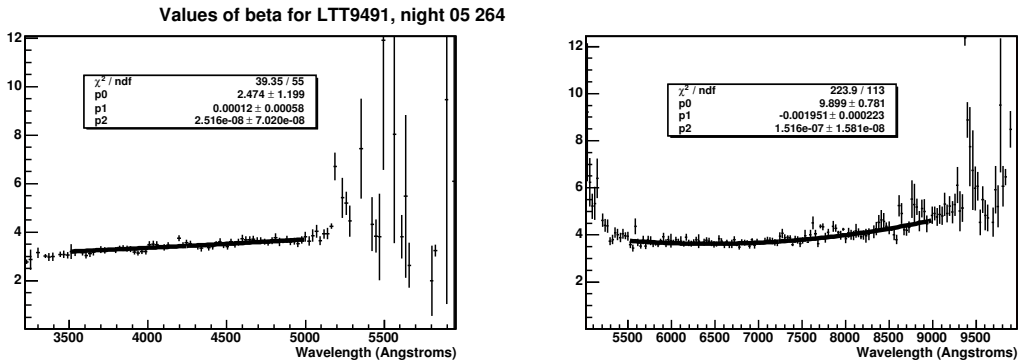


FIG. 9.18 – Ajustement intermédiaire de β pour les deux cubes (bleu à gauche, rouge à droite) de la pose de LTT9491 prise la nuit 05 264 (pose n°045, masse d'air de 1.72, 600 s).

Un deuxième aspect que nous pouvons explorer est le rapport entre cube reconstruit à partir de l'ajustement et cube de données. La figure 9.19 montre que, pour le cube bleu, le rapport entre flux observé et reconstruit est constant (le pic à 5200 Å est dû aux fluctuations de la lame dichroïque) et que l'on sous-estime le flux de 2% environ. Cette sous-estimation peut être corrigée si l'on retrouve bien cette stabilité pour différentes poses. Dans le rouge en revanche, on retrouve la sous-estimation de 2%, à laquelle s'ajoutent des fluctuations importantes (2%) dans les zones correspondant aux raies d'émission atmosphériques de OH, puis l'écart (sous-estimation) et les fluctuations s'accentuent

pour les longueurs d'onde supérieures à 9000 Å, résultat que nous avions déjà pu constater pour les autres poses. L'aspect très instable de cette mésestimation du flux la rend difficilement corrigible, et il est nécessaire d'approfondir cette étude des fonds importants.

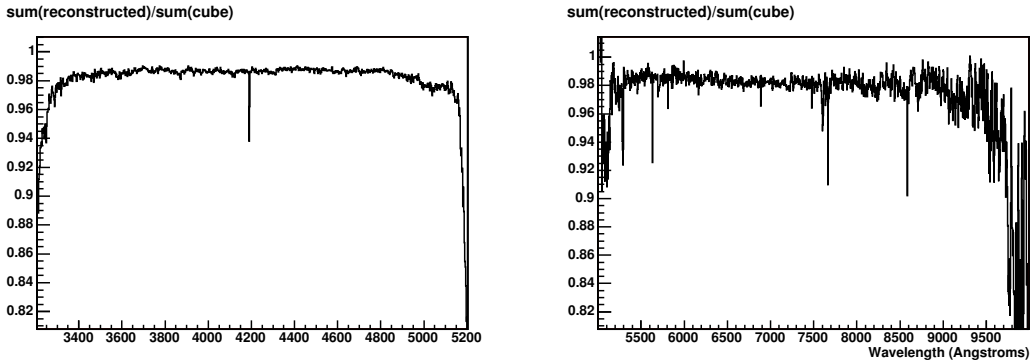


FIG. 9.19 – Rapport entre données reconstruites à partir de l'ajustement et données brutes pour la pose de LTT9491 prise la nuit 05 264. A gauche pour le cube bleu et à droite pour le cube rouge.

La chute du rapport pour les longueurs d'onde supérieures à 9000 Å confirme le fait que l'ajustement n'est pas correct lorsque le rapport signal sur bruit devient trop faible, mais aussi que des imperfections peuvent être apportées par la fixation des paramètres de forme de la PSF suivant des lois qui ne sont vraiment vérifiées que pour les longueurs d'onde centrales des cubes. Il est également intéressant de remarquer que, pour les longueurs d'onde supérieures à 7500 Å, la structure du rapport entre cube reconstruit et cube de données reprend exactement la structure du spectre de ciel à ces longueurs d'onde, comme on peut le voir sur le graphe représenté figure 9.20, où l'on a effectué un zoom sur la zone 8200-9200 Å du spectre de la figure précédente (en noir). Pour comparaison, la forme du spectre de ciel pour cet intervalle de longueur d'onde est représenté en rouge (échelle non respectée).

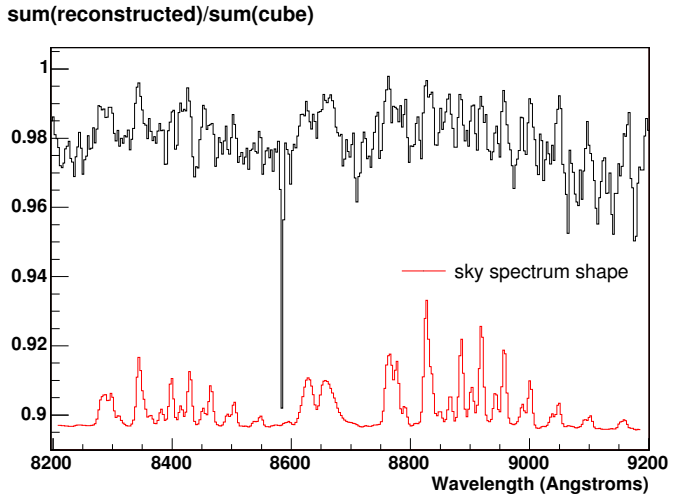


FIG. 9.20 – Zoom de la figure précédente sur l'intervalle 8200-9200 Å (en noir). En rouge, la forme du spectre d'émission du ciel pour cet intervalle (échelle non respectée).

On en déduit que l'ajustement semble mieux reconstruire le flux total lorsque le fond de ciel est important, ce qui semble en accord avec ce que nous avions pu constater dans la section 9.1,

soit un fond de ciel surestimé lorsque celui-ci est faible. La figure 9.21 tend a confirmer ce fait : la tranche à 8830 Å, située sur une raie d'émission du ciel, est mieux reconstruite que son homologue à 7000 Å, si l'on compare la distribution des différences entre valeur réelle et reconstruite normalisées par la valeur réelle pour chaque spaxel. On peut penser au vu de cette analyse que

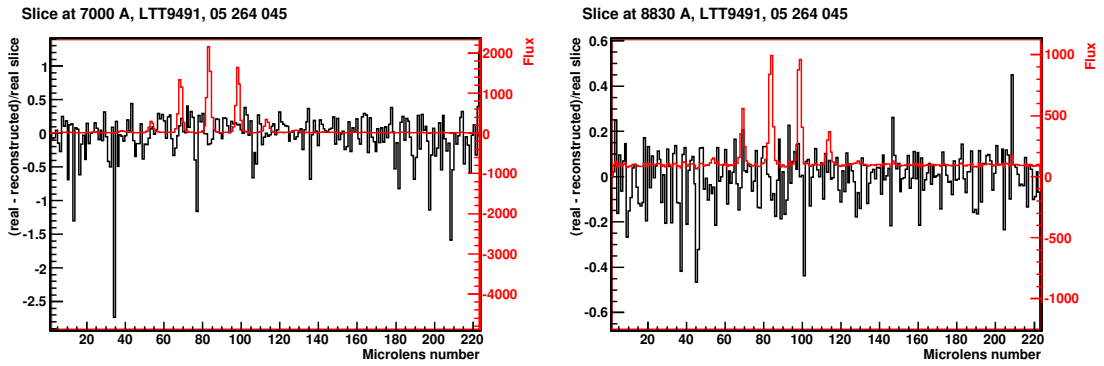


FIG. 9.21 – Deux tranches différentes pour la pose de LTT9491, nuit 05 264 : tranche à 7000 Å à gauche, et tranche à 8830 Å à droite. En rouge, une représentation de la forme des données sur la tranche (échelle non respectée). La tranche à 8830 Å, située sur une raie d'émission du ciel, est globalement mieux reconstruite.

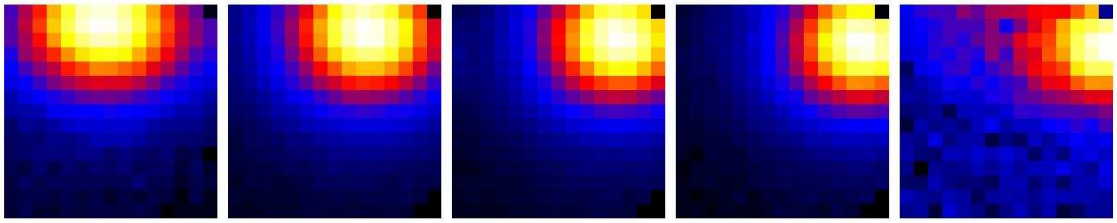
l'ajustement est sensible au bruit qui devient important pour les très faibles flux lorsque le fond de ciel est faible. Il est de plus difficile d'assigner pour ces spaxels une variance qui tienne compte de ces problèmes. L'étude de ces quelques poses à fond de ciel important semble donc montrer que l'extraction précise du spectre d'un objet ponctuel est plus aisée lorsque le fond est important (ici par exemple, de l'ordre de 10% du signal), ce qui est encourageant pour le traitement des supernovæ, mais qui implique la nécessité d'effectuer l'étalonnage en flux avec des étoiles moins brillantes.

Pour faire d'autres tests avec fond de ciel important, on peut aussi utiliser les poses prises en toute fin de nuit, alors que le Soleil, sur le point de se lever, éclaire déjà un peu la haute atmosphère terrestre, mais ce moment de la nuit est en général mis à profit pour effectuer des poses d'étalonnage ne comprenant que du ciel : ces poses `twilight` permettent à la fois de tester l'instrument avec un éclairage uniforme et de connaître le spectre du ciel tel qu'il est vu par SNIFS. De plus, on ne prévoit en général pas de pose longue en fin de nuit pour ne pas risquer de ne pouvoir fermer le télescope avant le lever du Soleil. Enfin, il est également à noter que, lorsque le fond de ciel devient trop important (Lune très proche ou lever de Soleil imminent), le pointé de la cible lui-même devient difficile : les étoiles de la pose photométrique de pointé sont plus difficiles à distinguer du fond et la comparaison avec la pose de référence devient hasardeuse. Le problème de fond important est donc propre aux observations de supernovæ avec leur galaxie hôte (qui constitue un fond structuré) et ne peut être traité même approximativement par l'étude d'étoiles.

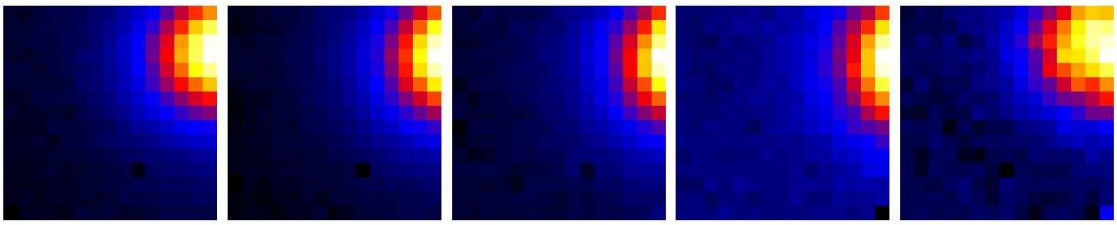
9.2.4 Pose excentrée

Il arrive parfois qu'une erreur de pointé donne une pose où la source est excentrée. Étant donnée la petite taille du champ dévié vers le spectrographe, ceci peut entraîner des pertes de flux plus ou moins importantes. J'ai choisi ici une pose particulièrement pathologique pour tester les limites de l'extraction de spectre par l'ajustement de PSF. Il s'agit d'une pose de HR8634 prise pendant la nuit photométrique 05 244 (pose n° 066), alors qu'elle était à une masse d'air de 3.1. Comme nous l'avons vu, le pointé pour les étoiles brillantes de ce type est différent du pointé utilisé en temps normal et peut engendrer des erreurs, surtout à grande masse d'air. Ici l'étoile est tout à fait au

bord du champ et, avec la réfraction atmosphérique différentielle, son centre est en dehors du champ pour certaines longueurs d'onde, comme le montre la figure 9.22.



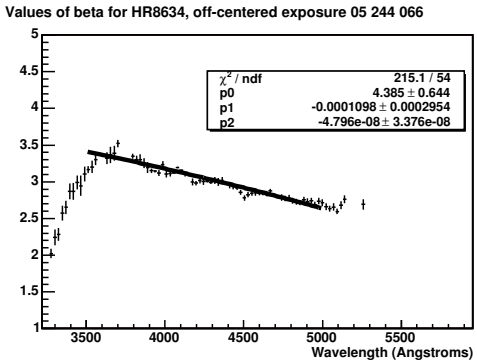
(a) Tranches à 3500, 4000, 4500, 5000 et 5500 Å (de gauche à droite)



(b) Tranches à 6000, 7000, 8000, et 10000 Å (de gauche à droite)

FIG. 9.22 – Pour une pose excentrée de HR8634 prise la nuit 05 244, diverses tranches en longueur d'onde : les effets de la réfraction atmosphérique différentielle poussent le centre de la source hors du champ pour les grandes longueurs d'onde (masse d'air : 3.1).

Regardons tout d'abord les résultats obtenus pour le cube bleu. Pour les tranches de longueurs d'onde inférieures à 5100 Å environ, le premier ajustement converge sans difficulté et l'ajustement du paramètre β, qui est restreint au domaine 3500-5000 Å, peut avoir lieu sans encombre (figure 9.23). De même pour les ajustements suivants qui aboutissent à une extraction de spectre à pre-



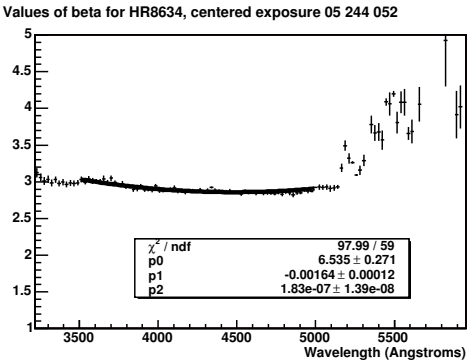


FIG. 9.23 – Ajustement du paramètre β pour une pose excentrée de HR8634 (à gauche) et pour une pose bien centrée prise la même nuit photométrique (à droite).

mière vue correcte. Nous pouvons maintenant comparer le résultat obtenu à un autre spectre de HR8634 observé la même nuit photométrique pour détecter les problèmes rencontrés. La figure 9.24

représente donc, pour la voie bleue, les deux spectres de HR8634 observés cette nuit-là, ramenés à une masse d'air de 1 et à un temps de pose identique, ainsi que le rapport entre ces deux spectres.

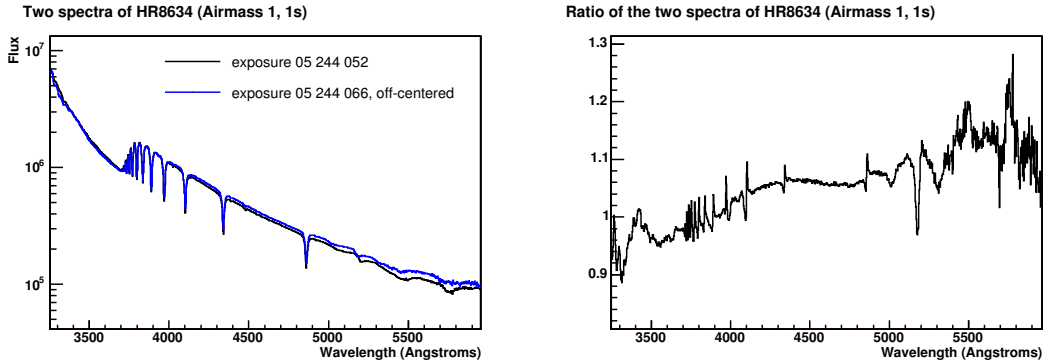


FIG. 9.24 – Spectre obtenu par l'extraction sur la pose excentrée (066, en bleu) de HR8634, nuit 05 244, voie bleue, comparée au spectre obtenu par la pose 052 de la même nuit, mieux centrée, masse d'air 1.3 (en noir). À droite : rapport entre les deux spectres, pose excentrée sur pose centrée.

On constate une légère différence entre les deux spectres, le spectre obtenu avec la pose excentrée étant inférieur d'environ 5% au spectre issu de la pose centrée avant 4000 Å, puis supérieur d'environ 5% entre 4200 et 5000 Å. Ceci peut venir d'une légère mésestimation du flux perdu de l'étoile, mais aussi du fait que, ayant plus de spaxels de fond de ciel, celui-ci puisse être mieux estimé dans le cas excentré. Au-delà de 5100 Å, les structures observées sont dues aux fluctuations des propriétés de la lame dichroïque. On remarque également des pics au niveau des raies de l'étoile qui peuvent provenir d'un problème ponctuel d'étalonnage en longueur d'onde. La masse d'air pour la pose excentrée est en effet très importante (3.1), et l'observation si près de l'horizon a pu provoquer des flexions que l'étalonnage en longueur d'onde n'a pu corriger entièrement. Afin de vérifier s'il s'agit ou non d'un problème d'estimation du fond, nous avons étudié la tranche à 4750 Å de chacun des cubes, tranche pour laquelle la différence entre les deux spectres atteint 5%. La figure 9.25 représente pour chacune

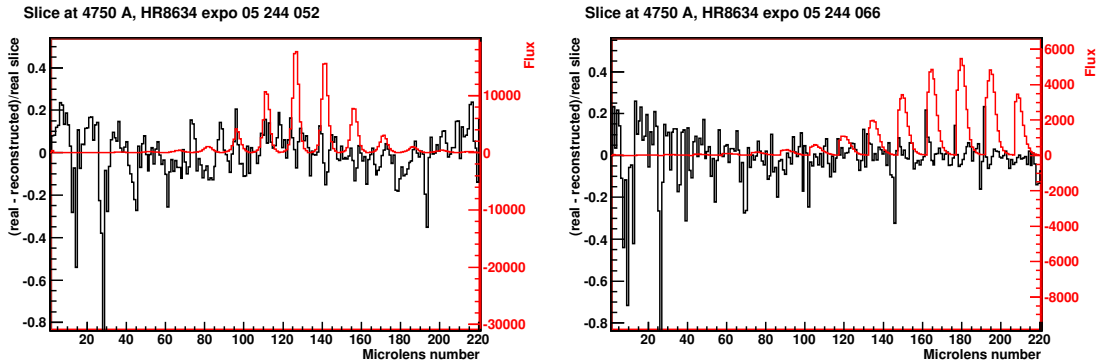


FIG. 9.25 – Comparaison entre tranche de données et tranche reconstruite à partir de l'ajustement, pour la tranche à 4750 Å des poses de HR8634 prises la nuit 05 244, où l'étoile est centrée (pose 052, à gauche) ou excentrée (pose 066, à droite). En rouge, la forme du flux pour chaque spaxel.

des poses de HR8634 prises la nuit 05 244 la comparaison entre tranche reconstruite et tranche de données. Au vu de ces graphes, l'estimation du fond semble erronée dans les deux cas de façon équivalente. On ne peut donc conclure en faveur d'une meilleure estimation du fond, les différences

dans l'extraction du flux doivent être dues au mauvais centrage de l'étoile sur la trame. Mais les résultats sont plutôt encourageants : l'ajustement permet de reconstruire au moins en partie le flux perdu par le mauvais pointé.

Dans le cas du canal rouge pour cette pose excentrée, on ne peut procéder à un ajustement automatique des données : pour des raisons de cohérence de l'extraction, les tranches dont la position déterminée par l'ajustement se situe en dehors de la trame de micro-lentilles sont écartées au même titre que les tranches pour lesquelles l'ajustement ne converge pas. La valeur de x_0 atteignant 3 secondes d'arc pour une longueur d'onde de 5600 Å, le programme d'extraction ne peut procéder aux ajustements intermédiaires sur un si petit intervalle de longueur d'onde, qui plus est aux bords du cube. Mais heureusement cette pose constitue un cas particulier très rare, et nous avons jugé que la priorité n'était pas dans le traitement de ces cas.

Nous pouvons donc conclure dans l'état actuel des choses que l'extraction est capable de traiter les poses excentrées tant que le centre de la source est toujours dans le champ, et ce avec une erreur de l'ordre de 5% sur le flux tel qu'il serait extrait pour une même pose centrée. Lorsque l'on rencontre ce type de pose pathologique, il est possible d'avoir à la traiter séparément ("manuellement") car avec les effets de la réfraction atmosphérique différentielle l'étoile peut se retrouver hors champ pour certains domaines de longueurs d'onde, ce qui peut perturber les ajustements intermédiaires des paramètres de la PSF en fonction de λ. Enfin, notons que parfois, lorsque l'étoile est au bord du champ, l'ajustement converge vers une PSF très elliptique : ceci est dû au manque de données à ajuster dans l'une des directions et est facilement repérable par la grande différence obtenue entre les paramètres α_x et α_y. Dans ces cas précis, la solution est d'utiliser une PSF symétrique pour mieux évaluer le flux perdu.

9.2.5 Sources très brillantes

Les étoiles de type HR sont prises avec des temps de pose très courts (une seconde), qui ne permettent de recueillir que très peu de fond de ciel : aussi est-il intéressant d'étudier le problème du traitement du fond de ciel pour ces poses. De plus, l'étude de la pose excentrée de HR8634 au paragraphe 9.2.4 a montré que, loin de l'étoile, certains spaxels ont des valeurs de flux reçu négatives. Ceci mène à penser que l'estimation du fond effectuée dans les premiers étalonnages pourrait être erronnée : une vérification de cette éventualité est en cours actuellement. Ensuite, les étoiles de type HR étant très brillantes, leur PSF couvre un champ plus important. Si le seeing, soit la largeur à mi-hauteur, est effectivement le même pour toutes les étoiles, le flux de l'étoile reçu par les spaxels plus éloignés du centre sera plus important si le flux total de l'étoile est grand. Il est donc plus difficile, avec un champ restreint, de faire une bonne estimation du fond lorsque l'étoile est très brillante sans qu'une partie au moins du signal y soit incluse. Enfin, pour les faibles flux, une estimation de la variance sur les données est plus délicate à obtenir : l'ajustement du fond est donc très sensible au bruit, ce qui peut poser problème, surtout lorsque comme ici les spaxels de fond sont peu nombreux. On peut également penser ici que la valeur choisie pour la première estimation de la valeur du fond et donnée comme initialisation à Minuit pour ce paramètre (le mode) n'est pas une donnée pertinente. En effet le calcul du mode donne la valeur la plus fréquemment retrouvée dans la tranche, ce qui n'est pas le cas lorsque le champ est restreint. Une étude de ce point est à faire prochainement en comparant les valeurs du mode avec celles obtenues simplement en calculant la moyenne des flux obtenus sur les spaxels les plus éloignés.

Il est également à noter que la PSF elle-même est moins adaptée dans le cas des poses d'une seconde : en effet les turbulences atmosphériques qui génèrent le seeing sont aléatoires et donnent une image parfaitement symétrique lorsque le temps de pose est suffisant (voir chapitre 6). Les poses d'une seconde devraient *a priori* déjà être dans ce cas, mais en réalité un temps d'une seconde ne

suffit qu'à éviter le phénomène de tavelures sur l'image : il est insuffisant pour assurer une forme symétrique à l'image de l'étoile. La PSF de l'étoile pâtit donc de ce temps de pose très court. Les erreurs de pointé, différent du pointé utilisé habituellement, ou encore le temps nécessaire à la stabilisation du télescope après ce pointé peuvent également influencer la forme de ces étoiles de façon importante. On comprend alors bien que, si la PSF ajustée ne réussit pas à reconstruire la forme de façon satisfaisante, le fond, qui lui est corrélé, en sera biaisé également.

Comme les étoiles de type HR ont un spectre muni de raies, notamment dans la partie bleue du spectre (série de Balmer de l'hydrogène), on peut facilement déduire de la simple vue du spectre obtenu pour le fond de ciel si celui-ci contient une partie du signal. La figure 9.26 est un exemple de spectre de fond obtenu par l'extraction du spectre d'une de ces étoiles. Ici les valeurs du flux sont

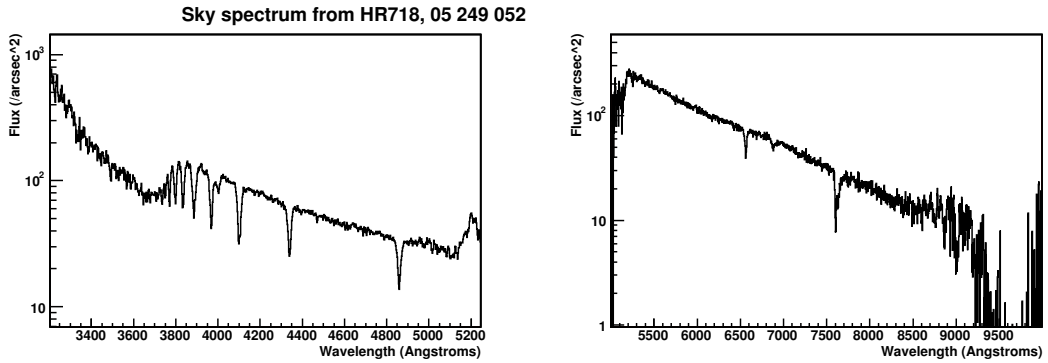


FIG. 9.26 – Exemple de spectre de fond de ciel obtenu après l'extraction du spectre de HR718 à partir de la pose 052 de la nuit 05 249 (photométrique). On distingue bien les raies de Balmer de l'hydrogène venant du spectre de l'étoile.

données par unité de surface, le flux total de fond de ciel obtenu étant directement proportionnel à la surface du champ observé : les spectres représentés ici sont en flux par seconde d'arc au carré, et l'on ne peut comparer ces valeurs directement à celles obtenues pour le flux total de l'étoile. Le spectre de fond ici obtenu (en photons par seconde d'arc au carré) est comparable au millième du spectre du flux extrait de l'étoile.

La présence de ces raies nous permet également de détecter un autre fait intéressant : lors des ajustements de PSF préliminaires dans le cas où ils sont effectués sans ré-échantillonnage du cube, on distingue une différence de comportement entre les tranches situées sur les raies de l'étoile et les autres. L'étude des ajustements intermédiaires de la pose de HR718 déjà utilisée pour l'exemple précédent le montre, comme on peut le voir sur la figure 9.27. Les mêmes structures sont visibles sur d'autres poses d'étoiles de type HR prises d'autres nuits. L'évaluation de tous les paramètres de la PSF, y compris position et forme, semble dépendre fortement du flux reçu, particulièrement les paramètres liés à l'axe x. Afin de mieux comprendre ce phénomène, on se propose ici d'étudier plus en détail deux tranches de ce cube : l'une située dans une raie de l'étoile (raie Hδ à 4100 Å), et l'autre dans une zone sans raie, à 4200 Å. La figure 9.28 représente pour ces deux tranches les cartes avec contours ainsi que l'histogramme des valeurs du flux pour chaque spaxel. La forme de l'étoile sur la tranche située dans la raie (4100 Å, à gauche sur la figure) paraît légèrement plus elliptique (étalement selon l'axe x) que celle de la tranche à 4200 Å, ce qui pourrait expliquer les écarts observés pour les paramètres de forme. Afin de comprendre la variation de l'estimation du paramètre x, on se propose également de comparer, pour deux tranches situées de part et d'autre de la raie à 3970 Å, où les différences obtenues pour l'ajustement de x sont importantes, le profil des données. La figure 9.29 représente, pour les tranches à 3965 et à 3972 Å, les valeurs du flux selon l'axe x pour la ligne où se situe le maximum d'intensité lumineuse. On distingue nettement

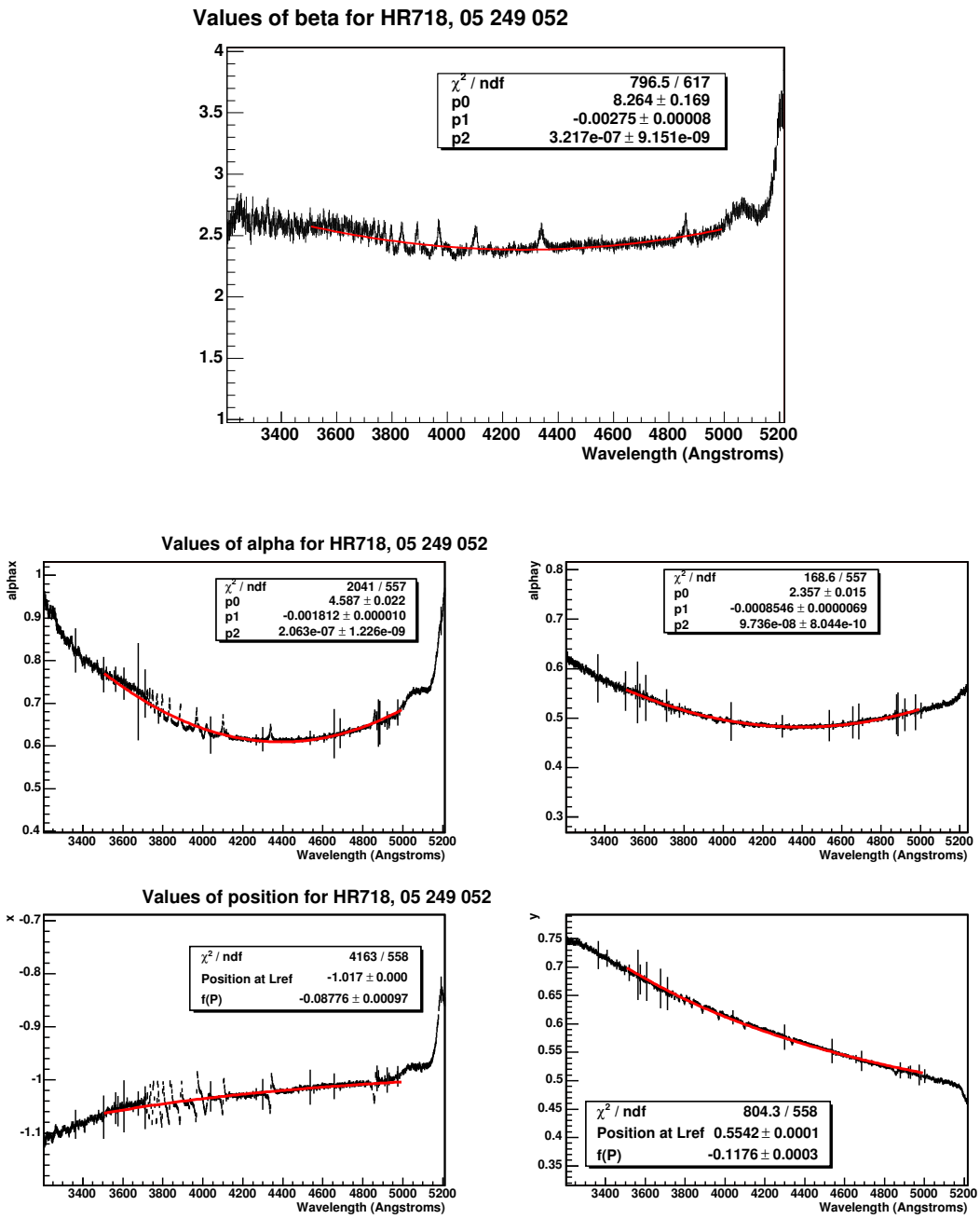


FIG. 9.27 – Ajustements intermédiaires pour la pose de HR718 prise la nuit 05 249 : β en haut, paramètres α au milieu, position en bas. Le cas échéant, valeurs pour l'axe x à gauche, pour l'axe y à droite.

une différence de position du maximum, qui justifie le résultat obtenu par l'ajustement. Le poblème vient donc directement des cubes de données tels qu'ils sont à ce stade du traitement et reste à comprendre. Un léger décalage dans l'étalonnage en longueur d'onde des différents spectres du cube pourrait être à l'origine de ce problème, et ceci est à l'étude actuellement.

Si l'on s'intéresse aux valeurs du fond, on constate que la tranche à 4100 Å contient des valeurs négatives pour certains spaxels, et que le fond subit davantage les effets du bruit pour cette tranche

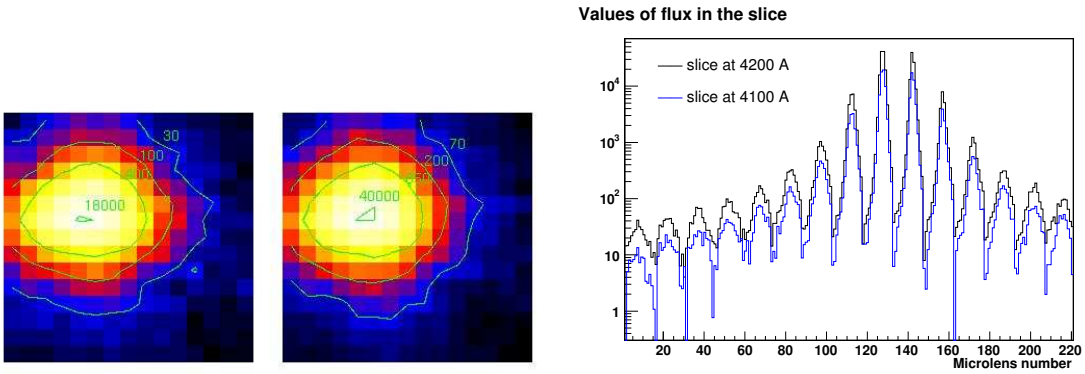


FIG. 9.28 – À gauche, cartes pour les tranches à 4100 Å (à gauche) et à 4200 Å (à droite) pour le cube bleu de la pose de HR718 prise la nuit 05 249. À droite, valeurs du flux pour chaque spaxel de ces mêmes tranches, en bleu pour la tranche à 4100 Å (au niveau d'une raie du spectre de l'étoile), en noir pour la tranche à 4200 Å (dans le continuum du spectre de l'étoile).

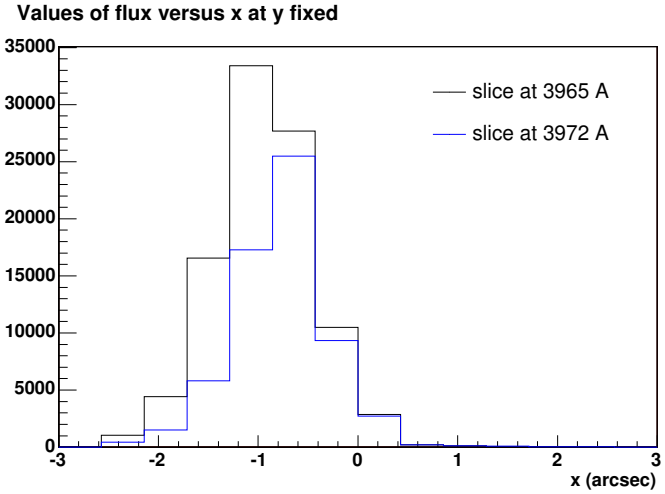


FIG. 9.29 – Profil selon l'axe x du flux reçu sur la ligne où se situe le maximum pour les tranches à 3965 et à 3972 Å du cube bleu de HR718, nuit 05 249.

que pour celle à 4200 Å. Mais les valeurs du flux aux bords de la trame, systématiquement plus élevées dans le cas de la tranche à 4200 Å, tendent également à prouver que l'étoile, très brillante, est très étalée et ne permet pas d'obtenir une zone du champ ne contenant que du ciel. Il est alors intéressant de comparer données et reconstruction pour ces deux tranches, ce qui est représenté figure 9.30, avec des graphes du même type que ceux de la figure 9.25. D'après ces graphes, le fond semble largement surestimé dans les deux cas, ce qui confirme qu'une partie du flux est comprise dans ce fond de ciel extrait.

Les poses d'étoiles très brillantes sont intéressantes dans la mesure où elles permettent d'obtenir des cubes vierges de tout effet dû au temps de pose, comme par exemple la variation de la réfraction atmosphérique différentielle avec la masse d'air, donc avec le temps. Mais ce sont également des poses délicates à traiter étant donnée la taille réduite du champ observé par SNIFS : le fond de

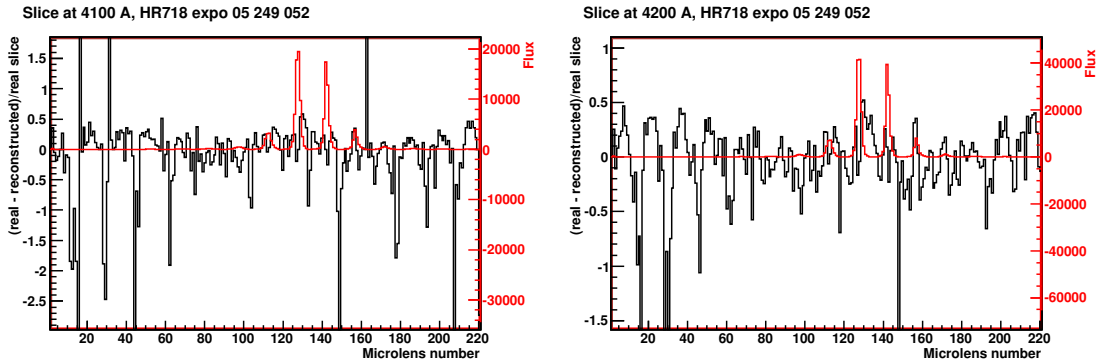


FIG. 9.30 – Comparaison entre tranche de données et tranche reconstruite pour les tranches à 4100 Å (à gauche) et à 4200 Å (à droite) pour la pose de HR718 de la nuit 05 249.

ciel, très faible, est alors difficile à évaluer et l'ajustement y inclut une partie du signal. Ainsi, il apparaît que l'étalonnage en flux doit préférentiellement être effectué avec des poses longues (étoiles standards tertiaires), plus proches des poses de supernova.

9.3 Étude des corrélations sur un grand nombre de poses

Au cours de la nuit photométrique 06 014, des séries de poses de la même étoile ont été prises afin de mieux comprendre les différences au niveau de l'extraction lorsque l'on fait varier la masse d'air. Le tableau 9.1 recense les valeurs obtenues pour les paramètres de forme α_x, α_y et β pour la série de poses de l'étoile Hiltner600 (poses de 180 s), pour les cubes bleus et pour les cubes rouges. Le tableau 9.2 fait de même pour la série de poses de HR3454 (poses de 1 s). À ces valeurs est ajouté pour chaque voie le calcul de la FWHM (ici à partir de la valeur moyenne de α_x et de α_y : $FWHM = (\alpha_x + \alpha_y)\sqrt{2^{1/\beta} - 1}$).

		Hiltner600							
		cube bleu ($\lambda_{ref} = 4500$ Å)				cube rouge ($\lambda_{ref} = 7000$ Å)			
pose n°	masse d'air	β	α_x	α_y	$FWHM$	β	α_x	α_y	$FWHM$
067	1.250	2.818	1.435	1.441	1.519	2.513	1.123	1.149	1.280
072	1.380	2.494	1.297	1.307	1.474	2.334	1.063	1.080	1.260
076	1.549	2.833	1.800	1.851	1.922	2.594	1.453	1.514	1.642
080	1.857	2.879	1.527	1.557	1.609	2.508	1.174	1.218	1.349

TAB. 9.1 – Paramètres de forme et FWHM associées pour les PSF obtenues lors de l'ajustement des poses de la série prise à différentes masses d'air pour Hiltner600 au cours de la nuit 06 014.

La simple analyse de ces tableaux ne permet pas de déduire une tendance générale sur l'évolution des paramètres en fonction de la masse d'air : l'augmentation à laquelle on pourrait s'attendre n'apparaît pas clairement. On remarque en revanche que les valeurs des paramètres α obtenues pour le cube bleu évoluent de la même manière que celles obtenues pour le cube rouge. Afin de tenter d'obtenir des tendances plus claires, on se propose de recenser les valeurs obtenues pour les FWHM des PSF pour un grand nombre de poses d'étoiles standards, pour des nuits photométriques différentes car nous ne disposons pas d'un échantillon suffisant pris la même nuit. Les tableaux 9.3 et 9.4 regroupent ces valeurs pour les cubes bleus et rouges d'un nombre important de poses classées

		HR3454							
		cube bleu (λ_{ref} = 4500 Å)				cube rouge (λ_{ref} = 7000 Å)			
pose n°	masse d'air	β	α_x	α_y	$FWHM$	β	α_x	α_y	$FWHM$
070	1.055	2.432	0.926	0.931	1.066	2.218	0.709	0.722	0.866
086	1.395	2.902	1.418	1.539	1.536	2.530	1.065	1.183	1.262
092	1.791	2.903	1.330	1.399	1.417	2.407	0.946	1.013	1.132

TAB. 9.2 – Paramètres de forme et FWHM associées pour les PSF obtenues lors de l'ajustement des poses de la série prise à différentes masses d'air pour HR3454 au cours de la nuit 06 014.

par masse d'air croissante. Les poses considérées ici sont les mêmes que pour les tableaux du chapitre 8. Ici, même si l'on peut imputer une partie des différences au seeing de la nuit, on ne remarque pas non plus de dépendance claire : on peut s'en convaincre en sélectionnant toutes les poses d'étoiles de type HR obtenues la même nuit, par exemple la nuit 05 226 où elles sont nombreuses. L'étude de ce tableau semble nous indiquer en revanche que les paramètres de forme ont généralement des valeurs plus importantes pour les étoiles dont le temps de pose est plus long, ce qui ne semble pas directement lié à la variation de la réfraction atmosphérique au cours du temps, puisqu'alors la pose de LTT9491 à une masse d'air de 1.716 devrait en être plus affectée que les autres. Ce serait plutôt un effet des turbulences atmosphériques étalant l'image de façon plus significative pour les temps de pose supérieurs à la seconde. Afin d'étudier une éventuelle dépendance des paramètres avec le temps de pose, nous avons utilisé les poses de Feige56 à différents temps de pose prises durant les nuits photométriques 06 014 et 06 096. Le tableau 9.5 recense les valeurs des FWHM obtenues pour ces poses.

Là aussi, il est difficile de distinguer une réelle tendance pour l'évolution des paramètres en fonction du temps de pose, les valeurs obtenues pour les FWHM peuvent être grandes même pour des poses d'une seconde. Un effet d'augmentation avec le temps de pose semble visible pour les cubes rouges. Il reste audacieux à la simple vue de ces valeurs d'écarter un effet du hasard.

Aucune tendance générale ne peut être déduite sur l'évolution des paramètres de forme α et β en fonction de la masse d'air ou du temps de pose à partir de cette étude d'étoiles standards prises les nuits photométriques. Ceci est contre-intuitif puisque *a priori* le seeing augmente avec la masse d'air traversée et la variation de la réfraction atmosphérique au cours du temps étale les images lorsque le temps de pose est long. Ce dernier effet est en partie compensé par le guidage et peut être très faible. Les nuits photométriques étant très stables par définition, on s'attend à ce que les turbulences atmosphériques aient une importance réduite, ce qui pourrait expliquer l'absence d'effet noté de l'augmentation de la masse d'air. Pour pouvoir faire une étude plus complète de ces éventuelles tendances, il faudrait prendre des poses à des masses d'air plus élevées que celles qui sont choisies en temps normal (inférieures à 2 sauf pour quelques cas rarissimes, et très souvent inférieures à 1.5).

9.4 Améliorations apportées par rapport au premier code d'extraction

Le premier code d'extraction mis a disposition de la collaboration pour le traitement des données SNIFS (ici surnommé "quick") est un outil simple, mais rapide et efficace pour une première estimation du spectre, notamment pour permettre une détermination rapide (à l'œil d'après le spectre issu de cette extraction) du type d'une nouvelle supernova. Ce programme effectue tout d'abord

masse d'air	$FWHM$ bleue	$FWHM$ rouge	pose n°	étoile
1.021	0.877	0.736	05_226_069	HR718
1.021	0.929	0.825	05_226_073	HR718
1.023	0.665	0.533	05_234_062	HR718
1.024	0.732	0.623	05_234_069	HR718
1.026	0.876	0.709	05_256_057	HR1544
1.028	0.724	0.597	05_226_053	HR8634
1.029	0.577	0.533	05_249_052	HR718
1.030	0.771	0.654	05_234_071	HR718
1.031	0.795	0.694	05_184_097	HR8634
1.053	0.965	0.816	05_226_063	HR718
1.055	1.066	0.866	06_014_070	HR3454
1.056	0.963	0.894	05_244_064	HR718
1.057	1.109	1.025	05_244_068	HR1544
1.058	0.576	0.557	04_332_018	HR1544
1.064	0.827	0.702	05_264_053	HR1544
1.074	0.642	0.536	05_184_069	HR7596
1.075	0.589	0.474	05_174_068	HR7596
1.079	0.761	0.618	05_234_049	HR718
1.116	1.029	0.887	04_338_013	HR1544
1.148	0.605	0.546	05_241_051	HR9087
1.150	0.689	0.633	05_184_077	HR7950
1.161	0.962	0.821	04_345_015	HR4468
1.181	0.916	0.749	04_332_014	HR718
1.259	0.593	0.564	04_332_033	HR4468
1.305	1.218	1.026	05_244_052	HR8634
1.306	2.059	1.649	04_338_009	HR718
1.395	1.536	1.262	06_014_086	HR3454
1.447	0.560	0.446	05_184_093	HR7950
1.458	0.759	0.621	05_226_051	HR7950
1.747	0.764	0.637	05_226_071	HR8634
1.791	1.417	1.132	06_014_092	HR3454
1.840	0.906	0.820	05_174_072	HR9087

TAB. 9.3 – FWHM à 4500 et 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses d'étoiles standards prises au cours de nuits photométriques : étoiles de type HR, poses d'une seconde.

une évaluation de la position de la source dans le champ et de sa taille d'après une image obtenue par l'intégration du cube sur un grand domaine de longueur d'onde. Une photométrie d'ouverture est ensuite effectuée sur chaque tranche de façon identique à partir de ce centre et de cette taille. Cette extraction ne prend donc pas en compte les effets de la réfraction atmosphérique différentielle et on s'attend à ce qu'elle soit peu performante lorsque la masse d'air devient importante. Nous nous proposons ici de comparer les deux extractions afin de vérifier les améliorations apportées.

masse d'air	$FWHM$ bleue	$FWHM$ rouge	pose n°	étoile
1.017	0.874	0.795	05_241_066	HZ4 (400s)
1.026	0.841	0.772	04_332_021	GD71 (500s)
1.050	0.787	0.662	04_345_014	HD93521 (5s)
1.059	0.574	0.499	04_332_034	HD93521 (5s)
1.061	1.124	0.955	06_014_094	HZ44 (300s)
1.088	0.826	0.743	04_332_023	GD71 (500s)
1.108	0.827	0.711	04_345_005	Hiltner600 (75s)
1.128	0.898	0.789	05_132_051	EG131 (300s)
1.130	1.270	1.085	04_338_018	Hiltner600 (60s)
1.144	0.799	0.715	05_264_055	GD71 (600s)
1.158	1.063	0.952	05_184_064	EG131 (300s)
1.164	1.025	0.917	05_234_060	HZ4 (600s)
1.177	1.306	1.131	06_014_084	HZ44 (300s)
1.193	0.774	0.744	04_332_019	HZ4 (600s)
1.226	0.758	0.726	04_345_007	GD71 (500s)
1.250	1.519	1.280	06_014_067	Hiltner600 (180s)
1.257	1.039	0.924	05_226_056	LTT9491 (600s)
1.275	1.224	1.071	04_338_019	GD71 (500s)
1.325	1.064	0.979	04_338_014	HZ4 (600s)
1.360	1.011	0.906	05_226_065	Feige110 (300s)
1.380	1.474	1.260	06_014_072	Hiltner600 (180s)
1.398	0.868	0.760	05_129_021	EG131 (300s)
1.503	0.937	0.808	04_332_020	LTT2415 (300s)
1.549	1.922	1.642	06_014_076	Hiltner600 (180s)
1.716	0.912	0.833	05_264_045	LTT9491 (600s)
1.775	0.903	0.875	04_332_032	GD71 (500s)
1.857	1.609	1.349	06_014_080_001	Hiltner600 (180s)
1.965	1.573	1.320	06_014_080_003	Hiltner600 (180s)
2.099	1.873	1.594	06_014_074	G191B2B (300s)

TAB. 9.4 – FWHM à 4500 et à 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses d'étoiles standards prises au cours de nuits photométriques : poses longues.

9.4.1 Traitement de la réfraction atmosphérique différentielle et des poses excentrées

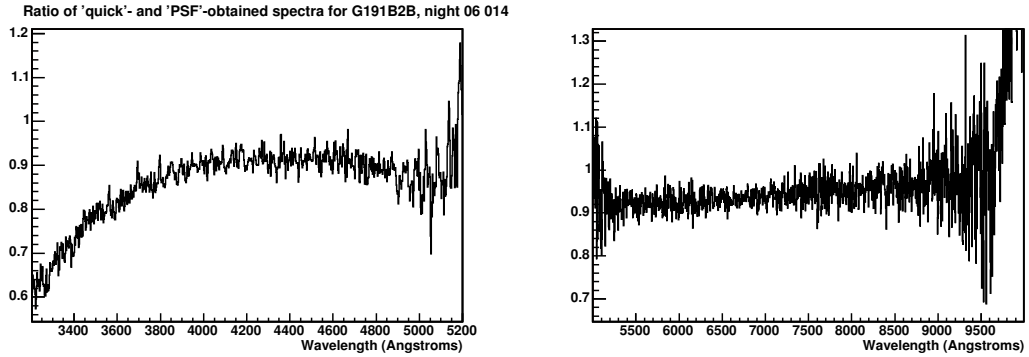
L'étude de la pose de G191B2B de la nuit 06 014 (masse d'air de 2.1) permet de vérifier les performances de l'ajustement de PSF par rapport à la photométrie d'ouverture : dans la partie violette du spectre, l'extraction "quick" subit une perte de flux due au mauvais traitement de la réfraction atmosphérique différentielle, comme on le voit sur la figure 9.31. Le rapport entre les spectres obtenus par chacune des extractions montre en effet un écart important (10%) entre les deux spectres qui est accru pour les longueurs d'onde les plus faibles. Cet écart semble corroborer l'hypothèse de la perte de flux par la méthode simple de photométrie d'ouverture. On remarque également d'importantes fluctuations dans le rapport : la comparaison des deux spectres (le troisième graphe de la figure 9.31 est un zoom sur un petit domaine en longueur d'onde pour mieux distinguer les deux courbes) montre que le spectre issu de l'extraction "quick" est plus bruité que le spectre issu de l'extraction par ajustement de PSF. Ceci met en avant un grand avantage de la photométrie

temps de pose (s)	masse d'air	$FWHM$ bleue	$FWHM$ rouge	pose n°
1	1.013	1.242		06_096_051_001
1	1.011	0.916	0.637	06_096_054_001
1	1.011	1.052	0.883	06_096_055_001
1	1.013	1.089	0.906	06_096_053_001
1	1.012	1.147	0.915	06_096_053_002
1	1.010	1.050	0.880	06_096_055_004
1	1.011	1.184	0.999	06_096_055_005
1	1.011	1.106		06_096_055_002
1	1.011	1.124	0.988	06_096_055_003
1	1.085	1.710	1.413	06_014_104
1	1.074	1.768		06_014_102
1	1.146	1.175	0.980	06_014_078
5	1.011	1.280		06_096_056_001
10	1.055		1.357	06_096_045_002
10	1.059	1.267	1.090	06_096_045_001
10	1.048	1.106	0.922	06_014_099
10	1.045	1.247	1.056	06_096_045_005
10	1.048	1.280	1.103	06_096_045_004
10	1.052	1.176	1.019	06_096_045_003
20	1.064	1.395	1.206	06_096_044_003
20	1.073	1.167	1.061	06_096_044_001
45	1.080	1.996	1.670	06_014_103
50	1.087	1.105	0.968	06_096_043
150	1.104	1.375	1.215	06_096_042
180	1.065	1.760	1.504	06_014_101
300	1.014	1.221	1.064	06_096_057
300	1.129	1.613	1.396	06_096_041
300	1.018	1.513	1.318	06_096_049_001

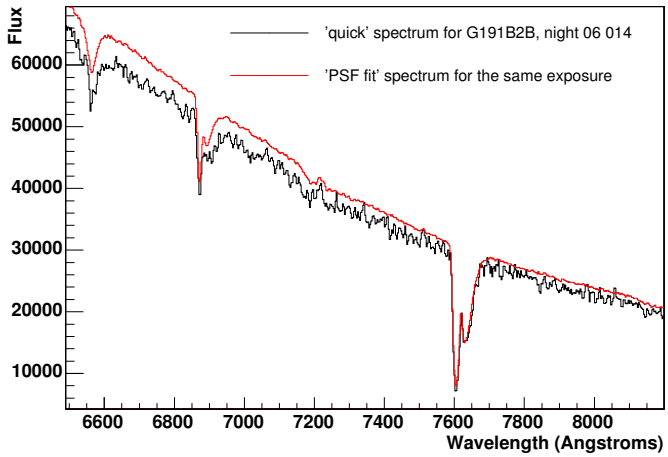
TAB. 9.5 – FWHM à 4500 et à 7000 Å pour les PSF obtenues lors de l'ajustement pour plusieurs poses de Feige56 à différents temps de pose prises au cours des nuits photométriques 06 014 et 06 096.

de PSF dans le cas d'un champ échantillonné grossièrement comme c'est le cas ici pour SNIFS. Les spaxels, très larges, introduisent en effet une imprécision importante dans le cas d'une extraction par photométrie d'ouverture, très sensible au bruit.

La pose de HR3454 prise la même nuit à une masse d'air de 1.79 montre également un écart entre les deux spectres (de l'ordre de 5%) qui s'accentue aux faibles longueurs d'onde (figure 9.32). L'écart moins important semble lié à la différence de masse d'air entre les deux poses : la réfraction atmosphérique différentielle est moindre dans ce dernier cas (1.79 au lieu de 2.1), et l'extraction 'quick' en est améliorée. Dans le cas des plus faibles longueurs d'onde, la perte de flux n'est pas directement due au déplacement de l'étoile dans le champ en fonction de la longueur d'onde : elle est due au fait que ce déplacement soit suffisant pour amener l'étoile au bord du champ pour certaines longueurs d'onde. La figure 9.33 montre pour ces deux poses (G191B2B et HR3454 prises la nuit 06 014) la tranche à 3500 Å. On voit bien que dans les deux cas la source est sur le bord du champ et que son image est tronquée. Cela revient donc à traiter une pose excentrée dans ce domaine de longueur d'onde. Or par définition la photométrie d'ouverture ne peut estimer le flux perdu lorsque la source est tronquée. Ceci est très visible dans l'étude de la pose excentrée de HR8634 (nuit 05 244,



(a) Rapport entre les deux spectres



(b) Comparaison visuelle

FIG. 9.31 – Comparaison entre le spectre extrait par une méthode "quick" et celui extrait par l'ajustement de PSF pour la pose de G191B2B prise la nuit 06 014. En haut, le rapport des deux spectres ("quick"/PSF) pour chacun des cubes ; en bas, les deux spectres sur un petit domaine de longueur d'onde.

pose n° 066) : le spectre "quick" est largement inférieur au spectre obtenu par l'ajustement de PSF, qui tente d'évaluer le flux perdu (voir figure 9.34). On peut donc estimer ici que l'extraction par ajustement de PSF joue bien son rôle en améliorant ces cas : la récupération du flux perdu a bien lieu au moins en partie, comme nous avons pu le constater au paragraphe 9.2.4. Ceci nous confirme la nécessité d'utiliser la photométrie de PSF pour l'extraction d'objet dans le cas d'un intrument à champ réduit tel que SNIFS.

9.4.2 Comparaison de spectres de la même nuit photométrique et tests à faible flux

Pour comparer les performances de notre extraction par ajustement de PSF à l'extraction "quick" initiale, nous avons choisi d'effectuer les mêmes tests avec les spectres issus de l'extraction "quick" que ceux exposés plus haut (sections 9.1 et 9.2).

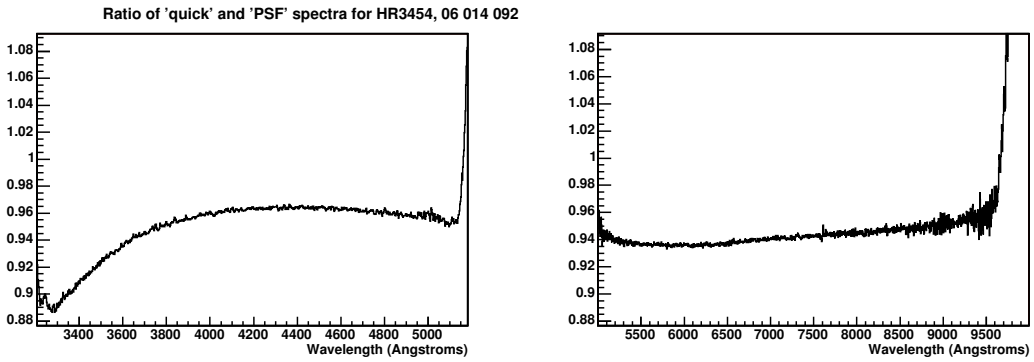


FIG. 9.32 – Comparaison entre le spectre extrait par une méthode "quick" et celui extrait par l'ajustement de PSF pour la pose de HR3454 (n°092) prise la nuit 06 014 : rapport des deux spectres ("quick"/PSF) pour chacun des cubes.

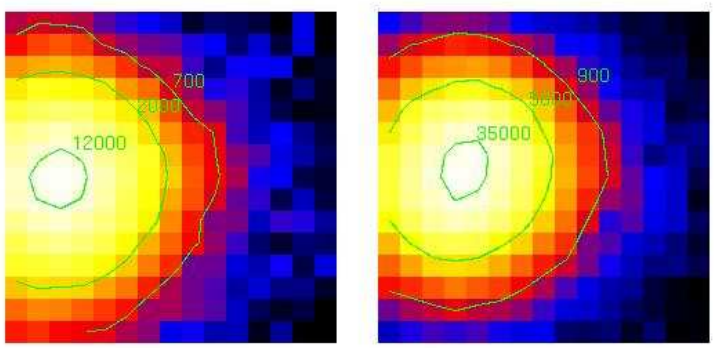


FIG. 9.33 – Tranches à 3500 Å avec contours pour les poses de G191B2B (à gauche) et HR3454 (pose 092, à droite) prises la nuit 06 014.

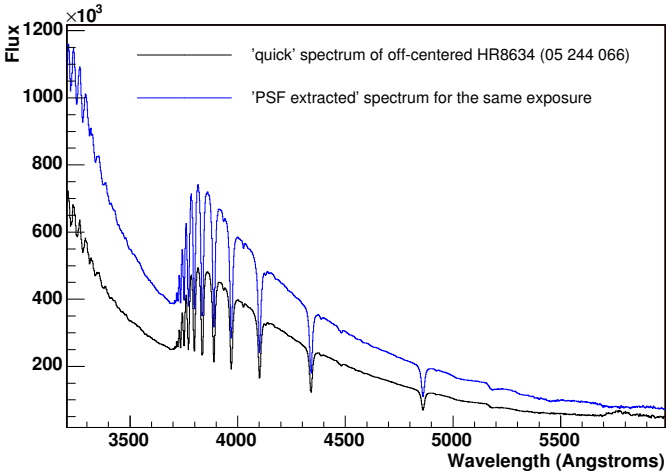


FIG. 9.34 – Spectres obtenus par les deux méthodes d'extraction pour le cube bleu de la pose excentrée de HR8634 (05 244 066).

Spectres d'une étoile en nuit photométrique

La comparaison des spectres d'une même étoile prise plusieurs fois au cours d'une nuit photométrique est représentée figure 9.35. Les spectres sont préalablement ramenés à une masse d'air de 1 et un temps de pose d'une seconde puis comparés grâce à un rapport, ce qui fait de ces graphes les analogues de ceux de la figure 9.12. L'échelle choisie pour ces graphes est également la même

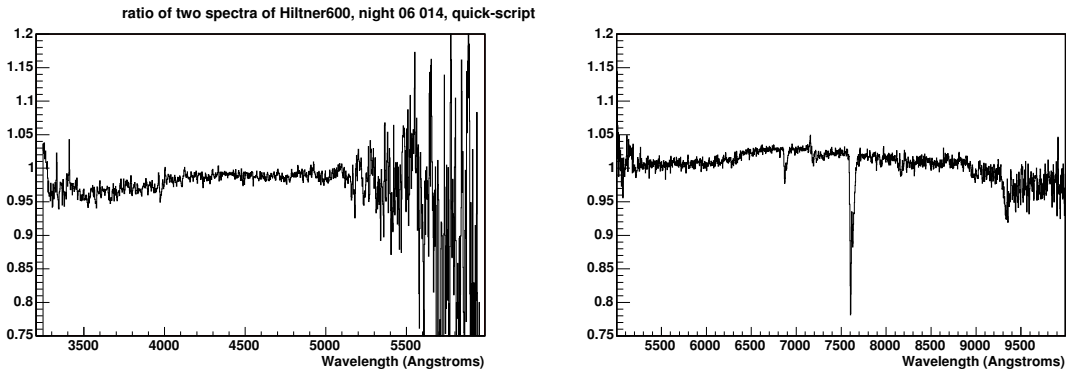


FIG. 9.35 – Pour une nuit photométrique (06 014), rapport entre deux spectres de la même étoile (Hiltner600) pris à des moments différents et corrigés de l'extinction atmosphérique (masses d'air respectives : 1.250 et 1.857) et du temps de pose (180 s). À gauche pour le cube bleu et à droite pour le cube rouge, spectres obtenus avec l'extraction "quick".

que pour la figure 9.12 afin de pouvoir mieux comparer les résultats obtenus entre eux. De façon générale, les rapports sont plus bruités, ce qui semble compatible avec ce que nous avions constaté lors de la comparaison directe entre les deux types d'extraction. On remarque également que, pour les faibles longueurs d'onde, un écart de 3 à 5% entre les deux spectres apparaît : alors que le rapport est à 1 sur tout le domaine 3500-5000 Å dans le cas de l'ajustement de PSF, il est légèrement inférieur à 1 dans le cas de l'extraction "quick". On peut expliquer en partie le phénomène par la masse d'air importante (1.86) de l'une des poses, qui subit donc une perte de flux pour les faibles longueurs d'onde, ce qui explique la baisse du rapport avec la diminution de la longueur d'onde. Ceci n'explique pas en revanche pourquoi à 5000 Å le rapport est toujours légèrement inférieur à 1 : ceci pourrait être dû au léger décalage de l'ouverture qui n'évolue pas avec la longueur d'onde malgré la présence de la réfraction atmosphérique différentielle, ou tout simplement au choix d'une ouverture trop étroite.

Pour le cube rouge, on ne distingue pas de grande différence entre les deux figures, si ce n'est que le rapport est légèrement plus bruité dans le cas de l'extraction "quick".

Tests à faible flux

La figure 9.36 est l'analogue de la figure 9.16 pour les spectres extraits avec le code "quick". Les résultats obtenus sont analogues à ceux observés dans le cas de l'extraction par ajustement de PSF : le rapport '50 s/300 s' semble légèrement plus proche de 1 dans le cas de l'extraction "quick" tandis que le rapport '20 s/300 s', lui, semble moins bon, surtout pour le cube rouge. On ne peut à la simple vue de ce test trancher en faveur de l'une ou l'autre des extractions. On remarque cependant que les rapports sont globalement plus bruités dans le cas des spectres extraits par photométrie d'ouverture.

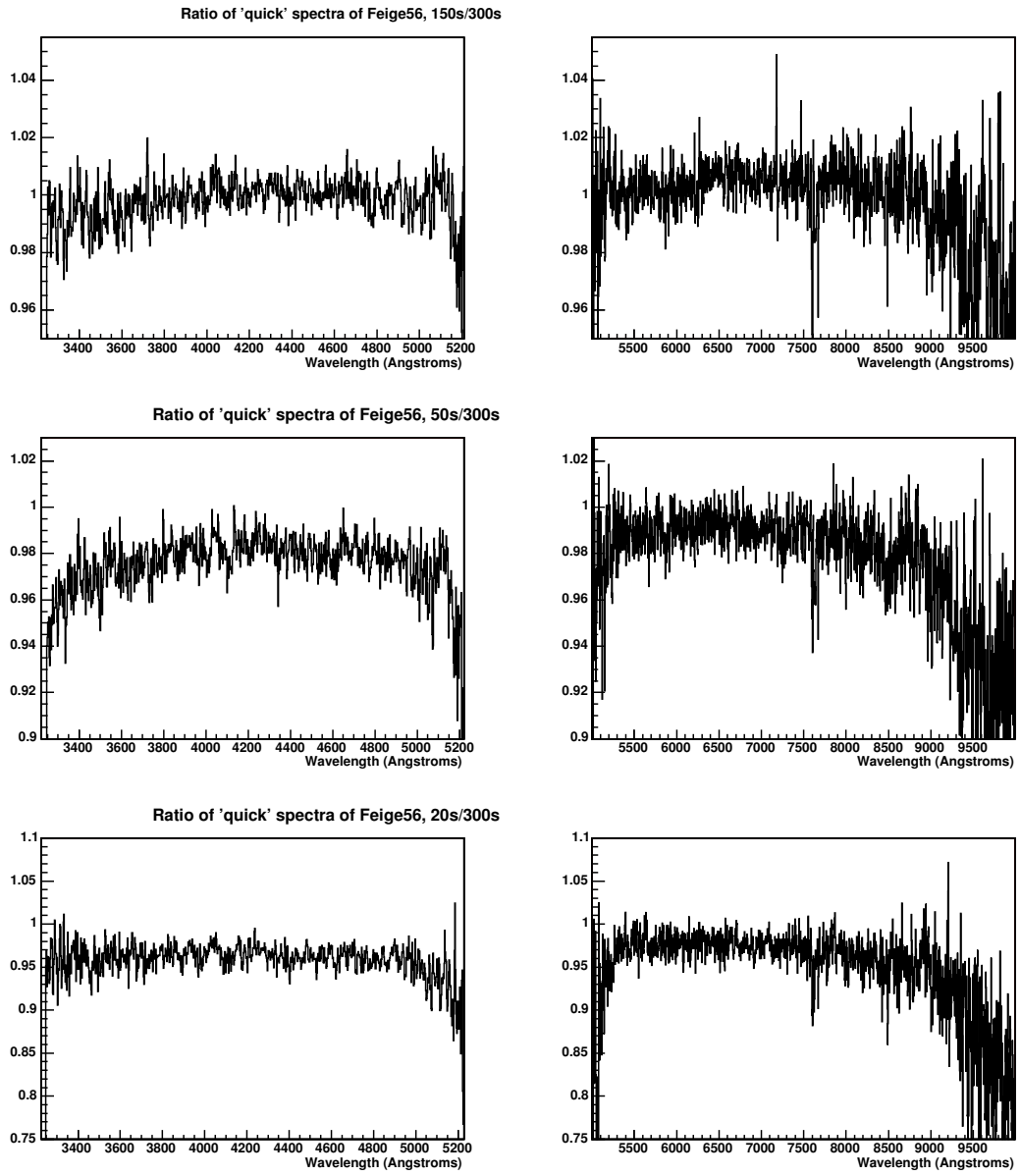


FIG. 9.36 – Rapports entre spectres de Feige56 issus de poses de durées différentes prises pendant la nuit photométrique 06 096. Les spectres ont préalablement été ramenés à une masse d'air de 1 et à un temps de pose d'une seconde. Le spectre utilisé comme référence vient d'une pose de 300 s. Lui sont comparées : en haut, une pose de 150 s, au centre, une pose de 50 s, et en bas, une pose de 20 s. Dans chaque cas, le cube bleu est à gauche et le cube rouge à droite. Tous les spectres ont ici été obtenus avec une extraction de type "quick".

9.4.3 Extraction du fond de ciel

Puisque, comme nous l'avons constaté tout au long de ce chapitre, subsistent dans l'extraction par ajustement de PSF des problèmes liés à l'extraction du fond de ciel, on se propose dans ce paragraphe de comparer ces résultats à ceux obtenus par l'extraction de type "quick".

Considérons tout d'abord la pose de HR718 de la nuit 05 249 utilisée précédemment comme exemple de traitement d'une source très brillante. Le spectre de ciel obtenu comprenait une partie

du signal (figure 9.26). La figure 9.37 représente les spectres de ciel obtenus par ces deux méthodes. On voit clairement sur ces graphes que l'extraction de type "quick" comprend elle aussi une partie du

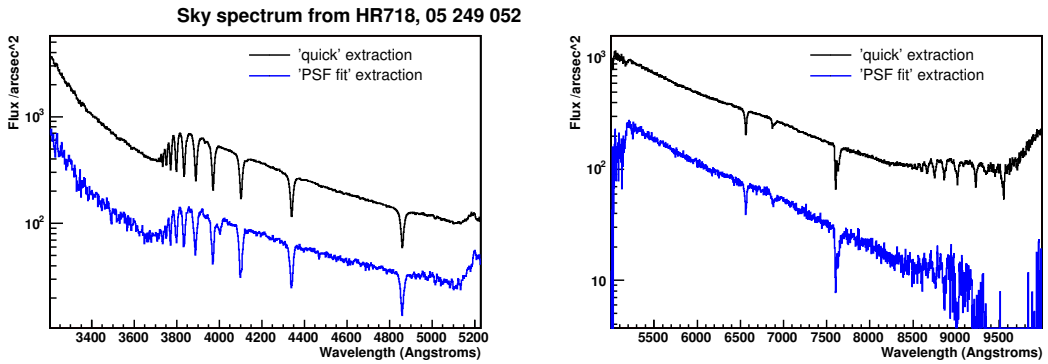


FIG. 9.37 – Spectres du fond de ciel obtenus à partir des deux méthodes d'extraction : "quick" en noir et ajustement de PSF en bleu, à partir de la pose de HR718 (n°052) de la nuit 05 249.

signal, car on y retrouve les raies de Balmer de l'hydrogène, et ce dans une plus grande mesure que dans le cas de notre extraction par ajustement de PSF. La figure 9.38 représentant les spectres de fond de ciel obtenus par les deux types d'extraction confirme d'une part que le problème d'extraction du fond de ciel est plus important pour les poses d'étoiles de type HR que pour les poses d'étoiles moins lumineuses, et d'autre part que l'extraction par ajustement de PSF inclut moins de signal dans son estimation du fond de ciel. En effet, les spectres issus des deux extractions de la pose de G191B2B se superposent, alors qu'ils sont très différents dans le cas de la pose de HR3454. Pour les longueurs d'onde inférieures à 9500 Å, l'extraction par ajustement de PSF donne une estimation du fond de ciel nettement inférieure à celle issue de l'extraction "quick". Ceci nous pousse à penser que, si l'extraction actuelle éprouve toujours des difficultés à estimer correctement le fond de ciel pour les poses d'étoiles de type HR, elle apporte une amélioration par rapport à l'extraction plus simple dont on disposait auparavant. On peut également remarquer pour la pose de G191B2B que les spectres extraits avec la méthode "quick" sont très bruités : pour les poses longues, l'extraction par ajustement de PSF semble donc être la plus performante. Cet aspect est intéressant puisque, comme nous l'avons vu au cours de la section 9.2, ce sont les étoiles standards faibles qui s'avèrent les plus utiles pour l'étalonnage en flux des données.

9.5 Autres améliorations apportées

9.5.1 La détection de problèmes dans l'étalonnage effectué en amont

Étalonnage en longueur d'onde

Les nombreux tests effectués sur l'extraction ont permis également de détecter des problèmes venant de l'étalonnage effectué en amont. L'exemple le plus significatif est un léger défaut dans l'étalonnage en longueur d'onde découvert vers la fin de 2005. Le test effectué, dont la pertinence nous importe peu ici, consistait à faire le rapport entre le spectre extrait auquel on a ajouté 225 fois le spectre de fond de ciel et la somme de tous les spectres compris dans le cube (qui consiste à ajouter toutes les valeurs des spaxels pour chaque tranche). Ce test effectué à l'époque a donné des spectres comprenant des pics au niveau des raies des étoiles, comme le montre l'exemple de la figure 9.39 (une erreur s'était glissée dans ce test et les valeurs en ordonnée sont erronnées). Ces pics sont dus à un léger défaut de l'étalonnage en longueur d'onde qui est décalé d'un spectre à l'autre,

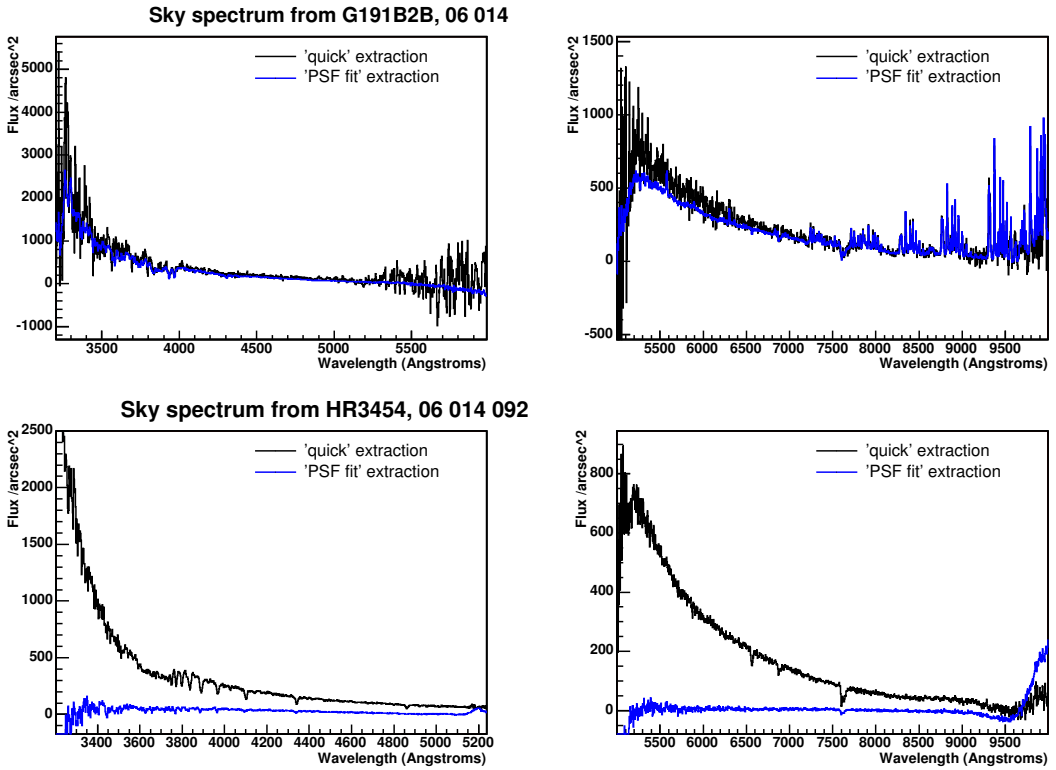
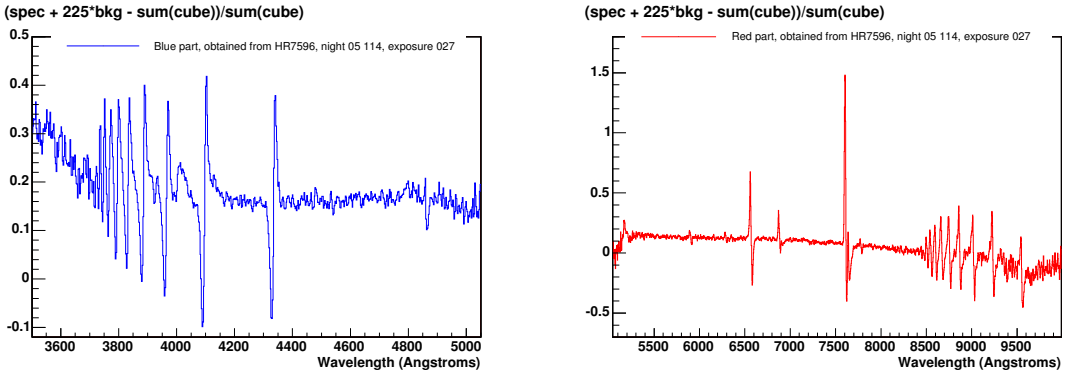


FIG. 9.38 – Spectres de fond de ciel obtenus à partir des poses de G191B2B (en haut) et HR3454 (en bas) prises la nuit 06 014, pour chacune des méthodes d'extraction : "quick" en noir et par un ajustement de PSF en couleur.



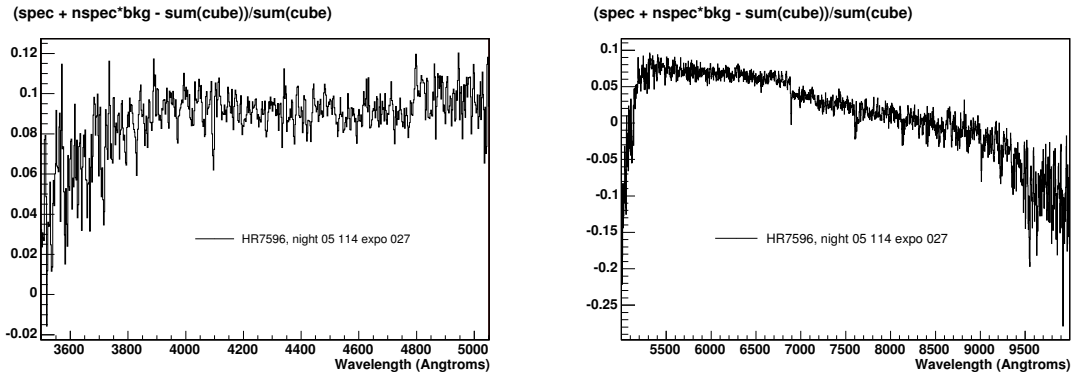
(a) Cube bleu

(b) Cube rouge

FIG. 9.39 – Test effectué sur une pose de HR7596 prise la nuit 05 114 (pose 027) : les pics aparaissant au niveau des raies de l'étoile dénoncent un défaut dans l'étalonnage en longueur d'onde. Les histogrammes représentent le rapport entre d'une part le spectre extrait ajouté au spectre de fond multiplié par 225, et d'autre part la somme de tous les spectres du cube de données.

ce qui fait que dans une même tranche du cube obtenu, tous les spaxels ne sont pas exactement à la même longueur d'onde. Au niveau des raies de l'étoile, les minima des spectres du cube ne se

retrouvent donc pas tous dans la même tranche, ce qui induit une mauvaise estimation du flux. Ce problème a depuis été corrigé, et le même test effectué sur les mêmes poses ayant subi un nouveau pré-traitement donne les histogrammes représentés figure 9.40.



(a) Cube bleu

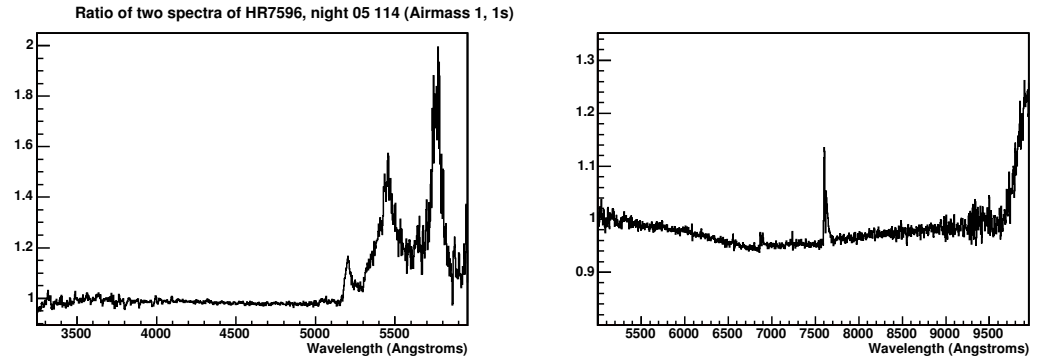
(b) Cube rouge

FIG. 9.40 – Même test effectué sur la même pose ré-étalonnée : le nouvel étalonnage en flux ne présente plus le défaut observé précédemment.

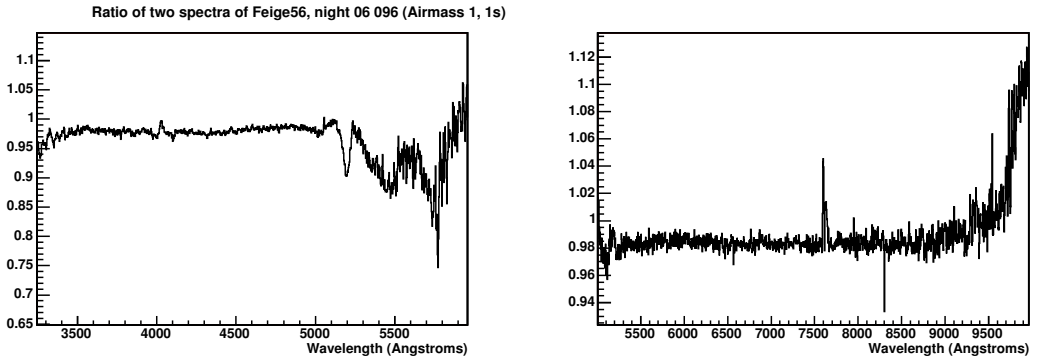
Défauts de la lame dichroïque

La lame dichroïque utilisée pour séparer la lumière entre les deux canaux de spectroscopie de SNIFS présente des défauts pour certaines longueurs d'onde. Ce fait est avéré, mais ce qui pose problème aujourd'hui est que les longueurs d'onde des défauts en question varient au cours du temps. Il semble y avoir une dépendance en lien avec le taux d'humidité, mais on a également observé des décalages importants en peu de temps, d'une pose à l'autre par exemple. Ces variations empêchent l'étalonnage spectro-spatial de corriger correctement les défauts de la lame. Une correction est en cours d'élaboration mais nécessite la prise de poses d'étalonnage avec la lampe blanche juste avant ou juste après chaque pose d'objet pour déterminer les longueurs d'onde à corriger. Ces défauts sont importants surtout dans le domaine le plus rouge du canal bleu, comme le montre la figure 9.41. Les histogrammes représentent le rapport entre deux spectres extraits de la même étoile prise la même nuit, ramenés à une masse d'air de 1 et à une seconde : on utilise pour ce faire la table d'extinction atmosphérique de référence pour le Mauna Kea [89]. On doit en théorie obtenir le même spectre une fois corrigé du temps de pose et de l'extinction pour les deux poses de la même nuit, en particulier si celle-ci est photométrique ; soit un rapport constant de 1. Les deux exemples de la figure mettent en évidence les fluctuations des propriétés de la lame dichroïque, mais aussi la non reproductibilité du phénomène d'une nuit à l'autre : dans les deux cas la pose la plus tardive a été divisée par la pose la devançant. Pour la nuit 06 014 par exemple, les fluctuations dues à la lame sont beaucoup moins marquées que pour ces deux autres nuits.

Pour la voie rouge, outre la légère pente sûrement due à la non-photométricité de la nuit pour HR7596, la seule structure remarquable se situe au niveau des raies telluriques. Une oscillation est parfois visible avant 5200 Å, comme ici pour Feige56.



(a) Nuit non photométrique (05 114), pose courte (HR7596, 1 s)



(b) Nuit photométrique (06 096), pose longue (Feige56, 300 s)

FIG. 9.41 – Pour deux nuits différentes, rapport entre deux spectres extraits de la même étoile pris à des moments différents et corrigés de l'extinction atmosphérique et du temps de pose. Au delà de 5000 Å dans la voie bleue, on remarque d'importants désaccords dus aux fluctuations des propriétés de la lame dichroïque.

9.5.2 La détection et la résolution de problèmes dans la librairie Euro3D

L'utilisation de la librairie Euro3D a permis d'y détecter quelques défauts et de les corriger. J'en citerai deux, les plus importants.

Le premier résidait dans la conversion des fichiers du format "tigre", précurseur d'Euro3D, au format Euro3D. Les étapes d'étalonnage précédentes sont en effet réalisées au format tigre pour des raisons historiques. Lors de la conversion toutes les caractéristiques du cube sont ajoutées au fichier, notamment la taille des spaxels. Or la taille des spaxels, qui est de $0.42''$ était mise à 1 par le programme de conversion. L'aire des spaxels étant utilisée pour l'ajustement puisqu'il s'agit de la surface sur laquelle le flux est intégré, ce problème induisait une erreur dans les spectres extraits qui se retrouvaient surestimés.

Le second était un problème dans la lecture et l'écriture des en-têtes des fichiers, contenant toute l'information sur la pose. Elle sert entre autres à connaître le temps de pose ou encore la masse d'air à laquelle l'étoile a été prise. Lors de la manipulation de ces fichiers, on est amené à en lire et à en écrire, or la librairie ne permettait pas de lire et d'écrire dans la même partie de l'en-tête, ce qui rendait les en-têtes des fichiers écrits (et non convertis) illisibles.

9.6 Conclusion

Ce chapitre recense les différents tests qui ont été effectués sur le code d'extraction. Si les résultats sont encourageants, notamment sur l'extraction des poses longues, il reste néanmoins quelques points à éclaircir. Les zones de longueurs d'onde extrêmes tout d'abord, qui semblent subir de très grandes perturbations au niveau des données et qui ne peuvent donc pas être extraites correctement. Le décalage de la position de l'étoile dans ces zones ou dans les zones des raies spectrales pourrait être dû à un très léger décalage en longueur d'onde des spectres du cube et il nous faut étudier ce problème. Reste également à mieux quantifier le comportement de l'extraction avec le rapport de signal sur bruit : l'extraction des spectres de supernovæ peut pâtir d'une trop grande dégradation des performances avec le rapport signal sur bruit. Pour ce faire et pour compléter les tests déjà effectués, il apparaît important de tester l'extraction sur des cubes simulés bruités et d'effectuer une étude statistique de son comportement. Enfin, si l'extraction a été globalement grandement améliorée par rapport au code d'extraction par photométrie d'ouverture existant auparavant, le problème de l'estimation du fond de ciel pour les poses courtes est réduit mais bien présent et reste lui aussi à comprendre.

Chapitre 10

Application à l'étalonnage de SNIFS

Si, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le programme d'extraction élaboré au cours de cette thèse peut encore être amélioré, il constitue néanmoins dans son état actuel un bon départ et permet d'effectuer un étalonnage en flux des données. On se propose dans ce dernier chapitre d'étudier ses performances à travers trois types de résultats : l'étude de l'extinction atmosphérique, l'étude de la transmission instrumentale, et enfin l'état actuel de l'étalonnage en flux de SNIFS grâce à cette extraction.

10.1 Étude de l'extinction atmosphérique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le signal reçu dans SNIFS pour une étoile standard à la longueur d'onde λ peut s'écrire

$$S(\lambda) = \phi(\lambda) \times \mathcal{T}(\lambda) \times t \times 10^{-0.4z\varepsilon(\lambda)} \tag{10.1}$$

où $\phi(\lambda)$ est le flux réel de l'étoile (l'unité choisie peut varier, par exemple en photons.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1} ou en ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}), $\mathcal{T}(\lambda)$ un terme de transmission instrumentale (à ce stade, il contient essentiellement le spectre de la lampe à spectre continu utilisée pour l'étalonnage de champ plat, voir section 4.3), t le temps de pose (en secondes), z la masse d'air traversée (sécante de l'angle zénithal de l'étoile, sans unité), et $\varepsilon(\lambda)$ l'extinction atmosphérique (en magnitude par masse d'air). Cette expression ne prend pas en compte les raies d'absorption atmosphérique, introduisant un terme d'extinction non linéaire en z (voir équation 6.6) : ces zones du spectre subissent un traitement particulier et ne sont pas traitées à ce stade. Nous nous contenterons donc dans cette analyse de l'expression 10.1. Lorsque l'on prend, au cours d'une nuit photométrique, deux poses de la même étoile à des masses d'air différentes, le rapport des deux signaux obtenus $S_1(\lambda)$ et $S_2(\lambda)$ s'écrit donc :

$$\frac{S_1(\lambda)}{S_2(\lambda)} = \frac{\phi(\lambda) \times \mathcal{T}(\lambda) \times t_1 \times 10^{-0.4z_1\varepsilon(\lambda)}}{\phi(\lambda) \times \mathcal{T}(\lambda) \times t_2 \times 10^{-0.4z_2\varepsilon(\lambda)}} \tag{10.2}$$

Le flux réel de l'étoile est en effet inchangé, et l'on peut considérer que la transmission instrumentale ne varie pas au cours de la nuit. La nuit étant photométrique, par définition l'extinction est donc identique pour les deux poses, et l'on déduit facilement de l'équation 10.2 une expression de l'extinction :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{2.5}{z_2 - z_1} \log\left(\frac{t_2 S_1}{t_1 S_2}\right) \tag{10.3}$$

La plupart du temps, le même temps de pose est utilisé pour une même étoile, mais le temps réel peut tout de même varier d'une pose à l'autre en fonction du temps de réponse des différentes pièces mécaniques (volets obstruant la lumière) et il est plus prudent d'utiliser l'information contenue dans

le fichier de la pose pour connaître le temps de pose exact. Nous ne disposons pas de nombreux cas de poses de la même étoile prise la même nuit photométrique, mais la nuit 06 014 nous permet de faire un premier test. La figure 10.1 représente l'extinction calculée à partir de deux poses de HR3454 prises la nuit 06 014, la première (n° 070) à une masse d'air z_1 de 1.055, la seconde (n° 092) à une masse d'air z_2 de 1.791. La courbe de référence pour le Mauna Kea [89] est représentée en noir. Notons que pour cette différence de masse d'air, des erreurs de 1% sur les signaux engendrent une

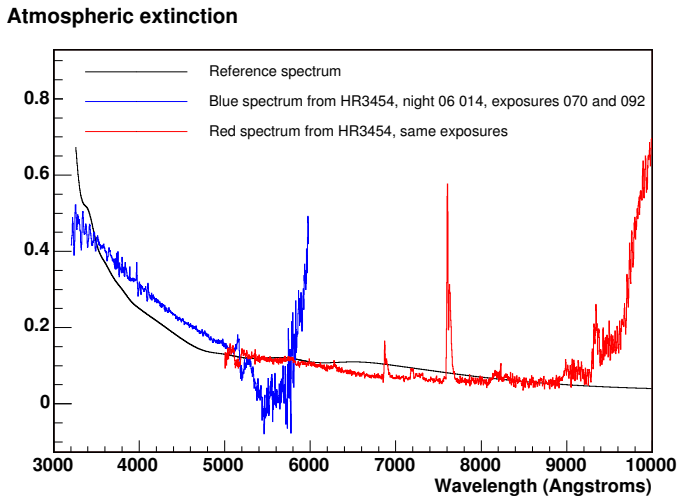


FIG. 10.1 – Extinction atmosphérique calculée à partir de deux spectres de HR3454 pris à des masses d'air différentes la nuit 06 014 (en couleur) et extinction de référence (en noir, lissée) pour le Mauna Kea [89].

erreur de 0.03 mag/airmass sur l'extinction, ce qui est assez important. Le grand pic à 7600 Å ainsi que le plus petit vers 6800 Å sont dus à des raies telluriques, et on retrouve bien ici leur dépendance non linéaire en masse d'air. Les structures du canal bleu au-delà de 5100 Å sont dues principalement aux fluctuations des propriétés de la lame dichroïque, et les grandes augmentations pour les grandes longueurs d'onde dans les deux voies sont liées à la mauvaise qualité des données dans ces domaines, liée notamment à la pollution du spectre par le second ordre de dispersion du réseau. Des raies telluriques de l'eau sont également présentes entre 9300 et 9670 Å [78]. L'allure générale de la courbe semble bien en accord avec la courbe de référence, étant donnée l'incertitude importante subsistant dans ce calcul. Dans la voie bleue, ces données semblent surestimer légèrement l'extinction, mais nous ne pouvons généraliser ce phénomène à partir de cette simple donnée. Dans le rouge en revanche, la table de référence, datant d'une vingtaine d'années, n'est pas très précise en longueur d'onde (elle ne donne qu'une valeur de l'extinction pour un domaine de plusieurs centaines d'Ångströms), c'est pourquoi apparaît sur la courbe de référence lissée un palier autour de 6400 Å, absent des données. Ce palier est à l'origine du léger décrochement observé vers 6600 Å sur les courbes représentant le rapport obtenu entre deux spectres de la même étoile pris la même nuit et corrigés du temps de pose et de l'extinction atmosphérique grâce à la courbe de référence. Nous avions en effet constaté sur la figure 9.12 un écart allant jusqu'à 4% entre les deux spectres normalement rendus identiques par la correction d'extinction. Afin de mieux comprendre les différences de comportement entre données et référence, nous avons calculé l'extinction à partir d'autres couples de poses de la même étoile prises la même nuit photométrique à des masses d'air différentes (figure 10.2). Malheureusement nous ne disposons pas d'autres couples : la différence de masse d'air entre les deux poses doit en effet être suffisamment importante pour permettre le calcul. Ici les différences de masse d'air sont de : 0.607 pour Hiltner600, 0.34 et 0.736 pour HR3454, 0.749 pour GD71, et 0.719 pour HR8634. Notons que, pour une différence de masses d'air de 0.34, une erreur de 1% sur les spectres induit une erreur de

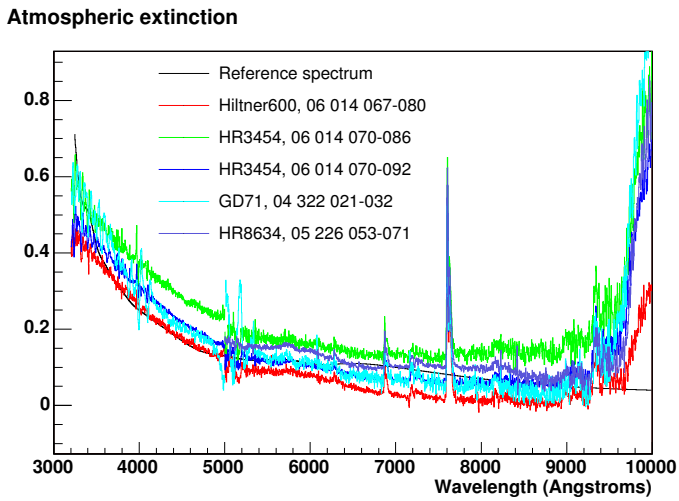


FIG. 10.2 – Extinction atmosphérique calculée à partir de couples de deux spectres de la même étoile pris à des masses d'air différentes la même nuit photométrique (en couleur) et extinction de référence (en noir, lissée) pour le Mauna Kea [89].

0.063 mag/airmass sur l'extinction. Il est également important de remarquer que, pour les étoiles à long temps de pose telles que Hiltner600 (180 s) et surtout GD71 (500 s), d'autres biais peuvent être introduits dans le calcul, notamment l'imprécision sur la masse d'air qui varie au cours de la pose. Ceci explique pourquoi certaines courbes d'extinction atteignent des valeurs négatives, ce qui n'a physiquement pas de sens. On peut cependant noter que ces courbes d'extinction sont en assez bon accord entre elles et que leur forme est identique à celle de la courbe de référence dans la voie bleue (ici les spectres de la voie bleue ont été tronqués à 5100 Å afin d'écarter les problèmes dûs aux fluctuations de la lame dichroïque). Elles se situent en moyenne au-dessus de l'extinction de référence dans ce domaine, à hauteur de 0.05 mag/airmass environ. Dans la voie rouge en revanche, les courbes calculées à partir des données rejoignent les valeurs suggérées par la courbe de référence, alors que leur forme est moins structurée et montre que la courbe de référence surestime l'extinction au niveau de la fin de son palier, vers 6600 Å.

10.2 Étude de la transmission instrumentale

D'après l'équation 4.5, on peut déterminer la transmission instrumentale $T(\lambda) = D(\lambda) \times K(\lambda)$ (avec K la résultante des transmissions des micro-lentilles sur le spectre extrait) de SNIFS à partir d'un spectre d'étoile standard en utilisant le spectre de référence pour cette étoile et la courbe d'extinction de référence pour le Mauna Kea. Afin d'obtenir la transmission réelle de l'instrument, on utilisera ici des cubes non étalonnés en champ plat (voir chapitre 4). Les cubes utilisés dans cette section sont donc simplement étalonnés en longueur d'onde et nettoyés des rayons cosmiques, puis le spectre est extrait avec *spec_extract*. La transmission instrumentale n'étant pas supposée évoluer au cours d'une même nuit, on a ici calculé $T(\lambda)$ pour plusieurs poses de la nuit 06 014. Les courbes de transmission obtenues sont représentées figure 10.3. On distingue des différences d'une pose à l'autre pour la transmission ainsi calculée qui ne sont pas comprises à l'heure actuelle. Il est à noter que la valeur de la masse d'air écrite dans le fichier de données ne correspond pas à la masse d'air moyenne ni de milieu de pose, mais à la masse d'air en début ou fin de pose. La correction d'extinction en est donc affectée et induit des variations, puisque dans ce cas les erreurs sur la masse d'air ne sont pas compensées par l'ajustement d'une valeur qui lui est liée.

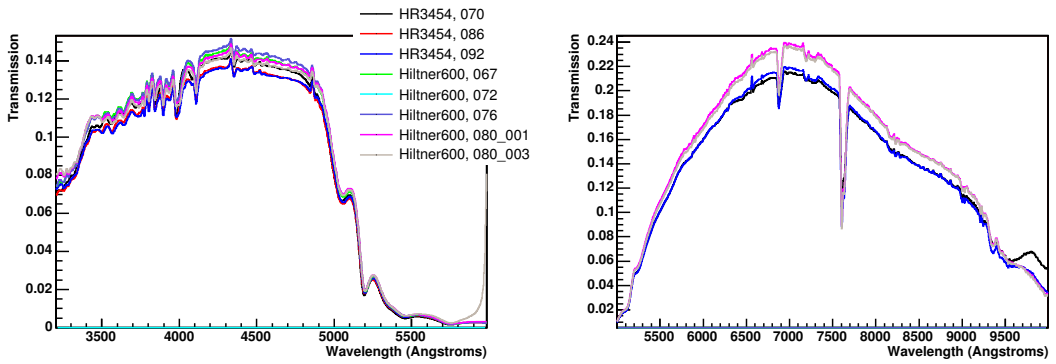


FIG. 10.3 – Transmission instrumentale calculée à partir de plusieurs spectres d'étoiles standards de la nuit 06 014.

Cette comparaison des courbes de transmission pour la nuit 06 014 permet également de confirmer certains résultats que nous avions déjà pu constater au chapitre 9, comme par exemple l'absence de fluctuation des propriétés de la lame dichroïque pour cette nuit, avant la fermeture du dôme et la prise des poses d'étalonnage. Les pics vers 6800 et 7600 Å sont dus aux raies telluriques, dont la dépendance en masse d'air n'est pas linéaire (voir section précédente) et qui ne sont pas corrigées ici.

Bien sûr, l'étude de la transmission instrumentale paraît prématurée ici car le chapitre 9 nous a montré que certains problèmes restaient à résoudre sur l'extraction elle-même. Elle permet cependant d'avoir une première idée des résultats que nous pouvons obtenir aujourd'hui avec les données SNIFS. C'est également dans cette perspective que l'on se propose dans la section suivante de faire le bilan sur l'étalonnage en flux possible à l'heure actuelle pour SNIFS.

10.3 État actuel de l'étalonnage en flux de SNIFS

À l'heure actuelle, l'étude de l'extinction atmosphérique grâce à la voie photométrique est en cours et ne permet pas encore de traiter les nuits non photométriques. Les tests suivants ont donc été faits pour étudier la qualité de l'étalonnage en flux pour des nuits photométriques tel qu'il peut être effectué aujourd'hui avec l'extraction que j'ai réalisée au cours de cette thèse.

On se propose encore une fois de prendre pour exemple la nuit 06 014. Pour les trois poses de HR3454 prises cette nuit là, on calcule la correction en flux à appliquer aux poses de la nuit, à savoir le facteur $(\mathcal{T}(\lambda))^{-1}$ (voir chapitre 5), qui rappelons-le comprend la conversion du flux de photons (ou impulsions) reçus en ergs.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}, mais aussi le temps de pose et l'extinction atmosphérique pour cette pose d'étalonnage (équation 5.2). La figure 10.4 représente les spectres de correction en flux obtenus à partir de ces trois poses.

On reconnaît pour la voie bleue les corrections au-delà de 5100 Å dues aux imperfections de la lame dichroïque, dont les propriétés ont fluctué à la fermeture du dôme, donc avant la prise des poses d'étalonnage en champ plat spectro-spatial. Dans le domaine des faibles longueurs d'onde, les trois spectres de correction sont en bon accord, et on s'attend à obtenir un étalonnage en flux correct dans cette partie du spectre. Dans la voie rouge, l'accord est moins bon et l'étalonnage risque fort d'en pâtir. En particulier, la présence des raies telluriques dans le spectre perturbe le lissage de façon importante et introduit des fluctuations indésirables dans les domaines de longueur d'onde correspondants. La correction de ces raies devra donc bien avoir lieu avant l'étalonnage en flux pour que celui-ci soit effectué correctement.

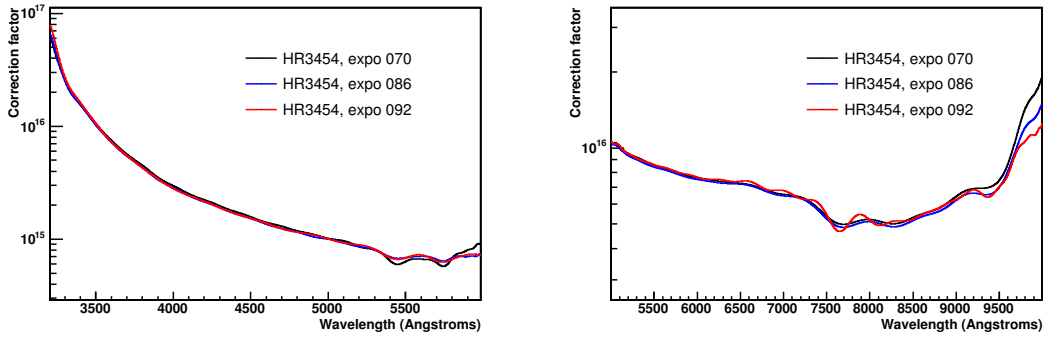


FIG. 10.4 – Facteur de correction en flux calculé à partir de trois spectres de HR3454 de la nuit 06 014.

Avant d'appliquer une de ces corrections aux spectres des autres poses, nous avons choisi de vérifier la cohérence de l'étalonnage en l'appliquant au spectre dont elle est issue (figure 10.5). Notons que, pour obtenir la correction en flux, diverses opérations doivent être effectuées pour coordonner les résolutions en longueur d'onde entre spectre de référence et spectre SNIFS notamment. Après avoir dégradé le spectre obtenu par SNIFS, le spectre obtenu pour le facteur $(\mathcal{T}(\lambda))^{-1}$ est lissé (avec un polynôme dont le degré est en général de 8, mais que l'on peut contraindre à une autre valeur) pour obtenir les courbes de correction de la figure 10.4. L'étalonnage est ensuite obtenu en multipliant le spectre à étalonner par ce facteur de correction et en prenant en compte temps de pose et extinction atmosphérique (équation 5.4). Nous avons choisi ici d'auto-étalonner le spectre de HR3454 issu de

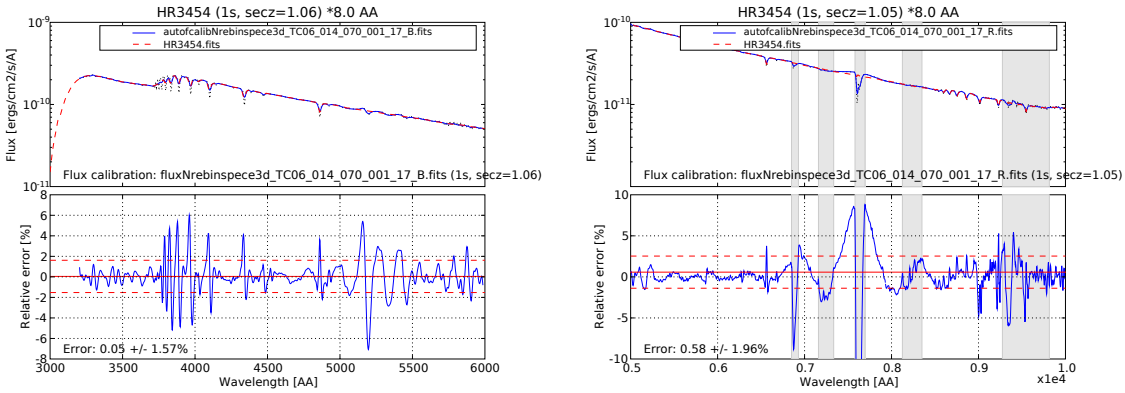


FIG. 10.5 – Auto-correction de la pose 070 de HR3454 de la nuit 06 014 : la correction en flux issue de ce spectre lui est appliquée, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas.

la pose n°070 de la nuit 06 014, pris à une masse d'air de 1.055. Pour la voie bleue, au-delà de 5100 Å on remarque d'importantes structures dues à la mauvaise correction des structures liées à la lame dichroïque : en effet, le lissage de la correction en flux calculée peut exagérer les fluctuations existantes et introduire des écarts à la réalité. C'est ce qui explique les différences observées dans ce domaine entre les trois spectres de correction de la figure 10.4. Pour les plus faibles longueurs

d'onde, un pic peut être observé dans l'erreur relative entre spectre étalonné et spectre de référence au niveau de chaque raie du spectre. Ceci est dû à un mauvais étalonnage en longueur d'onde du spectre de référence : les données prises par Hamuy [76, 78] semblent souffrir d'un effet de fente puisque ces pics n'apparaissent pas lors de l'étalonnage d'étoiles pour lesquelles nous disposons de spectres de référence issus d'autres sources. Pour la voie rouge, les zones grisées correspondent aux raies telluriques et ne sont pas considérées dans l'étalonnage. On remarque là aussi une structure due à la lame dichroïque (aux très faibles longueurs d'onde) et des pics au niveau des raies. La présence des raies telluriques semble polluer également les zones voisines et l'auto-étalonnage n'est pas entièrement satisfaisant. On remarque donc ici que l'obtention des spectres de correction et leur application elles-mêmes ne sont pas exemptes d'erreurs, la correction d'un spectre par lui-même souffrant d'écarts non négligeables dans certaines zones, principalement dues aux effets de lissage.

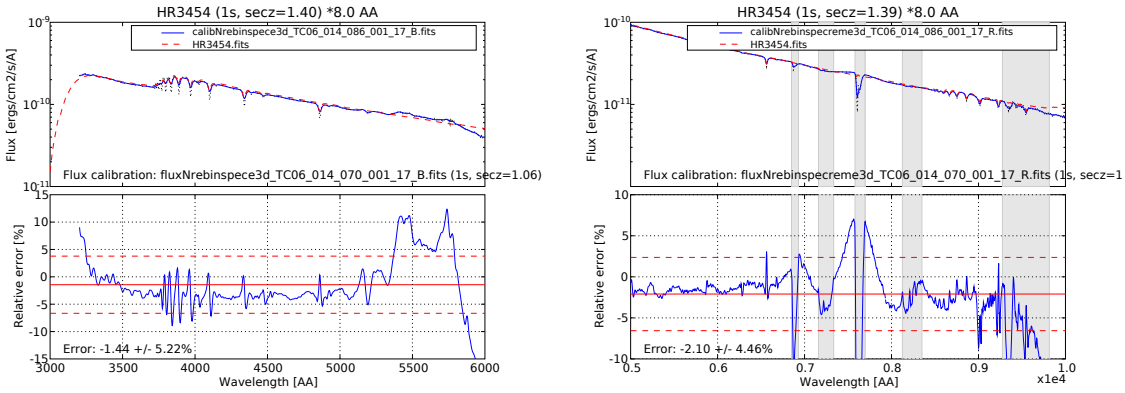
Voyons maintenant le résultat de l'étalonnage des autres spectres de HR3454 pris cette nuit-là par le spectre de correction issu de cette pose n°070 (figure 10.6). On retrouve dans ces erreurs relatives entre spectres étalonnés et spectres de référence les mêmes types d'écarts que dans le cas de l'auto-étalonnage, mais de façon amplifiée. On constate également des écarts systématiques à la référence, notamment pour la voie rouge de la pose 086, ce qui semble être cohérent avec les écarts obtenus entre les différents spectres de transmission. Apparaissent également des écarts importants pour les domaines de longueurs d'onde extrêmes de chaque cube, dus à la mauvaise extraction du spectre dans ces domaines, où d'une part la transmission instrumentale est faible, et d'autre part les spectres du cube subissent des pollutions au niveau du CCD par la superposition avec le second ordre de réfraction du réseau notamment. Là encore, une analyse approfondie de ces spectres étalonnés est prématurée, mais il semble au vu de ces figures que, dans de bonnes conditions (nuit photométrique), l'étalonnage en flux est fiable à 10% près.

Afin de vérifier l'existence d'un éventuel biais dû au fait que nous n'avons ici considéré que des spectres de la même étoile, on représente figure 10.7 les spectres de l'étoile Hiltner600 de la même nuit étalonnés avec le même spectre de correction (issu du spectre de HR3454 de la pose n°070). Un biais est donc visible : si la dispersion autour de la valeur moyenne de l'erreur relative n'excède pas 10%, la valeur moyenne, elle, s'écarte de zéro, notamment pour les poses prises à grande masse d'air (notée "secz" dans les graphes). Il nous faut donc rester très attentifs à ces écarts observés afin de tenter de les comprendre s'ils sont toujours présents après amélioration de l'extraction.

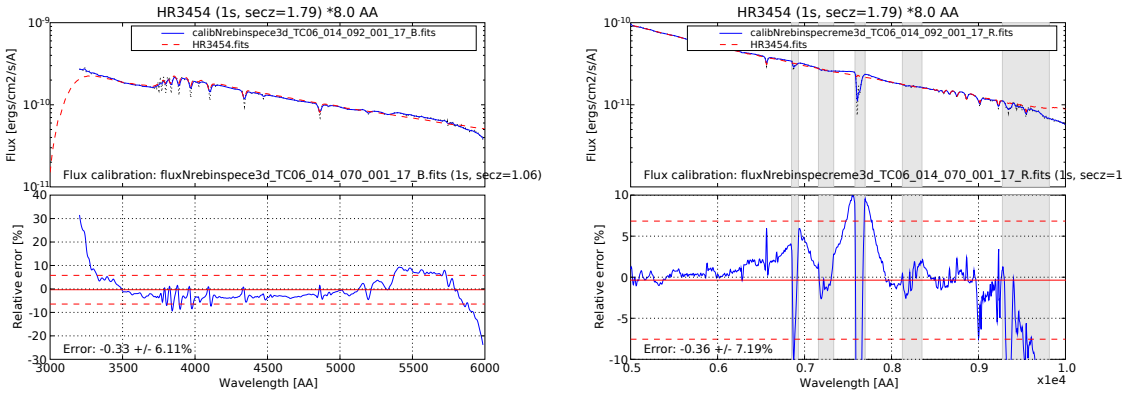
10.3.1 Addendum

Entre le moment où le manuscrit a été déposé et la soutenance, le code permettant d'exclure les raies telluriques de l'étalonnage en flux est devenu opérationnel et a pu être intégré à la procédure d'étalonnage standard. Nous présentons ici les résultats obtenus grâce à cette dernière version de la procédure sur les mêmes spectres extraits avec l'ajustement de PSF. La figure 10.8 représente l'équivalent actuel de la figure 10.4, et nous permet de constater la réelle amélioration dans l'estimation du facteur de correction en flux : les oscillations autour des longueurs d'onde affectées par les raies d'absorption tellurique (notamment vers 7500 Å) ont désormais disparu. Seule une zone reste mal corrigée au-delà de 9200 Å. Ceci s'explique par l'étendue en longueur d'onde des perturbations apportées par l'absorption atmosphérique dans cette zone, et le fait que l'étendue restante aux longueurs d'ondes extrêmes (9800 - 10000 Å) soit à la fois faible et victime d'autres perturbations (second ordre de réfraction du réseau). L'interpolation effectuée ne réussit donc pas à corriger cette zone correctement. Dans le canal bleu, les perturbations dues aux fluctuations des propriétés de la lame dichroïque sont toujours présentes.

La figure 10.9, équivalent de la figure 10.5, représente les résultats obtenus pour l'étalonnage en flux du spectre d'une étoile par lui-même. La voie rouge n'est plus affectée par le mauvais facteur de correction auparavant obtenu autour des raies telluriques, et la qualité de l'auto-étalonnage en



(a) Pose n°086

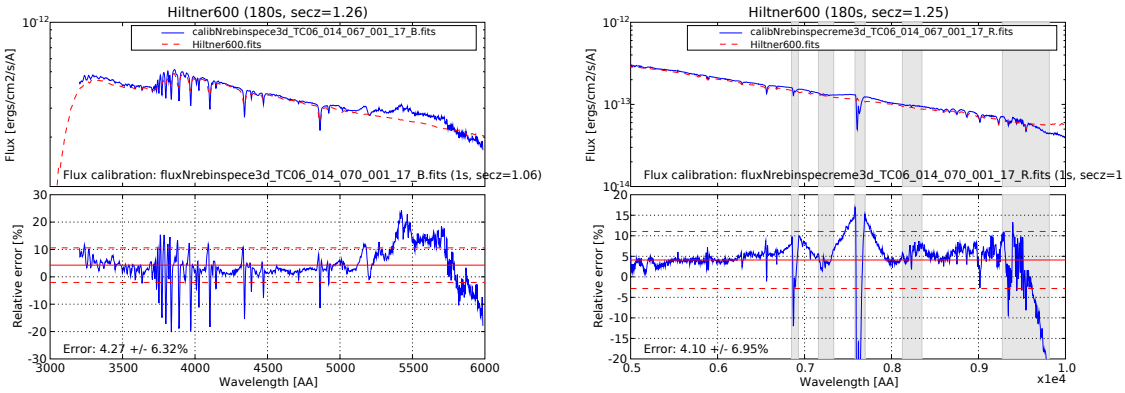


(c) Pose n°092

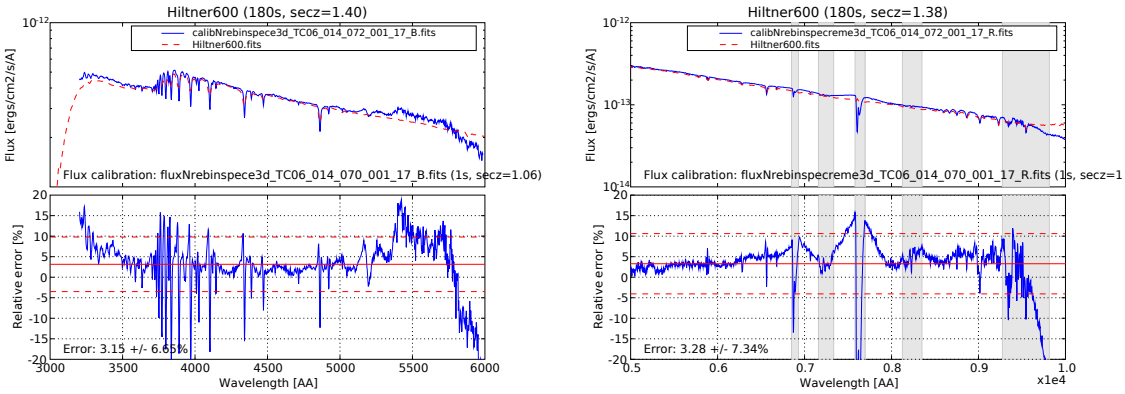
FIG. 10.6 – Correction des spectres de HR3454 de la nuit 06 014 par le spectre de la pose n° 070 : la correction en flux issue de ce spectre est appliquée aux autres spectres, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas.

est améliorée : l'erreur sur le flux passe de 2% à 1%. Notons que dans le cas de la figure 10.5, le spectre des erreurs relatives a subi un lissage (calculé sur une base de 8 Å) qui ne semble plus disponible aujourd'hui et qui explique les différences obtenues pour la voie bleue. Les graphes les mieux comparables seront donc ceux concernant l'étalonnage en flux de Hiltner600, n'ayant pas subi ce lissage pour la figure 10.11.

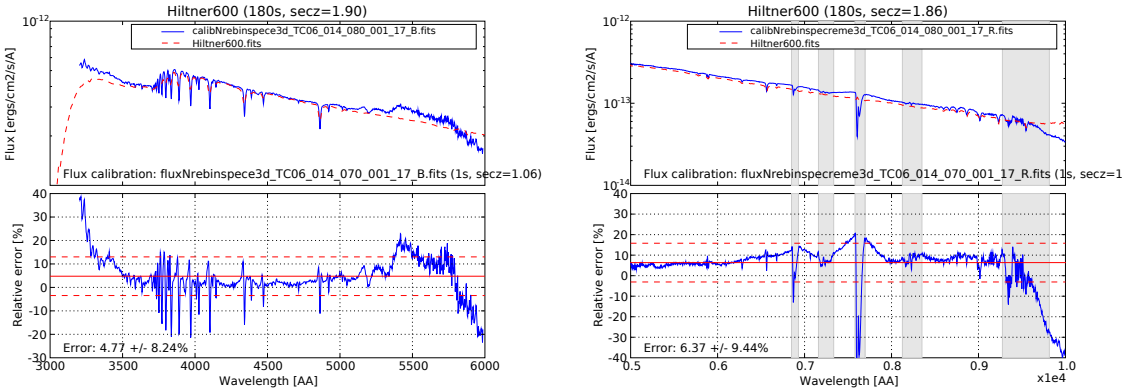
On représente enfin les figures 10.10 et 10.11, équivalents respectifs des figures 10.6 et 10.7. Nous remarquons ici que l'exclusion des raies telluriques lors du calcul du facteur de correction en flux améliore la qualité de l'étalonnage en flux en réduisant l'écart aux données d'environ 1% du flux total. Cette amélioration est non négligeable, mais ne modifie pas les conclusions générales de ce travail de thèse.



(a) Pose n°067



(c) Pose n°072



(e) Pose n°080

FIG. 10.7 – Correction des spectres de Hiltner600 de la nuit 06 014 par le spectre de la pose n° 070 : la correction en flux issue de ce spectre est appliquée aux autres spectres, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas.

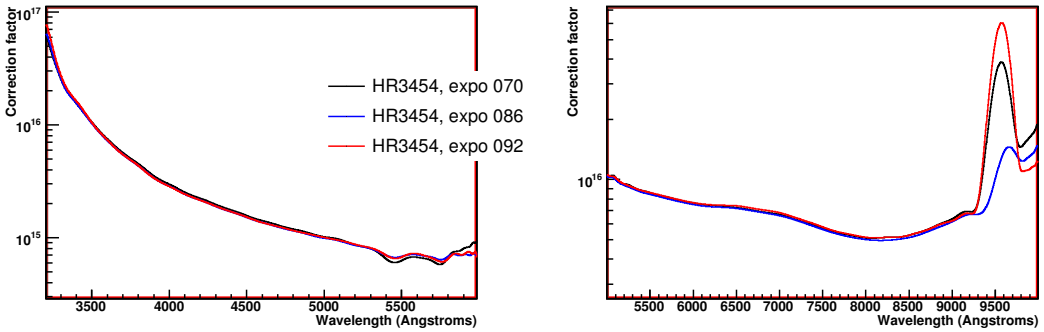


FIG. 10.8 – Facteur de correction en flux calculé à partir de trois spectres de HR3454 de la nuit 06 014, raies telluriques exclues.

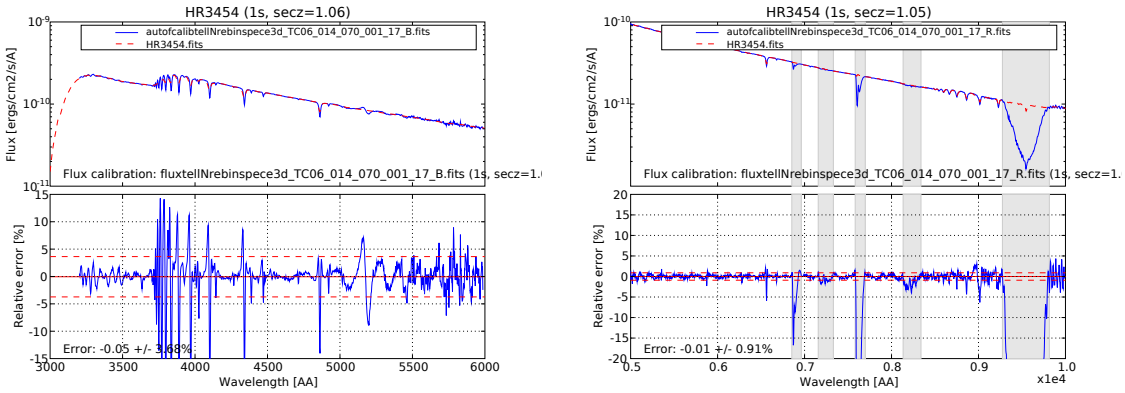
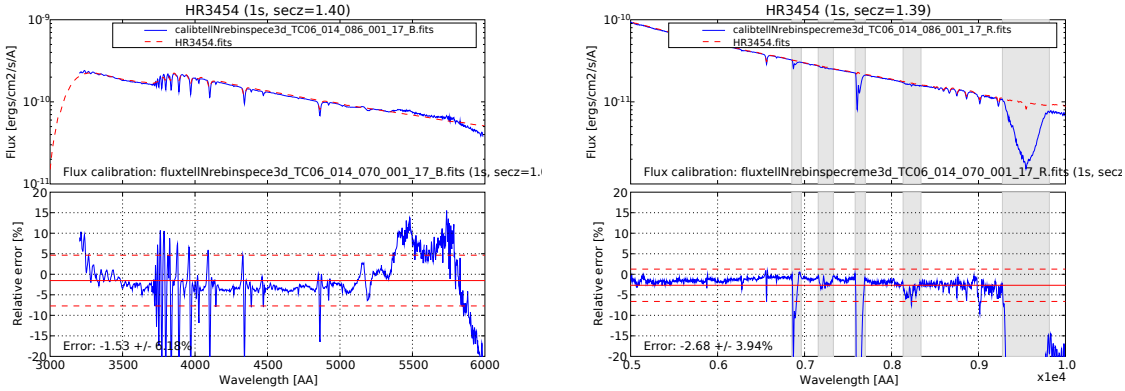
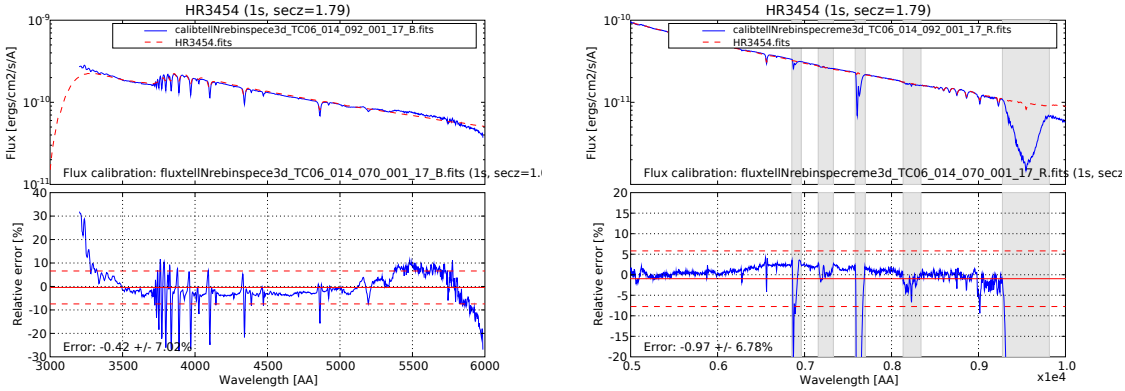


FIG. 10.9 – Auto-correction de la pose 070 de HR3454 de la nuit 06 014 : la correction en flux issue de ce spectre lui est appliquée, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas. Le spectre de correction a été calculé en excluant les domaines de longueur d'onde affectés par l'absorption atmosphérique.

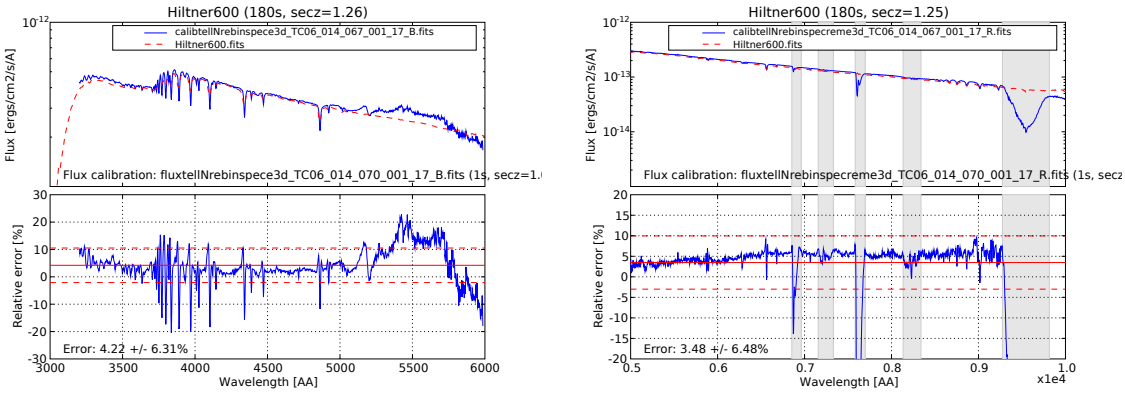


(a) Pose n°086

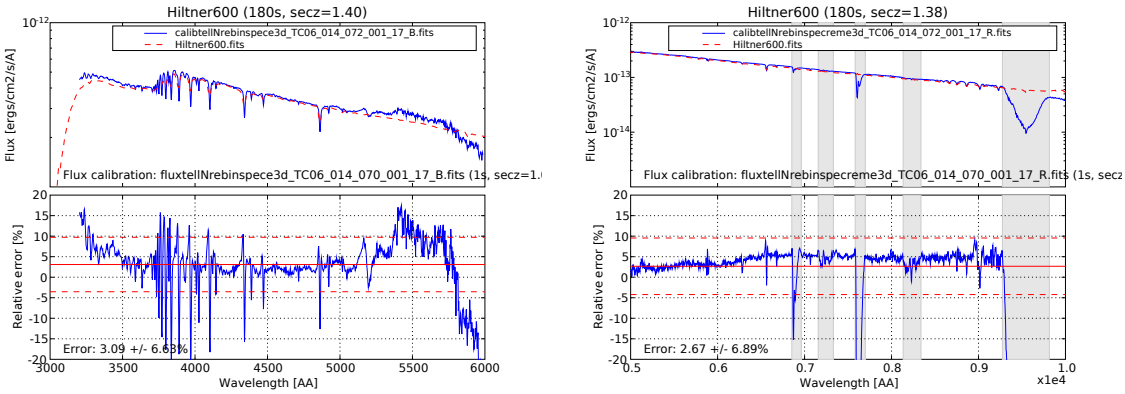


(c) Pose n°092

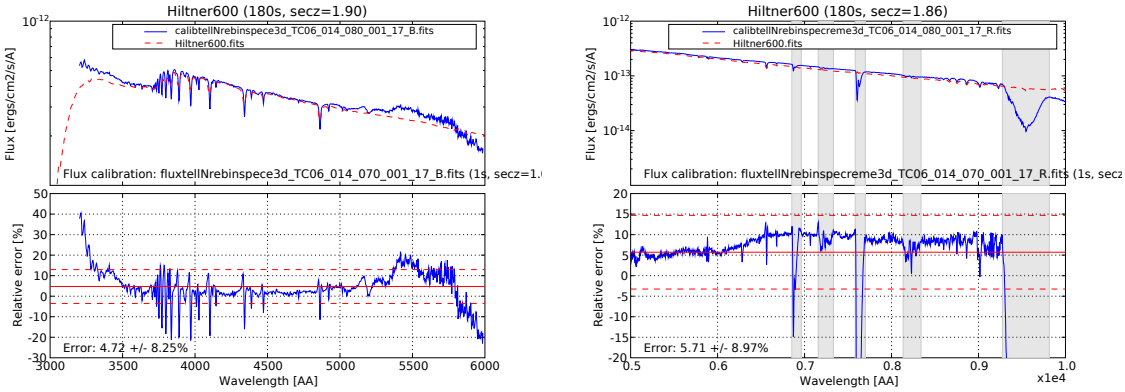
FIG. 10.10 – Correction des spectres de HR3454 de la nuit 06 014 par le spectre de la pose n° 070, raies telluriques exclues : la correction en flux issue de ce spectre est appliquée aux autres spectres, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas.



(a) Pose n°067



(c) Pose n°072



(e) Pose n°080

FIG. 10.11 – Correction des spectres de Hiltner600 de la nuit 06 014 par le spectre de la pose n° 070, raies telluriques exclues : la correction en flux issue de ce spectre est appliquée aux autres spectres, puis le résultat obtenu est comparé au spectre de référence (après dégradation de résolution : le spectre étalonné est représenté en pointillés noirs, puis en bleu après dégradation de résolution pour pouvoir être comparé au spectre de référence, en rouge) : superposition en haut, erreur relative entre les deux en bas.

Cinquième partie

Conclusion et perspectives

L'expérience SNfactory, actuellement en pleine phase de prise de données, a connu plusieurs problèmes qui ne lui permettent pas aujourd'hui de présenter les résultats attendus. L'objectif était en effet d'obtenir en trois ans, pour 300 supernovæ de type Ia, une série de spectres précis à différents stades de l'évolution de l'objet. Deux ans sont déjà écoulés et seulement une trentaine de supernovæ ont été suivies, dont une vingtaine ont été découvertes par d'autres expériences. Mais les récents progrès, tant au niveau de la recherche de supernovæ qu'à celui de la meilleure compréhension des données, font que nous avons bon espoir aujourd'hui de rattrapper une partie du retard accumulé. Peut-être l'expérience pourra-t'elle également bénéficier de temps de télescope supplémentaire pour se rapprocher de ses objectifs. Reste maintenant à obtenir une bonne analyse de ces données, qui passe bien entendu par un étalonnage de qualité.

Ce travail de thèse a eu pour but de participer à la bonne qualité de cet étalonnage, et y a contribué de plusieurs façons, apportant des améliorations à divers niveaux de l'analyse : en étudiant les caractéristiques des capteurs CCD, en s'intéressant aux différents spectres de référence disponibles pour les étoiles étalons nécessaires à l'étalonnage en flux, et surtout en réalisant un programme d'extraction du spectre d'un objet ponctuel à partir du cube de données par ajustement de PSF.

Comme nous l'avons vu, ce programme fonctionne, mais n'est pas parfait et peut encore être amélioré. En particulier, la précision actuelle de l'extraction est de l'ordre de 5 à 10%, alors que le but final de SNIFS est d'atteindre une précision de l'ordre du pourcent. Le jeu de tests que nous avons effectué permet de cerner au moins en partie les problèmes restants. Parmi eux, on peut citer par exemple la nécessité de mieux comprendre la gestion de la matrice d'erreur lors de l'ajustement fait par Minuit. On peut envisager par exemple de lui faciliter la tâche en ramenant les différents paramètres ajustés à des grandeurs comparables, ou encore en ajoutant les dérivées analytiques de la fonction à minimiser. Le progiciel est prévu pour pouvoir fonctionner avec différentes options et est donc modulable à souhait, ce qui permet de réaliser facilement d'autres tests ou réglages sur l'ajustement lui-même.

Il serait également souhaitable de mieux comprendre le comportement spectral de l'extraction dû aux ajustements intermédiaires et qui semble faire apparaître des structures dans les spectres, comme nous l'ont montré les tests de cohérence effectués. Des études plus approfondies de cubes simulés semblent donc appropriées. De même, si la robustesse de l'extraction est déjà satisfaisante à ce stade, la vérification de la pertinence de la fonction de Moffat pour modéliser l'image et l'éventuel ajout d'autres fonctions sont à envisager pour augmenter la précision de l'extraction. La fonction de Moffat montre en effet des faiblesses dans la dégénérescence de son paramètre β avec l'estimation du fond de ciel. La comparaison entre les extractions de sources plus ou moins brillantes a montré que l'estimation du fond de ciel était délicate et que les étoiles standards tertiaires devaient être préférées pour l'étalonnage en flux, leur temps de pose étant suffisant pour permettre une meilleure estimation de ce fond. Des tests supplémentaires doivent donc être faits autour de ces étoiles standards tertiaires. Le recoupement avec les données issues de la voie photométrique et permettant d'obtenir des indications sur le seeing sont à envisager notamment pour mieux connaître le comportement des ailes lointaines de la PSF et contraindre les paramètres de l'ajustement. Nous pourrons ainsi aboutir à son utilisation sur les poses de supernova, contenant un fond galactique

important et souvent structuré.

Nous avons également pu constater au cours de cette étude les améliorations apportées par une extraction par ajustement de PSF. Cette méthode d'extraction s'avère en effet indispensable dans le cas de SNIFS, car la petite taille de son champ induit des pertes de flux. Elle permet également d'obtenir une meilleure estimation du fond de ciel et des faibles flux que l'extraction par photométrie d'ouverture dont nous disposions jusque là.

Enfin, les études supplémentaires effectuées à partir de cette extraction ont permis de constater que l'extinction atmosphérique de référence pour le Mauna Kea, mesurée il y a une vingtaine d'années, n'était plus d'actualité dans certains domaines de longueur d'onde.

Le travail effectué ici jette donc les bases nécessaires pour un étalonnage en flux précis et pour une bonne extraction des données SNIFS, compliquées par la petite taille du champ mesuré et par son échantillonnage non optimal pour une étude photométrique. Ces travaux seront donc sans doute très utiles pour le traitement des données SNIFS et pourront également servir à d'autres spectrographes à champ intégral pour des expériences futures.

Sixième partie

Annexes

Annexe A

Retour sur la photométrie en astronomie

A.1 Les magnitudes

Dans l'antiquité, le flux absolu ne pouvait pas être mesuré avec précision, aussi les astronomes ont-ils introduit la notion de magnitude. Il y avait alors six grandeurs, et les étoiles de première grandeur étaient les plus brillantes. Cette notion a été reprise depuis, et on définit la magnitude apparente m_{app} (ou tout simplement m) comme une échelle logarithmique (logarithme décimal) de luminosité de la façon suivante :

$$m_{app} = -2.5 \log \frac{F}{F_0} \tag{A.1}$$

où F est le flux reçu de l'étoile considérée, et F_0 un flux de référence. La référence choisie est généralement Véga (αLyr). Le flux reçu dépendant de la distance d à laquelle se situe l'étoile, (dépendance en d^{-2}), la magnitude apparente dépend elle aussi de d. On définit donc une magnitude absolue M qui est la magnitude apparente qu'aurait l'objet s'il était situé à 10 pc[1], soit

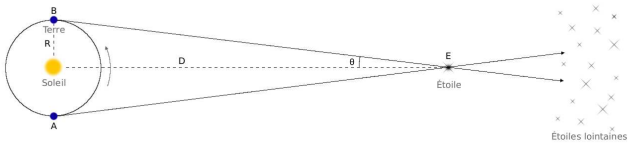
$$M = -2.5 \log \frac{F(10 \text{ pc})}{F_0} \tag{A.2}$$

En général, on utilise en photométrie des filtres standards, définis par une fonction de transmission $tr(\lambda)$ et pour lesquels le flux devient donc :

$$F_X = \int_0^{+\infty} tr_X(\lambda) F(\lambda)\, d\lambda \tag{A.3}$$

où X est un indice désignant le type ("la couleur") du filtre. La magnitude dans ce filtre sera alors la magnitude calculée avec les flux F_X et $F_{0,X}$.

[1] À cause du mouvement orbital de la Terre, une étoile proche décrit sur le fond du ciel une ellipse dont le demi-grand axe (ou plutôt l'angle sous lequel on le voit, noté θ sur le schéma) est appelé parallaxe. La parallaxe étant souvent très faible, on peut se placer dans l'approximation des petits angles et écrire $\theta = R/D$, où R est la distance de la Terre au Soleil, soit une unité astronomique (U.A.), et D la distance de l'objet.



On définit le parsec 'pc' comme étant la distance d'une étoile ayant une parallaxe d'une seconde d'angle. L'étoile la plus proche du système solaire, Proxima Centauri, ayant une parallaxe inférieure à une seconde d'arc, l'approximation des petits angles reste justifiée. Un parsec représente 3.26 années lumière, soit environ 3×10^{12} km.

Remarquons que magnitudes apparente et absolue sont reliées et leur différence ne fait intervenir que la distance de l'objet :

$$\begin{aligned} m_{app} - M &= -2.5 \log \frac{F(d)}{F(10 \text{ pc})} && \text{(A.4)} \\ &= -2.5 \log \frac{(10 \text{ pc})^2}{d^2} && \text{(A.5)} \\ &= 5 \log \left(\frac{d}{10^6 \text{ pc}} \times 10^5 \right) && \text{(A.6)} \\ &= 25 + 5 \log \frac{d}{1 \text{ Mpc}} && \text{(A.7)} \end{aligned}$$

Ainsi, pour un objet lointain, on pourra exprimer m_{app} directement en fonction de la distance de luminosité (d_L devient différente de d et le remplace dans l'expression de la magnitude). Or, la distance de luminosité étant elle-même reliée au décalage vers le rouge $\mathfrak{z}$, la relation utilisée pour construire le diagramme de Hubble est la relation "magnitude-redshift", de la forme (ici pour les petits décalages vers le rouge) :

$$m_{app}(\mathfrak{z}) \simeq M + 5 \log(c\mathfrak{z}) - 5 \log H_0 + 25 \tag{A.8}$$

On appelle alors magnitude de point zéro $\mathscr{M}$ le terme constant $\mathscr{M} = M - 5 \log H_0 + 25$, et on a :

$$m_{app}(\mathfrak{z}) = \mathscr{M} + 5 \log(c\mathfrak{z}) \tag{A.9}$$

A.2 La correction de masse d'air (ou d'extinction atmosphérique)

La lumière que l'on reçoit sur Terre doit traverser l'atmosphère avant de nous parvenir, et en est modifiée. Ces modifications dépendent de la quantité d'atmosphère traversée, donc de la hauteur dans le ciel de l'objet observé. Avant de pouvoir corriger l'influence de l'atmosphère sur la lumière qui nous arrive, il faut donc pouvoir estimer l'épaisseur traversée. Pour cela, il faut connaître les coordonnées de l'objet dans le ciel au moment de l'observation. Tout est compliqué par la rotation de la Terre sur elle-même, qui rend l'épaisseur traversée dépendante du temps. Revenons donc sur les systèmes de coordonnées célestes couramment utilisés.

Considérons pour cela un observateur O qui observe un objet placé en M (figure A.1). L'axe P-P' est l'axe des pôles : pour nous, P représente le pôle Nord de la voûte céleste, où se trouve approximativement l'étoile polaire. Le point Z est le zénith : point situé à la verticale pour l'observateur (l'axe OZ passe également par le centre de la Terre, à la surface de laquelle O se trouve). (A) est l'équateur céleste, et (m) le méridien local.

Selon le point de vue choisi pour l'observateur, le système de coordonnées choisi peut être différent. Tout d'abord, le système horizontal, relativement simple, utilise l'horizon et le zénith comme références. La figure A.2 représente ce système de coordonnées, où le point M est repéré sur la ciel par son azimuth a et sa hauteur h. L'azimuth est l'angle formé entre le plan méridien et le plan contenant O, Z et M. La hauteur est l'angle formé par OM par rapport à l'horizon. Ce système de coordonnées est assez intuitif, mais peu utilisé en astronomie pour deux raisons : il dépend du lieu d'observation, et l'objet observé se déplace dans ce repère au cours de l'observation. Il permet cependant de définir l'angle azimuthal θ_z (noté z sur la figure) qui permet de déterminer l'épaisseur d'atmosphère traversée par la lumière de M avant de parvenir en O. En effet, lorsque l'objet est au zénith, sa lumière traversera la plus petite épaisseur d'air possible, alors qu'à l'horizon cette épaisseur sera très importante. On définit donc la "masse d'air" z à partir de l'angle zénithal θ_z ainsi :

$$z = \sec \theta_z = \frac{1}{\cos \theta_z} \tag{A.10}$$

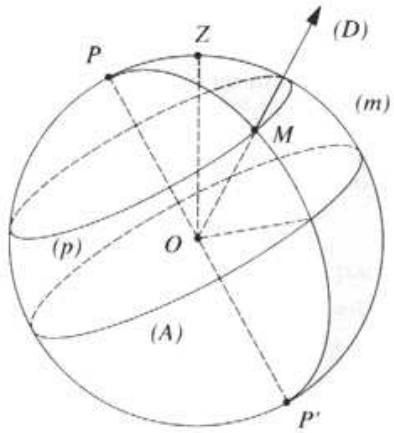


FIG. A.1 – La sphère céleste pour un observateur O regardant l'objet M.

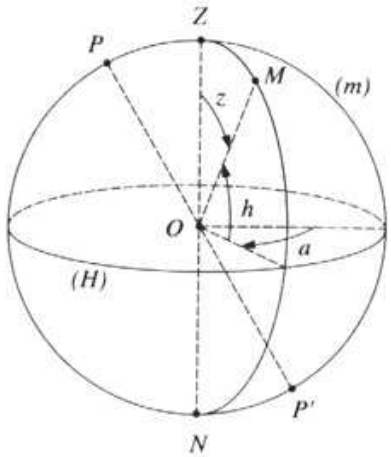


FIG. A.2 – Le système de coordonnées horizontal, ou local, pour la position d'un objet sur le ciel.

On a alors bien $z = 1$ lorsque $\theta_z = 0$, puis z augmente avec θ_z.

Mais ce système de coordonnées est peu utilisé, au profit du système équatorial, plus complexe mais plus universel, ne dépendant pas du lieu ni de la date. Le système équatorial utilise l'équateur céleste (A) et le pôle P (figure A.3). Le point de référence γ à partir duquel on détermine la première de ces coordonnées, α, appelée ascension droite, est le point vernal, ou nœud ascendant : c'est le point où se trouve le Soleil à l'équinoxe de printemps, lorsqu'il croise l'équateur céleste (avant de "monter" de plus en plus haut dans le ciel). L'ascension droite est l'angle formé entre Oγ et la projection de la direction d'observation sur l'équateur céleste. La déclinaison δ est l'angle formé par la direction d'observation avec sa projection sur le plan équatorial. α et δ ne dépendent donc ni du lieu d'observation, ni de la date, car ce repère suit la rotation de la Terre. Ce sont donc des coordonnées universelles (petit bémol : avec la précession des équinoxes, γ se déplace très lentement le long de l'équateur céleste, c'est pourquoi l'on doit également préciser une "époque" considérée pour le calcul de α et δ). On utilise aussi parfois l'angle horaire H, en heures, pour savoir rapidement

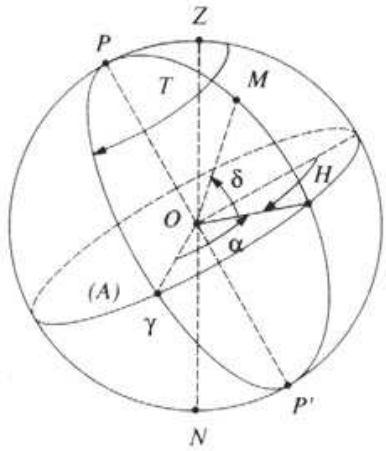


FIG. A.3 – Le système de coordonnées équatorial, pour la position d'un objet sur le ciel.

où se situe un objet dans le ciel : H étant défini par rapport au méridien local, il est nul lorsque l'objet est au plus haut, et augmente d'une heure (soit 15°) en une heure de temps.

On peut passer d'un système de coordonnées à l'autre en connaissant la longitude du lieu d'observation, et ainsi relier z à un instant donné à α et δ. z varie de façon non linéaire avec le temps : plus il est grand, plus il varie rapidement. Ceci peut affecter les poses longues. Une fois z connu, on peut s'intéresser à l'extinction atmosphérique subie par la lumière : on peut considérer en effet qu'elle est directement proportionnelle à la masse d'air. On utilisera alors en général une extinction atmosphérique $\varepsilon(\lambda)$ en magnitude par masse d'air. Son influence sur le flux sera alors un facteur $\mathcal{A}(\lambda)$ de la forme :

$$\mathcal{A}(\lambda) = 10^{-0.4z\varepsilon(\lambda)} \tag{A.11}$$

Annexe B

Manuel d'utilisation du progiciel Snifs_analysis

Ici est ajouté le manuel d'utilisation de *Snifs_analysis* destiné aux membres de la collaboration SNIFS désireux d'utiliser ce progiciel. Il est donc naturellement en anglais.

B.1 Introduction

The C++ IFU package *Snifs_analysis* contains a wrapper to the IFU library[1] in order to deal with the Euro3D format, and a group of tools allowing to do some analysis, such as psf fitting. It is thus divided into two packages : one containing the wrapper and basic tools, and one containing analysis tools.

B.1.1 tools3d package

This is the C++ wrapper to the IFU library. It contains the classes corresponding to the different objects, such as : `Cube, Spectrum, Slice, Spaxel` ; and also a class `SpaxelInfo`, that contains a spectrum and its associated spaxel structure information (position, area, etc.). This is the recommended class to use when dealing with a spectrum.

The main class `Cube`, which contains a bunch of operations on cubes, such as adding, scaling, rebinning, selecting parts or duplicating structure. It also contains all sorts of getters in order to be able to deal with the data contained in the cube by several different means. There is also the ability to create new cube files, and a bunch of setters to fulfill the created cubes. While opening a cube, all the data is automatically loaded in SpaxelInfo structures in order to let the data easily available in memory. As soon as one structure is asked (load one slice for example), then it is assumed that one may want to also get another one of the same time, so all the equivalent structures are loaded in memory (here, all the slices). This enables a quick behaviour while doing loops.

The `Slice` class doesn't call the Euro3D `SLICE` structure directly, because this structure reconstruct the slice at each call, being optimized to deal with spectra. As the purpose of the package is to do PSF fits on the slices, an easier access is here implemented.

The `Spectrum` and `Spaxel` classes are closer to direct wrappers to the Euro3D structures, and the `SpaxelInfo` class is oriented to link both informations. Some utilities like adding several bins in wavelength are added.

[1] http ://www-obs.univ-lyon1.fr/Euro3D/LCL/

B.1.2 psffit package

This package intends to give significant analysis tools, such as PSF fitting on a slice. It contains three main classes : `FitFunction, Fitpsf`, and `Extractor`.

The `FitFunction` class, as its name may suggest, contains the PSFs to be fitted to the data as derived classes to this class. One can deal for example with parameters or derivatives of the function. Once the parameters set, this class also allows to get an ideal slice from the PSF : this is the tool to do reconstruction or simulation.

The `Fitpsf` class contains the function to be minimized (χ^2) and the minimization function which calls the Minuit algorithm. The Minuit parameters are set in this minimization function, and there is the availability of several of them.

Finally, the `Extractor` class contains several utilities, mainly oriented to get the primary information from the slice to be fitted and to set the initial values for the PSF parameters. It thus can give evaluations of ground, FWHM or maximum and uses it to do the initialization of the PSF fit.

B.2 User supplied executables

All executables are found in the `user/bin` subdirectory. Only some of the executables provided to the user are to be used in normal extraction operations. The other executables include partial analysis and miscellaneous facilities.

B.2.1 Main executable : spec_extract

First approach and command syntax

spec_extract is the executable that extracts a data spectrum from a data cube. It may be used a very simple way, taking a Euro3D cube in input and giving a *.fits* spectrum in output. The syntax is then :

```
> spec_extract -in incube.fits -out outspec
```

It also gives in output two other spectra : sky_outspec.fits and var_outspec.fits, the extracted sky spectrum and the errors spectrum. Several options are available, that can be listed while typing

```
> spec_extract -h
```

These options will be described in section B.2.1, but to understand their meaning, let's first describe how this program works.
Notice that '>' refers to the prompt, and has not to be typed by the user. It shows the starting of a new command line (some of them may be longer than one line in this documentation).

How it works

spec_extract calls the MINUIT minimization algorithm from CERN, via the ROOT C++ package (CERN Data Analysis Framework). To feed this algorithm, one should have data (here, a slice) and a consistent point spread function (PSF) (the function to be minimized by MINUIT is a chi square calculated from the data and the PSF. Another minimization function can easily be implemented if found useful). The PSF can be choosen as an option while running the executable. The data is taken from the input cube : the fit is done on each slice of the cube, in order to get a value of intensity for each bin in lambda. The input cube must be compatible with the Euro3D format, and truncated (same bounds for all spectra, this is mandatory to extract slices). For example the 'TC'

cube given by *quick_ calib* or *quick_ spec* may be used after conversion in Euro3D format (tig → fits).

By default, the fit is first done without considering the spaxel area : it compares the value of flux on the spaxel to the value of the fit function at the position corresponding to the center of the spaxel. Some tests showed that the result on the extracted flux was very close to the one obtained while integrating : at most 1% difference. *spec_ extract* also has the possibility to get an approximation of the flux integration over the spaxel's surface : the fit function is then calculated at several positions within the spaxel, and the integral is compared to the data spaxel's value. This slows the extraction a lot. See details in option **-integ** explanation.

The fit is done in three steps (**new version ! !**) . First, the cube is rebinned (adding slices 10 by 10 by default, this can be changed by **-rebin** option) and each new slice is fitted, leaving all parameters free : position, width, flux, ground,..., depending on the choosen fit function. Results are logged in a ROOT file in order to be used in the next step. Among them, a histogram containing all the values obtained for one of the fit parameters (beta for the Moffat function) and a fit of its behaviour with wavelength are made. The fit now takes the errors on the parameter into account. Second, another PSF fit is made on each rebinned slice, letting all parameters free except the one fitted before that is fixed. New histograms are made to fit the behaviour of other parameters with wavelength, in order to get all the information on position and width of the object. The atmospheric differential refraction (ADR) fit is made using a standard function for ADR (see A. Filippenko, PASP 1982, vol 94 pp. 715-721), using keyword AIRMASS from the cube's fits header, and joining degenerate pressure and temperature dependancies into a single fit parameter. The evolution of seeing with wavelength is determined by using second degree polynomial laws for each parameter (alpha and beta for the Moffat). Last, *spec_ extract* goes back to the input cube and fits each slice, with x, y and width parameters fixed by the previously found functions. That way it allows the fit to concentrate on flux and ground extraction.
This version gives intermediate output files : the rebinned input cube, "tempbincube.fits", and the ROOT files issued of the first two fits, "temp_*.root" and "temp2_*.root" (where '*' is replaced by the name of the final output tree if the user chose to get one). This may lead to a question before overwriting the file when the program is run several times. To avoid this, please use the **-noask** option. To use a more simple version of *spec_ extract*, for example fitting every parameter only once for each slice, just use the **-simplefit** or the **-verysimplefit** options (see next section).
To get the results of the parameter fits versus lambda, you can get the histograms in the corresponding "temp*" files : in the "temp_*.root" file, there is the first histogram with its fit's result, and in the "temp2_*.root", the other histograms ("hx" is x vs. lambda, "hy" is y vs. lambda,...) and their fit's results. If the fit is not satisfactory ($\chi^2/ndf > 5$), there is a try to robustify it while eliminating the eventual outliers (bad fitted slices that still pass the cuts on fit consistency). You will see a warning when it is the case. A new histogram (named "hx2", "hy2",...) will be filled without the points that are far (5σ) from the first fit's result and a second fit will be performed. If this last fit is still unsatisfactory, there will be a warning and *spec_ extract* will end at this (first or second PSF fit) level.

The results of the last fit may be checked with more detail : see in section B.2.1 the options **-outtree**, **-reconstruct** and **-residuals**.

Available options

- **Choice of the point spread function** These may be the most useful options for the simple user. Available functions are for the moment : simple but non axi-symmetrical 2D Gaussian,

simple circular Moffat, and simple elliptical Moffat along x or y axis. The constant function is not available for such a complex fit as *spec_extract* : to do tests with this function, please use *fitslice* on a slice. Other functions can be added in the package. Syntax : **-fnGauss2d** for a (not necessarily symmetrical) 2D Gaussian, **-fnMoffat** for a circular Moffat, and **-fnEllMoffat** for an elliptical Moffat (along x or y) function. Default is circular Moffat.

- **Change of the binning of the cube for the first PSF fits** The binning of the cube used for the two first fits can be changed via the **-rebin** option. Default is 10, so that slices will be added 10 by 10. One may want more if S/N ratio is weak. It works the same way as the executable *bincube* does (see B.2.3).

- **Choice of the wavelength range for the intermediate fits** You may want to choose the range in which you want the intermediate fits (position and seeing parameters versus lambda) to be done. To do this, just use the option **-wrange wstart,wend** and the fits will be done from wstart to wend unless the cube limits are reached. The default values are 3500,5000 and 5500,9000. These are chosen that way in order to avoid eventual deviations due to borders of the cube, where the flux is too low and the first results less precise. The aim of the intermediate fits is to get a law to fix these parameters for all slices and to be less affected by this problem.
- **Stopping the fit at first results** You may want to get only a first estimation of the parameters instead of running the whole complex code. To do this, you can choose one of the two following options : **-simplefit** to stop just after the second PSF fit (one fixed parameter, others free), or **-verysimplefit** to stop just after the first PSF fit (all parameters free). Be aware that these fits are done on a rebinned cube, so you may need to add a **-rebin 1** option.
- **Getting a ROOT tree and/or various fits spectra** You may want to know what was the χ^2 for each fit, or the evolution of the position/width/... of your object with lambda/flux/... To do that there is the possibility to get a ROOT tree containing all this information. Just give your tree a name (and a title if you want) while typing **-outtree mytree.root (-treetitle mytitle)**. This is for the last fit : the intermediate trees are already saved with names starting by "temp_" and "temp2_". Remember to always put the ".root" extension to the file name. If you want to get easily a spectrum of any parameter obtained by the fit or if you don't know how to use ROOT and you still want to get this information, use *takespectrumfromtree* (see B.2.2) to extract various fits spectra from the tree.

- **Getting a reconstructed cube (and a residuals cube)** Each fitted slice can be reconstructed from the fit function with the parameters obtained from the fit. There is thus the possibility to get a cube containing all those slices while typing **-reconstruct myreconstructedcube**. A new file "myreconstructedcube.fits" will then be created, containing the cube resulting from the fit. When such a result cube is done, there is also the possibility to substract it from the real data cube to see the residuals. A cube containing this information is given by **-residuals myresidualscube**.

- **Integration on spaxel area** As explaned in the previous section, one may decide to get a better approximation of flux in a spaxel while choosing **-integ** n option (where n is an integer). The spaxel will be cut in n equal parts in both dimensions, i.e. the spaxel area will be cut in n^2 squares. Be careful, this increases a lot the time needed to do the fit !

- **Choice of a channel** If your input file is not so standard and doesn't contain the keyword "CHANNEL" in its fits header, you can choose a channel by yourself with the **-blue** or **-red** options. If the input file contains the information, these options will be ignored.

An example of use of *spec_ extract* with options may be :

```
> spec_extract -in TCYY_DDD_n_incube.fits -out YY_DDD_n_outspec -rebin 30
  -reconstruct YY_DDD_n_recons -residuals YY_DDD_n_residu
  -outtree YY_DDD_n_tree.root -treetitle YY_DDD_n -fnEllMoffat
  -wrange 5800,9000 -noask
```

Another executable to do a one slice fit : fitslice

fitslice does the same fit as *spec_ extract -verysimplefit*, but only on one choosen slice of the input cube. The input is thus the same kind of cube as for *spec_ extract*. The output is not a file, it is just the verbose MINUIT standard output giving the final parameters found for the fit function. In order to choose a slice, the user should precise the wavelength, using the mandatory **-lambda l** option, where l is a float in Angströms. The slice choosen will be the one with the closest wavelength. As for *spec_ extract*, the fit function can be choosen (default is circular Moffat as well), and reconstructed and residuals slices may be obtained. Notice that **-recontruct** and **-residuals** options give a E3D cube file, so that it is necessary to extract the slice to get a frame and be able to visualize it with ds9 for example. The **-integ** option is also available. An example of command :

```
> fitslice -in TCYY_DDD_n_cube.fits -lambda 8000 -integ 10
  -reconstruct YY_DDD_n_recons8000 -residuals YY_DDD_n_residu8000 -fnGauss2d
```

This will give you the results of the Gaussian fit on the slice which wavelength is close to 8000 Å (better for a red cube...). The 2D Gaussian function will be raughly integrated while taking 100 points in each spaxel. The reconstructed and residuals "cube" files contain only one slice. To visualize this slice the user should first extract it from the cube (for the method *extract_ slice* see section B.2.2).

B.2.2 Visualization tools

extract_slice and pickspec

These are tools that simply extract a slice (*extract_ slice*) or a spectrum (*pickspec*) from a cube. In both cases the user has to give an input cube in Euro3D format (and truncated) and a name for the output file. In the *pickspec* case, the output file is a fits spectrum (1D image), and the user must also give the coordinates of the wanted spectrum in arcseconds. In the *extract_ slice* case, the output file is a fits frame (2D image), and the user must give the wavelength of the wanted slice in Angströms. There is also the possibility to get a slice sum of all slices in a wavelength range by giving the bounds of the wanted range instead of a single wavelength. See examples :

```
> pickspec -in TCYY_DDD_n.fits -coord -0.42,1.26 -out spec-0412_YY_DDD_n

> extract_slice -in TCYY_DDD_n.fits -lambda 8000 -out slice8000_YY_DDD_n

> extract_slice -in TCYY_DDD_n.fits -lambda 4000 -lambda2 5500 -out
  slice40-55_YY_DDD_n
```

pickspec will give the spectrum corresponding to the spaxel with closest coordinates to the ones asked. Identically, *extract_ slice* will give the slice with the closest wavelength. The second example shows how to extract a single slice of wavelength 8000 Å, whereas the third example shows how to get a frame containing the sum of all slices between 4000 and 5500 Å.

It is also possible to extract the variance data from the cube while using the **-noise** option, available for both utilities.

takespectrumfromtree

Once *spec_extract* ran and that you obtained an output tree without being keen on ROOT you can still get info from the tree with this utility. *takespectrumfromtree* takes from the tree the value of the parameter you want for each wavelength and gives a *.fits* spectrum of this value. Input is then : the name of your tree file (*.root*), the tree title, the value you want to extract, and a name for the output spectrum. Example :

```
> takespectrumfromtree -in YY_DDD_n_tree.root -treename YY_DDD_n
  -value x_0 -out YY_DDD_n_xspec
```

will take from the tree given by the *spec_extract* example command the spectrum of the position along x axis obtained by the fit and put it in the "*_xspec.fits" file. You can also get a spectrum for the fit's χ^2 or the FWHM parameters thanks to this executable. List of values one can get :

- *constant* : value obtained while integrating the PSF (different from real flux, especially while not using the -integ option of *spec_extract*).
- *chi2* : value of χ^2 for the last fit.
- *x_0* : position along X axis (arcseconds).
- *y_0* : position along Y axis (arcseconds).
- PSF width parameters : *alpha* and *beta* for circular Moffat ; *alpha_x*, *alpha_y* and *beta* for elliptical Moffat ; *sigma_x*, *sigma_y* and *rho* for 2D Gaussian.
- *ground* : value of ground flux.
- **_error* : an estimation of the error on the "*" parameter

Note that the ground value is already in the "sky_*" spectrum issued from the fit code.

visuslice

This tool allows to get ROOT histograms from a slice. Input is a truncated Euro3D cube, and output is a ROOT file. The user must specify the wavelength of the desired slice. There is the possibility to compare two slices at the same wavelength from two different cubes. Example of command lines :

```
> visuslice -in TCYY_DDD_n.fits -out visuslice8000_YY_DDD_n.root -lambda 8000

> visuslice -in TCYY_DDD_n.fits -out visuslice8000_YY_DDD_n_recons.root
  -lambda 8000 -compare YY_DDD_n_recons.fits
```

List of histograms contained in the output ROOT file :

- "hslice" : gives the values of flux in the slice for all the spaxels. In X are the spaxel numbers (from 1 to 225 in usual SNIFS cubes), and in Y the fluxes.
- "hx" : gives the values of flux versus x at ymax, with xmax and ymax the maximum's coordinates.
- "hy" : gives the values of flux versus y at xmax.
- "herr" : gives the values of flux in the slice as "hslice" but with the variances associated to each value.
- "herrslice" : gives the values of variance in the slice for all the spaxels.

And if the **-compare incube2.fits** option is choosen :

- "hslice2", "hx2", and "hy2", same as "hslice", "hx", and "hy", but for the second cube.
- "hsub" : hslice - hslice2
- "hdiv" : hslice2/hslice
- "hcomp" : (hslice - hslice2)/hslice

testextract

This tool allows to get ROOT histograms to test the extraction made by *spec_extract* and its consistency. Inputs are a truncated Euro3D cube, the spectrum extracted from this cube, the ground extracted from this cube, and the residuals cube obtained from the fit. Output is a ROOT file. Example :

```
> testextract -in TCYY_DDD_n.fits -signal YY_DDD_n_outspec
  -ground sky_YY_DDD_n_outspec -residu YY_DDD_n_residu
  -out YY_DDD_n_testextract.root
```

List of histograms contained in the output ROOT file :

- "addedspec" : spectrum of the sum of all the spectra of the initial cube
- "sgspec" : spectrum of the sum of the extracted spectrum and nbspec times the extracted ground spectrum. (nbspec : number of spectra in the cube)
- "resaddspec" : spectrum of the sum of all the spectra of the residuals cube
- "recaddspec" : spectrum of the sum of all the spectra of the reconstructed cube
- "pullspec" : spectrum of the sum of all the ratios of the residuals value over the variance
- "hsub" : sgspec - addedspec
- "hdiv" : sgspec/addedspec
- "hcomp" : (sgspec - addedspec)/addedspec
- "hsub2", "hdiv2", and "hcomp2", same as "hsub", "hdiv", and "hcomp", but with resaddspec instead of sgspec
- "hdivrecons" : recaddspec/addedspec

New : There is now the possibility to select a spatial region to test with *testextract* thanks to the **-xrange**, **-yrange**, **-inside** and **-outside** options. The user selects a region while precising a range in x values and a range in y values and chooses whether he wants the sums to be done inside or outside the region. Example :

```
> testextract -in TCYY_DDD_n.fits -signal YY_DDD_n_outspec
  -ground sky_YY_DDD_n_outspec -residu YY_DDD_n_residu
  -out YY_DDD_n_testextract.root -xrange -0.42,1.68
  -yrange -1.26,1.26 -inside
```

will compute the same histograms, but adding only the data included in the region set by the chosen ranges in x and y. To do the same calculations excluding this region, just replace **-inside** by **-outside**. This allows to check the fit behaviour on PSF core and wings separately.

getextinction

This program computes the value of the atmospheric extinction from two extracted spectra of the same standard star. It takes in input two *.fits* spectra, and gives in output another *.fits* spectrum. The so extracted extinction is in mag/airmass.

```
> getextinction -in1 YY_DDD_n1_outspec.fits -in2 YY_DDD_n2_outspec.fits
  -out extinctionspecYY_DDD
```

readspec, listspec and rootify_spec

These are tools to convert a spectrum from a format to another.

- *readspec* takes a fits spectrum file and prints the values for each lambda in an ASCII file. Syntax is :

```
> readspec -in myspec.fits -out myasciispec.dat
```

- *listspec* takes a Euro3D cube and prints spectrum by spectrum all the values contained in the cube. Use :

```
> listspec -in incube.fits -out asciicube.dat
```

- *rootify_spec* takes a fits spectrum file and prints it in a ROOT histogram (flux versus wavelength).

```
> rootify_spec -in myspec.fits -out myspec.root
```

degradespec

This is a tool to degrade a spectrum's resolution. At each bin, the value is replaced by the median of the n closest bins' values (n includes the actual bin). The value of n is 5 by default but can be changed. You must give in input the initial spectrum, a name for the output degraded spectrum, and if you wish a value for n. Example of use :

```
> degradespec -in myspec.fits -out mydegradedspec -n 7
```

B.2.3 Analysis tools

The three executables mentionned below may be useful to extract rather faint objects or objects with a high background (galaxy). The output cube can be used for analysis, for example to run spec_extract.

bincube

This executable sums several slices to increase S/N ratio. It takes a cube file (E3D format, truncated) and an integer ("*bin*") in input, and it gives a E3D file in output : a new cube for which slice k is the sum of the input cube's $k * bin$ to $(k+1) * bin - 1$ slices. Example :

```
> bincube -in TCYY_DDD_n.fits -rebin 10 -out bin10_YY_DDD_n
```

will sum slices 10 by 10 and give the result in a new cube. Last slices (less than 10) will be lost.

partcube

This executable selects a square part in the cube to avoid being contaminated by the rest of the cube. **New :** The size of the square can be choosen by the **-size s** option. The size "s" given is the maximum distance from the center in spaxels and default is 2.9, so that the square will be 5×5 spaxels (edges at distance < 3 spaxels from the center). Input must be : a (E3D, truncated) cube, x and y coordinates of the center spaxel for the extracted part (in arcseconds), the size number and if wanted a rebin factor. Output is a new cube which only contains less spectra than the previous one (25 if default size choosen). The **-rebin** option is not mandatory and works as would do *bincube*. Default is to keep the initial binning. Example :

```
> partcube -in TCYY_DDD_n.fits -x -0.42 -y 1.26 -rebin 10 -out partYY_DDD_n
```

will give a new cube containing 25 spaxels centered on -0.42 ;1.26 and rebinned while adding 10 slices at a time, whereas :

```
> partcube -in TCYY_DDD_n.fits -x -0.42 -y 1.26 -size 4.9 -rebin 30
  -out part2YY_DDD_n
```

will give a new cube containing 81 spaxels centered on -0.42 ;1.26 and rebinned while adding 30 slices at a time.

copycube

This executable appears dummy but can be useful : it copies a cube in a file, but contains the **-remove** option that allows to remove a whole spectrum from the cube (avoid copying it in the new file to be more precise). Syntax is then :

```
> copycube -in TCYY_DDD_n.fits -out remYY_DDD_n -remove 2.10,1.68
```

It can be very useful to get rid of errors due to the "hot" CCD columns in the red channel, that give fake data in one of the spectra.

unitspec

unitspec corrects a spectrum from airmass and exposure time in order to get a flux per second and as if it was taken at airmass 1. It takes in input a *.fits* data spectrum and an extinction spectrum (also in *.fits*) and gives a new *.fits* spectrum in output. Syntax :

```
> unitspec -in YY_DDD_n_outspec -out YY_DDD_n_unitspec -extinct MK_ext.fits
```

compute_efftime

This utility calculates the effective exposure times and adds the "EFFTIME" keyword to the files. It is recommended to do it on preprocessed files. *compute_efftime* needs in input the 3 data files : blue, red and photometric exposures. It will write the keywords respectively in the blue and red exposures' headers. Syntax :

```
> compute_efftime -inblue PYY_DDD_n_B.fits -inred PYY_DDD_n_R.fits
  -P YY_DDD_n_P.fits
```

B.2.4 A simulation tool : simulatecube

This utility is based on the knowledge of an ideal PSF and simulates a whole cube with just a few parameters. For a very simple usage, it only needs in input :

- a data cube, in order to get the spaxel structure
- a flux spectrum
- a flag indicationg the channel to be simulated **-blue** or **-red**

so that the command would be :

```
> simulate_cube -in YY_DDD_n.fits -blue -flux spec_B.fits
  -out mysimulatedcube_B.fits
```

But it also has several options :

- adding a sky (ground) spectrum by option **-ground skyspectrum.fits** will put a constant offset on each slice, which value will be given by the spectrum. The default gives a constant offset of 30
- changing the airmass with **-airmass** z. Default is 1.4
- choosing the FWHM variation law with wavelength. The default is based on a power law function : $fwhm = C \times \lambda^{power}$: a function given by the Kolmogorov turbulence model thanks to Fried parameter r_0, but seems to stay consistent in a von Karman turbuence model (see A. Tokovinin, PASP 2002, vol 114 pp. 1156-1166). The option **-fwhm C,power** allows to change these parameters, that are by default 15,-0.4

- choosing the ADR parameters : position at λ_{ref}, ADR angle on the field, and pressure-dependant factor. The ADR law is identical to the one used to do the fit in *spec_ extract* (taken from A. Filippenko, PASP 1982, vol 94 pp. 715-721) and contains a pressure dependant factor that can be changed with option **-Pfactor** $Pfac$. Default is 0.13. Default position is defined to be 0,0 (arcsec to the center) at λ_{ref}, and λ_{ref} is 4500 Å for the blue and 7000 Å for the red channel. Default ADR angle is 0.5 (radians). All this can be changed with **-posref x,y,angle**.
- choosing the PSF and its own parameters :
  - the non axi-symmetric 2D Gaussian **-fnGauss2d**. Its σ's are defined by the fwhm entered, and ρ is 0 by default, can be changed with **-rho** ρ option
  - the circular Moffat function. It is the default function for this program. You still can choose it with **-fnMoffat**. The α parameter is defined by the fwhm entered, and β is 3 by default, can be changed with **-beta** β
  - the elliptical Moffat (ellipticity along x or y axis), **-fnEllMoffat**, has its α_x set by the fwhm choosen, and $\alpha_y = ell \times \alpha_x$. ell is 0.9 by default but can be changed with **-ell** ell
  - finally, the constant function, not so interesting but may help for tests **-fnConst**
- as the simulation behaves the same way as the reconstruction does, one can also choose to take into account some integration over the spaxel area via the **-integ** n option

The simulated cube contains a very good variance data. No noise is taken into account for the moment, this is still to be added.

Septième partie

Références

Bibliographie

[1] A. Einstein. Prinzipielles zur verallgemeinerten Relativitätstheorie und Gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift*, 15 :176–180, 1914.

[2] E. P. Hubble. A Clue to the Structure of the Universe. *Leaflet of the Astronical Society of the Pacific*, 1 :93–+, 1929.

[3] S. M. Carroll, W. H. Press, and E. L. Turner. The cosmological constant. *Annual Review of Astron and Astrophys*, 30 :499–542, 1992.

[4] G. F. Smoot. Summary of Results from COBE. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 1999.

[5] A. H. Jaffe, P. A. Ade, A. Balbi, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, K. Coble, B. P. Crill, P. de Bernardis, P. Farese, P. G. Ferreira, K. Ganga, M. Giacometti, S. Hanany, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, A. E. Lange, A. T. Lee, L. Martinis, S. Masi, P. D. Mauskopf, A. Melchiorri, T. Montroy, C. B. Netterfield, S. Oh, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, S. Prunet, B. Rabii, S. Rao, P. L. Richards, G. Romeo, J. E. Ruhl, F. Scaramuzzi, D. Sforna, G. F. Smoot, R. Stompor, C. D. Winant, and J. H. Wu. Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations. *Physical Review Letters*, 86 :3475–3479, April 2001.

[6] D. N. Spergel, R. Bean, O. Dore', M. R. Nolta, C. L. Bennett, G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, C. Barnes, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results : Implications for Cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006.

[7] S. Dodelson, V. K. Narayanan, M. Tegmark, R. Scranton, T. Budavári, A. Connolly, I. Csabai, D. Eisenstein, J. A. Frieman, J. E. Gunn, L. Hui, B. Jain, D. Johnston, S. Kent, J. Loveday, R. C. Nichol, L. O'Connell, R. Scoccimarro, R. K. Sheth, A. Stebbins, M. A. Strauss, A. S. Szalay, I. Szapudi, M. S. Vogeley, I. Zehavi, J. Annis, N. A. Bahcall, J. Brinkman, M. Doi, M. Fukugita, G. Hennessy, Ž. Ivezić, G. R. Knapp, P. Kunszt, D. Q. Lamb, B. C. Lee, R. H. Lupton, J. A. Munn, J. Peoples, J. R. Pier, C. Rockosi, D. Schlegel, C. Stoughton, D. L. Tucker, B. Yanny, and D. G. York. The Three-dimensional Power Spectrum from Angular Clustering of Galaxies in Early Sloan Digital Sky Survey Data. *Astrophysical Journal*, 572 :140–156, June 2002.

[8] G. Efstathiou, S. Moody, J. A. Peacock, W. J. Percival, C. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, S. Cole, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, R. de Propris, S. P. Driver, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, P. Norberg, B. A. Peterson, W. Sutherland, and K. Taylor. Evidence for a non-zero Λ and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and cosmic microwave background anisotropies. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 330 :L29–L35, February 2002.

[9] A. Sandage, G. A. Tammann, A. Saha, B. Reindl, F. D. Macchetto, and N. Panagia. The Hubble Constant : A Summary of the HST Program for the Luminosity Calibration of Type Ia Supernovae by Means of Cepheids. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006.

[10] A. G. Sánchez, C. M. Baugh, W. J. Percival, J. A. Peacock, N. D. Padilla, S. Cole, C. S. Frenk, and P. Norberg. Cosmological parameters from cosmic microwave background measurements and the final 2dF Galaxy Redshift Survey power spectrum. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 366 :189–207, February 2006.

[11] A. Sandage. The Ability of the 200-INCH Telescope to Discriminate Between Selected World Models. *Astrophysical Journal*, 133 :355–+, March 1961.

[12] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O'Meara, and D. Lubin. The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems : D/H toward Q1243+3047. *Astrophysical Journal, Supplement*, 149 :1–28, November 2003.

[13] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *Astrophysical Journal*, 473 :576–+, December 1996.

[14] R. Bottema. The maximum rotation of a galactic disc. *Astron. & Astrophys.*, 328 :517–525, December 1997.

[15] P. Rosati, S. Borgani, and C. Norman. The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies. *Annual Review of Astron and Astrophys*, 40 :539–577, 2002.

[16] M. Pierre, F. Pacaud, and t. XMM-LSS consortium. The XMM-LSS cluster sample and its cosmological applications. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 2005.

[17] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophysical Journal*, 517 :565–586, June 1999.

[18] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astronomical Journal*, 116 :1009–1038, September 1998.

[19] J.-E. Solheim. Relativistic world models and redshift-magnitude observations. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 133 :321–+, 1966.

[20] A. Sandage. The Light Travel Time and the Evolutionary Correction to Magnitudes of Distant Galaxies. *Astrophysical Journal*, 134 :916–+, November 1961.

[21] A. Goobar and S. Perlmutter. Feasibility of Measuring the Cosmological Constant Lambda and Mass Density Omega Using Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, 450 :14–+, September 1995.

[22] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles. The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type IA Supernovae and the Value of HO. *Astronomical Journal*, 112 :2398–+, December 1996.

[23] S. Perlmutter, S. Gabi, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, R. Pain, C. R. Pennypacker, I. A. Small, R. S. Ellis, R. G. McMahon, B. J. Boyle,

P. S. Bunclark, D. Carter, M. J. Irwin, K. Glazebrook, H. J. M. Newberg, A. V. Filippenko, T. Matheson, M. Dopita, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at Z $\geq$ 0.35. *Astrophysical Journal*, 483 :565–+, July 1997.

[24] S. Perlmutter, G. Aldering, M. della Valle, S. Deustua, R. S. Ellis, S. Fabbro, A. Fruchter, G. Goldhaber, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. G. McMahon, P. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, P. Ruiz-Lapuente, B. Schaefer, and N. Walton. Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe. *Nature*, 391 :51–+, January 1998.

[25] R. A. Knop, G. Aldering, R. Amanullah, P. Astier, G. Blanc, M. S. Burns, A. Conley, S. E. Deustua, M. Doi, R. Ellis, S. Fabbro, G. Folatelli, A. S. Fruchter, G. Garavini, S. Garmond, K. Garton, R. Gibbons, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, D. Hardin, I. Hook, D. A. Howell, A. G. Kim, B. C. Lee, C. Lidman, J. Mendez, S. Nobili, P. E. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, R. Quimby, J. Raux, N. Regnault, P. Ruiz-Lapuente, G. Sainton, B. Schaefer, K. Schahmaneche, E. Smith, A. L. Spadafora, V. Stanishev, M. Sullivan, N. A. Walton, L. Wang, W. M. Wood-Vasey, and N. Yasuda. New Constraints on Ω_M, Ω_b, and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope. *Astrophysical Journal*, 598 :102–137, November 2003.

[26] J. L. Tonry, B. P. Schmidt, B. Barris, P. Candia, P. Challis, A. Clocchiatti, A. L. Coil, A. V. Filippenko, P. Garnavich, C. Hogan, S. T. Holland, S. Jha, R. P. Kirshner, K. Krisciunas, B. Leibundgut, W. Li, T. Matheson, M. M. Phillips, A. G. Riess, R. Schommer, R. C. Smith, J. Sollerman, J. Spyromilio, C. W. Stubbs, and N. B. Suntzeff. Cosmological Results from High-z Supernovae. *Astrophysical Journal*, 594 :1–24, September 2003.

[27] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchet, J. Rich, M. Sullivan, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lusset, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton. The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set. *Astron. & Astrophys.*, 447 :31–48, February 2006.

[28] R. R. Caldwell, R. Dave, and P. J. Steinhardt. Cosmological Imprint of an Energy Component with General Equation of State. *Physical Review Letters*, 80 :1582–1585, February 1998.

[29] I. Zlatev, L. Wang, and P. J. Steinhardt. Quintessence, Cosmic Coincidence, and the Cosmological Constant. *Physical Review Letters*, 82 :896–899, February 1999.

[30] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, N. Kaloper, and R. Sundrum. A small cosmological constant from a large extra dimension. *Physics Letters B*, 480 :193–199, May 2000.

[31] A. G. Riess, L.-G. Strolger, J. Tonry, S. Casertano, H. C. Ferguson, B. Mobasher, P. Challis, A. V. Filippenko, S. Jha, W. Li, R. Chornock, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. Dickinson, M. Livio, M. Giavalisco, C. C. Steidel, T. Benítez, and Z. Tsvetanov. Type Ia Supernova Discoveries at z $>$ 1 from the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *Astrophysical Journal*, 607 :665–687, June 2004.

[32] A. Kim, A. Goobar, and S. Perlmutter. A Generalized K Correction for Type IA Supernovae : Comparing R-band Photometry beyond z=0.2 with B, V, and R-band Nearby Photometry. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 108 :190–+, February 1996.

[33] P. Nugent, A. Kim, and S. Perlmutter. K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 114 :803–819, August 2002.

[34] M. M. Phillips, P. Lira, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, M. Hamuy, and J. Maza. The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae. *Astronomical Journal*, 118 :1766–1776, October 1999.

[35] L.-G. Strolger, R. C. Smith, N. B. Suntzeff, M. M. Phillips, G. Aldering, P. Nugent, R. Knop, S. Perlmutter, R. A. Schommer, L. C. Ho, M. Hamuy, K. Krisciunas, L. M. Germany, R. Covarrubias, P. Candia, A. Athey, G. Blanc, A. Bonacic, T. Bowers, A. Conley, T. Dahlén, W. Freedman, G. Galaz, E. Gates, G. Goldhaber, A. Goobar, D. Groom, I. M. Hook, R. Marzke, M. Mateo, P. McCarthy, J. Méndez, C. Muena, S. E. Persson, R. Quimby, M. Roth, P. Ruiz-Lapuente, J. Seguel, A. Szentgyorgyi, K. von Braun, W. M. Wood-Vasey, and T. York. The Type Ia Supernova 1999aw : A Probable 1999aa-like Event in a Low-Luminosity Host Galaxy. *Astronomical Journal*, 124 :2905–2919, November 2002.

[36] A. V. Filippenko. Optical Spectra of Supernovae. *Annual Review of Astron and Astrophys*, 35 :309–355, 1997.

[37] G. A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroeder. The Galactic supernova rate. *Astrophysical Journal, Supplement*, 92 :487–493, June 1994.

[38] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. *Éléments de physique statistique*. Hermann, 1989.

[39] W. S. Adams. The Spectrum of the Companion of Sirius. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 27 :236–+, December 1915.

[40] R. H. Fowler. On dense matter. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 87 :114–+, December 1926.

[41] S. Chandrasekhar. The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *Astrophysical Journal*, 74 :81–+, July 1931.

[42] P. Hoeflich, A. Khokhlov, J. C. Wheeler, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, and M. Hamuy. Maximum Brightness and Postmaximum Decline of Light Curves of Type IA Supernovae : A Comparison of Theory and Observations. *Astrophysical Journal, Letters*, 472 :L81+, December 1996.

[43] P. Hoeflich, J. C. Wheeler, and F. K. Thielemann. Type IA Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, and Spectra and Consequences for the Determination of Omega M and Lambda. *Astrophysical Journal*, 495 :617–+, March 1998.

[44] K. Nomoto, T. Uenishi, C. Kobayashi, H. Umeda, T. Ohkubo, I. Hachisu, and M. Kato. Type Ia Supernovae : Progenitors and Diversities. In W. Hillebrandt and B. Leibundgut, editors, *From Twilight to Highlight : The Physics of Supernovae*, pages 115–+, 2003.

[45] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, R. C. Smith, P. Lira, and R. Aviles. The Morphology of Type IA Supernovae Light Curves. *Astronomical Journal*, 112 :2438–+, December 1996.

[46] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles. The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae. *Astronomical Journal*, 112 :2391–+, December 1996.

[47] S. A. Perlmutter and et al. Scheduled discovery of 7+ high-redshift SNe : first cosmology results and bounds on q_0. In P. Ruiz-Lapuente, R. Canal, and J. Isern, editors, *NATO ASIC Proc. 486 : Thermonuclear Supernovae*, pages 749–+, 1997.

[48] P. Nugent, M. Phillips, E. Baron, D. Branch, and P. Hauschildt. Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type 1a Supernovae. *Astrophysical Journal, Letters*, 455 :L147+, December 1995.

[49] S. Bongard, E. Baron, G. Smadja, D. Branch, and P. H. Hauschildt. Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators. *ArXiv Astrophysics e-prints*, December 2005.

[50] K. Hatano, D. Branch, E. J. Lentz, E. Baron, A. V. Filippenko, and P. M. Garnavich. On the Spectroscopic Diversity of Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal, Letters*, 543 :L49–L52, November 2000.

[51] H. Umeda, K. Nomoto, C. Kobayashi, I. Hachisu, and M. Kato. The Origin of the Diversity of Type IA Supernovae and the Environmental Effects. *Astrophysical Journal, Letters*, 522 :L43–L47, September 1999.

[52] H. Umeda, K. Nomoto, H. Yamaoka, and S. Wanajo. Evolution of 3-9 M_solar Stars for Z=0.001-0.03 and Metallicity Effects on Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, 513 :861–868, March 1999.

[53] P. S. Drell, T. J. Loredo, and I. Wasserman. Type IA Supernovae, Evolution, and the Cosmological Constant. *Astrophysical Journal*, 530 :593–617, February 2000.

[54] E. J. Lentz, E. Baron, D. Branch, P. H. Hauschildt, and P. E. Nugent. Metallicity Effects in Non-LTE Model Atmospheres of Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, 530 :966–976, February 2000.

[55] G. Aldering, G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Henault, D. A. Howell, J.-P. Lemonnier, J.-M. Levy, S. C. Loken, P. E. Nugent, R. Pain, A. Pecontal, E. Pecontal, S. Perlmutter, R. M. Quimby, K. Schahmaneche, G. Smadja, and W. M. Wood-Vasey. Overview of the Nearby Supernova Factory. In J. A. Tyson and S. Wolff, editors, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries. Edited by Tyson, J. Anthony; Wolff, Sidney. Proceedings of the SPIE, Volume 4836, pp. 61-72 (2002).*, pages 61–72, December 2002.

[56] W. M. Wood-Vasey, G. Aldering, B. C. Lee, S. Loken, P. Nugent, S. Perlmutter, J. Siegrist, L. Wang, P. Antilogus, P. Astier, D. Hardin, R. Pain, Y. Copin, G. Smadja, E. Gangler, A. Castera, G. Adam, R. Bacon, J.-P. Lemonnier, A. Pécontal, E. Pécontal, and R. Kessler. The Nearby Supernova Factory. *New Astronomy Review*, 48 :637–640, May 2004.

[57] R. Jedicke. Detection of Near Earth Asteroids Based Upon Their Rates of Motion. *Astronomical Journal*, 111 :970–+, February 1996.

[58] R. Bacon, G. Adam, A. Baranne, G. Courtes, D. Dubet, J. P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, Y. Georgelin, G. Monnet, E. Pecontal, A. Rousset, and F. Say. 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 113 :347–+, October 1995.

[59] R. Bacon, Y. Copin, G. Monnet, B. W. Miller, J. R. Allington-Smith, M. Bureau, C. M. Carollo, R. L. Davies, E. Emsellem, H. Kuntschner, R. F. Peletier, E. K. Verolme, and P. T. de Zeeuw. The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 326 :23–35, September 2001.

[60] R. Bacon, E. Emsellem, F. Combes, Y. Copin, G. Monnet, and P. Martin. The M 31 double nucleus probed with OASIS. A natural vec m = 1 mode ? *Astron. & Astrophys.*, 371 :409–428, May 2001.

[61] F. Henault, R. Bacon, H. Dekker, B. Delabre, S. Djidel, J.-P. Dubois, N. Hubin, B. Lantz, W. Lau, M. Le Louarn, I. J. Lewis, J.-L. Lizon, J. Lynn, L. Pasquini, R. Reiss, and M. M. Roth. MUSE optomechanical design and performance. In A. F. M. Moorwood and M. Iye, editors, *Ground-based Instrumentation for Astronomy. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 909-920 (2004).*, pages 909–920, September 2004.

[62] B. Lantz, G. Aldering, P. Antilogus, C. Bonnaud, L. Capoani, A. Castera, Y. Copin, D. Dubet, E. Gangler, F. Henault, J.-P. Lemonnier, R. Pain, A. Pecontal, E. Pecontal, and G. Smadja. SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays. In L. Mazuray, P. J. Rogers, and R. Wartmann, editors, *Optical Design and Engineering. Edited by Mazuray, Laurent ; Rogers, Philip J. ; Wartmann, Rolf. Proceedings of the SPIE, Volume 5249, pp. 146-155 (2004).*, pages 146–155, February 2004.

[63] P.-Y. Bely. Weather and seeing on Mauna Kea. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 99 :560–570, June 1987.

[64] M. Kissler-Patig, Y. Copin, P. Ferruit, A. Pécontal-Rousset, and M. M. Roth. The Euro3D data format : A common FITS data format for integral field spectrographs. *Astronomische Nachrichten*, 325 :159–162, March 2004.

[65] I. S. McLean, editor. *Electronic imaging in astronomy. Detectors and instrumentation*, 1997.

[66] E. M. Malumuth, R. S. Hill, T. Gull, B. E. Woodgate, C. W. Bowers, R. A. Kimble, D. Lindler, P. Plait, and M. Blouke. Removing the Fringes from Space Telescope Imaging Spectrograph Slitless Spectra. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 115 :218–234, February 2003.

[67] Y. Copin. *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations.* PhD thesis, École Normale Supérieure de Lyon, 2000.

[68] K. Horne. An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 98 :609–617, June 1986.

[69] J. G. Robertson. Optimal extraction of single-object spectra from observations with two-dimensional detectors. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 98 :1220–1231, November 1986.

[70] S. J. Adelman, I. Bikmaev, A. F. Gulliver, and B. Smalley. Round Table Summary : Instrumentation and Data Processing. In N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, editors, *IAU Symposium*, pages 337–+, 2003.

[71] D. S. Hayes and D. W. Latham. A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA. *Astrophysical Journal*, 197 :593–601, May 1975.

[72] L. Colina and R. C. Bohlin. Absolute flux calibration of optical spectrophotometric standard stars. *Astronomical Journal*, 108 :1931–1935, November 1994.

[73] R. C. Bohlin and R. L. Gilliland. Hubble Space Telescope Absolute Spectrophotometry of Vega from the Far-Ultraviolet to the Infrared. *Astronomical Journal*, 127 :3508–3515, June 2004.

[74] H. H. Aumann, C. A. Beichman, F. C. Gillett, T. de Jong, J. R. Houck, F. J. Low, G. Neugebauer, R. G. Walker, and P. R. Wesselius. Discovery of a shell around Alpha Lyrae. *Astrophysical Journal, Letters*, 278 :L23–L27, March 1984.

[75] B. J. Taylor. An augmented system of secondary standards for bright-star spectrophotometry. *Astrophysical Journal, Supplement*, 54 :259–270, February 1984.

[76] M. Hamuy, A. R. Walker, N. B. Suntzeff, P. Gigoux, S. R. Heathcote, and M. M. Phillips. Southern spectrophotometric standards. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 104 :533–552, July 1992.

[77] D. S. Hayes. Stellar absolute fluxes and energy distributions from 0.32 to 4.0 microns. In D. S. Hayes, L. E. Pasinetti, and A. G. D. Philip, editors, *IAU Symp. 111 : Calibration of Fundamental Stellar Quantities*, pages 225–249, 1985.

[78] M. Hamuy, N. B. Suntzeff, S. R. Heathcote, A. R. Walker, P. Gigoux, and M. M. Phillips. Southern spectrophotometric standards, 2. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 106 :566–589, June 1994.

[79] W. Luyten. *NLTT catalogue. Vol.3 : 0 deg. to -10 deg.* Minneapolis : University of Minnesota, 1980, 1980.

[80] R. C. Bohlin, L. Colina, and D. S. Finley. White Dwarf Standard Stars : G191-B2B, GD 71, GD 153, HZ 43. *Astronomical Journal*, 110 :1316–+, September 1995.

[81] R. C. Bohlin, M. E. Dickinson, and D. Calzetti. Spectrophotometric Standards from the Far-Ultraviolet to the Near-Infrared : STIS and NICMOS Fluxes. *Astronomical Journal*, 122 :2118–2128, October 2001.

[82] M. Mc Neill. Logarithmic Method of Correcting for Differential Refraction in Declination. *Astronomische Nachrichten*, 114 :385–+, 1886.

[83] R. H. Donnelly, J. P. Brodie, and W. W. Craig. Differential Refraction Re-Visited. In P. M. Gray, editor, *ASP Conf. Ser. 37 : Fiber Optics in Astronomy II*, pages 270–+, January 1993.

[84] J. Gubler and D. Tytler. Differential Atmospheric Refraction and Limitations on the Relative Astrometric Accuracy of Large Telescopes. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 110 :738–746, June 1998.

[85] S. Arribas, E. Mediavilla, B. García-Lorenzo, C. del Burgo, and J. J. Fuensalida. Differential atmospheric refraction in integral-field spectroscopy : Effects and correction. Atmospheric refraction in IFS. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 136 :189–192, April 1999.

[86] A. V. Filippenko. The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 94 :715–721, August 1982.

[87] A. Tokovinin. From Differential Image Motion to Seeing. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 114 :1156–1166, October 2002.

[88] C. C. Stevenson. Penetrating the Fog - Correcting Groundbased CCD Spectroscopy for Telluric Absorption. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 267 :904–+, April 1994.

[89] S. Bèland, O. Boulade, and T. Davidge. The Extinction Curve at Mauna Kea in the Visible Range. *Bulletin d'information du telescope Canada-France-Hawaii*, 19 :16–16, June 1988.

[90] F. James and M. Roos. Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, 10 :343–367, December 1975.

[91] R. Brun, A. Gheata, and M. Gheata. The ROOT geometry package. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 502 :676–680, April 2003.

[92] A. F. J. Moffat. A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry. *Astron. & Astrophys.*, 3 :455–+, December 1969.

[93] O. Bendinelli, F. Zavatti, G. Parmeggiani, and S. Djorgovski. Seeing deconvolution of globular clusters in M31. *Astronomical Journal*, 99 :774–783, March 1990.

[94] P. C. Martens, L. W. Acton, and J. R. Lemen. The point spread function of the soft X-ray telescope aboard YOHKOH. *Sol. Phys.*, 157 :141–168, March 1995.

[95] I. Trujillo, J. A. L. Aguerri, J. Cepa, and C. M. Gutiérrez. The effects of seeing on Sérsic profiles - II. The Moffat PSF. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 328 :977–985, December 2001.

[96] P. B. Stetson, L. E. Davis, and D. R. Crabtree. Future development of the DAOPHOT crowded-field photometry package. In G. H. Jacoby, editor, *ASP Conf. Ser. 8 : CCDs in astronomy*, pages 289–304, 1990.

[97] D. E. Osterbrock and A. Martel. Sky spectra at a light-polluted site and the use of atomic and OH sky emission lines for wavelength calibration. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 104 :76–82, January 1992.

[98] D. E. Osterbrock, J. P. Fulbright, A. R. Martel, M. J. Keane, S. C. Trager, and G. Basri. Night-Sky High-Resolution Spectral Atlas of OH and O2 Emission Lines for Echelle Spectrograph Wavelength Calibration. *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 108 :277–+, March 1996.

NOM : BLANC (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Nathalie	DATE de SOUTENANCE 27 septembre 2006

TITRE : Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory

Numéro d'ordre : 167-2006

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique et Astrophysique
X	☐	☐	☐	

Cote B.I.U. – Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :

RESUME :

Cette thèse, effectuée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), s'inscrit dans le cadre de l'expérience SNfactory, dédiée à l'observation précise d'un grand nombre de supernovae de type Ia. Ces explosions thermonucléaires de naines blanches, très lumineuses, sont aujourd'hui les meilleures chandelles standards connues et ont de ce fait un grand intérêt pour la cosmologie.

Les travaux exposés ici contribuent à l'étalonnage de SNIFS, le spectrographe à champ intégral utilisé par SNfactory pour l'observation des supernovae de type Ia. Une étude des CCD a été effectuée ainsi que la collection de spectres d'étoiles de référence pour l'étalonnage en flux de l'instrument. La contribution principale a consisté en la réalisation d'un code complet pour l'extraction du spectre d'une source ponctuelle à partir du cube pré-étalonné de données. Le procédé choisi est la photométrie de PSF (Point Spread Function), nécessaire ici du fait de la petite taille du champ observé. Le flux perdu peut ainsi être évalué, et l'on atteint une qualité de mesure du flux de l'ordre du pourcent, objectif de l'expérience.

.

MOTS-CLES : supernovae de type Ia, spectrographe à champ intégral, étalonnage en flux, photométrie de PSF, cosmologie, CCD

Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Directeurs de recherches : Gérard Smadja

Président du jury : P. Astier Composition du jury : Ealet, G. Smadja, E. Gangler,	198 pages