



**HAL**  
open science

# Spectrophotometrie des supernovae de type Ia : extraction des donnees de SNIFS et premiers resultats

Sebastien Gilles

► **To cite this version:**

Sebastien Gilles. Spectrophotometrie des supernovae de type Ia : extraction des donnees de SNIFS et premiers resultats. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT: . tel-00125450

**HAL Id: tel-00125450**

**<https://theses.hal.science/tel-00125450>**

Submitted on 19 Jan 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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7

Spécialité

Champs, Particules, Matière

Présentée par

M. Sébastien GILLES

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PARIS 7

Spectrophotométrie des supernovae de type Ia :  
extraction des données de SNIFS  
et premiers résultats

Soutenue le 8 décembre 2006 devant le jury composé de :

Pierre Antilogus	<i>Directeur de thèse</i>
Alain Bonissent	<i>Rapporteur</i>
Michel Dennefeld	<i>Examineur</i>
Fabrice Feinstein	<i>Rapporteur</i>
Simona Mei	<i>Présidente du jury</i>



# Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Pierre Antilogus, pour avoir accepté d'encadrer ma thèse et pour sa grande capacité d'écoute et de conseil tout au long de ces trois dernières années, et pour avoir cru en moi même quand je tournais un peu en rond.

Plutôt que de répéter de trop nombreuses fois le mot "merci" et les adjectifs et verbes qui en découlent, je tiens à exprimer dans le désordre ma gratitude :

- Au jury de ma thèse, qui a accepté de lire de manière approfondie dans de brefs délais un manuscrit assez dense. Un grand merci en particulier à Simona Mei qui a présidé le jury et fait en sorte que j'aie mes attestations de doctorat dans les temps pour pouvoir candidater à la qualification de maître de conférences.
- A la collaboration SNfactory, et particulièrement à Nathalie Blanc, Sébastien Bongard, Gabriele Garavini et Rui Pereira, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler directement, et Emmanuel Pécontal, qui a posé les jalons du modèle de PSF double gaussien tel qu'utilisé dans mon code d'extraction de spectres CubExtrac. Merci également à Arlette Pécontal pour la rapidité de ses réponses aux problèmes rencontrés avec le code Euro3D.
- Au groupe FROGS du LPNHE, pour son aide occasionnelle mais néanmoins précieuse sur les outils et méthodes informatiques, et aussi pour l'ouverture sur des aspects de physique que je n'ai pas abordés personnellement.
- Aux personnels informatiques, administratifs et techniques du laboratoire pour leur disponibilité.
- Aux thésards qui se sont succédés au laboratoire, en particulier pour les nombreux repas de midi partagés ensemble. Je ne me risquerai pas à une énumération de peur d'en oublier un, mais je leur souhaite à tous de réussir dans leurs projets.
- A ma famille, pour m'avoir épaulé et soutenu tout au long de mon parcours scolaire et particulièrement pendant ma thèse. Merci infiniment.
- A tous ceux que je n'ai pas encore cités jusqu'ici, mais qui y ont également leur place : mes amis, le groupe supernovae de l'APC qui a accepté de me laisser le temps de finir ma thèse les trois premiers mois de mon ATER, les personnes m'ayant fait le plaisir de venir assister à ma soutenance et sans doute bien d'autres que j'ai oublié de citer ici.

Et ma plus profonde reconnaissance à Claire, qui a illuminé ces années de thèse, m'a soutenu quand le moral était au plus bas et m'a fait l'immense joie de devenir mon épouse. Je t'aime.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Les supernovae en astrophysique et en cosmologie</b>	<b>3</b>
<b>1</b>	<b>Quelques éléments de cosmologie</b>	<b>5</b>
1.1	Introduction . . . . .	5
1.2	Métrie de Robertson-Walker . . . . .	5
1.3	Redshift . . . . .	6
1.3.1	L'effet Doppler-Fizeau . . . . .	6
1.3.2	Le redshift cosmologique . . . . .	6
1.4	Equations de Friedmann-Lemaître . . . . .	7
1.4.1	Equations d'Einstein . . . . .	7
1.4.2	Le contenu énergétique de l'univers . . . . .	8
1.4.3	Equations de Friedman-Lemaître . . . . .	9
1.4.4	Les densités d'énergie . . . . .	9
1.5	Distances cosmologiques . . . . .	10
1.5.1	Distance de luminosité . . . . .	10
1.5.2	Chandelle standard . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Qu'est-ce qu'une supernova ?</b>	<b>15</b>
2.1	Généralités . . . . .	15
2.2	Classification . . . . .	15
2.3	Les supernovae résultant d'effondrement gravitationnel (type II et Ib-Ic) . . . . .	16
2.4	Les supernovae de type Ia . . . . .	21
2.4.1	Formation des naines blanches . . . . .	21
2.4.2	De la naine blanche à une supernova de type Ia . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Diversité des supernovae de type Ia</b>	<b>27</b>
3.1	Les supernovae de type Ia normales . . . . .	27
3.2	Les supernovae de type Ia particulières . . . . .	27
3.2.1	Les supernovae sous-lumineuses ("1991bg-like") . . . . .	30
3.2.2	Les supernovae sur-lumineuses ("1991T-like") . . . . .	30
3.2.3	Les limites de la classification . . . . .	31
3.2.4	Quelques supernovae spéciales observées par SNfactory . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Utilisation des supernovae de type Ia en cosmologie</b>	<b>39</b>
4.1	Principe (très) général de la construction d'un diagramme de Hubble . . . . .	39
4.2	Identification . . . . .	40
4.3	Mesure du redshift . . . . .	41
4.4	Mesure d'un estimateur de distance . . . . .	41
4.4.1	Généralités . . . . .	41

4.4.2	Standardisation des SNIa . . . . .	42
4.4.3	K-correction . . . . .	42
4.4.4	Un exemple d'estimateur de distance : SALT (Spectrum Adaptive Light curve Template) . . . . .	44
<b>II Observation des supernovae de type Ia</b>		<b>51</b>
<b>5</b>	<b>Les expériences passées, présentes et à venir d'observation de SN Ia</b>	<b>53</b>
5.1	Les précurseurs de l'utilisation des SNIa en cosmologie . . . . .	53
5.2	Les expériences de deuxième génération - haut redshift . . . . .	54
5.2.1	ESSENCE . . . . .	54
5.2.2	SNLS . . . . .	54
5.2.3	Observations avec le Hubble Space Telescope (HST) : Probing Acceleration Now with Supernovae (PANS) . . . . .	54
5.3	Les expériences de deuxième génération - redshifts bas et intermédiaires . . . . .	54
5.3.1	Carnegie Supernova Project (CSP) . . . . .	55
5.3.2	SNfactory . . . . .	55
5.3.3	SDSS . . . . .	55
5.3.4	RTN . . . . .	56
5.4	Les expériences de troisième génération . . . . .	56
5.4.1	Les projets spatiaux . . . . .	56
5.4.2	Les projets au sol . . . . .	57
5.4.3	Récapitulatif des ambitions des projets futurs . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Présentation de l'expérience SNfactory</b>	<b>61</b>
6.1	Introduction . . . . .	61
6.2	Recherche de supernovae avec la caméra QUEST-II . . . . .	61
6.3	Suivi-spectrophométrique avec SNIFS . . . . .	62
6.4	Objectifs scientifiques . . . . .	63
6.4.1	Point zéro . . . . .	63
6.4.2	Connaissance astrophysique des supernovae de type Ia . . . . .	64
6.4.3	Courbes de lumière . . . . .	64
<b>7</b>	<b>L'instrument SNIFS</b>	<b>67</b>
7.1	Présentation générale . . . . .	67
7.2	Description des éléments mécaniques et optiques des voies spectroscopiques . . . . .	67
7.2.1	Le prisme d'entrée mobile (pick-off prism ou POP) . . . . .	67
7.2.2	L'agrandisseur optique (enlarger ou ENL) . . . . .	71
7.2.3	Dichroïque (ou dichroic beam splitter) . . . . .	71
7.2.4	Trame de microlentilles (Microlens array ou MLA) . . . . .	71
7.2.5	Le spectrographe bleu (Blue Channel Spectrograph ou BCS) . . . . .	72
7.2.6	Le spectrographe rouge (Red Channel Spectrograph ou RCS) . . . . .	73
7.3	La voie photométrique . . . . .	73
<b>8</b>	<b>Prise de données avec SNIFS</b>	<b>77</b>
8.1	Les "shifts" . . . . .	77
8.2	Les différents types de données . . . . .	77
8.2.1	Les données science (standards et supernovae) . . . . .	77

8.2.2	Screening avec la voie photométrique . . . . .	77
8.2.3	Les poses continuum . . . . .	79
8.2.4	Les biais . . . . .	80
8.2.5	Les “dark” . . . . .	80
8.2.6	Les “flats” (dôme et ciel) . . . . .	80
8.3	Les données dont on ne dispose pas toujours . . . . .	80
8.3.1	Les standards . . . . .	80
8.3.2	Les diodes PIN . . . . .	80
8.4	Incidents . . . . .	81
<b>9</b>	<b>Etat du projet SNfactory fin septembre 2006</b>	<b>83</b>
9.1	Au niveau de la recherche de supernovae . . . . .	83
9.2	Au niveau de SNIFS . . . . .	84
9.2.1	Nuits complètes et parallélisme . . . . .	84
9.2.2	Variation du dichroïque . . . . .	84
9.2.3	Extraction du spectre en présence de la galaxie-hôte . . . . .	86
9.2.4	Précision de la calibration en flux lors de nuits photométriques . . . . .	92
9.2.5	Précision de la calibration en flux lors de nuits non-photométriques . . . . .	92
9.2.6	Les colonnes mortes du CCD . . . . .	92
9.3	Perspectives . . . . .	92
9.3.1	Taux de supernovae . . . . .	93
9.3.2	Supernovae pour la cosmologie . . . . .	93
9.3.3	Métriques . . . . .	93
9.3.4	Calibration de standards . . . . .	94
<b>III</b>	<b>Simulation, extraction et calibration de spectres de supernovae avec SNIFS</b>	<b>97</b>
<b>10</b>	<b>CubSim : Simulation d’un cube de données</b>	<b>99</b>
10.1	Introduction . . . . .	99
10.2	L’interface utilisateur . . . . .	99
10.3	Les effets de l’atmosphère . . . . .	99
10.3.1	La réfraction différentielle . . . . .	100
10.3.2	La PSF . . . . .	102
10.4	L’étoile . . . . .	102
10.4.1	Normalisation . . . . .	102
10.4.2	Le redshift . . . . .	104
10.4.3	L’atmosphère . . . . .	105
10.4.4	L’instrument . . . . .	105
10.5	Le fond de ciel . . . . .	106
10.6	La galaxie . . . . .	106
10.6.1	Principe général de la modélisation . . . . .	106
10.6.2	La composante spectrale . . . . .	106
10.6.3	Représentation spatiale de la galaxie . . . . .	107
10.6.4	La galaxie simulée . . . . .	110
10.7	Temps de pose et bruit poissonnien . . . . .	111
10.8	Conclusion . . . . .	111



---

<b>11</b>	<b>La minimisation</b>	<b>113</b>
11.1	Introduction . . . . .	113
11.2	Le modèle employé . . . . .	113
11.3	Méthode de Gauss-Newton . . . . .	114
11.3.1	Principe et intérêt de la méthode . . . . .	114
11.3.2	Equations . . . . .	114
11.3.3	Procédure complète . . . . .	116
11.3.4	Limitation de la méthode . . . . .	116
11.4	Paramètres du fit . . . . .	117
11.4.1	Inventaire des paramètres . . . . .	117
11.4.2	La position, la direction du nord et l'airmass . . . . .	117
11.4.3	Les spectres . . . . .	118
11.5	La PSF . . . . .	118
11.5.1	Introduction . . . . .	118
11.5.2	La fonction de Moffat . . . . .	118
11.5.3	Les fonctions double-gaussienne . . . . .	119
11.5.4	Raffinement sur les largeurs à mi-hauteur . . . . .	119
11.5.5	Forme de la double gaussienne intégrée sur un spaxel . . . . .	121
11.5.6	Récapitulatifs des PSFs utilisées et de leurs paramètres . . . . .	122
11.6	Première estimation des paramètres . . . . .	122
11.7	Détermination de la position du centroïde de l'étoile et masque sur la galaxie . . . . .	123
11.8	Masque sur la galaxie-hôte . . . . .	124
11.9	Données de contrôle . . . . .	125
11.9.1	Insuffisances du $\chi^2$ . . . . .	125
11.9.2	Informations diverses . . . . .	125
11.9.3	Les spectres obtenus . . . . .	127
11.9.4	Comparaison du cube de données et des cubes reconstruits . . . . .	127
11.9.5	Spectre de $\chi^2$ . . . . .	130
11.9.6	Position et largeur à mi-hauteur . . . . .	130
<b>12</b>	<b>Etalonnage absolu en flux en flux</b>	<b>135</b>
12.1	Etalonnage lors d'une nuit photométrique - idée générale . . . . .	135
12.2	Décomposition analytique du spectre observé . . . . .	136
12.3	Courbe d'extinction . . . . .	136
12.3.1	Introduction . . . . .	136
12.3.2	Principe du calcul d'une courbe d'extinction . . . . .	137
12.3.3	Calcul pratique d'une courbe d'extinction . . . . .	138
12.3.4	Terme gris de l'extinction . . . . .	144
12.4	Courbe de correction . . . . .	145
12.5	Problème des tables de référence . . . . .	145
12.6	Conclusion . . . . .	145
<b>IV</b>	<b>Mise en pratique de CubExtrac sur données simulées et réelles</b>	<b>149</b>
<b>13</b>	<b>Première analyse des résultats des programmes de simulation et d'extraction</b>	<b>151</b>
13.1	Validation du principe d'extraction par CubSim . . . . .	151
13.1.1	Introduction . . . . .	151

13.1.2	Extraction d'un cube simulé sans bruit - même PSF pour la simulation et l'extraction . . . . .	151
13.2	Choix de PSF . . . . .	152
13.2.1	Nécessité de la description des ailes . . . . .	152
13.2.2	Comparaison fonction de Moffat/double gaussienne . . . . .	155
13.3	Choix de variation en longueur d'onde des largeurs à mi-hauteur des PSF . . . . .	155
13.4	Problème de corrélation du $\chi^2$ avec le flux . . . . .	156
13.5	Variation d'airmass lors des poses longues . . . . .	156
13.6	Problème de construction de certains cubes . . . . .	159
13.7	Réflexions sur le fond galactique . . . . .	161
13.7.1	Pistes pour l'extension de CubExtrac à un fond non continu . . . . .	161
13.7.2	Mise en évidence de la nécessité de déconvolution de la PSF . . . . .	163
13.7.3	Conclusion sur l'extraction galactique . . . . .	163
13.8	Limitation du domaine de longueur d'onde . . . . .	163
<b>14</b>	<b>Analyse de multiples poses de la même standard au cours d'une nuit photométrique</b>	<b>167</b>
14.1	Présentation de la nuit 06_096 et de la méthode d'analyse . . . . .	167
14.1.1	Nuit 06_096 . . . . .	167
14.1.2	Méthode d'analyse . . . . .	167
14.2	Les poses longues . . . . .	169
14.2.1	Comparaison des spectres . . . . .	169
14.2.2	Comparaison des paramètres des PSF . . . . .	170
14.3	Les poses intermédiaires (de 10 à 50 secondes) . . . . .	174
14.4	Les poses courtes (de 1 à 6 secondes) . . . . .	174
<b>15</b>	<b>Étude des nuits photométriques 2004-2005</b>	<b>179</b>
15.1	Introduction . . . . .	179
15.2	Poses considérées . . . . .	180
15.3	Nuit 04_332 (27 novembre 2004) . . . . .	183
15.3.1	Présentation . . . . .	183
15.3.2	Extinction . . . . .	183
15.3.3	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	183
15.4	Nuit 04_338 (3 décembre 2004) . . . . .	187
15.4.1	Présentation . . . . .	187
15.4.2	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	187
15.5	Nuit 04_345 (10 décembre 2004) . . . . .	190
15.5.1	Présentation . . . . .	190
15.5.2	Extinction . . . . .	190
15.5.3	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	190
15.6	Nuit 05_132 (12 mai 2005) . . . . .	193
15.7	Nuit 05_174 (23 juin 2005) . . . . .	196
15.7.1	Présentation . . . . .	196
15.7.2	Extinction . . . . .	196
15.8	Nuit 05_184 (3 juillet 2005) . . . . .	198
15.8.1	Présentation . . . . .	198
15.8.2	Extinction . . . . .	198
15.8.3	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	198
15.9	Nuit 05_226 (14 août 2005) . . . . .	202

---

15.9.1	Présentation . . . . .	202
15.9.2	Extinction . . . . .	202
15.9.3	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	202
15.10	Nuit 05_234 (22 août 2005) . . . . .	205
15.10.1	Présentation . . . . .	205
15.10.2	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	205
15.11	Nuit 05_241 (29 août 2005) . . . . .	208
15.11.1	Présentation . . . . .	208
15.11.2	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	208
15.12	Nuit 05_244 (1 <sup>er</sup> septembre 2005) . . . . .	211
15.12.1	Présentation . . . . .	211
15.12.2	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	211
15.13	Nuit 05_256 (13 septembre 2005) . . . . .	214
15.13.1	Présentation . . . . .	214
15.13.2	Courbes de correction . . . . .	214
15.14	Nuit 05_264 (21 septembre 2005) . . . . .	217
15.14.1	Présentation . . . . .	217
15.14.2	Extinction . . . . .	217
15.14.3	Courbes d'étalonnage en flux . . . . .	217
15.15	Conclusions . . . . .	220

**V Analyse de quelques supernovae SNfactory 223**

**16 Description des méthodes pour l'analyse des spectres de supernovae 225**

16.1	Introduction . . . . .	225
16.2	Séquences temporelles . . . . .	225
16.3	Définition d'une nouvelle métrique - vitesse . . . . .	226
16.3.1	Introduction - notion de métrique . . . . .	226
16.3.2	Mesure de vitesses - méthode habituelle . . . . .	227
16.3.3	Métrique mesure de point fixes - principe . . . . .	227
16.3.4	Algorithme de détermination de tous les extrema . . . . .	229
16.3.5	Mesure d'une vitesse de raie donnée . . . . .	230
16.3.6	Comparaison avec une méthode classique sur une supernova publique : SN2002bo . . . . .	232
16.3.7	Significance . . . . .	232
16.3.8	Mesure pratique des vitesses . . . . .	233
16.3.9	Choix des longueurs d'onde de référence . . . . .	233
16.4	Courbes de lumière synthétiques . . . . .	233
16.5	Courbe de lumière V de la voie d'acquisition . . . . .	235

**17 Analyse des premières supernovae de SNfactory 239**

17.1	Introduction . . . . .	239
17.2	Problèmes rencontrés lors de l'analyse . . . . .	241
17.2.1	Les données manquantes et les problèmes de bases de données . . . . .	241
17.2.2	Les problèmes d'extraction . . . . .	241
17.2.3	Les conditions d'observation . . . . .	244
17.2.4	Problème d'échantillon . . . . .	244
17.3	Exemple d'étude d'une supernova : SN2006D . . . . .	247

17.4	Comparaison des vitesses . . . . .	256
17.4.1	La raie SiII $\lambda$ 6355 . . . . .	256
17.4.2	La raie SiII $\lambda$ 5972 . . . . .	257
17.4.3	Les raies de soufre . . . . .	257
17.5	Conclusion . . . . .	258
<b>VI</b>	<b>Appendices</b>	<b>263</b>
<b>A</b>	<b>Dénomination des fichiers dans SNfactory</b>	<b>265</b>
A.1	Numérotation des nuits . . . . .	265
A.2	Numéros de pose . . . . .	265
A.3	Nomenclature des données NEAT . . . . .	265
<b>B</b>	<b>Phases de la lune</b>	<b>267</b>
<b>C</b>	<b>Photométrie de la nuit</b>	<b>271</b>
C.1	NQE . . . . .	271
C.2	SkyProbe . . . . .	271
C.3	Indicateurs indirects . . . . .	272
<b>D</b>	<b>Séquences temporelles, métrique-vitesse et courbes de lumière de quelques supernovae</b>	
	<b>SNfactory</b>	<b>273</b>
D.1	SN2004ef . . . . .	273
D.2	SN2004gk . . . . .	278
D.3	SN2005M . . . . .	280
D.4	SN2005bc . . . . .	285
D.5	SN2005cf . . . . .	289
D.6	SN2005cg . . . . .	294
D.7	SNF20050728-000 . . . . .	298
D.8	SN2005el . . . . .	302
D.9	SN2005eu . . . . .	306
D.10	SN2006X . . . . .	310



# Introduction

La cosmologie a connu ces dernières années une révolution importante suite à des observations novatrices. Alors que pendant des décennies le modèle d'un Univers essentiellement composé de matière était accepté, de nouvelles observations démentirent cette image et suggérèrent plutôt un univers en expansion accélérée, avec la réintroduction du terme de constante cosmologique dans les équations de la relativité générale.

Le fer de lance de cette nouvelle donne fut l'observation d'objets particuliers dans le ciel : les supernovae de type Ia. Ces objets, résultats de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche, sont très proches du caractère de "chandelle standard". Ils peuvent de ce fait être utilisés comme étalon de distance, et la comparaison des objets proches et lointains permet de sonder les valeurs des paramètres cosmologiques.

La mise en évidence de cette composante de type "énergie noire", obtenue par deux équipes indépendantes étudiant les SNIa à la fin des années 90, a depuis été corroborée par d'autres sondes indépendantes (fond diffus cosmologique (CMB), oscillations du pic acoustique baryonique (BAO), cisaillement gravitationnel) et fait du modèle dit de concordance ou  $\lambda$ CDM le modèle de référence en cosmologie.

Depuis les premiers résultats publiés à la fin des années 90, des programmes plus ambitieux d'observation de SNIa, dits de deuxième génération, ont été mis en place : ces expériences disposent désormais de temps de télescope importants sur des instruments dédiés, par opposition aux expériences de première génération où les observations étaient faites sur plusieurs instruments qu'il fallait alors intercalibrer.

Deux types d'expérience sont nécessaires pour une mesure fine des paramètres cosmologiques : des expériences à haut décalage vers le rouge ou "redshift", telles ESSENCE et SNLS, et des expériences à bas décalage vers le rouge, telles SuperNova Factory. Contrairement à ce qu'on pourrait penser de prime abord, il est plus facile d'obtenir une statistique importante pour les supernovae plus lointaines : le volume d'espace recherché par unité de surface de ciel regardé est alors plus important puisque l'on observe des objets à des profondeurs plus importantes. Les expériences à haut redshift actuelles visent à obtenir plusieurs centaines d'objets d'ici 2008.

Il est dès lors nécessaire d'augmenter la statistique également à plus bas redshift (pour ne pas limiter la précision de la méthode : la chandelle standard doit être bien connue) ; actuellement, les supernovae à bas redshift utilisées sont une quarantaine d'objets (44 dans SNLS) dont une bonne moitié provient d'un programme du début des années 90.

L'objectif de SNfactory est double : d'une part, en collectant quelques 200 supernovae proches, il devrait combler le manque actuel de statistique de tels objets pour la cosmologie ; d'autre part, l'étude spectrophotométrique menée devrait permettre une meilleure compréhension des SNIa et renforcer leur utilisation comme sonde en cosmologie en répondant notamment aux critiques faites sur le caractère "chandelle standard".

Le travail de cette thèse s'inscrit directement dans le cadre de cette expérience. SNfactory a commencé son programme scientifique en août 2004 ; cette thèse présente mes travaux sur les outils nécessaires à l'analyse de ces données et ma contribution aux premiers résultats scientifiques obtenus.

Dans la première partie, j'aborderai brièvement les équations fondamentales de la cosmologie, puis

---

je présenterai les supernovae et l'utilisation de celles de type Ia pour la cosmologie. La pertinence du qualificatif "chandelle standard" y sera discutée, et une méthode récente de "standardisation" y sera présentée.

Dans la deuxième partie, je m'intéresserai plus aux méthodes d'observation : je présenterai brièvement un panorama des expériences utilisant les supernovae pour la cosmologie, puis je présenterai plus en détail l'expérience SNfactory. Cette expérience se compose de deux volets : une part de recherche de supernovae depuis le Mont Palomar en Californie, sous la responsabilité de nos collaborateurs américains, et une autre dédiée au suivi spectrophotométrique des supernovae depuis le télescope UH sur le Mauna Kea (Hawaii). Un spectrographe intégral de champ, SNIFS, a été spécialement construit en France à cette fin ; je présenterai brièvement son principe et son fonctionnement, en me concentrant particulièrement sur les voies spectroscopiques sur lesquelles mon travail s'est porté.

La troisième partie recense trois de mes contributions pour l'analyse spectroscopique de SNIFS. Le premier chapitre de cette partie est dédié à CubSim, une simulation d'un cube de données obtenu en considérant une supernova, le fond de ciel, une galaxie et les variations induites par l'atmosphère. Le deuxième chapitre procède de l'exercice inverse : il présente CubExtrac, un logiciel d'extraction du spectre de la supernova à partir du cube de données observées. Le troisième chapitre présente la procédure d'étalonnage absolu en flux lors de nuits photométriques - i.e. de nuits pendant lesquelles l'atténuation atmosphérique est stable à 1 %.

La quatrième partie montre des résultats de la mise en pratique des méthodes définies dans la partie précédente. Le chapitre 13 illustre certains aspects et problèmes rencontrés lors de l'application de CubExtrac sur des données réelles ou simulées. Une section de ce chapitre est consacré à une réflexion sur la déconvolution du spectre de la supernova de celui de la galaxie-hôte, non résolu encore au sein de l'expérience. Le chapitre 14 montre les résultats d'une nuit photométrique où une même étoile standard a été observée sous différents temps de pose, permettant de caractériser ainsi le comportement de plusieurs extractions en fonction du signal sur bruit. Le chapitre 15 s'intéresse à toutes les nuits supposées photométriques par un code développé au sein de la collaboration ; les courbes d'étalonnage en flux (et d'extinction quand cela est possible) y sont calculées pour chacune de ces nuits. Cela permet d'une part de mesurer la précision de la étalonnage en flux lorsque la nuit est photométrique, et d'autre part d'illustrer les limites de notre code estimateur de la photométrie.

La dernière partie est consacrée aux supernovae suivies jusqu'en juillet 2006. L'étude a été menée sur 50 objets ; les 10 objets de meilleure qualité ont été retenus. Pour chacun de ces objets, des courbes de lumière indicative (imprécise en raison de l'étalonnage absolu en flux encore à l'étude) et des séquences temporelles sont montrées. Les vitesses de quelques raies de ces objets sont mesurées par une nouvelle méthode développée à cet effet selon des principes de reproductibilité et de définition statistique ; la thèse se clot alors par une comparaison des vitesses mesurées pour chacune des 10 supernovae de l'échantillon retenu, permettant une étude de la diversité des SNIa.

## **Première partie**

# **Les supernovae en astrophysique et en cosmologie**





# Chapitre 1

## Quelques éléments de cosmologie

### 1.1 Introduction

La cosmologie est la science qui cherche à connaître à la fois le passé et l'avenir de l'univers à grande échelle. Elle se fonde sur deux piliers : une théorie (la Relativité Générale) et un principe (dit principe cosmologique). Le principe cosmologique fut postulé dans les années 20 par Einstein puis indépendamment par Friedmann et Lemaître ; il suppose que l'univers est homogène et isotrope. Ces deux suppositions furent à l'origine plutôt fondées sur des raisons philosophiques ; les observations d'aujourd'hui semblent cependant les confirmer de manière remarquable : les variations de températures du fond diffus cosmologique<sup>1</sup>, inférieures à  $10^{-4}$ , sont une remarquable confirmation de l'homogénéité de l'univers (les plus récents étant ceux de WMAP Spergel et al. (2006) tandis que les surveys de galaxies (SLOAN Digital Sky Survey (Dodelson et al. 2002), 2dF (Efstathiou et al. 2002)) indiquent qu'à des échelles supérieures à 100 Mpc<sup>2</sup> les galaxies sont réparties de manière aléatoire. Nous allons ici introduire quelques notions de base de cosmologie avant de nous intéresser plus en détail à la distance de luminosité, qui permet en particulier de contraindre les paramètres cosmologiques à l'aide des supernovae de type Ia utilisées comme étalon de distance.

### 1.2 Métrique de Robertson-Walker

En cosmologie, deux types de repère sont généralement utilisés, tous deux sphériques, et tous deux plaçant l'observateur au centre. Le premier est le plus "habituel" : un objet donné est à une distance radiale  $R(t)$  de l'observateur, cette distance variant avec l'expansion de l'univers. Le deuxième repère est dit *comobile* : l'objet a une coordonnée radiale indépendante du temps  $\chi = \frac{R(t)}{a(t)}$  où  $a(t)$  est appelé *facteur d'échelle*<sup>3</sup>. Dans les deux cas de figure, les coordonnées angulaires de l'objet sont indépendantes du temps. Les distances sont mesurées par le temps de transport des photons, qui suit des courbes géodésiques, i.e. satisfaisant  $ds^2 = dt^2 - dS^2 = 0$  où  $dS$  représente la part spatiale et  $dt$  la part temporelle.

$dS^2$  peut se décomposer en une composante radiale et une composante perpendiculaire :

$$dS^2 = dS_R^2 + dS_{\perp}^2 \quad (1.1)$$

---

<sup>1</sup>Le fond diffus cosmologique est le reliquat du découplage matière-rayonnement, à partir duquel l'univers est transparent aux photons

<sup>2</sup>Le parsec est par définition la distance vue sous une parallaxe d'une seconde ; plus simplement, 1 pc = 3.26 années-lumière =  $3,08568025 \cdot 10^{16}$  mètres

<sup>3</sup>Dans la littérature, ce facteur d'échelle est également noté  $R(t)$  ; dans ce manuscrit j'emploierai toujours  $a(t)$  pour éviter toute confusion avec la distance radiale.

Dans l'hypothèse d'un univers homogène et isotrope, cette relation peut se développer en :

$$dS^2 = a(t)^2 \cdot (d\chi^2 + S_k(\chi)^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\Phi^2)) \quad (1.2)$$

où  $S_k(\chi)$  peut prendre trois valeurs distinctes :

- $S_k(\chi) = \sin(\chi)$  pour un univers fermé (courbure notée  $k = 1$ ).
- $S_k(\chi) = \chi$  pour un univers plat ( $k = 0$ ).
- $S_k(\chi) = \sinh(\chi)$  pour un univers ouvert (courbure  $k = -1$ ).

Les observations du CMB mentionnées dans la section 1.1 semblent privilégier de manière très forte le cas d'un univers plat (voir Spergel et al. (2006) pour les résultats les plus récents).

Par un changement de variable  $r = S_k(\chi)$ , l'équation 1.2 peut se reformuler :

$$dS^2 = a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\Phi^2) \right] \quad (1.3)$$

Cette métrique, nommée métrique de Robertson-Walker, est valable pour un univers homogène et isotrope régi par les lois de la relativité générale.

## 1.3 Redshift

### 1.3.1 L'effet Doppler-Fizeau

L'effet Doppler-Fizeau est le décalage entre la fréquence de l'onde émise et de l'onde reçue lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement l'un par rapport à l'autre. Ainsi, un objet qui s'approche d'un observateur est décalé vers des fréquences plus grandes et un objet qui s'éloigne est décalé vers des fréquences plus petites. C'est ainsi par exemple qu'une sirène d'une ambulance qui s'approche nous paraît aiguë alors que le son devient de plus en plus grave au fur et à mesure qu'elle s'éloigne. La mesure du décalage spectral subit est ainsi une mesure directe de la vitesse de la source relativement à l'utilisateur. Mathématiquement, la relation est de la forme :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans un référentiel au repos,  $\Delta\lambda$  le décalage spectral,  $v$  la vitesse de la source par rapport à l'observateur et  $c$  la vitesse de la lumière.

Dans le domaine visible, les plus hautes longueurs d'onde correspondent au rouge, d'où le nom de décalage vers le rouge ou *redshift*. Par extension, on utilise également ces appellations même en dehors du domaine visible [400 nm - 800 nm].

### 1.3.2 Le redshift cosmologique

Étudions la trajectoire de deux photons émis de la même source d'un intervalle de temps  $\delta t_E$  dans un univers régi par la métrique de Robertson-Walker. Cette source est considérée immobile par rapport à l'observateur ; on considère  $\delta t$  suffisamment petit pour que  $a(t)$  puisse être considéré constant entre l'émission des deux photons. Les photons se déplaçant selon une géodésique, on a :

$$ds^2 = 0 \quad (1.5)$$

d'où

$$a(t)d\chi = dt \quad (1.6)$$

En intégrant cette relation entre l'émission (E) et la réception (R) :

$$\chi_R - \chi_E = \int_{t_E}^{t_R} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.7)$$

$$= \int_{t_E + \delta t_E}^{t_R + \delta t_R} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.8)$$

$$= \int_{t_E + \delta t_E}^{t_E} \frac{dt}{a(t)} + \int_{t_E}^{t_R} \frac{dt}{a(t)} + \int_{t_R}^{t_R + \delta t_R} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.9)$$

Moyennant l'hypothèse de constance de  $a(t)$  entre l'émission des deux photons, on peut simplifier en :

$$\chi_R - \chi_E = -\frac{\delta t_E}{a(t_E)} + \int_{t_E}^{t_R} \frac{dt}{a(t)} + \frac{\delta t_R}{a(t_R)} \quad (1.10)$$

Nous pouvons donc déduire de 1.7 et 1.10, considérant que les deux rayons lumineux subissent le même décalage vers le rouge :

$$\frac{\delta t_E}{\delta t_R} = \frac{a(t_E)}{a(t_R)} \quad (1.11)$$

$$= \frac{\lambda_E}{\lambda_R} \quad (1.12)$$

On remarquera qu'on retrouve la définition du décalage vers le rouge de l'équation 1.4 ; l'utilisation de cette appellation est donc de ce fait pleinement justifiée. Si on choisit plus particulièrement un observateur sur Terre, on obtient <sup>4</sup> :

$$\frac{a(t_E)}{a(t_0)} = \frac{\lambda_E}{\lambda_0} = \frac{1}{1+z} \quad (1.13)$$

$z$  est dans ce cas de redshift de la source située à  $\chi$ . Le décalage vers le rouge est donc une sonde directe du facteur d'échelle au moment de l'émission.

## 1.4 Equations de Friedmann-Lemaître

### 1.4.1 Equations d'Einstein

La relativité générale considère la gravitation comme une conséquence des propriétés géométriques de l'espace-temps. Cet espace-temps est décrit par une métrique

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.14)$$

où  $g_{\mu\nu}$  est appelé tenseur métrique.

Les équations liant la gravitation aux propriétés d'espace-temps prennent la forme <sup>5</sup> :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.15)$$

où  $G$  est la constante de gravitation de Newton.

<sup>4</sup>En cosmologie, il est d'usage d'indexer par un 0 les quantités mesurées par un observateur sur Terre à notre époque. Ainsi,  $t_0$  est l'instant où l'observateur observera le photon sur Terre.

<sup>5</sup>Il est d'usage en cosmologie de se placer dans l'unité  $c = 1$  ; j'emploierai assez fréquemment cette convention par la suite.

Lorsqu'Einstein établit ces équations, il croyait fermement que le contenu de l'Univers était primordial et qu'un référentiel associé à ce contenu pouvait être défini. Cette conviction imposait un univers statique, qui était alors l'opinion la plus répandue. Or les solutions de ses équations amenaient des solutions non stationnaires ; Einstein introduisit donc un terme supplémentaire, dit de constante cosmologique, pour rendre cet univers statique :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.16)$$

Deux contradictions à l'intuition d'Einstein ne tardèrent pas à se manifester : d'une part, des modèles d'univers sans matière furent développés avec les équations de la relativité générale (univers dits de de Sitter) ; d'autre part l'observation par Slipher en 1924 de l'éloignement des galaxies et donc de l'expansion de l'univers. Einstein regretta alors l'introduction de la constante cosmologique, la qualifiant même de pire erreur de sa vie, même s'il fut démontré peu après que la forme la plus générale des équations d'Einstein a un tel terme (éventuellement nul). Cette constante fut depuis la découverte de Hubble considérée nulle par la majorité des scientifiques, quelques irréductibles continuant de la prendre en compte, jusqu'aux années 90, où certaines expériences de cosmologie observationnelle utilisant des SNIa mirent en évidence la forte probabilité d'un univers à constante cosmologique non nulle (nous y reviendrons par la suite).

## 1.4.2 Le contenu énergétique de l'univers

Un univers régi par le principe cosmologique (i.e. homogène et isotrope) a le même tenseur énergie-impulsion qu'un fluide parfait (Weinberg 1972). Ce tenseur s'écrit sous la forme :

$$T^{\mu\nu} = (P + \rho)V^\mu V^\nu - P g^{\mu\nu} \quad (1.17)$$

où  $P, V$  et  $\rho$  sont respectivement la pression, la quadri-vitesse et la densité du fluide parfait. On peut ensuite identifier plusieurs types de fluide, se démarquant notamment par la densité d'énergie  $w = \frac{P}{\rho}$  :

1. Un fluide pour lequel  $w = 0$ . C'est le cas de fluides composés de particules non relativistes, pour lesquelles la pression est négligeable. On appellera un fluide de ce type *matière*. La densité de matière varie selon  $\rho_m \propto a^{-3}$
2. Un fluide pour lequel  $w = \frac{1}{3}$ . C'est le cas de fluides composés de particules relativistes, pour lesquelles l'énergie de masse est négligeable devant l'impulsion. On appellera un fluide de ce type *rayonnement*. La densité de rayonnement varie selon  $\rho_r \propto a^{-4}$
3. Un fluide correspondant à une énergie noire d'origine inconnue, pouvant provoquer une expansion accélérée (qui requiert  $w < -1/3$ ). Cette énergie noire peut se comporter comme une constante cosmologique, avec  $w = -1$ , ou selon un modèle de quintessence, pour lequel  $w$  varie en fonction du temps. Les observations actuelles ne semblent pas écarter le simple modèle de constante cosmologique<sup>6</sup>. Quel que soit le modèle choisi, une forme générale

$$\frac{\rho_z}{\rho_0} = \exp\left(3 \cdot \int_0^z \frac{1 + \omega(z')}{1 + z'} dz'\right) \quad (1.18)$$

permet de décrire l'évolution de sa densité. Si  $\omega$  est constant avec le redshift, cette forme peut se réécrire  $\rho_z \propto a^{-3 \cdot (1 + \omega)}$  en faisant appel à l'équation 1.13.

---

<sup>6</sup>Une mesure combinée des observations du pic acoustique baryonique par le SDSS et des données de la première année de SNLS donne  $w = -1.023 \pm 0.090 \pm 0.054$ , voir Astier et al. (2006)

### 1.4.3 Equations de Friedman-Lemaître

Les équations d'Einstein prennent une forme particulière dans le contexte du principe cosmologique. Etant donné la haute symétrie d'un univers soumis à ce principe, on obtient seulement deux équations indépendantes :

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

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P)a + \frac{\Lambda}{3}a \quad (1.20)$$

où  $P = \sum_i P_i$  et  $\rho = \sum_i \rho_i$ ,  $i$  symbolisant les différentes contributions (matière et rayonnement).

La première équation, appelée équation de Friedmann, exprime l'évolution du taux de l'expansion de l'univers en fonction du temps. La quantité  $\frac{\dot{a}}{a}$  est nommée la constante de Hubble (notée  $H$ ); sa valeur actuelle est très logiquement notée  $H_0$ . La seconde équation donne la valeur de l'accélération (ou décélération) de l'expansion à un instant donné. Il est d'usage de définir un paramètre de décélération adimensionné  $q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}$ .

### 1.4.4 Les densités d'énergie

On définit plusieurs quantités, dites densités d'énergie, qui permettent de simplifier la forme de l'équation de Friedmann (notamment en n'ayant que des termes sans dimension). Pour cela, on divise les densités  $\rho$  par un terme dit de densité critique égal à  $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ , définie comme la somme des densités.

Les quantités ainsi obtenues font partie de ce qu'on appelle couramment les paramètres cosmologiques.

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho_i}{3H^2} \quad (1.21)$$

$$\Omega_k = -\frac{k^2}{a^2 H^2} \quad (1.22)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.23)$$

L'équation de Friedmann 1.19 peut se réécrire alors, en posant  $\Omega_T = 1 - \Omega_k$ <sup>7</sup> :

$$\Omega_T = 1 - \Omega_k = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda \quad (1.24)$$

Il est essentiel de noter que cette équation est valable quel que soit le temps  $t$ ; il est très fréquent dans la littérature que  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  soient en fait abusivement utilisés pour désigner  $\Omega_{m_0}$  et  $\Omega_{\Lambda_0}$ .

On peut réécrire cette équation de manière à faire apparaître de manière explicite la variation temporelle :

$$\begin{aligned} H^2 &= H_0^2 \cdot \left[ \Omega_{m_0} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3} + \Omega_{r_0} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-4} + \Omega_{\Lambda_0} \cdot \exp\left(3 \int_0^z \frac{1 + \omega(z')}{1 + z'} dz'\right) + \Omega_{k_0} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-2} \right] \\ &= H_0^2 \cdot \left[ \Omega_{m_0} (1+z)^3 + \Omega_{r_0} (1+z)^4 + \Omega_{\Lambda_0} \cdot \exp\left(3 \int_0^z \frac{1 + \omega(z')}{1 + z'} dz'\right) \right. \\ &\quad \left. + \Omega_{k_0} (1+z)^2 \right] \end{aligned} \quad (1.25)$$

<sup>7</sup>le T signifi ant "total"

Ces densités de matière peuvent être mesurées de différentes manières (voir Peebles (2004) pour un inventaire) ; néanmoins, les SN Ia sont un outil de poids puisqu'elles permettent une mesure de la distance de luminosité, qui est une combinaison de  $\Omega_m$  et  $\Omega_\lambda$  dépendante de  $z$ , comme nous le verrons dans le chapitre 4.

## 1.5 Distances cosmologiques

### 1.5.1 Distance de luminosité

Après avoir introduit des outils formels, nous allons introduire ici un concept plus proche de l'observation : la distance de luminosité. Comme on peut le soupçonner au vu de ce qui précède, et qui apparaîtra de manière évidente dans la section 4.1, la géométrie de l'Univers est liée à son contenu énergétique ; par conséquent la connaissance de distances permet de contraindre les paramètres cosmologiques. On peut définir trois types de distance : la distance de luminosité, la distance angulaire et la distance de mouvement propre (cette dernière n'étant pas à confondre avec la distance propre, qui est la distance  $D = a(t)\chi$  qui serait mesurée par une règle cosmique démesurée...) (cf (Carroll, Press, and Turner 1992))

Nous ne verrons ici que la distance de luminosité, qui est celle utilisée dans le cadre de la cosmologie à l'aide des SN Ia.

En géométrie euclidienne, la luminosité décroît comme l'inverse du carré de la distance. De façon naturelle, on définit la distance de luminosité d'un objet de luminosité intrinsèque  $\mathcal{L}$  observé avec un flux par unité de temps et de surface  $f$  telle que :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \quad (1.27)$$

On peut exprimer le flux observé  $f$  en fonction de la luminosité intrinsèque  $\mathcal{L}$  dans le cadre de la métrique de Robertson-Walker, permettant ainsi d'exprimer  $d_L$  en fonction de paramètres cosmologiques. Dans la métrique choisie, un élément de surface s'exprime par :

$$dS^2 = a(t)^2 S_k(\chi)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\Phi^2) \quad (1.28)$$

où  $S_k(\chi)$  est la fonction dépendant de la courbure de l'univers (cf section 1.2) La surface totale de la sphère  $t = t_0$  est par conséquent :

$$S^2 = 4\pi a_0^2 S_k(\chi)^2 \quad (1.29)$$

Il ne faut ensuite pas oublier de prendre en compte les effets de redshift mentionnés précédemment :

- Un photon émis avec une énergie  $E_E$  est décalé vers le rouge et perçu à une énergie

$$E_R = E_E \frac{a_0}{a(t_E)} = E_E(1 + z) \quad (1.30)$$

- Les photons émis dans un intervalle de temps  $t_E$  sont observés dans un intervalle

$$t_R = t_E \frac{a_0}{a(t_E)} = t_E(1 + z) \quad (1.31)$$

On en déduit le flux (luminosité apparente par unité de temps et de surface) :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi a_0^2 S_k(\chi)^2} \frac{1}{(1 + z)^2} \quad (1.32)$$

De ce fait, la distance de luminosité prend la forme :

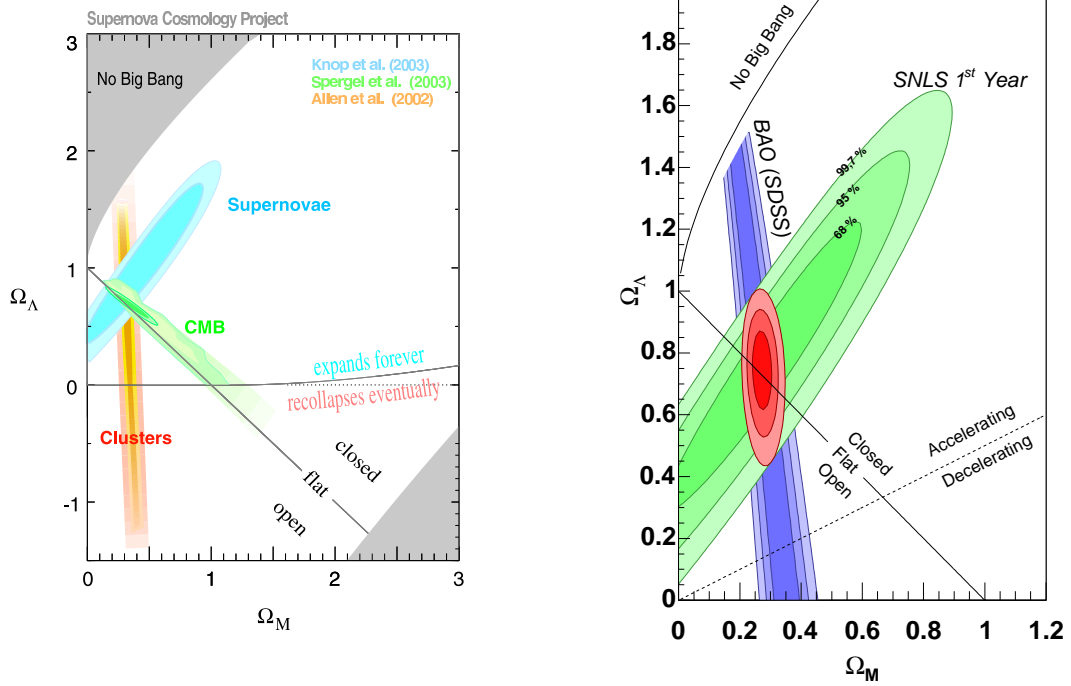


FIG. 1.1 – Deux exemples de contours ; l'un provenant du SCP ( Knop et al. (2003)) et l'autre de SNLS ( Astier et al. (2006)). On peut voir que les contraintes données par les supernovae ne sont pas selon le même axe que celles du fond diffus cosmologique ou CMB (voir figure de gauche) ou celles provenant d'autres sondes (amas sur la figure de gauche, pic acoustique baryonique (BAO) sur celle de droite.).



$$d_L = a_0 S_k(\chi)(1+z) \quad (1.33)$$

Réexprimons  $\chi$  en fonction des densités d'énergies. D'autre part, d'après 1.6 on peut obtenir :

$$\chi = \int_{t_0}^t \frac{dt}{a(t)} \quad (1.34)$$

$$= \int_{\frac{a_0}{1+z}}^{a_0} \frac{da}{\dot{a}a} \quad (1.35)$$

En continuant ce calcul, on peut arriver à l'expression :

$$d_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (1.36)$$

où  $H(z)$  peut se réexprimer en fonction des paramètres cosmologiques d'après l'équation 1.26.

Note : pour des objets peu décalés vers le rouge ( $z \ll 1$ ), on obtient la forme approchée :

$$d_L(z) = \frac{cz}{H_0} \left( 1 + \frac{1-q_0}{2}z + \mathcal{O}(z^2) \right) \quad (1.37)$$

Cela signifie que pour des objets proches la mesure de la distance permet de déterminer au premier ordre la constante de Hubble de nos jours et au second ordre le paramètre adimensionné de décélération.

## 1.5.2 Chandelle standard

A priori, la relation 1.36 ne permet pas en pratique de déterminer les paramètres cosmologiques avec un objet quelconque : la détermination de paramètres cosmologiques via cette relation implique de pouvoir mesurer à la fois la distance et le flux intrinsèque, ce qui semble a priori impossible, à moins de disposer d'un type particulier d'objet nommé une *chandelle standard* pour lequel on peut mesurer indirectement leur flux intrinsèque.

Il n'existe aucune véritable chandelle standard, mais certains objets se sont révélés être *standardisables* : une relation empirique permet d'obtenir une estimation de leur flux intrinsèque. De fait, seuls deux types d'objets sont standardisables actuellement : les céphéides et les supernovae de type Ia (notées SNIa).

Les Céphéides sont des étoiles variables périodiques très lumineuses ( $5 \cdot 10^2$  à  $5 \cdot 10^4 L_\odot$ )<sup>8</sup> ; il s'agit d'étoiles jeunes et massives (entre 2 et  $10 M_\odot$ ) entamant la combustion de l'hélium. Le flux intrinsèque d'une céphéide à une autre est très variable, mais une relation empirique dite PLC (période-luminosité-couleur) permet de donner la luminosité intrinsèque de l'étoile :

$$\langle M \rangle = \alpha \log_{10}(P) + \beta(\langle B \rangle - \langle V \rangle) + \gamma \quad (1.38)$$

où  $\langle M \rangle$  est la luminosité intrinsèque de l'étoile dans une bande donnée et  $\langle B \rangle - \langle V \rangle$  est la couleur moyenne corrigée du rougissement.

Les Céphéides ne sont pas directement utilisables pour la détermination de paramètres cosmologiques (leur gamme de luminosité intrinsèque, si impressionnante fût-elle par rapport à celle de notre soleil est bien trop limitée pour nous permettre d'en observer à des redshifts importants). Néanmoins, ce

<sup>8</sup>Le symbole  $\odot$  signifie qu'on fait référence au Soleil.  $L_\odot$  est ainsi la luminosité du Soleil ;  $L_{\odot V}$  est la luminosité du soleil dans un filtre V.

sont de très précieux indicateurs de distance proches, très utiles pour étalonner d'autres méthodes de mesure de distance, en dépit d'incertitudes sur la valeur des coefficients dues par exemple aux rougissemments galactiques, on estime la précision de la mesure de distance à environ 15 %.

Les SNIa sont le fruit de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche suite à un dépassement d'une masse critique dite de Chandrasekhar provoquée par l'accrétion de matière d'une étoile compagnon (voir chapitre 2). Etant donné la similitude des conditions avant l'explosion (même masse et même composition de la naine blanche), on peut s'attendre à observer la même évolution et la même luminosité intrinsèque pour chaque SNIa. En pratique, les supernovae de type Ia présentent une disparité non négligeable (voir chapitre 3) et la dispersion en flux est de l'ordre de 50 %. Néanmoins, des relations empiriques basées sur les formes de leurs courbes de lumière permettent de réduire cette dispersion en flux à environ 15 % (voir chapitre 4). L'intérêt des SNIa est qu'en raison d'une luminosité intrinsèque très intense ( $10^{44}$  J) elles sont visibles à des échelles cosmologiques et permettent donc d'estimer  $\Omega_{m_0}$  et  $\Omega_{\Lambda_0}$  selon la relation 1.36. Les plus proches d'entre elles permettent également une mesure précise de  $H_0$ .

Les chapitres 2 et 3 seront consacrés à la description de ces objets ; l'aspect cosmologique des supernovae de type Ia sera abordé plus en détail dans le chapitre 4.

---

## Références

- Astier, P., 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. Pritchett, 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. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006, February). The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set. *A&A* **447**, 31–48.
- Carroll, S. M., W. H. Press, and E. L. Turner (1992). The cosmological constant. *ARA&A* **30**, 499–542.
- Dodelson, S., 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. Hennesy, 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 (2002, June). The Three-dimensional Power Spectrum from Angular Clustering of Galaxies in Early Sloan Digital Sky Survey Data. *ApJ* **572**, 140–156.
- Efstathiou, G., 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 (2002, February). Evidence for a non-zero  $\Lambda$  and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and cosmic microwave background anisotropies. *MNRAS* **330**, L29–L35.
- Knop, R. A., 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. Schahmanche, E. Smith, A. L. Spadafora, V. Stanishev, M. Sullivan, N. A. Walton, L. Wang, W. M. Wood-Vasey, and N. Yasuda (2003, November). New Constraints on  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ , and  $w$  from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope. *ApJ* **598**, 102–137.
- Peebles, P. J. (2004, October). Testing General Relativity on the Scales of Cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Spergel, D. N., 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, H. K., R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright (2006). Wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) three year results : Implications for cosmology. *ArXiv : astro-ph/0603449*.
- Weinberg, S. (1972). *Gravitation and cosmology : Principles and applications of the general theory of relativity*. New York : Wiley, |c1972.

## Chapitre 2

# Qu'est-ce qu'une supernova ?

### 2.1 Généralités

Une supernova, comme sa racine latine l'indique, est un objet nouveau apparaissant dans le ciel <sup>1</sup>. De tels objets ont été recensés très tôt (la première attestée date du deuxième siècle de notre ère) et une dizaine d'entre eux émaillent les archives historiques jusqu'au début du 20<sup>ème</sup> siècle. Au siècle dernier, l'observation de ces objets s'est intensifiée. A la fin des années 90, une utilisation cosmologique intéressante de certaines de ces supernovae a motivé des programmes d'observation voués à l'étude d'un nombre important d'entre elles (cf chapitre descriptif des expériences), permettant leur étude systématique.

Ces astres se distinguent par une augmentation brutale d'intensité (leur intensité au maximum est du même ordre de grandeur que celui de leur galaxie-hôte) suivie d'une décroissance très rapide de cette intensité, rendant ces objets difficiles à suivre sur de grandes échelles de temps (elles sont typiquement observées deux-trois mois ; quelques-unes sont réobservées un an ou deux après leur maximum mais elles sont alors extrêmement faibles).

### 2.2 Classification

La question maintenant est de comprendre exactement ce qui est à l'origine de ces objets. De fait, il s'avère que l'appellation supernova recouvre des phénomènes assez différents, même s'il est par ailleurs évident que nombre de ces objets présentent des caractéristiques semblables (aussi bien spectroscopiques que photométriques). On peut dès lors les regrouper sous forme de "familles" ; cette étape s'est faite en plusieurs temps et n'est pas encore achevée.

La première classification fut introduite par Minkowski (1941) ; elle distinguait deux types de supernovae, qui furent simplement appelées I et II. La principale différence observable entre ces deux types est d'ordre spectroscopique : les supernovae de type II possèdent des raies d'hydrogène dans leur spectre absente des supernovae de type I.

Par la suite, les choses se compliquèrent quelque peu : des différences notables furent également observées au sein des supernovae de type I. Cette différence se situe sur deux plans : certaines possédaient des raies de silicium dans leur spectre, et leur courbe de lumière se distingue par un maximum dans le filtre B bien plus intense. Elles furent appelées supernovae de type Ia ; les autres supernovae de type I étant nommées Ib ou Ic selon qu'elles possèdent respectivement beaucoup ou peu d'hélium.

---

<sup>1</sup>Le "super" étant présent car le terme "nova" existe déjà pour un autre phénomène astrophysique bien moins intense en luminosité.

Notons également que les types II ont également une classification selon l'aspect de leurs courbes de lumière. Les figures 2.1, 2.2 et 2.3 illustrent ces différences.

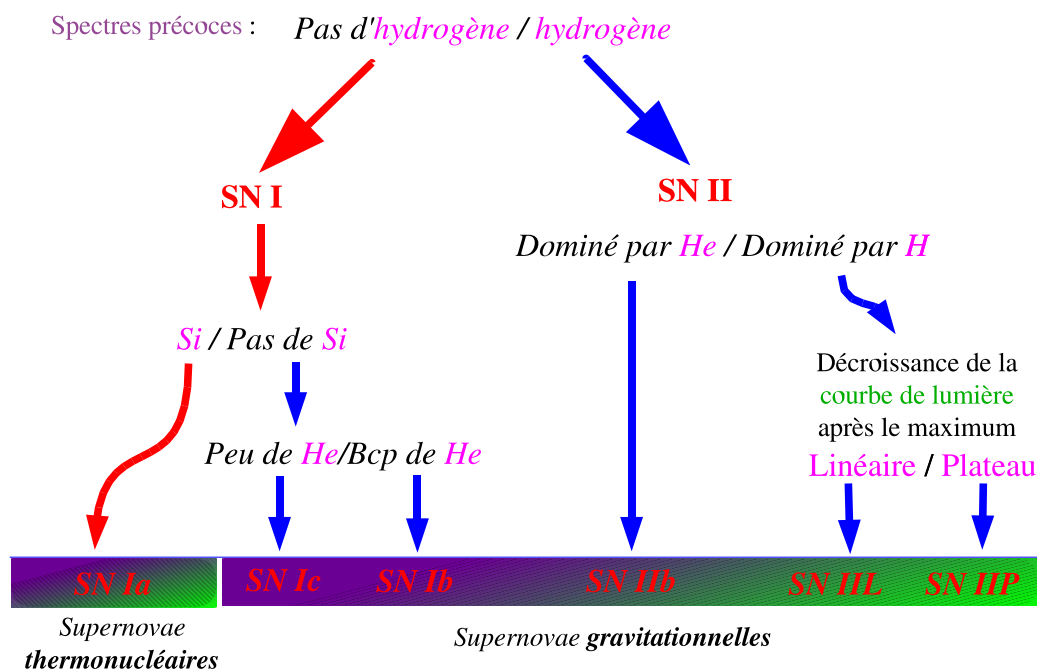


FIG. 2.1 – Classification des différents types de supernovae. L'identification de ces éléments est faite lors de la phase photosphérique.

A la lumière des observations des dernières décennies, deux remarques s'imposent sur cette classification :

- Si la classification possède sa propre logique, elle ne rassemble pas les objets selon leur origine astrophysique. Les supernovae de type II, Ib et Ic semblent issues d'un effondrement gravitationnel, alors que les supernovae de type Ia ont une origine radicalement différente et résultent d'une explosion thermonucléaire.
- Cette classification est simpliste sous certains aspects et ne rend pas compte de la diversité rencontrée : certaines supernovae ne se conforment pas entièrement aux autres membres du même type (cf 1987A sur la figure 2.3 ou les SNIa sur ou sous-lumineuses présentées plus loin).

Afin de comprendre l'origine supposée de ces supernovae, quel que soit leur type, il convient de présenter brièvement le destin des étoiles selon leur masse (on pourra se référer à Luminet (1987) pour plus de détails).

### 2.3 Les supernovae résultant d'effondrement gravitationnel (type II et Ib-Ic)

Les supernovae d'effondrement gravitationnel sont le destin des étoiles les plus massives ( $M > 8 M_{\odot}$ ). Ces étoiles sont extrêmement lumineuses (de  $10^4$  à  $10^8 L_{\odot}$ ) et ne vivent que quelques dizaines de millions d'années (à comparer aux quelques milliards d'années de vie d'une étoile telle que notre soleil). Cette évolution rapide est due à une température et une pression bien plus importante que pour les étoiles

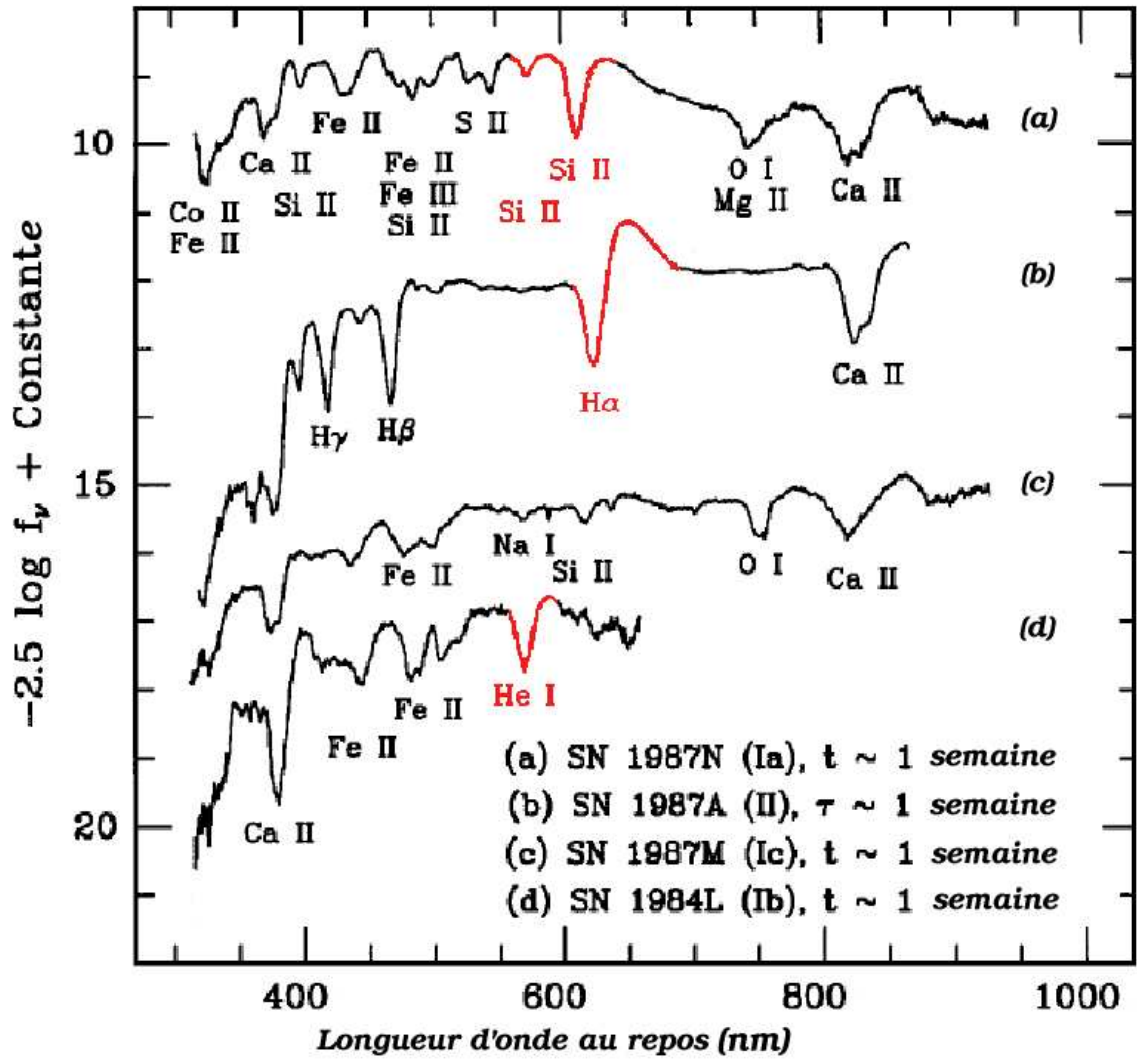


FIG. 2.2 – Exemples d'un spectre "typique" de chaque type de supernovae à une phase donnée (représenté en magnitude).  $t$  et  $\tau$  représentent respectivement le temps observé après le maximum dans la bande B et le temps après l'explosion. Les raies les plus caractéristiques de chaque raie sont apparentes en rouge. Crédit : Filippenko (1997).

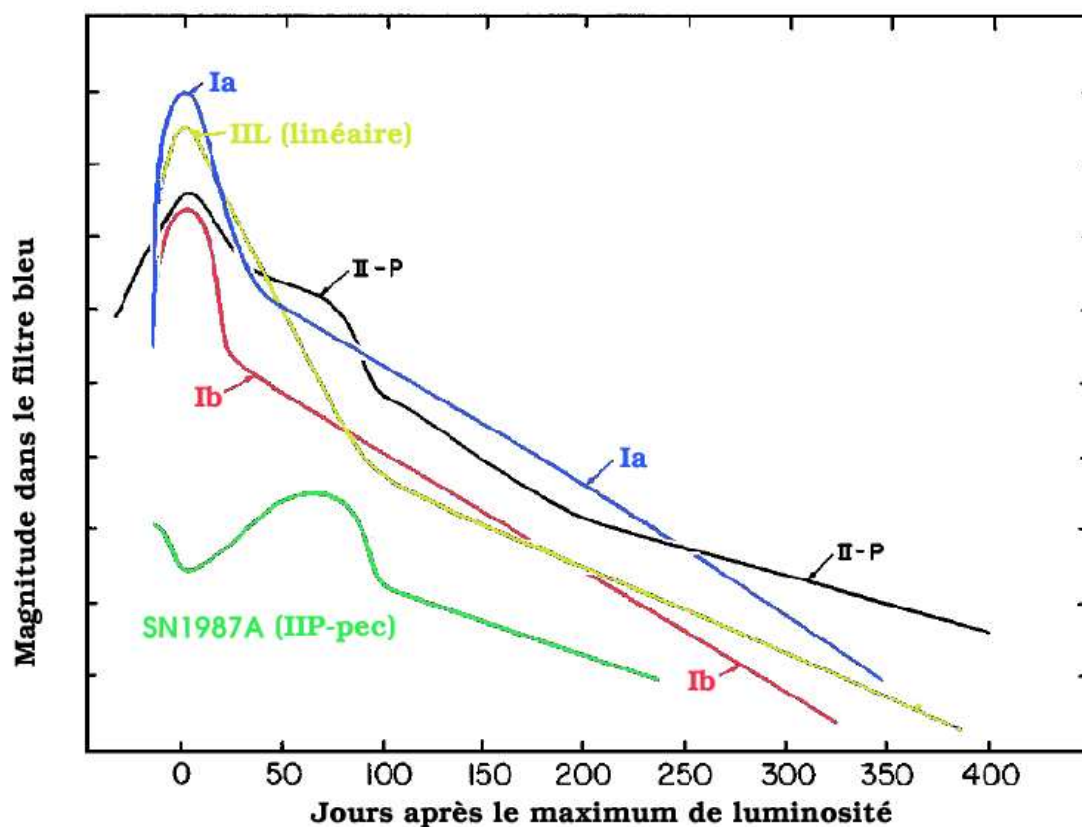


FIG. 2.3 – Exemple schématique de courbes de lumière dans la bande B de Bessell. Toutes les courbes de lumière sont tracées à la même échelle (même si celle-ci n'apparaît pas sur l'axe des ordonnées). On voit que les supernovae de type Ia sont les plus intenses au maximum de luminosité. La courbe nommée Ib est en fait un mélange de Ib et Ic, dont les courbes de lumière sont très similaires. SN1987A (la supernova la mieux observée à ce jour) présente ici une courbe de lumière très différente des supernovae de type II typiques : sa forme est étrange et le flux est bien plus faible. De tels écarts à la courbe de lumière typique ne sont pas l'apanage des supernovae de type II : les supernovae de type Ia sous-lumineuses ont une luminosité très inférieure (de l'ordre de deux magnitudes - voir figure 3.7) aux supernovae normales et leur courbe de lumière dans les bandes les plus rouges ne présentent pas de maximum secondaire (voir le chapitre suivant, particulièrement la figure 3.7). Crédit : Filippenko (1997).

### 2.3. LES SUPERNOVAE RÉSULTANT D'EFFONDREMENT GRAVITATIONNEL (TYPE II ET IB-IC)

moins massives. Une étoile est un compromis permanent entre sa gravitation propre d'une part et la pression interne d'autre part. La première étape de la vie d'une étoile est la combustion de son hydrogène (c'est l'étape qui constitue de l'ordre de 90 % de la vie d'une étoile). Lorsque le coeur de l'étoile a consommé l'essentiel de son hydrogène, il se contracte car il ne peut plus compenser la gravitation. Les couches externes tombent vers le coeur, jusqu'à ce que la température augmente pour amorcer la fusion de l'hélium. L'augmentation de la température se répercute dans les couches extérieures au coeur, et la fusion de l'hydrogène se poursuit dans une enveloppe autour du coeur, qui auparavant contenait de l'hydrogène n'entrant pas en fusion. Viendront plus tard de la même manière les fusions d'éléments plus lourds, jusqu'au fer ; à ce stade, notre étoile a une structure dite en pelure d'oignons, avec les éléments de plus en plus légers à mesure que l'on s'éloigne du coeur. Au fer, les réactions de fusion ne peuvent plus alimenter l'étoile en énergie<sup>2</sup> : la réaction pour fusionner du fer serait en effet endothermique (le fer est l'élément ayant l'énergie de liaison la plus élevée dans la nature : 8,8 Mev / nucléon). Le coeur est alors très dense et la pression est majoritairement fournie par les électrons dégénérés. Dans la couche la plus proche du coeur, le silicium continue de fusionner et de produire du fer, augmentant ainsi la masse du coeur. Lorsque le coeur atteint une masse critique dite de Chandrasekhar<sup>3</sup>, la pression des électrons n'est plus en mesure de contrebalancer la gravitation. Le coeur s'effondre de nouveau, et sa température augmente, et des rayons  $\gamma$  de hautes énergies sont produits. Ces  $\gamma$  décomposent des atomes de fer en atomes d'hélium et en neutrons libres par photodissociation. A mesure que la densité du coeur augmente, la désintégration  $\beta$  inverse ( $e + p \rightarrow n + \nu$ ) est favorisée. Les neutrinos produits s'échappent du coeur en emportant de l'énergie. On a alors une accélération de l'effondrement, qui se poursuit jusqu'à ce que la densité atteigne la densité nucléaire ; la matière est alors principalement constituée de neutrons. A ce stade, c'est la pression du gaz de neutrons qui résiste à la gravitation. Le noyau devient incompressible alors que les couches externes continuent de s'effondrer. Une onde de choc se crée alors dans le noyau et se propage vers l'extérieur ; on parle de "rebond". La pression de radiation des neutrinos seraient alors à l'origine de la dislocation de l'étoile ; la majorité des couches externes sont éjectées, laissant une étoile à neutrons ou possiblement un trou noir (ce dernier n'est pas encore vérifié observationnellement).

On estime qu'une énergie de  $3 \cdot 10^{53}$  ergs<sup>4</sup> est libérée, essentiellement sous forme de neutrinos émis par le coeur (99 % de l'énergie). Le reste est sous forme d'énergie cinétique (1 %) et d'énergie lumineuse (0,1%) (Mochkovitch 1994). De manière paradoxale, les supernovae gravitationnelles, l'un des événements les plus violents de l'univers, sont de fait moins lumineuses en moyenne que les supernovae de type Ia.

La différence entre type Ib, Ic, et II (essentiellement présence ou non d'hydrogène et d'hélium) serait le fait de l'éjection d'une partie de l'enveloppe due à de forts vents stellaires avant l'explosion pour les Ib et Ic, qui seraient le fait d'étoiles progénitrices encore plus massives que les type II. Cela peut se confirmer au vu des spectres aux alentours du maximum : les premiers spectres de Ibc (représentatifs des couches les plus extérieures en raison de la structure en pelure d'oignon d'une supernovae gravitationnelle) font déjà état d'éléments lourds (CaII, SiII) absents des spectres à la même époque pour les type II.

Enfin, contrairement aux SNIa dont nous allons parler dans un instant, il convient de signaler que les supernovae gravitationnelles regroupent des étoiles de très grande variété, et n'ont pas de caractère chandelle standard (certains éléments sont cruciaux dans le développement de la supernova, à commencer par sa masse).

A noter également qu'il reste quelque chose après l'explosion de l'étoile, contrairement aux super-

---

<sup>2</sup>Ce qui ne signifie pas qu'elles s'arrêtent complètement : les modèles de nucléosynthèse ne peuvent expliquer l'existence à l'état naturel d'éléments plus lourds que le fer autrement que par l'entremise de supernovae gravitationnelles

<sup>3</sup> Chandrasekhar (1931) a établi l'existence de cette loi et fixait la masse critique à  $0.91 M_{\odot}$  ; la valeur actuellement retenue est de l'ordre de  $1,4 M_{\odot}$  (de  $1.38$  à  $1.44 M_{\odot}$  selon les sources)

<sup>4</sup> $1 \text{erg} = 10^{-7} \text{J}$ .



The time series of spectra is a “CAT Scan” of the Supernova

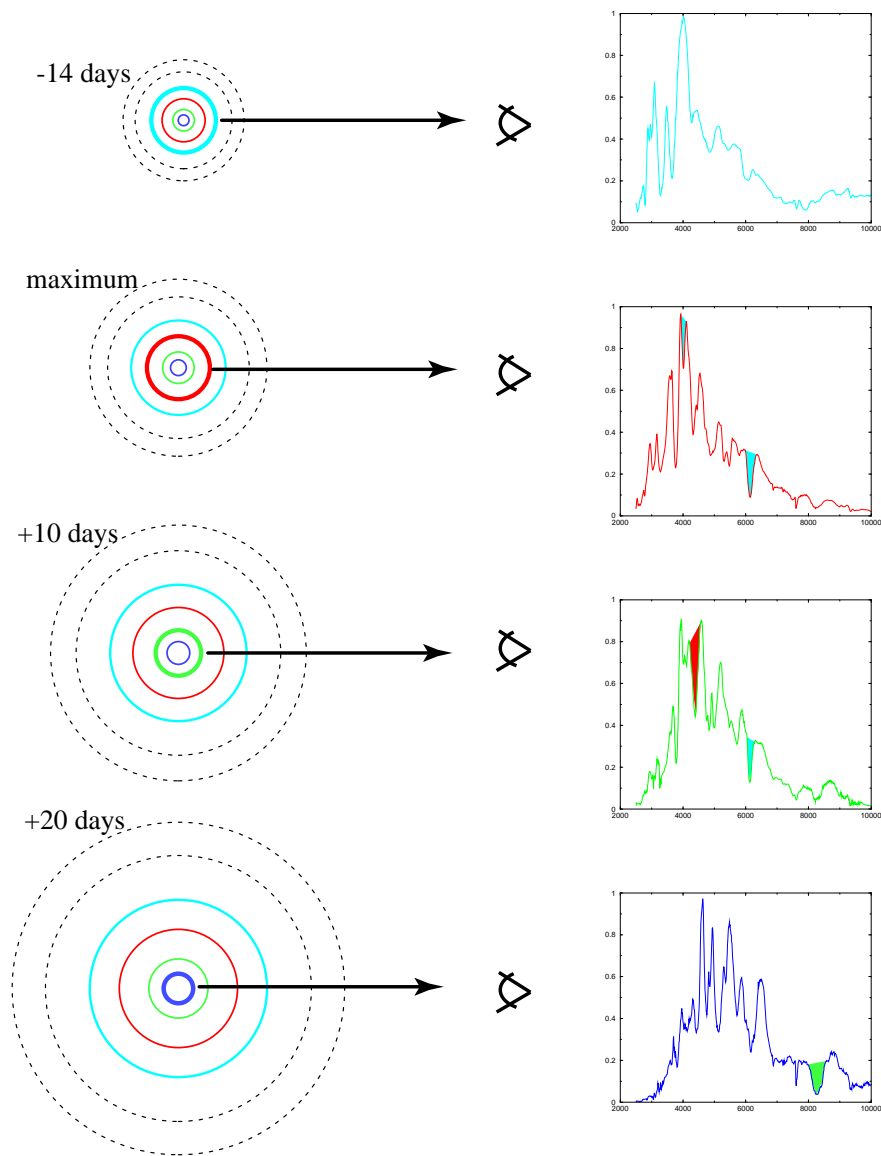


FIG. 2.4 – Zone observée dans la supernova (ici une Ia) selon la phase. Les différents éléments de la supernova sont éjectés à des vitesses très différentes, formant différentes couches. Au départ (première figure) seules les éléments éjectés le plus rapidement sont visibles; au fur et à mesure que la phase augmente, les couches les plus rapides deviennent de plus en plus transparentes et les couches moins rapides deviennent visibles. Les pics d’absorption se forment par interaction des photons de la couche accessible la plus intérieure avec les autres couches.

novae de type Ia. On pense notamment que les étoiles à neutrons et les trous noirs seraient issus de telles supernovae gravitationnelles.

## 2.4 Les supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia ont une origine complètement différente : elles mettent en jeu une naine blanche, et également dans le modèle le plus répandu une étoile compagnon (souvent une géante mais la nature du compagnon n'est pas encore certaine). Une naine blanche est le destin des étoiles relativement peu massives (inférieures à  $8M_{\odot}$ )<sup>5</sup>.

### 2.4.1 Formation des naines blanches

Les étoiles peu massives vivent plusieurs milliards d'années (une étoile comme notre soleil a une durée de vie de 10 milliards d'années) durant lesquelles l'essentiel du temps correspond à la fusion de l'hydrogène en hélium dans le coeur de l'étoile.

Lorsque le coeur de l'étoile a consommé l'essentiel de son hydrogène, il se contracte car il ne peut plus compenser la gravitation. Du fait de cette contraction, la température, la pression et la densité augmente. L'augmentation de la température se répercute dans les couches extérieures au coeur, et la fusion de l'hydrogène se poursuit dans une enveloppe autour du coeur, qui auparavant contenait de l'hydrogène n'entrant pas en fusion. Par une pression thermique, les couches extérieures au contraire se dilatent pendant ce temps. Lorsque le coeur atteint une température suffisante (de l'ordre de 100 millions de Kelvins, contre 15 millions pour la fusion de l'hydrogène), les noyaux d'hélium du coeur entrent à leur tour en fusion pour former de l'oxygène. Cette phase assez violente est nommée "flash de l'hélium" ; l'étoile se stabilise de nouveau quelque temps après (un million d'années dans le cas d'une étoile de type Soleil). L'étoile a grossi démesurément pendant cette phase et est sortie de la séquence principale pour devenir une "géante rouge". Ce terme n'est pas usurpé : à ce stade, notre soleil s'étendra au delà de l'orbite de la Terre... (soit plus de 150 millions de kilomètres de rayon, contre moins de 1 million actuellement). A la périphérie d'une géante rouge, la densité de matière est très faible, comparable aux meilleurs vides pouvant être produits en laboratoire.

Après la fusion de l'hélium, le coeur est formé de carbone et d'oxygène. Les couches extérieures commencent à brûler sporadiquement leur hydrogène et leur hélium ; la stabilité de l'étoile n'est plus assurée que par intermittence. Pendant les périodes d'instabilité, une partie de l'enveloppe est éjectée. A la fin, seul le coeur reste, toute l'enveloppe ayant été éjectée. Pendant à peu près 100000 ans, l'étoile devient une "nébuleuse planétaire"<sup>6</sup> : un nuage de gaz formé par l'enveloppe éjectée qui rayonne la lumière émise par la surface de l'étoile restante.

Après ces 100 millions d'années, le gaz se dilue dans l'espace interstellaire et seul subsiste le coeur de l'étoile, qui forme alors ce que l'on appelle une "naine blanche". L'étoile porte ce nom car sans force de fusion suffisante pour compenser la gravitation, l'étoile a continué de se contracter jusqu'à atteindre un rayon de quelques kilomètres. Le qualificatif blanche provient de sa température de surface très élevée, due à une densité extrêmement élevée :  $800 \text{ kg.cm}^{-3}$ , soit bien plus que les éléments les plus lourds disponibles sur Terre. Cette densité très élevée est régie par le Principe d'Exclusion de Pauli : dans une naine blanche, le gaz d'électrons est comprimé dans un volume tel que tous les états quantiques disponibles sont remplis ; il offre ainsi une pression qui s'oppose à la gravitation en lieu et place de la

<sup>5</sup>Les étoiles les moins massives, appelées naines brunes et naines rouges, n'ont pas respectivement la fusion de l'hydrogène et la fusion de l'hélium. Elles ne deviennent donc pas des naines blanches et n'interviennent dans aucun des phénomènes de supernovae.

<sup>6</sup>Ce nom évidemment inadapté est un reliquat historique du nom donné par Herschel, qui pensait que ces corps pouvaient expliquer la genèse des planètes.

---

pression de radiation. Cette pression quantique est nommée “pression de dégénérescence”. Par définition, cette pression est indépendante de la température.

Une naine blanche est un astre exotique à plus d’un titre : plus elle est petite, plus elle est massive (la masse varie comme l’inverse du volume. En effet, la gravitation y est plus intense et favorise d’autant plus la contraction. Les électrons et les noyaux y sont séparés ; les électrons sont à l’origine de la pression de dégénérescence tandis que le mouvement des noyaux est à l’origine de la température. L’énergie est dissipée lentement par rayonnement, et peu à peu la naine blanche se refroidit.

## 2.4.2 De la naine blanche à une supernova de type Ia

Le mécanisme d’explosion des supernovae de type Ia est loin d’être éclairci ; la seule chose communément admise est la présence d’une naine blanche dans l’opération.

Les naines blanches sont des astres relativement répandus ; leur destin habituel est de s’éteindre doucement et paisiblement. Ceci dit, l’analyse de la constitution spectrale des SN Ia suggère que certaines naines blanches dans des systèmes binaires seraient à l’origine des supernovae de type Ia. En effet, elles permettent d’expliquer plusieurs observations :

- L’absence d’hydrogène dans leur spectre.
- L’abondance des éléments de masse intermédiaire (silicium, calcium).
- La forme de la courbe de lumière, qui peut s’expliquer en grande partie par la désintégration :



dont les temps de demi-vie (6.1 et 77 jours respectivement) sont les seuls à correspondre aux ordres de grandeur observés pour les courbes de lumière.

Le modèle le plus fréquent serait l’accrétion de la matière du compagnon (voir figure 2.5). Cette accrétion se poursuivrait jusqu’à atteindre la masse critique de Chandrasekhar ; à ce niveau, l’étoile s’effondre et la température en son coeur augmente suffisamment pour autoriser la fusion du carbone.

Un autre modèle, moins favorisé (entre autres parce que la remarquable homogénéité des supernovae de type Ia est moins évidente à expliquer), consiste en la coalescence de deux naines blanches (Iben and Tutukov 1984).

Même en admettant le modèle d’accrétion de la matière d’un compagnon, d’autres problèmes se posent : le mécanisme exact de l’explosion n’est pas éclairci. Seul un modèle de pure détonation<sup>7</sup> a été rejeté : les éléments seraient dans ce cas instantanément convertis en éléments lourds, ce qui ne permet pas d’expliquer la forte présence éléments de masse intermédiaire observés. Une déflagration (Nomoto et al. 1984) est donc possible, ainsi qu’un modèle dit de détonation retardée (Khokhlov 1991) dans lequel l’explosion commence comme une déflagration avant de devenir une détonation.

Les modèles se sont complexifiés et améliorés depuis une dizaine d’années avec l’apparition de modèles en 3 dimensions ; auparavant les modèles étaient développés en une dimension et une symétrie sphérique était assumée. Ces modèles semblent mieux à même de reproduire les observables (Gamezo et al. 2003 ; Röpke and Hillebrandt 2005).

D’autres idées ont été avancées, dont des modèles dit sub-Chandrasekhar (Woosley and Weaver 1994) : sous certaines hypothèses sur le taux d’accrétion et la nature du matériau accrété, il pourrait se former une couche d’hélium dégénéré dont l’explosion pourrait expliquer la compression du coeur et le début de la fusion du carbone. Ces modèles expliqueraient les supernovae de type Ia-sous lumineuse (voir chapitre suivant) mais restituer convenablement les spectres et les courbes de lumière est difficile (Hillebrandt and Niemeyer 2000).

---

<sup>7</sup>Une détonation est une propagation plus rapide que la vitesse du son dans le milieu, par opposition à une déflagration plus lente que cette même vitesse.

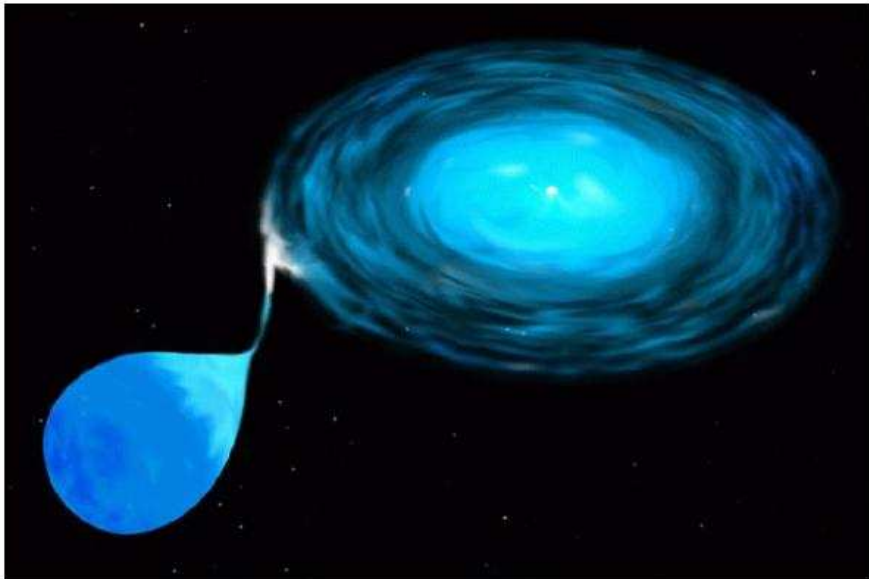


FIG. 2.5 – *Vue d'artiste de l'accrétion d'une étoile compagnon (probablement de la branche des étoiles géantes) à gauche par une naine blanche (le point blanc à droite).*

---

Pour résumer, une SNIa est un objet extrêmement complexe à modéliser et bien des scénarii ont été envisagés, sans que l'on puisse identifier de manière sûre le(s) progéniteur(s) et le(s) mécanisme(s) d'explosion. Hillebrandt and Niemeyer (2000) ont défini quatre critères que doivent satisfaire un modèle pour être crédible :

1. Les compositions et vitesses des ejecta doivent être en accord avec les spectres et courbes de lumière observés. L'explosion doit notamment être suffisamment forte pour générer en quantité substantielle des éléments de masse intermédiaire.
2. Le mécanisme proposé doit pouvoir rendre compte de l'homogénéité des SNIa normales ; la dispersion des résultats suite à un changement plausible de conditions initiales ou de paramètres du modèle doit être limitée.
3. Inversement, le modèle doit comprendre au moins un paramètre permettant d'expliquer les SNIa sur- et sous-lumineuses (voir chapitre suivant).
4. Le paramètre réglant la force de l'explosion doit pouvoir être corrélé au progéniteur.

---

## Références

- Chandrasekhar, S. (1931, July). The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. ApJ 74, 81–+.
- Filippenko, A. V. (1997). Optical spectra of supernovae. ARA&A 35, 309–55.
- Gamezo, V. N., A. M. Khokhlov, E. S. Oran, A. Y. Chtchelkanova, and R. O. Rosenberg (2003, January). Thermonuclear Supernovae : Simulations of the Deflagration Stage and Their Implications. Science 299, 77–81.
- Hillebrandt, W. and J. C. Niemeyer (2000). Type IA Supernova Explosion Models. ARA&A 38, 191–230.
- Iben, Jr., I. and A. V. Tutukov (1984, February). Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses). ApJS 54, 335–372.
- Khokhlov, A. M. (1991, May). Delayed detonation model for type IA supernovae. A&A 245, 114–128.
- Luminet, J.-P. (1987). Les trous noirs. Paris : Belfond, c1987.
- Minkowski, R. (1941, August). Spectra of Supernovae. PASP 53, 224–+.
- Mochkovitch, R. (1994). An Introduction to the Physics of Type II Supernova Explosions. In LNP Vol. 440 : Matter Under Extreme Conditions, pp. 49–+.
- Nomoto, K., F.-K. Thielemann, and K. Yokoi (1984, November). Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. ApJ 286, 644–658.
- Röpke, F. K. and W. Hillebrandt (2005, February). Full-star type Ia supernova explosion models. A&A 431, 635–645.
- Woosley, S. E. and T. A. Weaver (1994, March). Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae. ApJ 423, 371–379.



## Chapitre 3

# Diversité des supernovae de type Ia

Maintenant que les différents types de supernovae ont été définis ainsi que leurs origines supposées, nous pouvons regarder plus en détail les supernovae de type Ia. Ce chapitre se concentrera sur les descriptions spectrales et photométriques des supernovae de type Ia ; leur utilisation en cosmologie sera l'objet du chapitre suivant.

Je vais donc ici dans un premier temps mettre en lumière la remarquable similitude spectroscopique des supernovae de type Ia avant de présenter les sous-classes qui en diffèrent notablement.

### 3.1 Les supernovae de type Ia normales

Utiliser les supernovae de type Ia comme chandelle standard repose sur une hypothèse de taille : il est supposé qu'elles explosent dans les mêmes conditions pour fournir la même luminosité intrinsèque. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, ce n'est pas tout à fait exact, mais il existe néanmoins une remarquable homogénéité.

Cette homogénéité se retrouve à la fois d'un point de vue spectroscopique et photométrique (voir respectivement les figures 3.1 et 3.2). La masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite pendant l'explosion est estimée à  $0.6 M_{\odot}$  pour de telles supernovae (Hoeftlich and Khokhlov 1996).

Les supernovae ayant une luminosité proche de la luminosité moyenne sont souvent nommées "Branch-normal".

### 3.2 Les supernovae de type Ia particulières

En pratique, seules deux tiers<sup>1</sup> des SNIa sont "normales". Les autres se répartissent équitablement en deux catégories : les sur-lumineuses (ou 1991T-like) et les sous-lumineuses (ou 1991bg-like). Les propriétés spectrales diffèrent de manière importante au maximum, mais une similitude est à nouveau obtenue une dizaine de jours après le maximum.

---

<sup>1</sup>Ces proportions sont juste un ordre de grandeur obtenu avec quelques dizaines de supernovae proches. Les expériences à haut redshift ne peuvent estimer convenablement ce biais : les supernovae faibles sont moins susceptibles d'être détectées à haut redshift ; on nomme cette incertitude le **biais de Malmquist**. Inversement, la plupart des observations de SN Ia proches sont biaisées car les SN sont cherchées dans les galaxies. Une expérience telle SNfactory, offrant une bonne statistique ainsi qu'un mode de recherche non biaisé, devrait permettre d'avoir une meilleure idée des occurrences de chaque type, et ainsi de comprendre l'origine des différences inhérentes à chaque classe particulière.



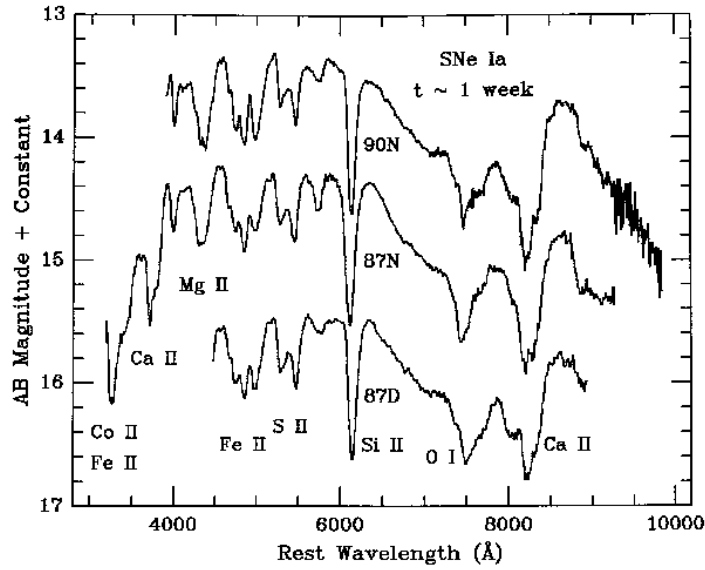


FIG. 3.1 – Spectres de trois SNIa à la même phase (une semaine après le maximum de luminosité en B). On observe des spectres très similaires. Crédit : Filippenko (1997).

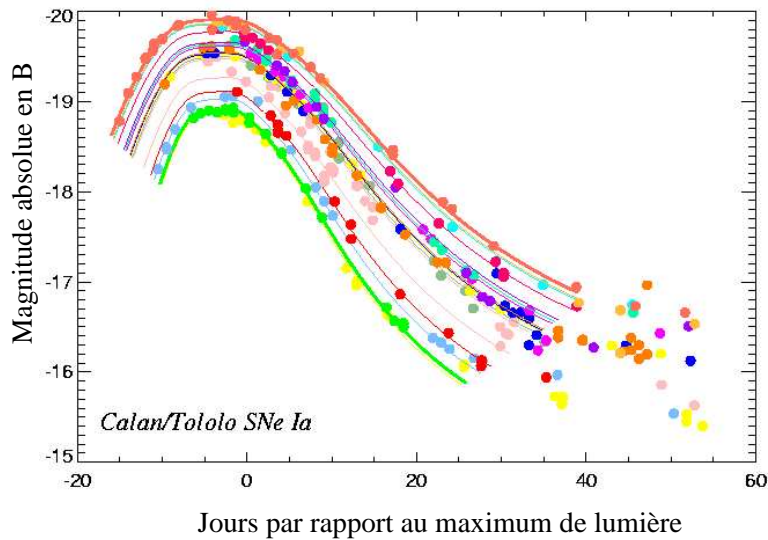


FIG. 3.2 – Courbes de lumière d'une vingtaine de SN Ia très proches dans le filtre B en supposant  $H_0 = 65 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ . On observe une dispersion autour du maximum de environ 40 % (alors que par exemple deux courbes de lumière de deux SN II peuvent varier de plus de deux magnitudes). On notera également une similarité de forme, avec une évolution d'autant plus rapide que le flux au maximum est faible. Cette observation ouvre la voie à des méthodes empiriques pour réduire encore la dispersion d'un lot de SNe (voir le chapitre suivant à ce sujet).

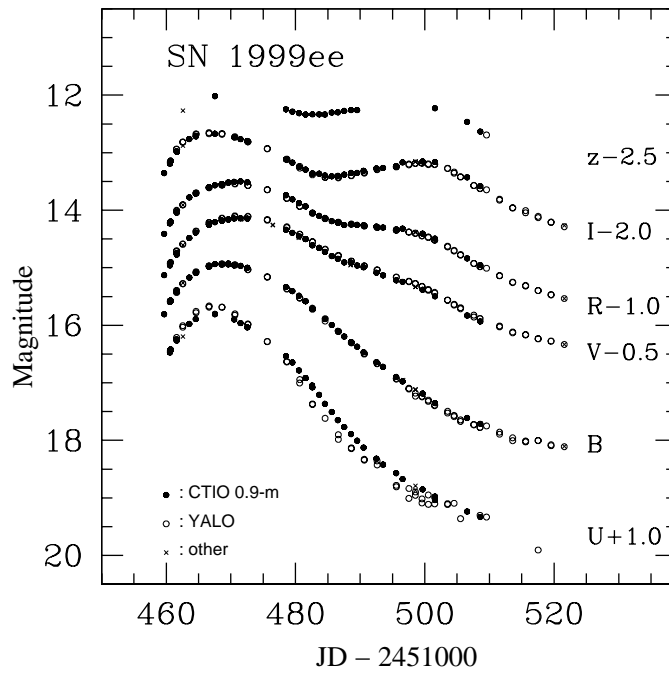


FIG. 3.3 – Courbes de lumière d'une SNIa normale dans différentes bandes. On notera en particulier le deuxième maximum qui apparaît dans les bandes les plus rouges (bande I notamment).

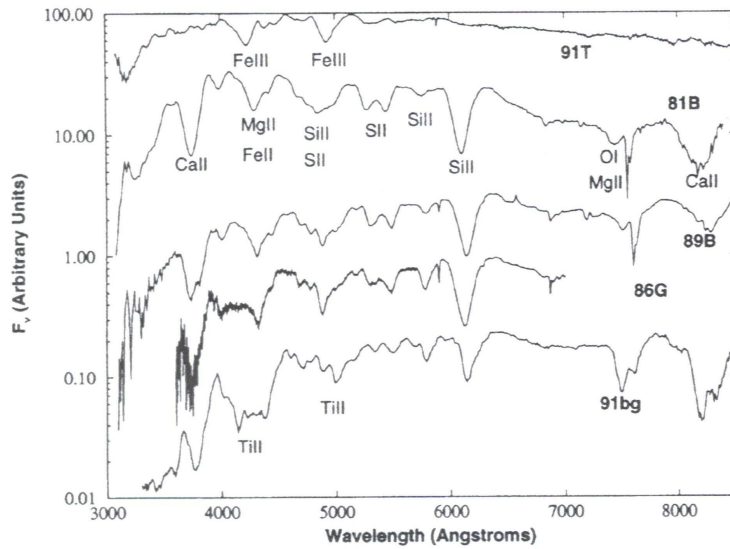


FIG. 3.4 – Spectres proches du maximum de luminosité de deux supernovae normales (SN1981B et SN1989B) et de trois supernovae particulières (une sur-lumineuse : SN1991T et deux sous-lumineuses : SN1986G et SN1991bg). Crédit : Branch et al. (1993)

### 3.2.1 Les supernovae sous-lumineuses (“1991bg-like”)

Certaines supernovae de type Ia sont bien moins lumineuses (voir figure 3.7) ; la première bien observée de ce type fut 1991bg. Au maximum, la couleur<sup>2</sup> était plus rouge que pour les SNIa normales ; aux temps plus tardifs, ces objets deviennent au contraire plus bleus que les Branch-normales. Leur évolution est bien plus rapide, que ce soit aux environs du maximum ( $0.1 \text{ mag.jour}^{-1}$  au lieu de  $0.06$  pour les normales) ou dans la phase nébulaire ( $0.034 \text{ mag.jour}^{-1}$  au lieu de  $0.026$ ). Le pic secondaire de la bande I n’apparaît pas pour ces supernovae ; aucun plateau n’apparaît dans la bande Z. Spectroscopiquement, des raies de titanium II apparaissent clairement sur les spectres, notamment autour de  $4200 \text{ \AA}$ . Une explication couramment avancée pour leur plus faible luminosité est la production d’une faible quantité de  $^{56}\text{Ni}$  :  $\approx 0.07 M_{\odot}$  seraient produits (Mazzali et al. 1997) (soit presque dix fois moins que pour les SNIa de type Branch).

Les supernovae 1991bg-like sont exclues des lots utilisés pour les ajustements cosmologiques : une coupure est appliquée sur la couleur des objets, et les supernovae 1991bg-like ainsi que les supernovae de type Ia très rouges par extinction galactique sont rejetées.

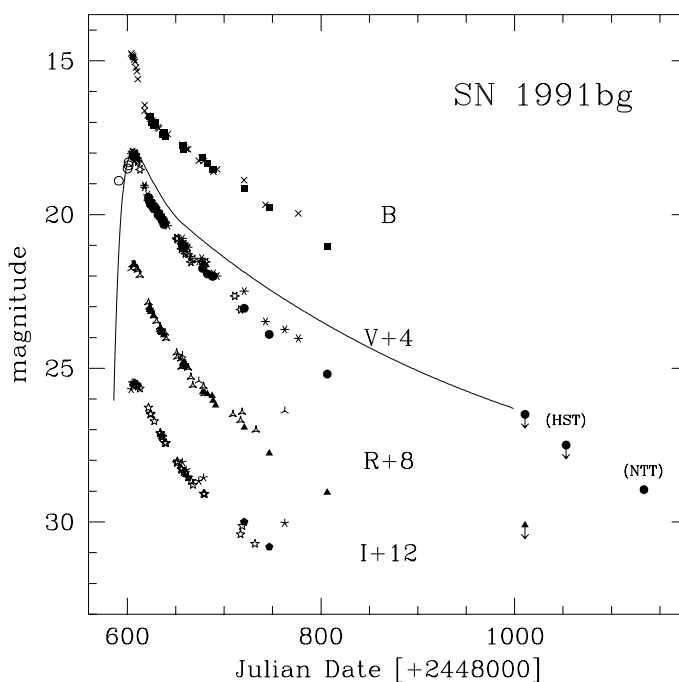


FIG. 3.5 – Courbe de lumière de 1991bg. On notera l’absence du pic secondaire observé pour les SNIa Branch-normales.

### 3.2.2 Les supernovae sur-lumineuses (“1991T-like”)

D’autres supernovae sont en revanche un peu plus lumineuses que les Branch-normales. Ces objets sont extrêmement différents avant le maximum ; par exemple les raies de CaII ou SiII sont peu visibles. Cependant, deux mois après le maximum leur spectre est quasiment indistinguable d’un spectre typique

<sup>2</sup>La couleur est la différence d’intensité entre deux bandes

de SNIa. La masse de  $^{56}\text{Ni}$  impliquée dans de telles SNIa serait de l'ordre de  $0.92 M_{\odot}$  (Khokhlov et al. 1993).

Ces supernovae sont conservées dans les ajustements cosmologiques : elles sont standardisables au même titre que les Branch-normales.

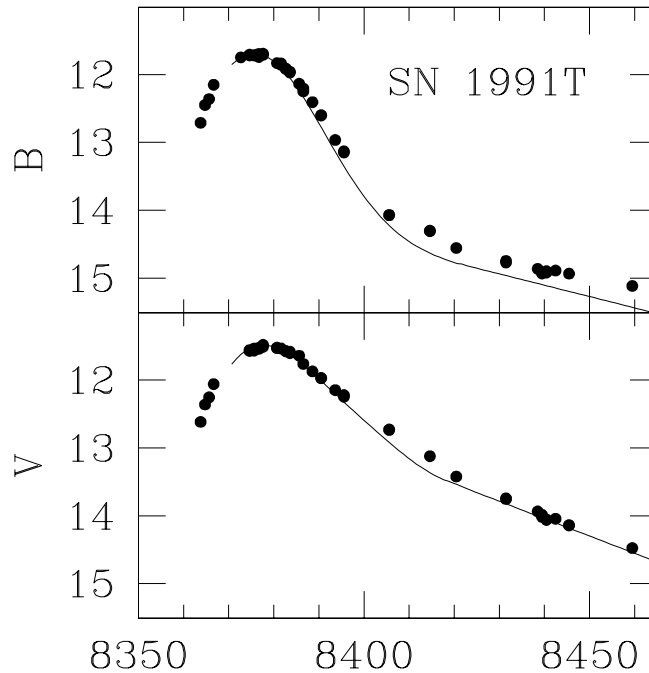


FIG. 3.6 – Courbe de lumière de 1991T dans deux bandes.

### 3.2.3 Les limites de la classification

Cette classification permet d'identifier trois groupes d'objets aux comportements distincts et donc de définir la diversité existant dans les supernovae de type Ia.

Cependant, quelques objets échappent à une classification stricte et semblent se situer à mi-chemin entre les particulières et les normales, suggérant de fait que les contours des différentes familles sont plus flous qu'on pouvait le penser. D'autres présentent des comportements très inhabituels, suggérant des conditions d'explosion inhabituelle. En tout état de cause, ces cas particuliers intéressent beaucoup la communauté des spécialistes des modèles d'explosion puisqu'elles pourraient permettre de mieux appréhender l'origine des supernovae de type Ia.

Je vais donner ici quelques exemples de SNIa atypiques observées par SNfactory.

### 3.2.4 Quelques supernovae spéciales observées par SNfactory

#### 2005M : une supernova 1991T-like

SNfactory a observé quelques 1991T-like. Un exemple en est SN2005M, qui est traitée en détail dans la section 17.3.

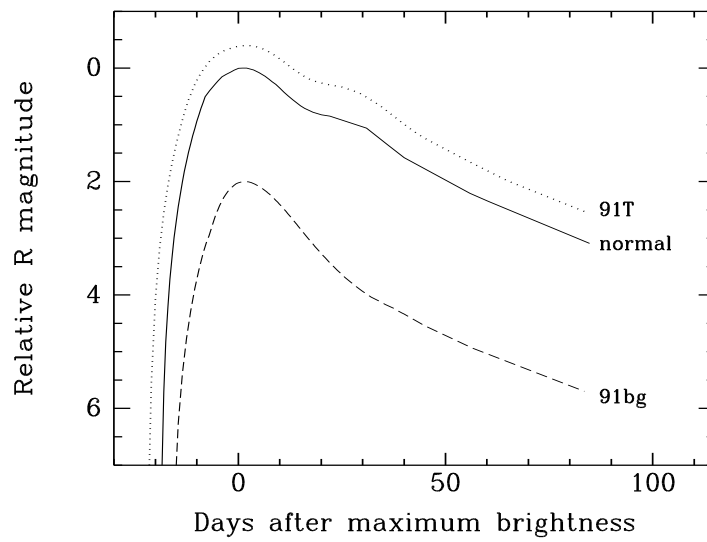


FIG. 3.7 – Comparaisons des modèles des trois grandes catégories de SNIa : sous-lumineuses (1991bg), normales et sur-lumineuses(1991T). Crédit : Li et al. (2001)

**2005dm : une supernova 1991bg-like**

Pour l'instant, SNfactory n'a observé qu'une seule 1991bg-like : 2005dm. L'extraction n'est pas aisée car une galaxie relativement forte est présente sur les bords de l'image ; un masque a été appliqué pour les spaxels les plus affectés (voir chapitre 11 pour plus de détails sur cette procédure).

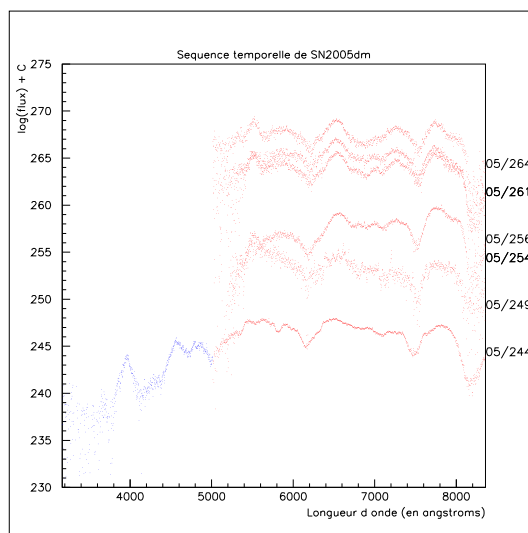


FIG. 3.8 – 2005dm, une SNIa 1991bg-like suivie par SNfactory. L'extraction n'est pas optimale en raison d'une galaxie forte présente dans le champ de vue de SNIFS ; en raison de la faiblesse du flux de la supernova dans le bleu l'extraction y est particulièrement médiocre, d'où l'absence de presque tous les spectres bleus.

**2005gj : une supernova interagissant avec le milieu environnant**

2005gj fut découverte par le versant recherche de supernovae de SNfactory le 29 septembre 2005, puis observée par SNIFS le 3 octobre 2005. Suite à ce spectre, nous avons choisi de ne pas suivre cette supernova qui semblait être de type II<sub>n</sub>. Quelques mois après cela, nous fûmes informés qu'elle ressemblait à une SN Ia... C'est le deuxième objet observé présentant un comportement de ce type, après 2002ic. Notre interprétation est que cette raie est le fruit de l'interaction de la supernova avec un milieu environnant inhabituellement fort (pour une analyse détaillée voir Aldering et al. (2006)).

Outre une meilleure compréhension de la physique des SNIa, identifier ces objets est important pour l'ajustement cosmologique : dans le cas de 2005gj, la courbe de lumière est très particulière, presque plate, mais dans 2002ic, l'interaction avec le milieu est moins marquée, et sans données relativement tardives (40 jours après la maximum) il n'est pas garanti qu'une supernova de ce type soit exclue. Ce biais est assez limité pour les expériences les plus récentes qui pratiquent le "rolling search" (recherche sur quelques champs de vues prédéfinis sur lesquels on revient constamment) mais peut affecter aisément les expériences antérieures (SCP, High-z).

**2006D : une supernova arborant des raies de carbone**

Quelques supernovae de type Ia présentent également des raies de carbone plus ou moins nettes, totalement absentes des supernovae Ia présentées ci-dessus. Des supernovae de ce type plus ou moins bien établies sont 1990N (Fisher et al. 1997 ; Mazzali 2001), 1998aq (Branch et al. 2003), 1999aa

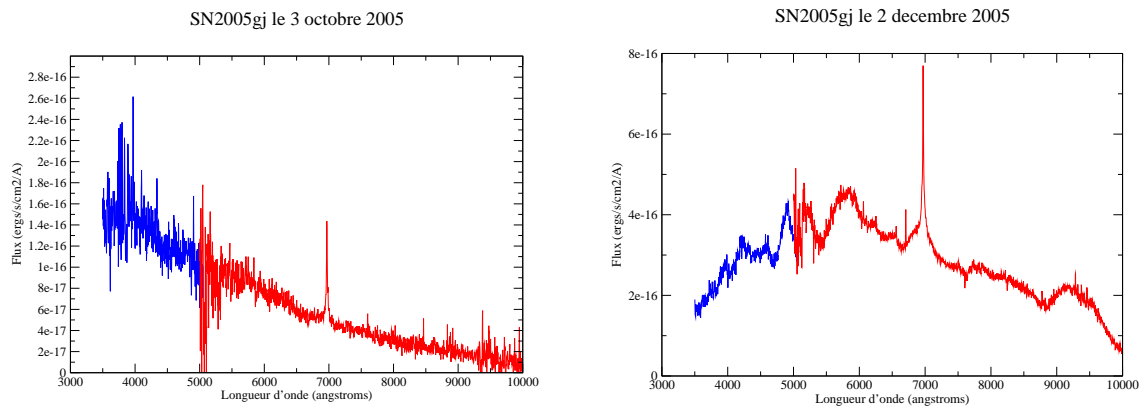


FIG. 3.9 – Deux spectres SNIFS de 2005gj : le premier le 3 octobre 2005 et le suivant le 2 décembre 2005. Le premier spectre provient d’une très mauvaise nuit avec deux magnitudes d’atténuation (le flux est même moins important que deux mois plus tard...même si pour cette SN la courbe de lumière est de toute façon quasiment plate)

(Garavini 004a), 1999ac (Garavini et al. 2005) et plus récemment 2006D, observée par SNfactory (voir quelques spectres figure 3.10).

L’observation des ces supernovae peut une fois de plus nous éclairer sur l’origine des supernovae et sur la diversité pouvant être observée. Nous reviendrons sur SN2006D dans la section 17.3, où nous quantifierons la signification des pics des carbone relevés sur le figure 3.10.

### 2005cc : une SNIa très étrange (“2002cx-like”)

Cette supernova est la plus étrange de notre échantillon : à l’instar de SN2002cx, elle ressemble à une supernova 1991T-like avant maximum et à une 1991bg-like après maximum. Les vitesses mesurées d’après ses raies sont moitié moindres de celles mesurées usuellement. Sa séquence temporelle est donnée figure 3.11.

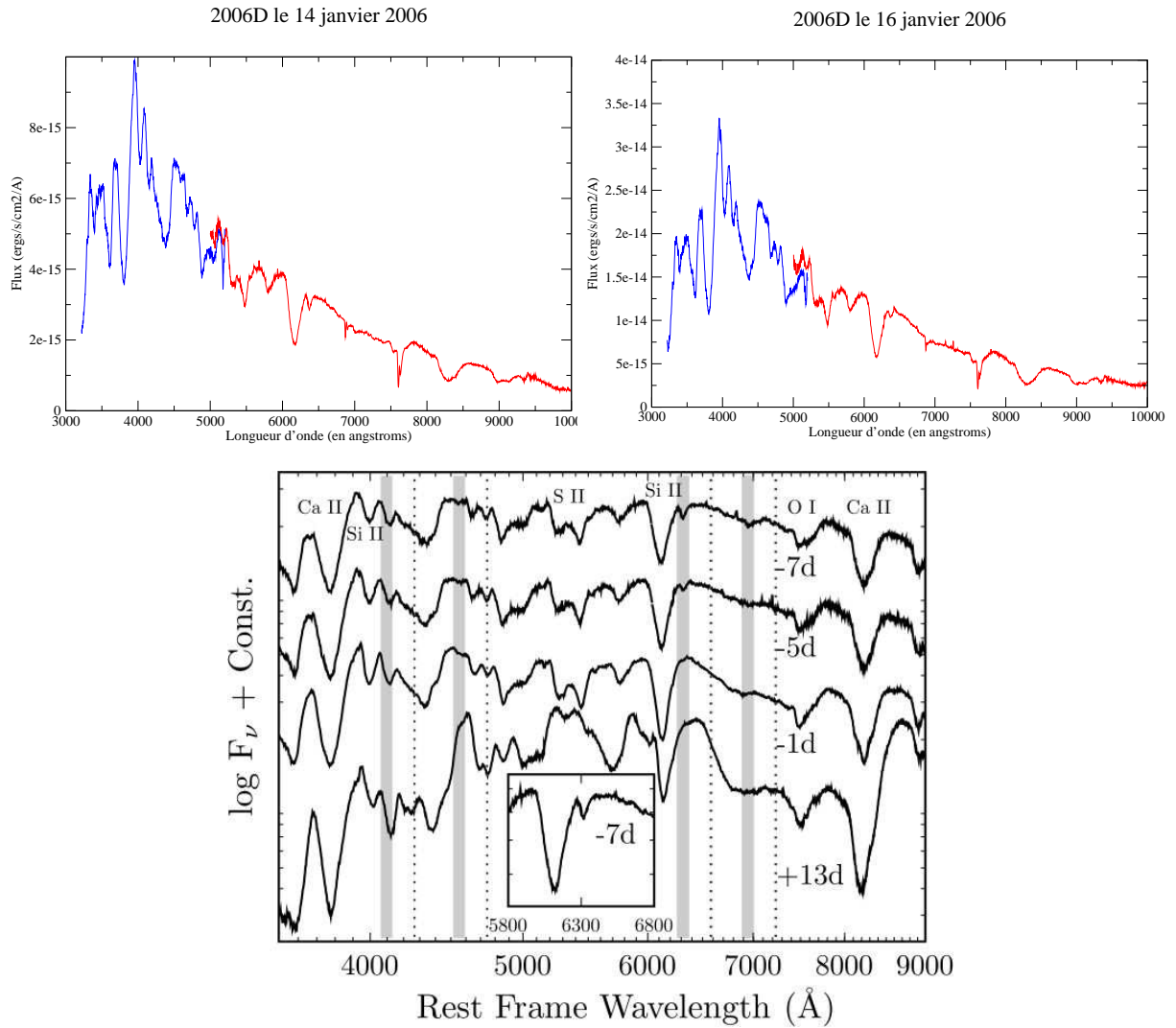


FIG. 3.10 – Séquence temporelle des premiers spectres de SN2006D. Les bandes grises représentent les zones où les raies de carbone apparaissent. Ces raies ne sont visibles que sur les premiers spectres. Nous reviendrons plus amplement sur cette supernova et sur ces raies de carbone dans la section 17.3. Cette séquence temporelle est tirée d'une lettre de la collaboration soumise à *Astrophysical Journal*.



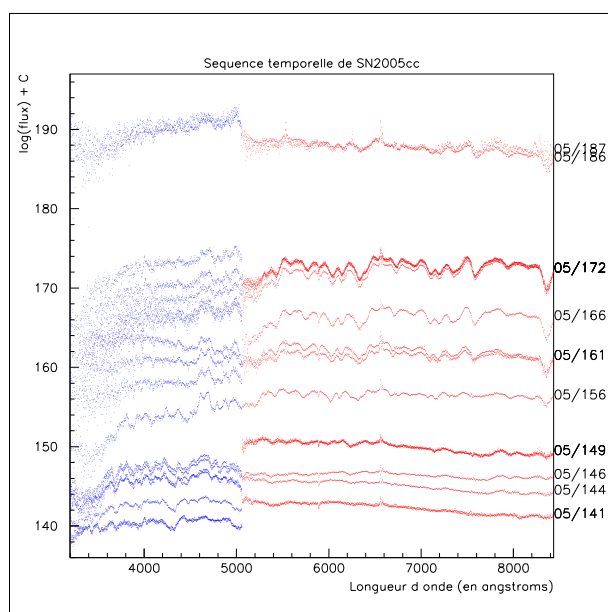


FIG. 3.11 – Séquence temporelle de SN2005cc. Cette supernova présente peu de raies dans ses premiers spectres (comme une 1991T), puis présente ensuite des raies comparables aux supernovae sous-lumineuses. Le désaccord entre les deux voies provient ici d'une mauvaise extraction : la galaxie est assez forte pour cette supernova, rendant l'extraction approximative (voir section 11.8.)

## Références

- Aldering, G., P. Antilogus, S. Bailey, C. Baltay, A. Bauer, N. Blanc, S. Bongard, Y. Copin, E. Gangler, S. Gilles, R. Kessler, D. Kocevski, B. Lee, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, G. Rigaudier, R. Scalzo, G. Smadja, R. Thomas, L. Wang, and B. Weaver (2006). Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope. *ApJ* **650**, 510.
- Branch, D., A. Fisher, and P. Nugent (1993, December). On the relative frequencies of spectroscopically normal and peculiar type IA supernovae. *AJ* **106**, 2383–2391.
- Branch, D., P. Garnavich, T. Matheson, E. Baron, R. C. Thomas, K. Hatano, P. Challis, S. Jha, and R. P. Kirshner (2003, September). Optical Spectra of the Type Ia Supernova 1998aq. *AJ* **126**, 1489–1498.
- Filippenko, A. V. (1997). Optical spectra of supernovae. *ARA&A* **35**, 309–55.
- Fisher, A., D. Branch, P. Nugent, and E. Baron (1997, June). Evidence for a High-velocity Carbon-rich Layer in the Type IA SN 1990N. *ApJ* **481**, L89+.
- Garavini, G. (2004a). Direct spectroscopic analysis of the peculiar SN1999aa. *ApJ*.
- Garavini, G., G. Aldering, A. Amadon, R. Amanullah, P. Astier, C. Balland, G. Blanc, A. Conley, T. Dahlén, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, V. Fadeyev, X. Fan, G. Folatelli, B. Frye, E. L. Gates, R. Gibbons, G. Goldhaber, B. Goldman, A. Goobar, D. E. Groom, J. Haissinski, D. Hardin, I. Hook, D. A. Howell, S. Kent, A. G. Kim, R. A. Knop, M. Kowalski, N. Kuznetsova, B. C. Lee, C. Lidman, J. Mendez, G. J. Miller, M. Moniez, M. Mouchet, A. Mourão, H. Newberg, S. Nobili, P. E. Nugent, R. Pain, O. Perdereau, S. Perlmutter, R. Quimby, N. Regnault, J. Rich, G. T. Richards, P. Ruiz-Lapuente, B. E. Schaefer, K. Schahmanche, E. Smith, A. L. Spadafora, V. Stanishev, R. C. Thomas, N. A. Walton, L. Wang, and W. M. Wood-Vasey (2005, November). Spectroscopic Observations and Analysis of the Unusual Type Ia SN 1999ac. *AJ* **130**, 2278–2292.
- Hoefflich, P. and A. Khokhlov (1996, February). Explosion Models for Type IA Supernovae : A Comparison with Observed Light Curves, Distances, H 0, and Q 0. *ApJ* **457**, 500+.
- Khokhlov, A., E. Mueller, and P. Hoefflich (1993, March). Light curves of Type IA supernova models with different explosion mechanisms. *A&A* **270**, 223–248.
- Li, W., A. V. Filippenko, and A. G. Riess (2001, January). Monte Carlo Simulations of Type IA Supernova Observations in Supernova Surveys. *ApJ* **546**, 719–733.
- Mazzali, P. A. (2001, February). On the presence of silicon and carbon in the pre-maximum spectrum of the Type Ia SN 1990N. *MNRAS* **321**, 341–346.
- Mazzali, P. A., N. Chugai, M. Turatto, L. B. Lucy, I. J. Danziger, E. Cappellaro, M. della Valle, and S. Benetti (1997, January). The properties of the peculiar type IA supernova 1991bg - II. The amount of  $^{56}\text{Ni}$  and the total ejecta mass determined from spectrum synthesis and energetics considerations. *MNRAS* **284**, 151–171.



## Chapitre 4

# Utilisation des supernovae de type Ia en cosmologie

Comme cela a déjà été évoqué dans le chapitre 1, les supernovae de type Ia peuvent être utilisées comme indicateurs de distance cosmologique en vertu de leur caractéristique de "chandelles standards" ; à partir de la mesure de la distance et de celle du redshift on peut retracer l'évolution de l'expansion de l'Univers. Etant donné leur forte luminosité, de l'ordre de  $10^{51}$  ergs, elles permettent de sonder des distances très importantes (le record actuel est une SNIa trouvée à  $z = 1.7$  présentée dans Riess et al. (2004)), d'où une utilisation possible en cosmologie, contrairement aux Céphéides qui ne sont pas assez lumineuses pour être visibles à très grandes distances. Cet indicateur de distance semble même idéalement taillé pour démêler les différents modèles d'univers : il permet (ou du moins permettra dans le futur avec les projets de troisième génération - cf chapitre 5 à ce sujet) de sonder la gamme de redshift où les effets entre les différentes valeurs de  $\Omega_m$  et  $\Omega_\lambda$  est la plus marquée (entre  $z = 0,2$  et  $z = 2$  de manière large). Les valeurs plus proches peuvent également être sondées et permettent de fixer le point zéro (voir dans la suite) ; des redshifts plus élevés, difficilement envisageables pour des SNIa, sont de toute façon peu adaptés pour mesurer l'expansion accélérée de l'Univers<sup>1</sup>.

Je vais dans la suite illustrer de manière sommaire les différentes étapes de construction d'un diagramme de Hubble (on pourra se référer à Astier et al. (2006) pour de plus amples explications sur le sujet).

### 4.1 Principe (très) général de la construction d'un diagramme de Hubble

Un diagramme de Hubble est simplement un graphe sur lequel on compare d'une part le redshift mesuré, d'autre part un estimateur de distance. Chaque supernova observée correspond à un point sur ce diagramme. On peut également reporter sur ce diagramme quelques possibilités de distances théoriques d'après la formule 1.36 en prenant plusieurs valeurs possibles pour les densités d'énergie<sup>2</sup> pour avoir une idée visuelle des modèles d'univers favorisés ou non ; un ajustement permet d'obtenir les paramètres cosmologiques correspondant le mieux aux données.

---

<sup>1</sup>Avant d'être dominé par l'énergie noire pour  $z \lesssim 2$ , l'univers était dans une phase de décélération dominé par la matière noire. A noter que Riess and Livio (2006) envisagent d'observer des supernovae jusqu'à  $z = 3$  avec le futur James Webb Space Telescope.

<sup>2</sup>On remarquera que dans l'expression de  $H(z)$  de l'équation 1.26 intervenant dans l'équation 1.36 la constante de Hubble  $H_0$  apparaît. En pratique,  $\mathcal{L} \cdot H_0^2$  est un paramètre de l'ajustement, où  $\mathcal{L}$  est la luminosité intrinsèque d'une SNIa. Ce paramètre est fixé par le **point zéro** : en effet, pour des supernovae proches le flux  $f$  s'exprime par  $f \approx \frac{\mathcal{L} \cdot H_0^2}{4\pi(c \cdot z)^2}$ . Dans SALT présenté 4.4.4, le paramètre  $M_B^{70}$  est le paramètre tenant compte de ces deux contributions.

C'est ainsi qu'un univers uniquement formé de matière a été exclu dans Riess et al. (1998) et Perlmutter et al. (1999) ; résultat confirmé depuis par d'autres observations (ces mesures reposent sur l'hypothèse que  $\Omega_T = 1$ , résultat provenant des observations du fond diffus cosmologique ou CMB).

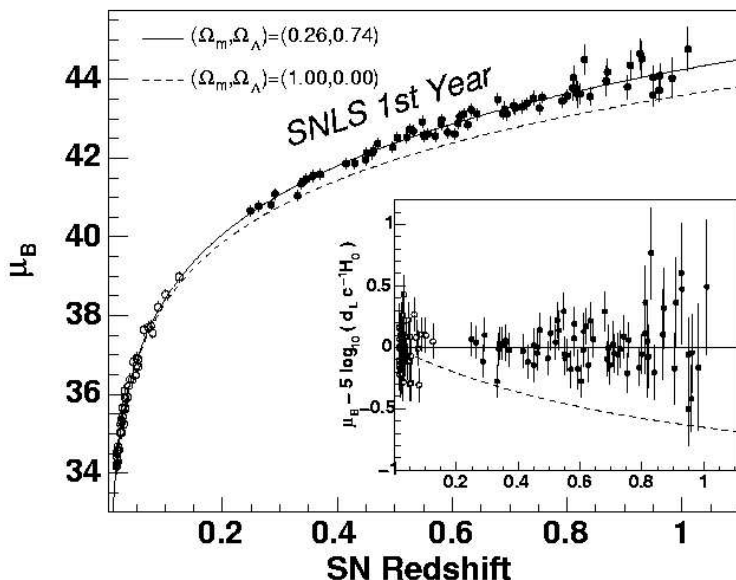


FIG. 4.1 – Diagramme de Hubble de la première année de SNLS : 71 supernovae à haut redshift de SNLS et 44 supernovae proches ont été utilisés pour ce diagramme. L'ordonnée  $\mu_B$  est un module de distance corrigé du stretch et de la couleur (voir texte). Le cadre à l'intérieur représente les résidus par rapport au modèle indiqué en traits pleins. Les données de ce diagramme confortent la présence d'une énergie noire et d'une expansion accélérée de l'Univers et rejettent fortement l'hypothèse d'un univers plat uniquement rempli de matière (i.e.  $\Omega_{m_0} = 1$ ). Crédit : Astier et al. (2006).

Les résultats cosmologiques tirés du diagramme de Hubble peuvent ensuite être reportés sur des diagrammes de contour, représentant  $\Omega_{\Lambda_0}$  et  $w_z(0)$  en fonction de  $\Omega_{m_0}$ . La figure 1.1 présente un de ces contours les plus récents, tiré de Astier et al. (2006), donnant les limites sur les paramètres cosmologiques issus des données supernovae de SNLS et des données pic acoustique baryonique du SDSS (Astier et al. 2006 ; Eisenstein et al. 2005).

Maintenant que nous avons survolé le diagramme de Hubble, revenons plus en détail sur les étapes de sa création.

## 4.2 Identification

Une étape essentielle de la construction d'un diagramme de Hubble est de vérifier que tous nos objets sont bien des supernovae de type Ia : y mettre d'autres objets tels des supernovae de type Ib, Ic ou II fausserait le résultat puisque ces objets ne se conforment pas à la relation de standardisation des supernovae de type Ia. La courbe de lumière peut donner une bonne indication, mais pas suffisamment robuste pour l'instant pour rejeter de manière sûre les faux candidats. On a donc recours à la spectroscopie pour identifier formellement les SNIa. Le problème est que le temps d'observation nécessaire à un bon signal sur bruit est d'autant plus grand que l'objet est loin. Les programmes d'observation à haut décalage vers le rouge prennent donc le parti de suivre les supernovae par photométrie et de prendre une pose spectroscopique proche du maximum (pour avoir le flux le plus intense possible) pour identifier l'objet.

L'identification du spectre se fait par comparaison avec les supernovae connues. Un exemple-type de procédure d'identification est  $\mathcal{SN}$ -fit (Sainton 2004), un programme utilisé par la collaboration SNLS : pour chaque spectre de supernova de la base de données, on détermine le redshift qui ajuste le mieux le spectre observé (uniquement au niveau de la forme ; tous les spectres sont arbitrairement normalisés). Les résultats sont ensuite classés par  $\chi^2$  croissant. Les meilleurs  $\chi^2$  donnent une très bonne indication de la nature du spectre observé.

### 4.3 Mesure du redshift

L'une des deux observables nécessaires pour construire un diagramme de Hubble est le redshift. Il est préférable de mesurer le décalage vers le rouge de la galaxie-hôte : étant donné que la supernova s'étend à des vitesses élevées (l'ordre de grandeur est de  $10000 - 20000 \text{ km.s}^{-1}$ ), les raies sont plus larges et leur position est décalée vers le bleu en fonction de la vitesse de la supernova (voir chapitre 16). Il devient alors difficile de séparer ces deux effets, ce qui entraîne une grande incertitude (de l'ordre de 0.01) sur le redshift mesuré. Le redshift de la galaxie-hôte est donc mesuré indépendamment, préférentiellement lorsque la supernova n'est plus visible.

Pour mesurer ce redshift galactique, on fait une nouvelle fois appel à la spectroscopie. Il suffit de comparer la position de raies galactiques par rapport à leur position de référence pour obtenir une mesure précise du décalage vers le rouge ; les raies étant très fines et la vitesse propre de la galaxie d'autant plus négligeable que l'objet est loin. Comme cela nécessite de faire appel à un coûteux temps d'observation spectroscopique, des méthodes de mesures photométriques ont été développées en comparant les flux obtenus dans différents filtres (avec les filtres les plus étroits et les plus nombreux possibles). La précision de ces redshifts photométriques n'atteint toutefois pas encore la précision requise par les diagrammes de Hubble.

Dans les cas où l'on ne dispose pas d'observation de la galaxie, le redshift peut être estimé à partir de la supernova. L'idée est alors d'utiliser le résultat de l'identification par un programme de type  $\mathcal{SN}$ -fit présenté dans la section précédente.

## 4.4 Mesure d'un estimateur de distance

### 4.4.1 Généralités

Mesurer la deuxième quantité nécessaire au diagramme de Hubble s'avère plus complexe. L'idée est simple : si la supernova est une chandelle standard, il suffit de reporter son flux sur le diagramme de Hubble et cela devrait donner un estimateur de distance convenable. Une telle vision est cependant naïve : elle ne rend pas compte de l'extinction provoquée par la galaxie-hôte. De plus, il faut définir exactement ce qu'on appelle le flux : on choisit par convention le flux au maximum dans le filtre B de Bessel (tel que défini dans Bessell (1995)). Cela pose néanmoins plusieurs problèmes : d'une part d'une SNIa à l'autre il est parfaitement envisageable que la couleur change (i.e. que le flux se répartissent différemment sur les longueurs d'onde), d'autre part le filtre est défini dans le référentiel au repos alors que les mesures sont effectuées avec des filtres effectifs (bien souvent différents de ceux de Bessell (1995)) qui ne correspondent pas exactement à un filtre B décalé vers le rouge... Cet effet est nommé K-correction et sera abordé dans la section 4.4.3. Il faut également détecter la supernova suffisamment tôt pour disposer de quelques points avant et après le maximum, pour identifier celui-ci de manière nette. En plus de tous ces effets, il faut également mentionner le caractère non chandelle standard des SNIa : on observe une dispersion en flux au maximum en B de 50 % (voir figure 3.2), équivalent à une dispersion de 25 % sur la distance. Nous allons donc voir dans la suite comment on peut s'affranchir de la plupart

---

de ces problèmes ; nous nous baserons pour cela sur l'une des plus récentes méthodes : Spectral Adaptive Light curve Template (SALT, développée par Guy et al. (2005)).

#### 4.4.2 Standardisation des SNIa

Sur la figure 3.2, il apparaît clairement une relation entre la luminosité au maximum et l'évolution de la supernova : plus elle est intense au maximum, plus son évolution est lente. C'est ce qui est souvent appelé la relation "brighter-slower". L'idée d'une telle relation n'est pas neuve : elle avait été soupçonnée dès les années 70 (Pskovskii (1977), Pskovskii (1984), Barbon et al. (1973)) mais les données n'étaient pas suffisamment nombreuses et précises pour permettre de la quantifier. Phillips (1993) fut le premier à définir une mesure quantitative de cette relation "brighter-slower" : il introduisit un paramètre nommé  $\Delta m_{15}$  correspondant à la différence de magnitude entre le maximum et 15 jours après le maximum. La raison pour laquelle aucun point avant le maximum n'est utilisé est purement observationnelle : pour beaucoup de supernovae on ne dispose que de peu ou pas de points avant le maximum.

Un tel paramètre peut être utilisé pour "standardiser" les supernovae de type Ia, c'est-à-dire opérer une transformation pour déduire une magnitude corrigée de cet effet "brighter-slower". Hamuy et al. (1996) reporte une dispersion en distance de 7% avec cette méthode, contre 25% avant son application.

D'autres méthodes sont apparues pour standardiser les SNIa en quantifiant la relation "brighter-slower" de manière un peu différente. On peut notamment citer Multi Color Light Curve Shape (MLCS), décrite dans Riess et al. (1996), Riess et al. (1998) et Tonry et al. (2003) et utilisée dans le High-z Team, et le facteur de stretch, introduit dans Perlmutter et al. (1997) et décrit plus en profondeur dans Goldhaber et al. (2001), utilisé au sein du SCP. Il existe des équivalences entre ces méthodes : Perlmutter et al. (1997) par exemple donne une relation entre le stretch  $s$  et  $\Delta m_{15}$ . Je me référerai le plus souvent au stretch par la suite, étant donné que c'est la notion utilisée dans SNLS et donc dans le groupe supernovae du LPNHE (ainsi que dans la méthode SALT décrite brièvement plus loin). Le concept du stretch est d'étirer ou de contracter l'axe du temps pour obtenir une forme unique de courbe de lumière. Une illustration en est donnée figure 4.2.

D'autre part, Tripp (1998) a montré que les supernovae de type Ia semblaient mieux suivre un modèle à deux paramètres : en introduisant la couleur comme deuxième paramètre, il parvient à réduire de manière notable la dispersion. Cette relation s'appelle "brighter-bluer" : une supernova est d'autant plus brillante qu'elle est bleue.

La raison de ce paramètre est encore très discutée (certains pensent qu'il est intrinsèque à la supernova tandis que d'autres y voient un facteur extérieur, comme une poussière aux propriétés chimiques différentes de celle observée habituellement) mais il a été introduit dans la plupart des modèles de standardisation récents tels CMAGIC (Wang et al. 2003),  $\Delta C_{12}$  (Wang et al. 2005) ou SALT (Guy et al. 2005).

Je vais maintenant décrire la procédure suivie dans SALT pour la collaboration SNLS, après avoir illustré brièvement le phénomène de K-correction.

#### 4.4.3 K-correction

Un problème important se pose pour l'évaluation d'une magnitude dans un filtre donné : le filtre dans lequel on veut la magnitude (par exemple le filtre B de Bessell (1995)) ne correspond en général pas au filtre réellement utilisé... d'autant plus que le spectre est décalé par effet de redshift (voir les figures 4.3 et 4.4 pour une illustration du problème de K-correction). Il faut donc être en mesure de proposer une estimation, d'autant plus que pour les observations à haut redshift, pour lequel ce problème est plus gênant, on ne dispose pas du spectre en dehors d'un spectre obtenu pour l'identification et l'obtention du redshift. Une telle estimation est en général construite autour d'un patron ou "template". Idéalement,

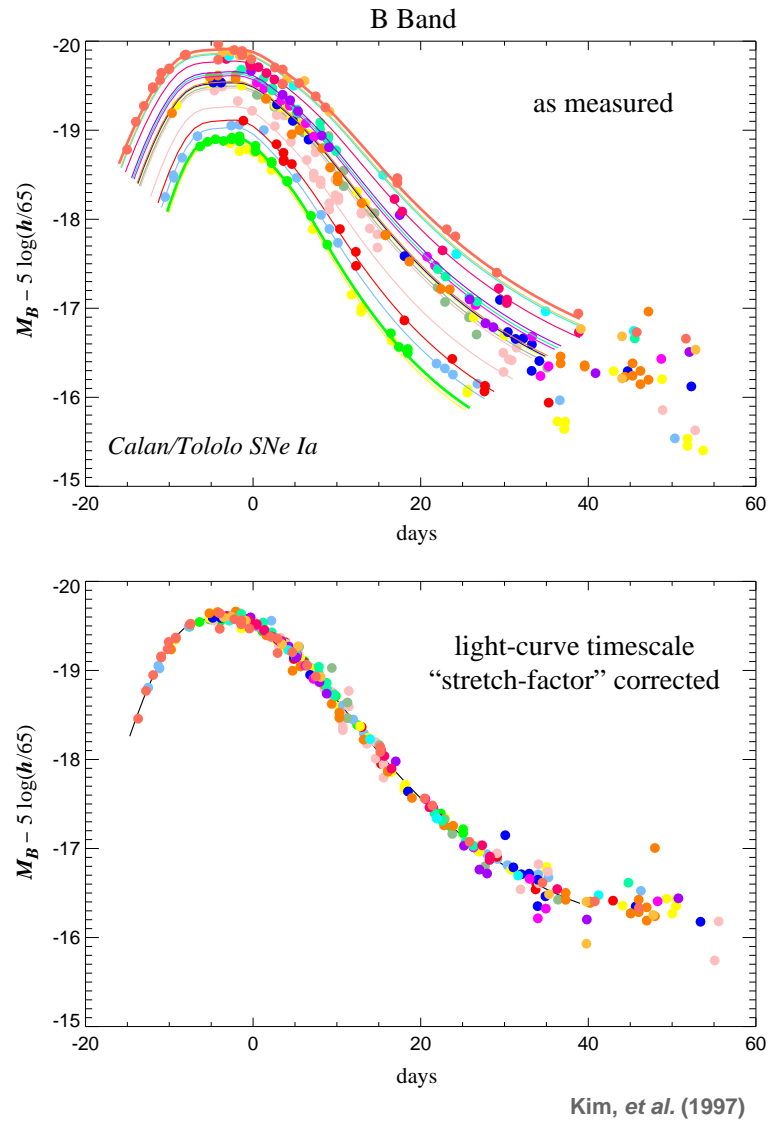


FIG. 4.2 – En haut, la dispersion observée déjà présentée figure 3.2. En bas, les mêmes supernovae après correction de stretch..



ce patron devrait recouvrir une large gamme de longueur d'onde, de stretch et de phase <sup>3</sup> ; les données disponibles jusqu'à présent ne sont pas suffisantes pour construire ce patron idéal. Nugent et al. (2002) a néanmoins proposé un patron défini à stretch constant ( $s = 1$ ).

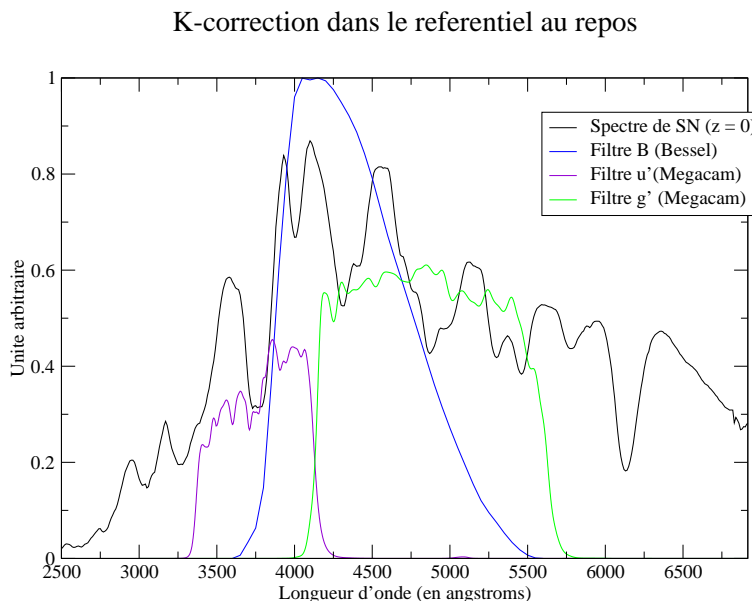


FIG. 4.3 – *K-correction dans le référentiel au repos : on voit que le filtre B de Bessel choisi par convention pour l'estimateur de distance cosmologique, chevauche deux filtres effectifs de Megacam. Il faut donc estimer le flux qu'on aurait obtenu dans le filtre B à partir des flux mesurés dans les filtres u' et g'. De plus, dans le cas réel, on ne dispose que d'un seul spectre pris proche du maximum ; pour estimer la K-correction pour une phase quelconque  $p$ , on doit donc dans un premier temps chercher le spectre connu le plus analogue près du maximum et ensuite utiliser un spectre de référence de cette supernova connue proche de la phase  $p$  étudiée.*

Pour pouvoir corriger de la manière la plus efficace possible il convient de disposer d'un nombre important de filtres couvrant le plus possible de l'intervalle en longueur d'onde observé. C'est pourquoi la majeure partie des expériences actuelles à haut redshift utilisent au moins 4 filtres, nécessaires pour couvrir une gamme convenable de redshift (voir par exemple la figure 4.5).

#### 4.4.4 Un exemple d'estimateur de distance : SALT (Spectrum Adaptive Light curve Template)

Le but de cette section n'est pas de décrire tous les aspects de SALT (Guy et al. (2005) est plus adapté pour cela) mais de présenter le modèle pour donner une idée concrète d'une procédure pour "standardiser" les supernovae de type Ia. SALT est notamment un outil intéressant pour déterminer les courbes de lumière dans différents filtres ; nous nous intéresserons ici spécifiquement à l'obtention de l'estimateur de distance.

<sup>3</sup>La phase est le temps écoulé pour l'observateur depuis le maximum de luminosité dans la bande B de Bessel. Une phase peut de ce fait être négative quand la supernova est découverte avant ce maximum de luminosité.

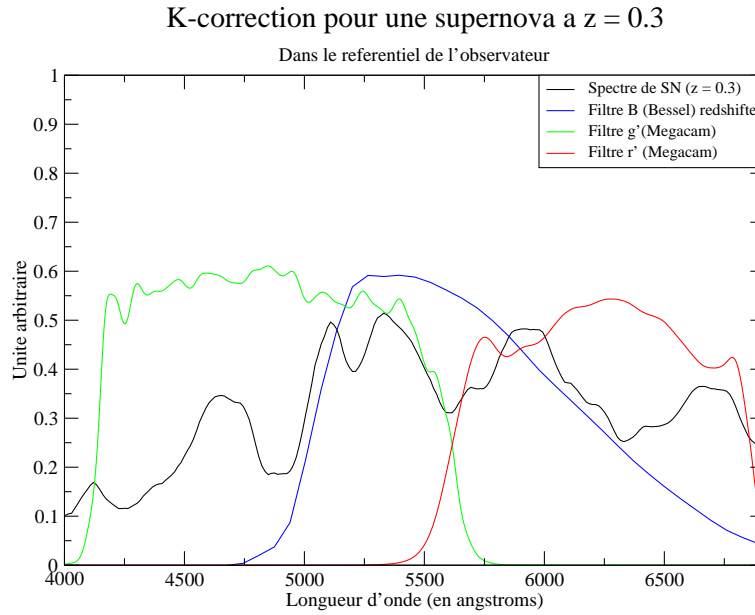


FIG. 4.4 – Le même objet que sur la figure 4.3 observé à redshift  $z = 0.3$ . L'aspect du spectre est modifié par le décalage vers le rouge ; une fois encore il s'agit d'estimer le filtre de Bessel B modifié par le redshift par les filtres dont on dispose. Pour cet exemple ce ne sont plus les mêmes filtres que pour le cas précédent : il faut utiliser les filtres  $g'$  et  $r'$ . Cela peut poser problème pour les objets plus lointains : les transmissions effectives des filtres les plus rouges sont nettement moins bonnes (à cause du CCD moins adapté à ces longueurs d'onde). La situation est pire encore lorsque les filtres ne couvrent pas entièrement le domaine de longueur d'onde.

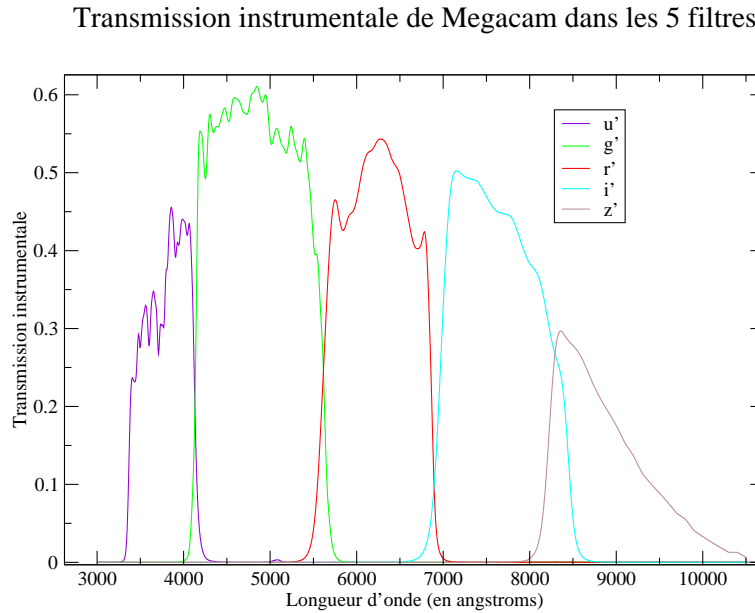


FIG. 4.5 – Filtres effectifs de Megacam (utilisée par SNLS) prenant en compte les différentes transmission instrumentales (mais pas les transmissions atmosphériques, qui aggravent par exemple la qualité du signal en  $z'$ ). La mauvaise transmission du filtre  $z'$  est due à l'efficacité médiocre du CCD dans cette gamme de longueur d'onde. On peut voir que les filtres couvrent tout le spectre entre 3500 et 9500 Å . Un tel recouvrement permet d'estimer la magnitude dans le filtre B sur une large gamme de redshifts, couvrant  $0.2 \leq z \leq 1$ .

---

## Ajustement des paramètres cosmologiques

L'ajustement des paramètres cosmologiques revêt la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_{objets} \frac{(\mu_B(\alpha, \beta, M_B^{70}) - 5 \log_{10}(d_L(\theta, z)/10pc))^2}{\sigma^2(\mu_B) + \sigma_{int}^2} \quad (4.1)$$

où  $\theta$  représente l'ensemble des paramètres cosmologiques à l'exception de  $H_0$ ,  $\sigma_{int}$  une dispersion intrinsèque des magnitudes absolues des supernovae (la valeur de ce paramètre est prise initialement à 0.15 mag et est ensuite ajustée après un premier fit pour que le  $\chi^2$  de ce premier fit soit égal à 1) et  $\alpha, \beta, M_B^{70}$  seront définis dans la suite. Les variables de l'ajustement sont les paramètres  $\alpha, \beta, M_B^{70}$  et  $\theta$ .

## Détermination des paramètres de stretch et de couleur $s$ et $c_{BV}$ pour chaque supernova

Chaque supernova est "standardisée" dans le modèle en fonction de son stretch  $s$  et de sa couleur  $c_{BV}$ . La couleur est définie avec comme référence Véga ; son expression est donc :

$$c_{BV} = (B - V)_{B_{max}} + 0.057 \quad (4.2)$$

Le stretch et la couleur sont obtenues par ajustement d'une fonction exprimant le flux observé pour une supernova à redshift  $z$  dans un filtre  $T$  à une phase donnée définie comme suit :

$$f_{SN}(p_s, z, T) = f_0(1+z) \cdot e^{-0.4 \ln(10) \cdot \mathcal{K}(p_s, \lambda, T, s, c_{BV})} \cdot \int \Phi(p_s, \lambda) \frac{\lambda}{h c} T(\lambda \cdot (1+z)) d\lambda \quad (4.3)$$

où

- $p_s = p/s$  est la phase divisée par le stretch. La phase  $p$  est définie telle que  $p = (t - t_{B,max})/(1+z)$ .
- $f_0$  est une fonction d'intensité dépendant du décalage vers le rouge. Elle est proportionnelle à l'inverse du carré de la distance de luminosité. Ce paramètre dépend de la normalisation de  $\Phi$ , mais ce n'est pas un problème pour la comparaison de données proches et lointaines où la même normalisation est employée. Il dépend également de la normalisation du filtre, ce qui est plus gênant car SALT a pour but de traiter les courbes de lumière dans plusieurs filtres. Cette dépendance est rompue en utilisant une étoile standard de référence de flux connu  $f_{ref}$ . La transmission du filtre  $T(\lambda)$  est alors déterminée par :

$$\int \Phi_{ref}(\lambda) \frac{\lambda}{h c} T(\lambda) d\lambda = f_{ref} \quad (4.4)$$

- $\Phi$  est le modèle de luminosité en énergie par unité de longueur d'onde. Il est déterminé d'après un "patron" (ou *template*) de séquence temporelle de supernova. Le patron fourni par Nugent et al. (2002) est utilisé en pratique.
- $\mathcal{K}$  est une fonction de correction en fonction du stretch et de la couleur. Comme sa variation est lente en fonction de  $\lambda$ , cette fonction a été placée à l'extérieur de l'intégrale, ce qui économise du temps de calcul.  $\mathcal{K}$  a été décrit sous la forme de la somme de deux polynômes décrivant respectivement la forme de la courbe de lumière (et éventuellement des corrélations stretch-couleur) et la correction de couleur :

$$\mathcal{K}(p_s, \lambda, s, c_{BV}) = \mathcal{K}_s(p_s, \lambda, s) + \mathcal{K}_c(\lambda, c_{BV}) \quad (4.5)$$

Des conditions aux limites ont été imposées pour empêcher des dégénérescence entre paramètres. Les polynômes ont été choisis avec les degrés  $(D_p, D_\lambda, D_s, D_c) = (4, 3, 1, 1)$ . Moyennant les

conditions aux limites, cela représente 34 paramètres à déterminer. Cette détermination s'est faite sur un lot d'entraînement de supernovae proches par ajustements successifs (se référer à Guy et al. (2005) pour la procédure complète).

- $\lambda_T$  est la longueur d'onde centrale du filtre.

Il est important de noter que l'équation 4.3 inclut directement la K-correction ; dans d'autres procédures il n'est pas inhabituel de l'appliquer aux données et non dans le modèle. L'avantage de procéder de la sorte est de permettre une propagation des erreurs.

Une fois que  $\Phi$  a été choisi et que la fonction  $\mathcal{K}$  a été entraînée sur un lot de supernovae proches, les seules inconnues sont la couleur, le stretch et  $m_B^*$ . Il suffit de minimiser la fonction pour obtenir leur valeur.

### Définition de l'indicateur de distance

L'indicateur de distance standardisé  $\mu_B$  (utilisé pour le diagramme 4.1) est défini de la façon suivante :

$$\mu_B = m_B^* - M_B^{70} - 43.16 + \alpha(s - 1) - \beta c_{BV} \quad (4.6)$$

où  $m_B^*$  est la magnitude B dans le référentiel au repos,  $s$  le facteur de stretch,  $c$  la couleur  $B - V$  définie au moment du maximum dans le filtre  $B^4$  et  $M_B^{70}$  la magnitude absolue moyenne d'une SNIa pour une constante de Hubble de  $70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  avec  $s = 1$  et  $c_{BV} = 0$ .  $\mu_B$  a la dimension d'un module de distance<sup>5</sup>.

$m_B^*$  s'obtient par :

$$m_B^* = -2.5 \log_{10} \frac{f_{SN}(0, z, T_B^*)}{(1+z)f_{ref}(T_B)} \quad (4.7)$$

où  $T_B^*(\lambda) = T_B(\lambda/(1+z))$ .

Les paramètres  $m_B^*$ ,  $s$  et  $c$  sont donc définis pour chaque supernova, tandis que  $M_B^{70}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont obtenues simultanément à l'ajustement cosmologique<sup>6</sup>.

<sup>4</sup>à une constante près correspondant au système Véga choisi comme référence) :  $c = (B - V)_{Bmax} + 0.057$ .

<sup>5</sup>Un module de distance est défini comme la différence entre la magnitude apparente et la magnitude absolue d'un objet, et est lié à la distance  $d$  par :  $m - M = 5 \log_{10} d - 5$

<sup>6</sup>Ce qui signifie que les points ne peuvent être placés dans le diagramme avant résolution de l'ajustement des paramètres cosmologiques

---

## Références

- Astier, P., 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. Pritchett, 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. Lisset, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006, February). The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set. *A&A* **447**, 31–48.
- Barbon, R., F. Ciatti, and L. Rosino (1973). On the light curve and properties of type I supernovae. *A&A* **25**, 241–+.
- Bessell, M. S. (1995). UBVRI Filters for CCD Photometry. *CCD Astronomy* **2**, 20–+.
- Eisenstein, D. J., I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H.-J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y.-S. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. A. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. W. Richmond, D. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. L. Tucker, B. Yanny, and D. G. York (2005, November). Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *ApJ* **633**, 560–574.
- Goldhaber, G., D. E. Groom, A. Kim, G. Aldering, P. Astier, A. Conley, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, A. S. Fruchter, A. Goobar, I. Hook, M. Irwin, M. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. McMahon, P. E. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, P. Ruiz-Lapuente, B. Schaefer, N. A. Walton, and T. York (2001, September). Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves. *ApJ* **558**, 359–368.
- Guy, J., P. Astier, S. Nobili, N. Regnault, and R. Pain (2005, December). SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae. *A&A* **443**, 781–791.
- Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles (1996, December). The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae. *AJ* **112**, 2391–+.
- Nugent, P., A. Kim, and S. Perlmutter (2002, August). K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae. *PASP* **114**, 803–819.
- Perlmutter, S., 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 (1999, June). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ* **517**, 565–586.
- Perlmutter, S., 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 (1997, July). Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at Z greater than 0.35. *ApJ* **483**, 565–+.
- Phillips, M. M. (1993, August). The absolute magnitudes of Type Ia supernovae. *ApJ* **413**, L105–L108.
- Pskovskii, I. P. (1977, December). Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline. *Soviet Astronomy* **21**, 675–682.

- Pskovskii, Y. P. (1984, December). Photometric classification and basic parameters of type I supernovae. *Soviet Astronomy* **28**, 658–+.
- Riess, A. G., 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 (1998, September). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ* **116**, 1009–1038.
- Riess, A. G. and M. Livio (2006). The first type ia supernovae : An empirical approach to taming evolutionary effects in drak energy surveys from supernovae at  $z > 2$ . ArXiv : astro-ph/0601319.
- Riess, A. G., W. H. Press, and R. P. Kirshner (1996, December). A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes. *ApJ* **473**, 88–+.
- Riess, A. G., L. 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, N. Benitez, and Z. Tsvetanov (2004, February). Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  From the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Sainton, G. (2004). *Spectroscopie des supernovae à grand décalage vers le rouge*. Ph. D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1.
- Tonry, J. L., 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 (2003, September). Cosmological Results from High- $z$  Supernovae. *ApJ* **594**, 1–24.
- Tripp, R. (1998, March). A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae. *A&A* **331**, 815–820.
- Wang, L., G. Goldhaber, G. Aldering, and S. Perlmutter (2003, June). Multicolor Light Curves of Type Ia Supernovae on the Color-Magnitude Diagram : A Novel Step toward More Precise Distance and Extinction Estimates. *ApJ* **590**, 944–970.
- Wang, X., L. Wang, X. Zhou, Y.-Q. Lou, and Z. Li (2005, February). A Novel Color Parameter as a Luminosity Calibrator for Type Ia Supernovae. *ApJ* **620**, L87–L90.



## **Deuxième partie**

# **Observation des supernovae de type Ia**





## Chapitre 5

# Les expériences passées, présentes et à venir d'observation de SN Ia

Je vais présenter ici très brièvement les différentes expériences à base de supernovae de type Ia en respectant un ordre chronologique.

### 5.1 Les précurseurs de l'utilisation des SNIa en cosmologie

L'étude des supernovae de type Ia pour la détermination des paramètres cosmologiques débuta dans les années 90 au sein de deux équipes indépendantes : le High-z team et le Supernova Cosmology Project (SCP). Les résultats concordants de ces deux équipes (Riess et al. (1998), Perlmutter et al. (1999) respectivement pour High-z Team et SCP) à la fin des années 90 provoquèrent une certaine effervescence : alors qu'après plusieurs revirements sur la question depuis son introduction par Einstein dans les années 20 la constante cosmologique avait été abandonnée par la plupart de la communauté scientifique, les résultats issus de ces publications excluaient de manière forte un univers uniquement formé de matière. Ces deux équipes ont mesurés des supernovae à haut redshift ; les supernovae à bas redshift provenant du Calán-Tololo Survey (Hamuy et al. 1996).

La mise au point des techniques de mesure et de prise en compte des systématiques prit une dizaine d'années ; au cours d'articles antérieurs (par exemple Perlmutter et al. (1997)) des valeurs cohérentes avec un univers emplis de matière avaient été trouvées, mais avec des incertitudes très grandes. Certains effets n'avaient également pas été pris en compte (l'extinction par les galaxies par exemple).

Cependant, les échantillons de ces deux expériences étaient limités (42 supernovae pour le SCP à des redshifts entre 0.18 et 0.83 et 16 pour le High-z team à des redshifts entre 0.16 et 0.62) et faisaient appel à plusieurs télescopes pour observer les supernovae. L'idée est donc venue de faire des expériences de deuxième génération, avec pour but d'augmenter grandement la statistique et de limiter les problèmes de calibration en utilisant des instruments dédiés. Le SCP est encore en activité et publie encore quelques articles. Les sites Internet de ces deux collaborations sont <http://cfa-www.harvard.edu/cfa/oir/Research/supernova/HighZ.html> pour le High-z team et <http://panisse.lbl.gov> pour le SCP.

Il convient de mentionner également le programme Calán Tololo (Hamuy et al. (1993), Hamuy et al. (1996)) qui a fourni les deux collaborations High-z Team et SCP en supernovae proches et constitue encore maintenant une part non négligeable des supernovae proches utilisées pour construire des diagrammes de Hubble.

---

## 5.2 Les expériences de deuxième génération - haut redshift

Plusieurs expériences d'observation de SNIa ont vu le jour, deux d'entre elles émanant en partie des deux collaborations originelles. Voici un descriptif rapide et rapide des moyens et ambitions de chacun de ces projets :

### 5.2.1 ESSENCE

ESSENCE (Equation of State : SuperNovae trace Cosmic Expansion) est basé à l'observatoire Cerro Tololo Inter-American (CTIO) au Chili (2200m), sur le télescope Blanco (4m). Le projet est prévu pour 5 ans (2002-2006) et dispose de 3 mois d'observations chaque année. Le but est d'étudier 200 supernovae à des redshifts compris entre 0.2 et 0.8. Trois filtres sont utilisés (V, R, I) pour cela. ESSENCE est une émanation du High-z Team. Leur site Internet est <http://www.ctio.noao.edu/~wsne/>.

### 5.2.2 SNLS

SNLS (SuperNova Legacy Survey) est basé sur les données du programme CFHTLS (Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey) collectées par le Canada France Hawaii Telescope (CFHT) sur le Mauna Kea (4200m) à Hawaii. Le projet est prévu pour 5 ans (2003 - 2008) et dispose d'un temps d'observation considérable : 474 nuits ont été attribuées au CFHTLS. Ces 474 nuits sont partagé en trois programmes différents : champ de vue très large (1300 degrés carrés), large (120 degrés carré), et profond (4 degrés carrés). SNLS utilise les données du champ profond, qui représente 44% du temps d'observation du CFHTLS.

Le principe est d'utiliser le "rolling search" : les mêmes champs (4 au total) sont observés pendant 5 à 7 lunaisons avec la caméra Megacam (1 degré carré) et les supernovae sont détectées en comparant avec les images antérieures de ce même champ. Plusieurs supernovae (7 en moyenne) sont suivies simultanément, comme l'illustre la figure 5.1.

Le but de SNLS est d'étudier 700 supernovae à des redshifts entre 0.2 et 1 à travers 5 filtres ( $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$  et  $z'$ ). Leur site Internet est <http://www.cfht.hawaii.edu/SNLS/>; les résultats de la première année de données ont également été publiés (Astier et al. (2006) pour la cosmologie).

### 5.2.3 Observations avec le Hubble Space Telescope (HST) : Probing Acceleration Now with Supernovae (PANS)

Certaines observations de supernovae à très grand redshift ont également été pratiquées par Riess et al. (2004). 16 supernovae ont été observées, dont 6 avec des redshifts supérieurs à 1.25. Observer des supernovae à de très haut redshift ( $z > 1.5$ ) peut permettre de mesurer la décélération antérieure de l'Univers. Néanmoins, il est difficile d'obtenir une grande statistique avec le HST, le champ de vue n'étant pas extrêmement large, d'où l'intérêt de télescopes spatiaux dédiés à l'observation de supernovae de type Ia, tels JDEM ou DUNE (voir section 5.4). (Riess and Livio 2006) envisage d'ores et déjà d'utiliser le James Webb Space Telescope (JWST) pour étudier des supernovae à très haut redshift (1.6-3).

## 5.3 Les expériences de deuxième génération - redshifts bas et intermédiaires

Afin de pouvoir tirer pleinement parti des données à haut redshift, il faut disposer d'un échantillon satisfaisant à bas redshift pour fixer correctement le point-zéro (cf le chapitre 4 pour de plus amples infor-

### 5.3. LES EXPÉRIENCES DE DEUXIÈME GÉNÉRATION - REDSHIFTS BAS ET INTERMÉDIAIRES

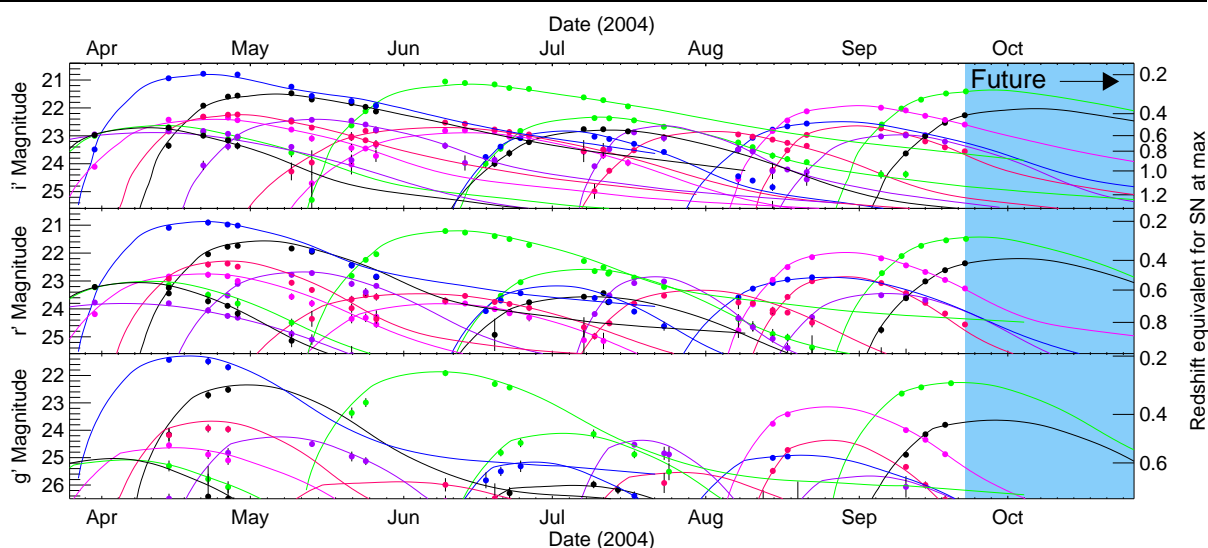


FIG. 5.1 – Suivi de plusieurs courbes de lumière par Megacam. En abscisse, le temps d'observation, en ordonnée les magnitudes observées dans les bandes  $i$ ,  $r$  et  $g$ . Plusieurs supernovae peuvent être suivies simultanément ; les zones sans données correspondent aux périodes proches de la pleine lune, pendant lesquelles Megacam est démontée.

mations à ce sujet). Les supernovae pouvant faire ce point-zéro doivent être suffisamment proches pour être observées avec précision sans pour autant nécessiter de trop longs temps de pose, mais également suffisamment éloignées pour que l'on puisse négliger le mouvement propre de la galaxie.

#### 5.3.1 Carnegie Supernova Project (CSP)

Un projet de 5 ans ayant démarré en septembre 2004, ayant pour but de fournir 250 supernovae de tous types à bas redshift ( $z \leq 0.07$ ). Ils disposent pour cela de deux télescopes (1 m et 2.5m) à Las Campanas au Chili, avec un très grand temps d'accès (300 nuits par an au total). CSP ne dispose pas de programme de recherche spécifique et utilise des supernovae rendues publiques par d'autres observateurs. Un descriptif du projet est disponible (Hamuy et al. 2006).

#### 5.3.2 SNfactory

SNfactory est un projet prenant des données jusqu'en 2008 dont le but est l'étude de 300 supernovae de type Ia à des redshifts inférieurs à 0.08 par spectrophotométrie. L'expérience compte deux versants : une part de recherche de supernovae effectuée au Mont Palomar et un suivi spectrophotométrique par le SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS) installé sur UH 2.2m au sommet du Mauna Kea à Hawaii. SNfactory sera explicitée plus avant dans le chapitre suivant.

#### 5.3.3 SDSS

On peut également mentionner le programme Sloan Digital Sky Survey SN (<http://sdssdp47.fnal.gov/sdsssn/sdsssn.html>), dont l'objectif est de mesurer des supernovae à redshift intermédiaire (principalement dans l'intervalle 0.1-0.3). Le SDSS-SN utilise un télescope de 2.5 m à champ

---

large (2.5 degrés) pour observer dans plusieurs filtres les courbes de lumière des supernovae. Les observations se déroulent sur trois mois pendant trois années successives. Les résultats de la première année (septembre-novembre 2005) devraient être publiés incessamment. Le but est de fournir à l'issue de ces trois années 200 supernovae bien suivies.

### 5.3.4 RTN

Il existe un réseau européen, le Research Training Network (<http://www.mpa-garching.mpg.de/~rtn/>) consacré à l'observation de supernovae très proches. Ce réseau n'a pas d'instruments dédiés et est principalement vouée à l'étude astrophysique des supernovae ; l'utilisation cosmologique directe (i.e. placer des points sur le diagramme de Hubble) de ces objets est impossible car la plupart sont trop proches et donc trop contaminées par les mouvements propres des galaxies.

## 5.4 Les expériences de troisième génération

Les perspectives d'utilisation des supernovae ne manquent pas, et d'ores et déjà se profilent des projets dits de troisième génération, représentant un bond en avant dans la statistique (plusieurs milliers d'objets au moins) et/ou dans le domaine couvert (certains projets spatiaux notamment avec une observation dans l'infra-rouge).

### 5.4.1 Les projets spatiaux

Les projets spatiaux reposent sur l'utilisation de télescope à grands plans focaux, permettant une recherche et un suivi des supernovae directement depuis l'espace. Certains d'entre eux prévoient de faire toutes les opérations depuis l'espace (SNAP par exemple), tandis que d'autres seraient un couplage avec des données au sol (DUNE envisage ainsi la spectroscopie depuis le sol). Aucun de ces projets n'est pour l'instant assuré d'être lancé : ils sont tous en phase 0 ou phase A, et leur financement n'est de ce fait pas acquis. En général, ces projets sont tournés vers la cosmologie mais peuvent mesurer d'autres sondes cosmologiques, telles le cisaillement gravitationnel (weak-lensing) ou le pic acoustique baryonique.

Voici donc la liste de ces projets :

- **Appel d'offre JDEM** : la NASA et le département de l'énergie américain (DOE) ont émis un appel d'offre pour une mission intitulée Joint Dark Energy Mission. L'appel d'offre est clos et quatre projets ont répondu à l'appel, parmi lesquelles trois étudient des supernovae
- SNAP (SuperNova Acceleration Probe) : un projet lancé par le Department of Energy (DOE) américain. Ce projet est ensuite devenu un candidat à l'appel d'offres JDEM. Il consiste en un télescope de deux mètres avec dans le même plan focal des détecteurs visibles et infra-rouges. Un spectrographe intégral de champ est également prévu. On pourra se référer à Lampton et al. (2004) par exemple pour de plus amples détails.
- Destiny : un télescope de 1.8 m qui étudierait les supernovae dans le proche infra-rouge. L'instrument serait constitué de grismes (lentille + prisme) ce qui permet d'obtenir des données spectrophotométriques. Voir Morse et al. (2004), Benford and Lauer (2006) pour plus de détails concernant ce projet.
- **Projet DUNE (Dark UNiverse Explorer)** : face aux difficultés de SNAP, une partie de la collaboration française a élaboré un projet concurrent, soumis au CNES et à l'ESA. Ce projet se veut moins ambitieux financièrement (avec par exemple un miroir plus réduit de 1.2 m) et son principal but est l'étude du cisaillement gravitationnel ou "weak-lensing". Une part du temps serait néanmoins dédiée à l'observation de supernovae par photométrie uniquement, l'identification se faisant par spectroscopie depuis le sol ou à l'aide de courbes de lumière multi-couleurs. A la différence de

SNAP, DUNE se propose de mesurer lui-même des supernovae proches pour établir le point-zéro (SNAP utilisant les données collectées au sol). La pré-étude au CNES s'est achevée au début de l'année 2006.

#### 5.4.2 Les projets au sol

Face aux incertitudes et aux délais des projets spatiaux, d'ambitieux projets au sol ont fait leur apparition. La plupart impliquent de nouvelles générations de télescopes ou de très grandes caméras de plusieurs degrés carrés. Le plus ambitieux est le Large Synoptic Survey Telescope, prévoyant d'obtenir plusieurs dizaines de milliers de supernovae par an, mais d'autres projets devraient également fournir des statistiques importantes, comme le projet de télescope Pan-STARRS (Kaiser and Pan-STARRS Project Team 2005), le miroir liquide de 8 m ALPACA (Corasaniti et al. 2006) ou dans une moindre mesure la caméra Dark Energy Survey (Wester and For The Dark Energy Survey Collaboration 2005).

#### 5.4.3 Récapitulatif des ambitions des projets futurs

Nom	Nombre de SN	Surface SN	Redshift	Surface lensing	FOV	Filtres
SNLS	700 (5 ans)	4	0.2 - 1	170	1	u*, g', r', i', z'
SNAP	2000 (2 ans)	15	0.2 - 1.7	15	0.7	9 (6 opt, 3 NIR)
JEDI	14000 (2 ans)	12/an	0 - 1.7	36	0.7	z, j, h, k, l
Destiny	3000 (3 ans)	3.2	0.4 - 1.7	1000	0.12	z,j,H
DUNE	10000	2 × 60	0.1 - 1	20000	0.5	UBVRIZ
Dark Energy Survey	2000 (5 ans)	5000	0.3-0.8	5000	2.2	g', r', i', z'
Pan-STARRS		150		1200	7	
ALPACA	100000 (3 ans)	1000	0.2 - 1	-	3	u, b, r, i, z
LSST	280000 / an	20000	0.-0.8	15000	9.6	u, g, r, i, z, Y
	30000 / an	3 × 10	0. - 1.2	15000	9.6	u, g, r, i, z, Y

TAB. 5.1 – Tableau récapitulatif des objectifs de quelques expériences futures. SNLS est indiqué à titre de comparaison. Les surfaces et le champ de vue sont exprimés en degrés carré. Les chiffres proviennent des publications et des sites Internet de ces collaborations; il faut être vigilant dans une comparaison directe : les supernovae indiquées par SNLS, SNAP, JEDI ou Destiny sont par exemple avec un spectre associé, tandis que les autres expériences soit comptent obtenir le temps de spectroscopie par une observation indépendante soit n'utiliser que la photométrie (utilisation de redshifts photométriques et identification par la forme de la courbe de lumière). De même, les surfaces importantes de plusieurs milliers de degrés carré reliées aux supernovae d'ALPACA et Dark Energy Survey sont la conséquence d'un mode de recherche "drift scan" tandis que les expériences couvrant une surface de ciel plus petite pour les supernovae ont recours à une recherche de type "rolling search".

---

## Références

- Astier, P., 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. Pritchett, 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. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006, February). The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set. *A&A* 447, 31–48.
- Benford, D. J. and T. R. Lauer (2006, July). Destiny : a candidate architecture for the Joint Dark Energy Mission. In Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. (2006).
- Corasaniti, P. S., M. LoVerde, A. Crots, and C. Blake (2006, June). Testing dark energy with the Advanced Liquid-mirror Probe of Asteroids, Cosmology and Astrophysics. *MNRAS* 369, 798–804.
- Hamuy, M., G. Folatelli, N. I. Morrell, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, S. E. Persson, M. Roth, S. Gonzalez, W. Krzeminski, C. Contreras, W. L. Freedman, D. C. Murphy, B. F. Madore, P. Wyatt, J. Maza, A. V. Filippenko, W. Li, and P. A. Pinto (2006, January). The Carnegie Supernova Project : The Low-Redshift Survey. *PASP* 118, 2–20.
- Hamuy, M., J. Maza, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, M. Wischnjewsky, R. C. Smith, R. Antezana, L. A. Wells, L. E. Gonzalez, P. Gigoux, M. Navarrete, F. Barrientos, R. Lamontagne, M. della Valle, J. E. Elias, A. C. Phillips, S. C. Odewahn, J. A. Baldwin, A. R. Walker, T. Williams, C. R. Sturch, F. K. Baganoff, B. C. Chaboyer, R. A. Schommer, H. Tirado, M. Hernandez, P. Ugarte, P. Guhathakurta, S. B. Howell, P. Szkody, P. C. Schmidtke, and J. Roth (1993, December). The 1990 Calan/Tololo Supernova Search. *AJ* 106, 2392–2407.
- Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles (1996, December). The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae. *AJ* 112, 2391–+.
- Kaiser, N. and Pan-STARRS Project Team (2005, August). The Pan-STARRS Large Survey Telescope Project. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* 37, 03.01–+.
- Lampton, M. L., M. J. Sholl, M. H. Krim, R. Besuner, C. W. Akerlof, G. Aldering, R. Amanullah, P. Astier, C. Baltay, E. Barrelet, S. Basa, C. Bebek, J. Bercovitz, L. Bergstrom, G. Bernstein, M. Bester, R. C. Bohlin, A. Bonissant, C. R. Bower, M. Campbell, W. C. Carithers, Jr., E. D. Commins, C. Day, S. E. Deustua, R. S. DiGennaro, A. Ealet, R. S. Ellis, W. Emmett, M. Eriksson, D. Fouchez, A. Fruchter, J.-F. Genat, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, H. D. Heeterks, S. E. Holland, D. Huterer, W. E. Johnston, R. W. Kadel, A. Karcher, A. G. Kim, W. F. Kolbe, R. E. Lafever, J. I. Lamoureux, O. LeFevre, M. E. Levi, D. S. Levin, E. V. Linder, S. C. Loken, R. Malina, A. Mazure, T. A. McKay, S. P. McKee, R. Miquel, N. Morgan, E. Mortsell, N. Mostek, S. Mufson, J. A. Musser, P. E. Nugent, H. M. Oluseyi, R. Pain, N. P. Palaio, D. H. Pankow, S. Perlmutter, E. Prieto, D. Rabinowitz, A. Refregier, J. Rhodes, N. A. Roe, M. S. Schubnell, G. Smadja, R. Smith, G. F. Smoot, J. A. Snyder, A. Spadafora, A. Szymkowiak, G. Tarle, K. Taylor, A. Tilquin, A. D. Tomasch, D. Vincent, H. von der Lippe, J.-P. Walder, and G. Wang (2004, February). SNAP telescope : an update. In H. A. MacEwen (Ed.), *UV/Optical/IR Space Telescopes : Innovative Technologies and Concepts*. Edited by MacEwen, Howard A. Proceedings of the SPIE, Volume 5166, pp. 113-123 (2004)., pp. 113–123.
- Morse, J. A., T. R. Lauer, and R. A. Woodruff (2004, October). The DESTINY concept for the Joint Dark Energy Mission (JDEM). In J. C. Mather (Ed.), *Microwave and Terahertz Photonics*. Edited

- by Stohr, Andreas ; Jager, Dieter ; Iezekiel, Stavros. Proceedings of the SPIE, Volume 5487, pp. 1484-1490 (2004)., pp. 1484–1490.
- Perlmutter, S., 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 (1999, June). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ **517**, 565–586.
- Perlmutter, S., 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 (1997, July). Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at Z greater than 0.35. ApJ **483**, 565–+.
- Riess, A. G., 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 (1998, September). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. AJ **116**, 1009–1038.
- Riess, A. G. and M. Livio (2006). The first type ia supernovae : An empirical approach to taming evolutionary effects in drak energy surveys from supernovae at  $z > 2$ . ArXiv : astro-ph/0601319.
- Riess, A. G., L. 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, N. Benitez, and Z. Tsvetanov (2004, February). Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  From the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. ArXiv Astrophysics e-prints.
- Wester, W. and For The Dark Energy Survey Collaboration (2005, September). Dark Energy Survey and Camera. In S. C. Wolff and T. R. Lauer (Eds.), ASP Conf. Ser. 339 : Observing Dark Energy, pp. 152–+.





## Chapitre 6

# Présentation de l'expérience SNfactory

### 6.1 Introduction

SuperNova factory (Aldering et al. 2002) est une collaboration franco-américaine d'une vingtaine de personnes, dont le but est la découverte et le suivi de supernovae relativement proches ( $0.02 \leq z \leq 0.08$ ) situées dans le flot de Hubble (c'est-à-dire là où les vitesses propres des galaxies sont négligeables face au décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers).

L'expérience, qui devrait prendre des données jusqu'à 2008, a pleinement commencé à l'été 2004 avec le suivi de la supernova 2004dt, 3 mois après la première lumière de SNIFS le 7 avril 2004. La période août 2004 - mai 2006, dans laquelle s'inscrit la majeure partie du travail de cette thèse, fut consacrée à la résolution de problèmes existants, aussi bien dans la recherche de supernovae que dans la calibration de SNIFS. Le survey proprement dit a commencé le 16 mai 2006, avec l'observation de nuits complètes (et non plus de demi-nuits) avec SNIFS et le suivi simultané de plusieurs supernovae dont la plupart proviennent de NEAT.

Je présenterai ici très brièvement la recherche de supernovae avec NEAT, puis j'introduirai SNIFS (qui sera présenté plus avant dans le chapitre suivant) avant de présenter les objectifs scientifiques de l'expérience. Je conclurai ce chapitre par un état des lieux actuel de l'expérience.

### 6.2 Recherche de supernovae avec la caméra QUEST-II

Je ne présente ici que très brièvement la recherche de supernovae, qui est une tâche à la charge du LBL (Berkeley, Californie) et du département de physique de l'Université de Yale. La recherche de supernovae est menée à l'aide de la caméra CCD QUEST-II montée sur le télescope Samuel Oschin 1.2 au Mont Palomar en Californie. QUEST-II est une caméra de 112 CCD de 2400 x 600 pixels couvrant une surface de 9.5 degrés carrés (Rabinowitz et al. 2003).

La recherche de supernovae de SNfactory utilise en fait les données collectées dans le cadre de deux autres programmes : un programme de recherche d'astéroïdes en un seul filtre (NEAT), et une observation de tout le ciel en plusieurs filtres (QUEST). Ceci nécessite donc des compromis, la stratégie d'observation n'étant pas la même pour ces programmes. Depuis le printemps 2006, un effort a été apporté pour augmenter la part de données utilisables pour la recherche de supernovae : en moyenne 32 % des données collectées sont utilisables par SNfactory contre moins de 14 % sur la période de mai à février 2005 (voir section 9.1 et en particulier le tableau 9.1).

Les poses sont prises sur 60 secondes ; un même champ dans le ciel est visité trois fois en une heure d'intervalle pour évaluer les mouvements des objets et rejeter ainsi les astéroïdes.

La recherche de supernovae s'opère par soustraction d'une référence.

---

L'intérêt de la recherche de supernovae pratiquée par SNfactory est l'absence de biais : la plupart des programmes de recherche de supernovae proches examinent les galaxies pour trouver leurs objets. Une telle procédure peut biaiser l'échantillon : si le comportement des supernovae n'est pas exactement le même selon le type et la luminosité de la galaxie-hôte ; la comparaison avec les supernovae à haut redshift peut être biaisée (en effet, les supernovae à haut redshift sont également recherchées par des recherches aveugles). La difficulté de la recherche aveugle pour les supernovae proches est le faible volume d'espace considéré : les supernovae lointaines sont recherchées dans un volume important (tout l'espace compris entre  $z = 0.1$  et  $z = 1$ ) tandis que les supernovae recherchées par SNfactory sont cantonnées dans une profondeur bien plus ténue (entre  $z = 0.02$  et  $z = 0.08$ ). Il faut donc compenser cela en ayant un champ le plus large possible. D'autre part, la magnitude limite de NEAT est de 22 dans le filtre V ; ce qui devrait permettre de détecter des supernovae 10 à 15 jours avant leur maximum. L'objectif est d'obtenir chaque semaine deux nouvelles SNIa à suivre, avec le premier spectre le plus tôt possible avant le maximum.

Depuis début 2006, la recherche est complétée par des observations au télescope Mc Donald au Texas dans le but de rejeter des faux candidats. Une part de cette tâche, dite "screening", est également faite sur SNIFS, mais il est préférable de réduire le temps de SNIFS consacré à cet aspect au maximum pour se concentrer sur le suivi des SNIa du moment et prendre les poses de calibration nécessaires. En septembre 2006 un programme de screening depuis l'Observatoire de Haute-Provence a été commencé.

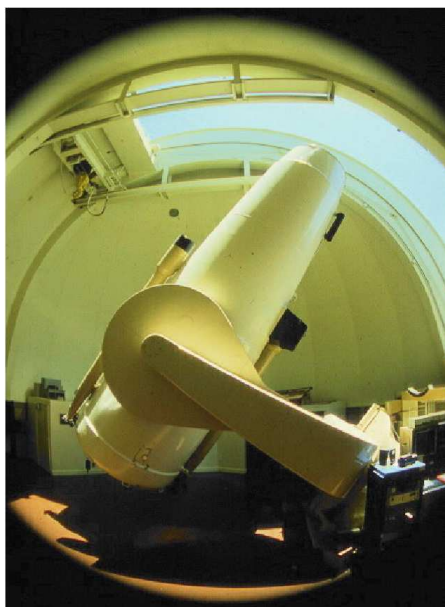


FIG. 6.1 – A gauche, le télescope 1.2 m du Mont Palomar (Californie), utilisé pour la recherche. A droite, le télescope utilisé à l'Observatoire de Haute-Provence pour le "screening" des candidats.

### 6.3 Suivi-spectrophométrique avec SNIFS

Une fois une supernova observée, un instrument dédié (SNIFS pour SuperNova Integral Field Spectrograph) installé sur le télescope 2.2 m de l'université de Hawaii (communément appelé UH 2.2m, UH 88" ou simplement UH) au sommet du Mauna Kea est utilisé pour suivre l'objet pendant quelques semaines. L'instrument sera détaillé au chapitre 7 tandis que la prise de données sera abordée dans le chapitre 8.

SuperNova factory disposait jusqu'à mi-mai 2006 de 20 % du temps d'observation de UH ; nous avons obtenu depuis le doublement de ce temps d'observation. Concrètement, cela représentait avant mi-mai 2006 3 demi-nuits d'observations par semaine (la deuxième moitié de la nuit, soit environ de 0h30 au lever du soleil à l'heure de Hawaii) depuis augmenté à 3 nuits pleines par semaine. SNIFS est installé en permanence sur le télescope ; les autres utilisateurs de UH sont libres de l'utiliser ou non.

SNIFS a pour but de suivre une supernova pendant une cinquantaine de jours pendant lesquels une quinzaine de spectres sont prévus, avec les premiers spectres le plus tôt possible avant le maximum (l'ambition était d'obtenir un large panel de supernovae ayant leur premier spectre dix à quinze jours avant le maximum). La gamme de longueur d'onde est particulièrement étendue : SNIFS peut prendre des objets entre 3200 et 10000 Å. La résolution de l'instrument est de l'ordre de 2-3 Å FWHM. Un intérêt important est la possibilité d'obtenir une calibration absolue en flux<sup>1</sup> : contrairement à la spectroscopie à fente classique, la majeure part du flux est collectée par l'instrument (un champ de vue de 6'' × 6'' est utilisé pour la spectroscopie) ; l'information spatiale offre de plus la possibilité d'évaluer le flux intrinsèque de la supernova avec une contamination minimale du ciel ou des effets atmosphériques (voir chapitre 11). Une voie photométrique a également été intégrée à l'instrument pour contrôler la qualité de l'atmosphère, en examinant une zone de 4.6' × 9.4' proche de l'étoile observée simultanément à la prise de spectres par les deux voies bleu et rouge.

SNIFS dispose également d'une voie de guidage (toute la lumière étant acheminée vers SNIFS il est impossible d'utiliser un système extérieur) et d'un système de calibration (dont il sera en partie question dans le chapitre 8).

## 6.4 Objectifs scientifiques

SNfactory est un programme très ambitieux : il a pour but une statistique bien plus importante que les lots de supernovae proches actuels, avec une très bonne qualité et une large couverture spectrale et temporelle des objets. La calibration absolue en flux offre de plus bien des possibilités, notamment celle de faire de la photométrie synthétique. Les résultats obtenus seront intéressants à la fois pour la cosmologie et pour la compréhension astrophysique des supernovae de type Ia.

Je vais ici présenter quelques points sur lesquels SNfactory peut apporter beaucoup :

### 6.4.1 Point zéro

La statistique des supernovae à grand redshift est en passe de s'améliorer d'un bon ordre de grandeur : alors que les articles historiques (Riess et al. (1998), Perlmutter et al. (1999)) disposaient de 18 et 42 supernovae respectivement, les expériences en cours (ESSENCE, SNLS<sup>2</sup> se proposent d'apporter respectivement  $\approx 200$  et  $\approx 700$  supernovae de type Ia, sans parler des expériences à venir qui proposent au moins un ordre de grandeur supplémentaire. Face à cette augmentation de la statistique à haut redshift, il convient d'augmenter également la statistique à bas redshift, sous peine d'avoir dans la détermination des paramètres cosmologiques une incertitude dominée par le faible lot de supernovae à bas redshift (ce qui est d'autant plus vrai avec un échantillon hétérogène provenant de plusieurs sources avec des calibrations différentes). Dans le papier de la première année des résultats SNLS (Astier et al. 2006), on pouvait ainsi voir que les incertitudes sur le résidu du diagramme de Hubble sont déjà plus grandes pour les supernovae à bas redshift que pour celles de SNLS à redshift inférieur à  $z = 0.6$  (voir figure 4.1 provenant de Astier et al. (2006)).

<sup>1</sup>L'objectif est une précision de 1 % lors des nuits photométriques et 3 % pour les nuits non-photométriques.

<sup>2</sup>Voir chapitre 5.

---

## 6.4.2 Connaissance astrophysique des supernovae de type Ia

Un intérêt évident de SuperNova factory est également une meilleure connaissance des supernovae de type Ia. Le très bon suivi (une quinzaine de spectres pour chaque supernova) permet de suivre l'évolution de la supernova (cf 2.4) et de comprendre un peu mieux ce qui peut se passer au coeur de ces objets. Cela permet également de noter les différences intervenant entre plusieurs supernovae et d'en déduire éventuellement une nouvelle classification, qui fait l'objet de nombreux travaux de la part d'astronomes spécialistes des supernovae (voir par exemple Benetti et al. (2005)) à l'aide d'une statistique importante. Une modeste contribution à ce type d'approche sera présentée chapitre 16 avec les spectres 2004-2005 de SNfactory.

Un avantage est que toutes ces supernovae de type Ia proviennent du même instrument, évitant de se poser ainsi des questions sur les différences de calibration entre plusieurs spectres issus de différents instruments. La couverture à faible longueur d'onde (jusqu'à 3200 Å) permet de maximiser le domaine spectral commun avec les objets à haut redshift.

De plus, SNfactory offre un nouveau type d'informations inaccessibles jusqu'à maintenant : les spectres sont étalonnés de manière absolue en flux. Cela ouvre la voie à des analyses spectrophotométriques, où à la fois la forme du spectre et l'intensité lumineuse sont prises en compte, par opposition à l'analyse spectroscopique, qui ne s'intéresse qu'à la forme du spectre. Les indicateurs de luminosité à la *RSiII* (Nugent et al. (1995) pour l'introduction du concept, Bongard et al. (2006) pour un travail récent sur le sujet proposant une redéfinition intéressante) devraient notamment bénéficier de cette évolution et s'affiner grandement avec l'utilisation de spectres avec une mesure précise du flux.

D'autre part, les spectres de qualité à très bon signal sur bruit devraient permettre de mieux comprendre les différentes catégories de supernovae de type Ia et ainsi de proposer une classification fiable et robuste en fonction de quelques paramètres spectraux. SNfactory se propose de définir et tester plusieurs paramètres spectraux afin de déterminer lesquels sont les plus aptes à construire une classification nette des SNIa. Ces paramètres doivent pouvoir être mesurés de manière reproductible sur les spectres ; le nom de "métrique" leur a été donné (voir section 9.3.3).

## 6.4.3 Courbes de lumière

### Courbe de lumière à bas redshift

La spectrophotométrie offre une perspective intéressante : si l'on dispose d'un spectre avec une mesure très précise du flux, il est possible de faire ce que l'on appelle de la photométrie synthétique : en convoluant le spectre par un filtre quelconque on obtient un point de photométrie. On peut donc à partir d'un spectre de SupernovaFactory obtenir un point de photométrie dans n'importe quel système de filtre pour une supernova à n'importe quel redshift pourvu que le filtre décalé vers le rouge appartienne à la gamme de longueur d'onde de SNIFS (3200-10000 Å). Autrement dit, on peut pour les supernovae à bas redshift produire des courbes de lumière dans n'importe quel filtre sans incertitude due à la K-correction.

### K-correction

L'analyse spectrophotométrique permet également de réduire les incertitudes dues à la K-correction, en fournissant un catalogue complet de supernovae proches de référence. En effet, la méthode employée par exemple dans SALT (section 4.4.4) est d'utiliser un patron ou "template" de référence pour toutes les supernovae, quel que soit leur spectre réel. Les supernovae 1991T-like, conservées pour la cosmologie, utilisent ce même template. La justification provient d'un argument de Nugent et al. (2002) selon lequel la variabilité de K-correction d'une supernova à l'autre dépendrait principalement de la couleur, et d'une manière plus limitée de la variation des caractéristiques spectrales. Dans le cadre d'une telle

approche, SuperNova factory peut contribuer à créer un bien meilleur patron de spectre. On peut également envisager une approche plus contraignante mais ne faisant pas appel à l'approximation issue de la constatation de Nugent et al. (2002), visant à prendre le meilleur analogue proche de la supernova haut redshift observée pour corriger de la meilleure manière possible la K-correction.

### **Compréhension de l'origine de la couleur**

Un plus grand échantillon de supernovae proches pourrait permettre aussi de mieux comprendre les couleurs des supernovae, et voir ainsi par exemple si la relation dite "brighter-bluer" est due à la galaxie-hôte ou est une propriété intrinsèque des supernovae de type Ia (voir Guy et al. (2005) pour une brève discussion à ce sujet et surtout pour des références à des articles des tenants des deux hypothèses).

### **Catalogue $\mathcal{SN}$ -fit**

Sainton (2004) a développé pour la collaboration SNLS un outil nommé  $\mathcal{SN}$ -fit<sup>3</sup>, dont le but est de permettre rapidement l'identification d'une supernova et une détermination de son redshift. Pour cela, le spectre observé est comparé à des spectres issus de séquences temporelles d'une base de données pour lequel le meilleur redshift est cherché par un ajustement par la méthode des moindres carrés<sup>4</sup>. Le résultat des ajustements est ensuite classé du meilleur au pire ajustement. Un problème de ce code est la faible base de données dont il dispose : seules 25 supernovae y sont référencées, dont certaines sont très mal suivies (seulement quelques spectres dans certaines séries temporelles). Une base de données plus complètes et mieux échantillonnées permettrait une identification plus robuste.

---

<sup>3</sup>Qui a déjà été brièvement abordé au chapitre 4

<sup>4</sup>En réalité, le code est un peu plus compliqué que cela, avec la possibilité d'introduire une part de spectre de galaxie dans l'ajustement, tous les couples (SN-galaxie) étant testé avec ajustement du redshift et de la part de galaxie dans le signal

---

## Références

- Aldering, G., 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 (2002, December). Overview of the Nearby Supernova Factory. In J. A. Tyson and S. Wolff (Eds.), Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries. Edited by Tyson, J. Anthony ; Wolff, Sidney. Proceedings of the SPIE, Volume 4836, pp. 61-72 (2002)., pp. 61–72.
- Astier, P., 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. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, R. Taitel, 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. Lisset, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006, February). The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set. A&A 447, 31–48.
- Benetti, S., E. Cappellaro, P. A. Mazzali, M. Turatto, G. Altavilla, F. Bufano, N. Elias-Rosa, R. Kotak, G. Pignata, M. Salvo, and V. Stanishev (2005, April). The Diversity of Type Ia Supernovae : Evidence for Systematics ? ApJ 623, 1011–1016.
- Bongard, S., E. Baron, G. Smadja, D. Branch, and P. H. Hauschildt (2006, August). Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators. ApJ 647, 513–524.
- Guy, J., P. Astier, S. Nobili, N. Regnault, and R. Pain (2005, December). SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae. A&A 443, 781–791.
- Nugent, P., A. Kim, and S. Perlmutter (2002, August). K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae. PASP 114, 803–819.
- Nugent, P., M. Phillips, E. Baron, D. Branch, and P. Hauschildt (1995, December). Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae. ApJ 455, L147+.
- Perlmutter, S., 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 (1999, June). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ 517, 565–586.
- Rabinowitz, D., C. Baltay, W. Emmet, T. Hurteau, J. Snyder, P. Andrews, N. Ellman, N. Morgan, A. Bauer, J. Musser, M. Gebhard, G. Adams, G. Djorgovski, A. Mahabal, M. Graham, M. Bogosavljevic, R. Williams, R. Brucato, and R. Thicksten (2003, December). The Palomar-QUEST large-area CCD camera. American Astronomical Society Meeting Abstracts 203, 38.12–+.
- Riess, A. G., 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 (1998, September). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. AJ 116, 1009–1038.
- Sainton, G. (2004). Spectroscopie des supernovae à grand décalage vers le rouge. Ph. D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1.

# Chapitre 7

## L'instrument SNIFS

### 7.1 Présentation générale

SuperNovae Integral Field Spectrograph (SNIFS) est un spectrographe optique utilisant une unité intégrale de champ (*Integral Field Unit* ou IFU <sup>1</sup>), installé en permanence sur le télescope de type Cassegrain de l'Université de Hawaii (UH en abrégé), dont le miroir mesure 2.2 m.

L'objectif étant de couvrir un domaine spectral très étendu<sup>2</sup> (de 3200 à 10000 Å), l'IFU a été divisé en deux canaux spectraux, l'un allant de 3200 à 5400 Å (communément appelé *bleu*) et l'autre allant de 5200 à 10000 Å (appelé *rouge*). Ces deux canaux spectroscopiques, séparés par un dichroïque, peuvent être utilisés simultanément. L'intérêt de l'unité intégrale de champ est qu'on dispose d'une information complète dans l'espace  $(x, y, \lambda)$  : on recueille pour une pose donnée 225 spectres répartis selon une trame de microlentilles (microlens arrays ou MLA sur les schémas) par voie spectroscopique (voir le principe détaillé sur la figure 7.4). Ceci présente bien des avantages par rapport à la spectroscopie à fente ; ceci est détaillé dans Bacon et al. (1995).

En plus de ces deux canaux spectroscopiques, SNIFS dispose d'une caméra de guidage, d'une voie photométrique et d'une unité de calibration (cf figure 7.3). Je me concentrerai ici sur les aspects liés aux voies spectroscopiques, étant donné que mon travail repose exclusivement sur ces voies.

### 7.2 Description des éléments mécaniques et optiques des voies spectroscopiques

#### 7.2.1 Le prisme d'entrée mobile (pick-off prism ou POP)

Cet élément est le premier susceptible de rencontrer la lumière collectée par le télescope. Son rôle est de transmettre la lumière à l'unité intégrale de champ en déviant les rayons de lumière d'un angle de 100° (comme pourrait le faire également un miroir plat ; le POP a été préféré car il permet une meilleure transmission pour la partie ultraviolette du spectre.) Le prisme d'entrée mobile est présent lors des prises de données scientifiques et enlevé lorsqu'il s'agit de poses de calibration.

---

<sup>1</sup>Les termes français précisés dans cette thèse sont en général peu ou pas usités : les termes anglais voire des abréviations de termes anglais leur sont usuellement préférés. Dans tout ce chapitre je préciserai donc à chaque fois entre parenthèse le terme anglais et l'abréviation utilisée.

<sup>2</sup>Les choix de conception de l'instrument ont d'ailleurs été fortement contraints par l'objectif de descendre en dessous de 3500 Å.





FIG. 7.1 – SNIFS sur UH 2.2m

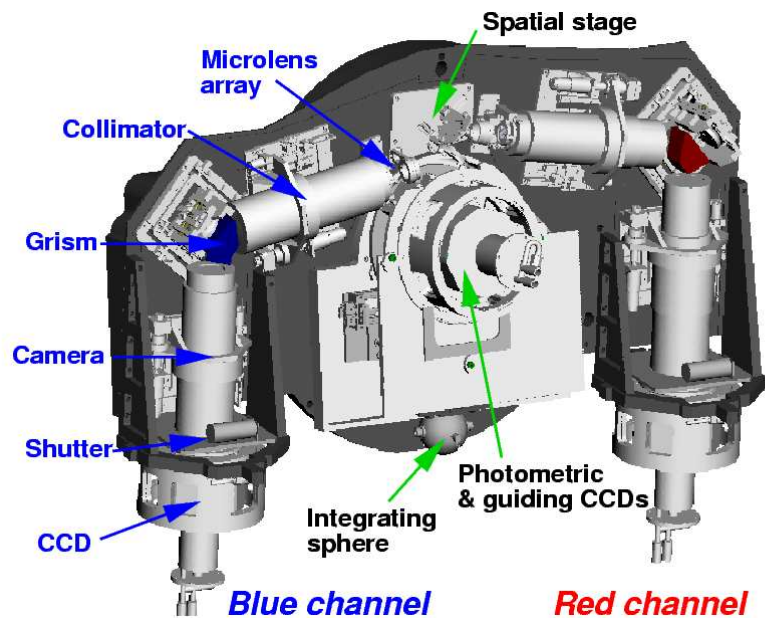


FIG. 7.2 – Une représentation visuelle de SNIFS. Les voies bleu et rouge sont très similaires, donc seule la bleue est annotée ; “spatial stage” correspond à l’agrandissement optique (ou enlanger) et au dichroïque.

7.2. DESCRIPTION DES ÉLÉMENTS MÉCANIQUES ET OPTIQUES DES VOIES SPECTROSCOPIQUES

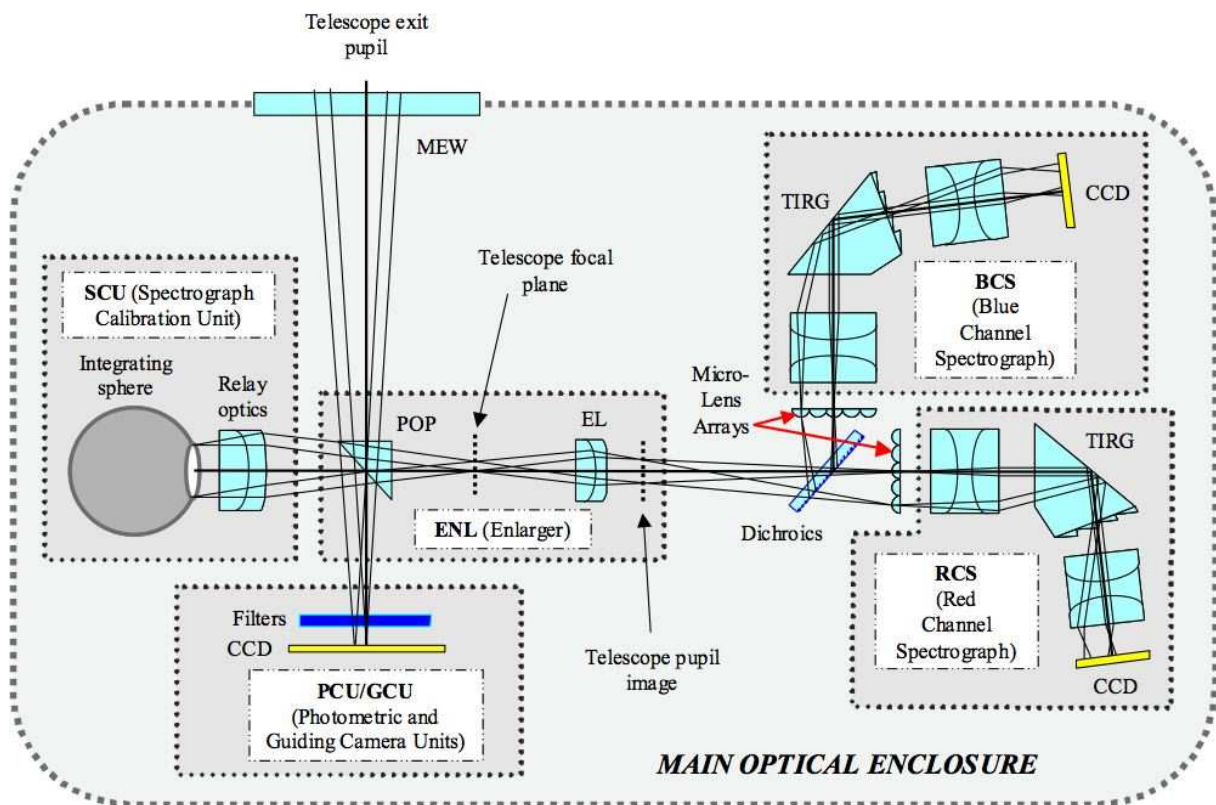


FIG. 7.3 – Schéma de l'instrument SNIFS.

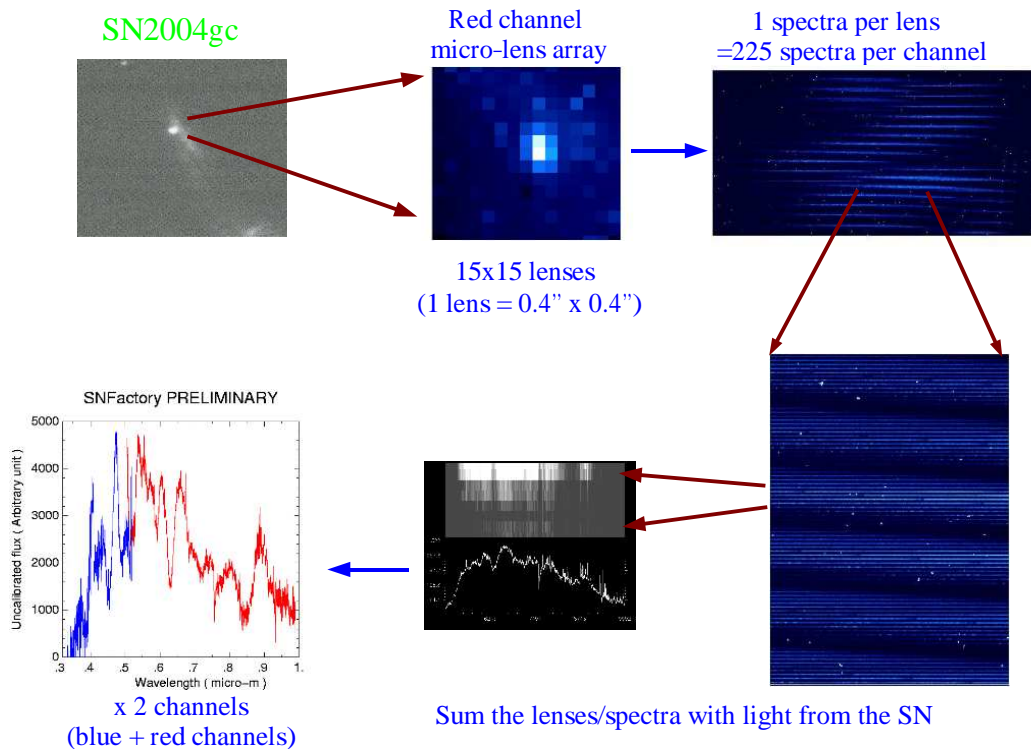


FIG. 7.4 – La lumière reçue par le télescope atteint le dichroïque, qui sépare la lumière entre deux voies rouges et bleues (voir les schémas 7.2 et 7.3). Pour chacune des deux voies (la rouge sur cette illustration) la lumière atteint une trame de microlentilles qui couvre une surface de  $6'' \times 6''$  avec  $15 \times 15$  microlentilles. Chacune de ces microlentilles (on parlera également de **spaxel** pour désigner une de ces microlentilles) forme un spectre qui est stocké dans un CCD  $2k \times 4k$ . Les spectres sont séparés par quelques colonnes du CCD pour éviter des recouvrement entre deux spectres et les pollutions par les ordres 0 et 2. A partir de ces 225 spectres, un **cube de données** ( $x, y, \lambda$ ) est formé. L'objectif est alors d'obtenir le spectre de l'étoile en s'affranchissant des contributions de l'atmosphère, du fond du ciel et de la galaxie-hôte (ce sera l'objet du chapitre 11).

### 7.2.2 L'agrandisseur optique (enlarger ou ENL)

La partie agrandisseur optique a deux propos : d'une part effectivement faire un agrandissement optique comme le nom le suggère (la trame de microlentilles faisant  $21\text{ mm} \times 21\text{ mm}$  pour un champ de  $6''3 \times 6''3$  - voir section 7.2.4) , mais aussi compenser les aberrations sphériques et chromatiques introduites par des éléments ne participant pas forcément à l'agrandissement optique, comme le prisme d'entrée mobile et la fenêtre d'entrée de la lumière dans l'instrument. Tous les éléments appartenant à l'agrandisseur optique sont constitués de silice (fused silica) et  $\text{CaF}_2$ , qui ont l'avantage de permettre une transmission optique correcte sur toute la gamme de longueur d'onde souhaitée tout en n'ayant pas un coût trop élevé. Les lentilles choisies pour agrandir l'image (essentiellement une lentille à fort grandissement et une lentille de champ) permettent également de limiter grandement la diffraction sur la fenêtre de longueur d'onde choisie (3200 - 10000 Å).

La fenêtre d'entrée principale (Main Entrance Window ou MEW) a pour but de protéger le matériau  $\text{CaF}_2$  contre l'humidité en permettant la création d'une zone où l'air reste sec là où sont les éléments optiques.

### 7.2.3 Dichroïque (ou dichroic beam splitter)

Son rôle est de séparer la lumière incidente entre les deux voies spectroscopiques. Les longueurs d'onde les plus basses sont réfléchies vers le spectrographe bleu et les plus élevées transmises vers le spectrographe rouge ; la zone de recouvrement entre les deux voies mesure 200 Å (le point de recouplement des des courbes est à 5145 Å, voir figure 7.5).

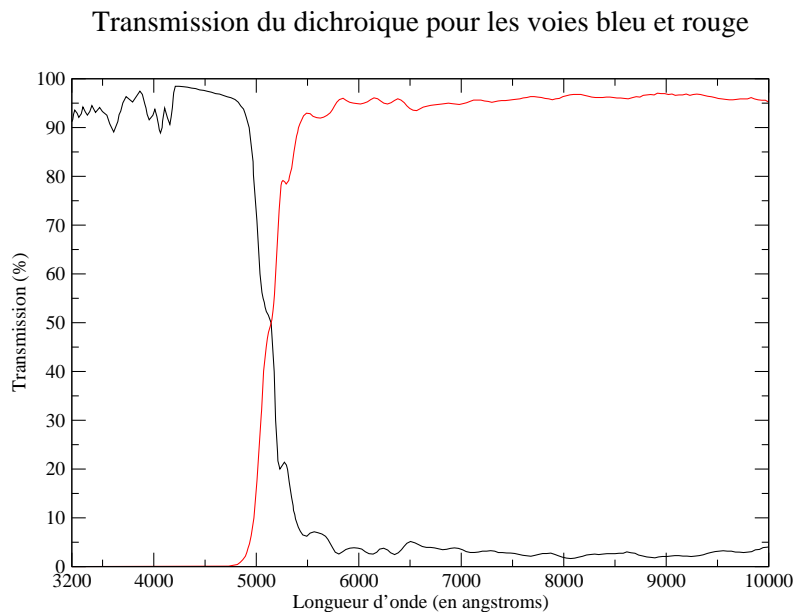


FIG. 7.5 – Transmission du dichroïque. En pratique, la transmission vers le bleu correspond à une réflexion du dichroïque et la transmission vers le rouge à sa transmission.

### 7.2.4 Trame de microlentilles (Microlens array ou MLA)

Pour chacune des deux voies une trame de microlentilles est utilisée à l'entrée des spectrographes. Leur rôle est de diviser le champ en 225 vignettes, chacune d'entre elles représentant une aire de  $0''42 \times$

---

0''42 pour une aire totale de 6''3 × 6''3. Chacune de ces trames est orienté d'un angle de 3.8° par rapport à l'axe du grisme<sup>3</sup> afin que les 225 spectres ne se recouvrent pas dans le CCD. Ces trames de microlentilles sont composées de deux lentilles cylindriques croisées séparées par 100 μm d'air.

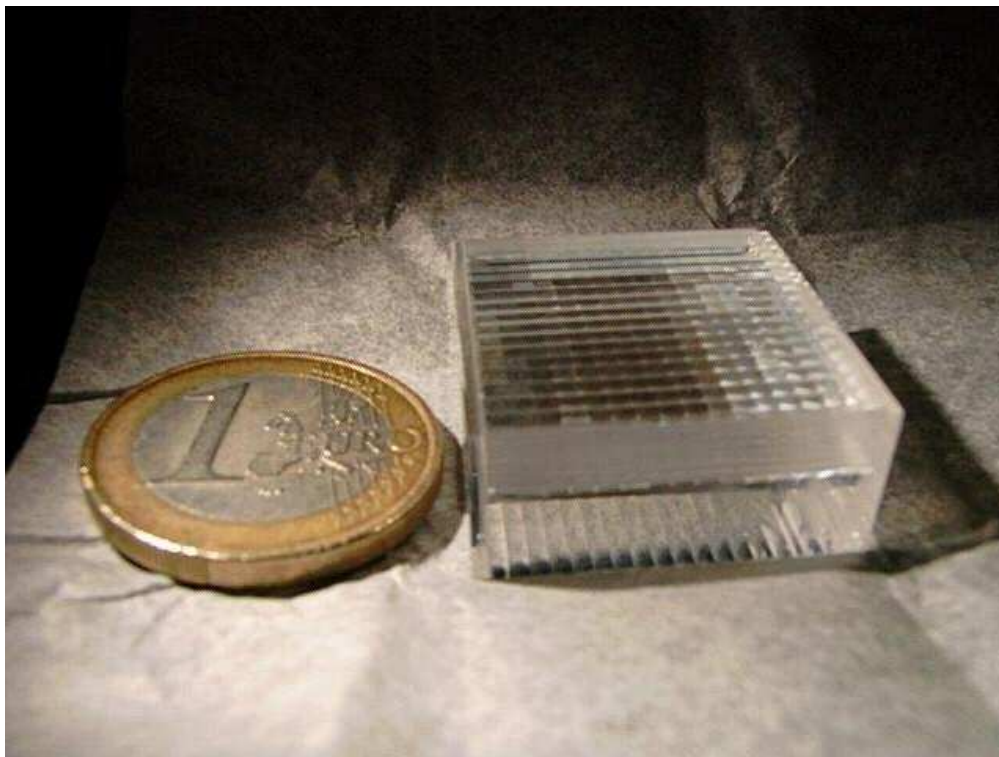


FIG. 7.6 – Trame de microlentilles, mesurant 21mm × 21mm. Une pièce de 1 euro est placée pour illustrer l'échelle.

### 7.2.5 Le spectrographe bleu (Blue Channel Spectrograph ou BCS)

Le spectrographe peut se décomposer en quatre composantes essentielles :

- Le collimateur (formé des 5 lentilles dont un doublet en amont du grisme).
- Le grisme à réflexion totale interne (Total Internal Reflection Grism ou B-TIRG) qui reflète la lumière avec un angle de 50° et disperse la lumière vers son premier ordre de diffraction sans déviation angulaire pour la longueur d'onde de 4300 Å.
- Une caméra optique composée de 4 lentilles dont un doublet et une lentille correctrice de champ.
- Le CCD bleu et sa fenêtre optique.

Le choix de l'optique et des matériaux pour cette voie est extrêmement important : il faut compenser le chromatisme axial de la trame de microlentilles et le chromatisme global tout en disposant d'une image de qualité pour les longueurs d'onde ultraviolettes.

Ce spectrographe est composé des mêmes matériaux que l'agrandisseur optique, pour les mêmes raisons. Ces matériaux soulèvent plusieurs problèmes : comme leurs coefficients thermiques sont différents, l'épaisseur et la courbure des lentilles ne peuvent pas excéder une valeur limite. D'autre part, le comportement optique du système varie fortement (un écart de 0.5 mm du focus au niveau du CCD est

---

<sup>3</sup>On appelle grisme un ensemble {prisme + réseau}. Cela permet d'utiliser les propriétés du réseau tout en privilégiant un ordre optique supérieur à 0, en l'occurrence l'ordre 1 en ce qui concerne SNIFS.

attendu lorsque la température varie de 0 à 20°). Pour pallier ce problème, deux mesures ont été prises : SNIFS est dans un étui en néoprène (pour conserver autant que faire se peut une température constante) et les lentilles de collimation sont ajustées lors de chaque nuit d'observation par un programme lancé au début de la nuit (des calculs ont montré que bouger seulement le collimateur pouvait compenser les effets de température). Cet ajustement ne permet pas de recouvrer totalement les performances souhaitées initialement : l'objectif que 80 % de l'énergie encerclée<sup>4</sup> soit maintenant contenue dans un cercle de 15  $\mu\text{m}$  n'est pas atteint. Il est à noter que la fenêtre du CCD en silice est un élément actif du spectrographe, dans le sens où il introduit des aberrations sphériques et chromatiques devant être compensées par le reste de l'optique du spectrographe.

### 7.2.6 Le spectrographe rouge (Red Channel Spectrograph ou RCS)

Dans une large mesure, le spectrographe rouge est conçu de manière similaire au spectrographe bleu. Il existe néanmoins des différences non négligeables, qui suffisent à le détailler plus avant. Il est également composé des 4 mêmes parties que son homologue bleu :

- Le collimateur (formé des 3 lentilles dont un triplet en amont du grisme).
- Le grisme à réflexion totale interne (Total Internal Reflection Grism ou R-TIRG) qui reflète la lumière avec un angle de 50° et disperse la lumière vers son premier ordre de diffraction sans déviation angulaire pour la longueur d'onde de 7200 Å.
- Une caméra optique composée de 3 lentilles dont un triplet et une lentille correctrice de champ.
- Le CCD rouge et sa fenêtre optique.

La voie rouge est faite de matériaux plus classiques, qui compensent efficacement le chromatisme axial dû à la trame de microlentilles de 5200 à 10000 Å. Une variation de température entre les tests en laboratoire à 20° et les tests au sommet a été observée mais elle peut être parfaitement compensée en déplaçant la caméra optique.

## 7.3 La voie photométrique

Je ne m'étendrai pas sur la voie photométrique, sur laquelle je n'ai pas travaillé ; je me contente ici de donner quelques succinctes descriptions.

Elle contient une roue à filtre, sur laquelle sont positionnés plusieurs filtres : un filtre multicolore communément appelé "multi-filtre" et divers autres filtres (BV de Bessel et u,g,r,i,z du SDSS). Le "screening" des candidats NEAT est effectué avec le filtre i ; le reste du temps, le multi-filtre est utilisé (voir image 7.7). Les poses d'acquisition sont faites avec le filtre V. Le but lors de poses de science est d'avoir une image environnant l'étoile observée<sup>5</sup> pour contrôler la qualité du ciel et pouvoir donner une correction quantitative. Le multi-filtre permet de poser sur la voie photométrique le même temps que les poses spectroscopiques sans avoir à diviser ce temps entre différents filtres et donc prendre en compte pour les 5 filtres d'éventuels changements de conditions atmosphériques (un nuage par exemple). Cela permet donc d'obtenir pour une pose donnée 5 points de correction (un par filtre) ; ce qui est nécessaire étant donné que l'absorption atmosphérique est dépendante de la longueur d'onde.

<sup>4</sup>L'énergie encerclée est la quantité de flux qu'on arrive à mettre dans un cercle de rayon donné au niveau du CCD.

<sup>5</sup>Le champ n'est toutefois pas le même que celui des voies spectroscopiques ; la supernova n'y apparaît donc pas.

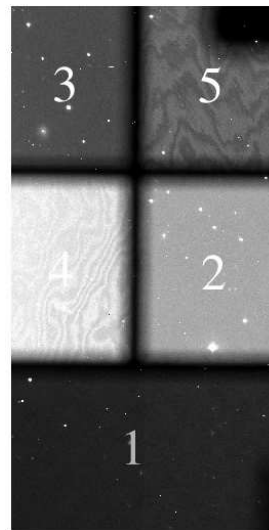
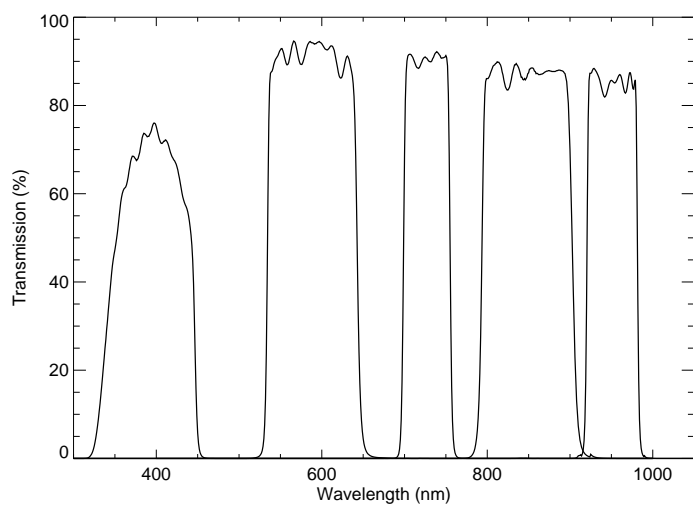


FIG. 7.7 – A gauche, transmissions de chacun des filtres du multifiltre ; à droite, positionnement des 5 filtres dans le multifiltre (les numéros représentent une classification des filtres du plus bleu au plus rouge). Les 5 zones contiennent chacune un filtre différent ; leurs tailles diffèrent pour permettre de collecter suffisamment d'étoiles dans chacun d'entre eux.

## Références

- Bacon, R., 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 (1995, October). 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. A&AS 113, 347–+.





## Chapitre 8

# Prise de données avec SNIFS

### 8.1 Les ‘shifts’

Les données de SNIFS sont prises en moyenne trois fois par semaine via une connexion Ethernet (voir figure 8.1 pour une illustration de notre interface de prise de données) ; une prise de données consiste en des données scientifiques proprement dites durant la nuit et en des données de calibration avant et après ces données scientifiques. Un “shift” est communément réparti de la manière suivante : les Américains sont chargés de la partie de calibration avant et après les données sur ciel (on appelle cela le “day shift”) et les Français sont chargés de la prise de données sur ciel (dits “night shifts”). Jusqu’en août 2005 les shifts de nuit étaient faits conjointement par deux observateurs français ; depuis un seul observateur est en charge d’une demi-nuit. Généralement un même observateur est assigné pendant 6 à 12 shifts consécutifs puis passe la main à un autre shifter, avec un recouvrement d’une ou deux nuits. Côté français, en moyenne sur les trois ans huit shifters se répartissaient cette tâche.

Depuis le passage à des nuits pleines, un shift de nuit est divisé en deux parties, chacune d’entre elles prises par un observateur différent, pour éviter une trop longue prise de données par une même personne, qui risquerait de ne plus être assez réactive en fin de journée. Le shift de jour comprend désormais les phases de réglage du focus du télescope, qui était auparavant dans le shift de nuit.

### 8.2 Les différents types de données

#### 8.2.1 Les données science (standards et supernovae)

Pendant le shift de nuit, la majeure partie du temps est prise à prendre des spectres d’étoiles standards et de supernovae (la voie photométrique prenant à chaque fois une image environnante). Pour cela, on procède en deux temps : le télescope est amené vers la position exacte de l’étoile via la voie de guidage de SNIFS, puis on passe à la prise des spectres par SNIFS. Après chaque pose une pose d’arc est mesurée : son rôle est de permettre une calibration en longueur d’onde en comparant les positions des raies connues d’une lampe aux positions observées dans la pose d’arc.

#### 8.2.2 Screening avec la voie photométrique

Récemment, SNIFS a été utilisé pour “screener” les candidats NEAT, c’est-à-dire identifier s’il s’agit bien d’une supernova. Deux méthodes sont envisageables : soit prendre directement un spectre, soit utiliser la voie photométrique, qui dispose également de filtres standards en plus du multifiltre employé lors des poses de science habituelles. Prendre un spectre est une opération plus longue (il faut compter une vingtaine de minutes) qui peut s’avérer fastidieuse et coûteuse s’il y a beaucoup de candidats ; d’autant

Période	Nombre de mois	Aire recherchée		Nombre total de SNIa		SNIa spectrées		SNIa "gold"		
		Total	Par mois	Total	/1000	Total	/1000	Total	/1000	Par mois
Mai 2005 à février 2006	10	10 600	1060	149	14.1	66	6.2	13	1.2	$1.3 \pm 0.4$
Mai-juin 2006	2	4847	2424	53	10.9	26	5.4	13	2.7	$6.5 \pm 1.8$

TAB. 8.1: Comparaisons de statistiques de la recherche de supernovae avant et après mai 2006. "/1000" signifie par 1000 degrés carrés. "Nombre total de SNIa" recense tous les candidats SNIa trouvés; tous n'ont pas été spectrés et l'identification n'est donc pas certaine pour tous. Les SNIa "gold" sont celles satisfaisant les coupures de qualité  $0.03 \leq z \leq 0.08$  et  $phase(1^{er} \text{ spectre}) \leq 3 \text{ jours}$ . On notera la bonne progression concernant le nombre de candidats intéressants par mois.

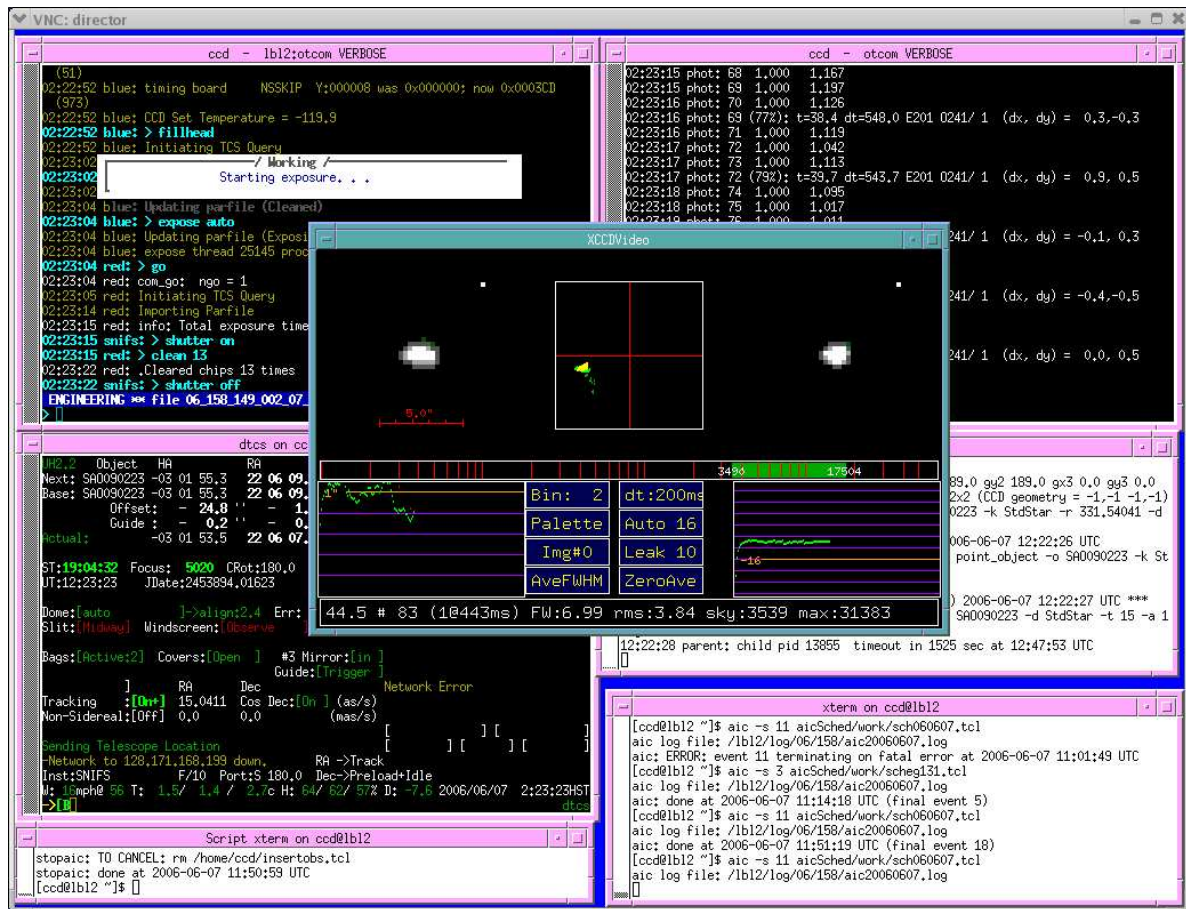


FIG. 8.1 – Interface de prise de données de SNIFS. Les deux parties supérieures de l'écran donnent des informations sur les voies spectroscopiques (à gauche) et photométrique (à droite). A gauche au milieu figurent les données concernant le télescope ; les deux fenêtres en bas sont celles par lesquelles l'utilisateur passe ses commandes. Un système nommé Automated Instrument Control (AIC) permet d'automatiser une bonne partie des opérations d'une nuit ; la fenêtre au milieu à droite donne un récapitulatif des actions prises par AIC. La fenêtre centrale n'apparaît que pendant le guidage : il sert à visualiser l'étoile guide et voir la stabilité du signal lumineux reçu pendant la pose, permettant d'évaluer par exemple le passage d'un nuage. A noter l'existence d'une autre fenêtre d'interface où figure Watcher, un récapitulatif des messages d'erreurs donnés par SNIFS, et où l'utilisateur peut visualiser à son gré les images et les spectres des objets.

plus que c'est autant de temps de moins pour suivre des supernovae et prendre des étoiles standards. Prendre une pose photométrique permet de voir s'il y a eu une évolution de flux depuis la détection par NEAT et de sélectionner le candidat pour la spectroscopie pour le shift suivant ; l'inconvénient étant qu'on perd deux à trois jours de l'objet s'il s'avère qu'il s'agissait bien d'une SNIa. La prise directe d'un spectre est réservée aux candidats les plus évidents.

### 8.2.3 Les poses continuum

Les poses sont l'observation d'une lampe de la sphère d'intégration par les deux voies spectroscopiques (le pick-off prism est donc retiré lorsqu'elles sont prises) ; l'objectif est de pouvoir ensuite corriger la réponse instrumentale de chaque microlentille avec un bon signal sur bruit.

Ces poses n'étaient pas prises systématiquement chaque nuit au début de l'expérience, nous sommes

---

ensuite passé à trois poses par nuit (en début, milieu et fin de nuit) et depuis le passage en mode survey en mai 2006 une pose continuum par pose science.

#### **8.2.4 Les biais**

Un biais est une pose de 0 seconde ; il permet de voir combien de charges sont comptées quand aucun signal n'est présent sur le CCD. Plusieurs poses de biais sont prises pendant une nuit, et la moyenne des biais est ensuite soustraite des poses de science.

#### **8.2.5 Les “dark”**

Les CCD produisent quelques charges dites de courant d'obscurité, dont le nombre dépend directement de la température : en dessous de 180 K ces charges sont rares (quelques électrons par heure), et plus le CCD est chaud plus leur nombre croît. Pour mesurer les poses “darks”, on prend une pose pendant un temps donné du même ordre de grandeur que celui des poses de science avec l'obturateur fermé. Les charges présentes sont imputées au courant d'obscurité. Les CCD de SNIFS sont à une température de  $\approx 153$  K, obtenue par un refroidissement par un cryotiger.

#### **8.2.6 Les “flats” (dôme et ciel)**

Les poses sont prises pendant le “day shift” et pendant la phase précédant le lever du soleil. Elles sont nécessaires pour mesurer la réponse pixel à pixel du CCD de la voie photométrique et pour intercalibrer les réponses des trois voies. Les “dôme flat” sont pris à partir d'une lampe extérieure à SNIFS qui éclaire le dôme du télescope. Le spectre de cette lampe est lisse et stable mais a un flux faible dans le bleu ; cela ne permet pas d'obtenir un bon flat du filtre le plus bleu sans saturer les autres filtres. Des “sky flat” pris à l'aube permettent d'obtenir une information dans tous les filtres en raison du spectre du ciel différent de celui de la lampe utilisée.

### **8.3 Les données dont on ne dispose pas toujours**

Certaines données ne sont pas prises systématiquement ce qui pourrait poser problème au moment où nous serons en mesure de tout calibrer correctement. Bien des progrès ont été réalisés depuis les débuts de SNIFS, où certaines poses n'étaient pas toujours prises (il n'est pas rare de ne pas avoir de données continuum sur les poses de 2004 ; SN2004dt souffre notamment d'un manque de données de calibration). Voici donc quelques données dont nous pourrions regretter l'absence :

#### **8.3.1 Les standards**

Il est arrivé lors de certaines nuits que seule une étoile standard soit prise. C'est toujours dangereux : en cas de problème lors de cette pose on n'a pas de solution de secours. Même sans cela, deux standards sont nécessaires pour estimer l'extinction atmosphérique. Comme nous le verrons dans le chapitre 12, mieux vaut que ces deux étoiles soient des standards prises sur une seconde à des airmass très différents.

#### **8.3.2 Les diodes PIN**

Deux jeux de diode PIN I et B (à l'extérieur de SNIFS) pour contrôler de manière indépendante la couleur de la lampe dôme (un changement de couleur de la lampe dôme fausserait complètement l'intercalibration des trois voies). Deux jeux sont présents pour pouvoir déceler immédiatement un problème

avec l'une de ces diodes. Le problème est que ces diodes ont dû être actives en tout une semaine jusqu'à maintenant. .La dernière intervention à Hawaii en juin 2006 a veillé à les réactiver, mais toutes les données prises jusqu'ici ne disposent pas de cette vérification.

### **8.4 Incidents**

Depuis sa mise en service en avril 2004, SNIFS a subi deux incidents majeurs :

- En décembre 2005, nous avons été interrompus 4 semaines suite à un problème dans le système de refroidissement des CCD, nous privant d'un mois aux conditions atmosphériques exceptionnelles.
- En août 2006, une panne de la motorisation du POP (section 7.2.1) a empêché l'utilisation du spectrographe pendant 4 semaines.



## Chapitre 9

# Etat du projet SNfactory fin septembre 2006

SuperNova factory devait à l'origine prendre des données pendant trois ans, à compter de début 2004. Une intensification et une prolongation ont été obtenues : depuis mi-mai 2006, l'expérience dispose de 3 nuits par semaine au lieu de 3 demi-nuits, et le temps de télescope semble assuré au moins jusqu'à fin 2007. Une coupure aura lieu durant les trois premiers mois 2007 - cette période de l'année se caractérisant par des conditions météorologiques assez médiocres.

L'objectif des 300 supernovae est encore loin : fin juillet 2006, nous disposions d'une cinquantaine d'objets suivis au moins 6 jours. Sur ces 50 objets (la moitié étant des supernovae publiques IAUC), certains sont peu utilisables : ils présentent une galaxie trop forte, sont trop loins (deux objets à  $z \approx 0.12$ ), trop proches (donc intéressants spectralement mais pas situées dans le flot de Hubble et donc pas utilisables sur un diagramme de Hubble) et/ou n'ont été suivis qu'après le maximum. Une sélection de cet échantillon sera présentée chapitre 17.

Je vais ici faire un rapide tour de quelques aspects et/ou problèmes rencontrés et des solutions trouvées ou envisagées.

### 9.1 Au niveau de la recherche de supernovae

Le principal problème de SNfactory a été pendant longtemps la recherche de supernovae. Wood-Vasey et al. (2004) faisait état de 35 supernovae dans une recherche préliminaire se basant sur des données de NEAT au moment du démarrage effectif de la prise de données SNIFS. Entre-temps, NEAT a changé de dispositif, utilisant la caméra QUEST-II, couvrant un champ de vue bien plus étendu...mais également bien plus complexe. Le code informatique utilisé jusque là, hérité en bonne partie des expériences pionnières d'observation de supernovae, s'est révélé inefficace ; la première supernova trouvée par NEAT/QUEST utilisable par SNIFS le fut le 24 juin 2005...Quelques-unes furent découvertes au cours de l'été 2005, puis le flot se tarit à nouveau et seules une ou deux supernovae étaient trouvées chaque mois. Suite à un effort accru récemment au LBL, la recherche de supernovae semble enfin devenir efficace, fournissant des données en plus grand nombre et en meilleur accord avec les spécifications du programme (voir figure 9.1). Le nombre de supernovae suivies par SNIFS provenant de la recherche de supernovae SNfactory a d'ailleurs récemment dépassé le nombre de supernovae publiques suivies par SNIFS(voir figure 9.3).

D'autres progrès réalisés dans le programme de recherche ainsi que l'augmentation de ciel couverte chaque mois (le but étant de passer de 1000-1500 degrés carrés par mois à plus de 2500 degrés carrés par mois - voir tableau 9.1) devraient permettre de suivre un nombre plus substantiel de supernovae propres



---

à SNfactory.

Le temps entre la découverte et le suivi par SNIFS est acceptable dans la plupart des cas (voir figure 9.2).

Néanmoins, du travail reste à faire, notamment pour comprendre l'écart nous séparant encore des prédictions du nombre de supernovae à trouver et du nombre de supernovae effectivement trouvées. Une conséquence de cet écart est que le mode de recherche pourrait être biaisé, ce que SNfactory voulait justement éviter par une recherche aveugle.

## 9.2 Au niveau de SNIFS

### 9.2.1 Nuits complètes et parallélisme

Comme je l'ai déjà signalé, depuis mai 2006 SNIFS observe pendant des nuits complètes. Cela permet de pouvoir suivre plus de supernovae : la zone de ciel commune à NEAT et SNIFS augmente (auparavant nous n'observions que lors de la seconde partie de la nuit, n'ayant de ce fait pas accès aux supernovae visibles uniquement pendant la première partie de la nuit).

Le mode de traitement des observations des données a également été modifié : nous sommes passés d'un mode linéaire à un mode parallèle, où plusieurs opérations sont effectuées en même temps. Cela permet d'une part d'observer plus d'objets au cours d'une même nuit, d'autre part de prendre plus de poses de calibration sans empiéter pour cela sur le temps d'observation (un continuum est désormais pris pour chaque pose science). A l'aide de ces améliorations, près de 70 % du temps de chaque nuit est utilisé pour de la spectroscopie (le maximum théorique actuel étant de 75 %).

Les gains engendrés par ces deux changements récents sont illustrés figures 9.4 et 9.5.

### 9.2.2 Variation du dichroïque

L'un des plus importants problèmes rencontrés par SNIFS, découvert mi-2005, est la variation de la transmission/réflexion du dichroïque en fonction de l'humidité (voir figure 9.6), pouvant induire un écart de l'ordre de 30 Å dans l'intervalle de longueur d'onde concerné pour la courbe de transmission du dichroïque (figure 7.5). Son effet sur un spectre est illustré figure 9.8.

Les deux dernières interventions à Hawaï de juin et septembre 2006 ont permis d'essayer une correction technique de cet effet : un flux de  $N_2$  sec est soufflé en permanence sur le dichroïque pour maintenir son humidité constante. L'intervention de juin s'est révélée inefficace à ce sujet : le souffle

	Mai 2005 - février 2006	Mai 2006 - août 2006
Nuits programmées / mois	17	15
Nuits observées / mois	13	12
Fraction utilisable	52 %	60 %
Zone unique	63 %	65 %
Efficacité du programme	42 %	70 %

TAB. 9.1 – Part des données NEAT utilisables chaque mois. La fraction utilisable correspond à la part du ciel couvert par NEAT qui peut donner lieu à un suivi d'au moins 60 jours par SNIFS. La zone unique est la part du ciel parcourue une seule fois dans la nuit (la recherche d'astéroïdes requiert de parcourir plusieurs fois le même champ sur une même nuit ; ceci n'est pas utile pour la recherche de supernovae). L'efficacité du programme représente la part de couverture du ciel pour laquelle le code de soustraction pour la recherche de supernovae est appliqué sans succès. On remarquera un gain sur ces trois points avant et après mai 2006, le principal point étant la progression dans la compréhension du programme utilisé.

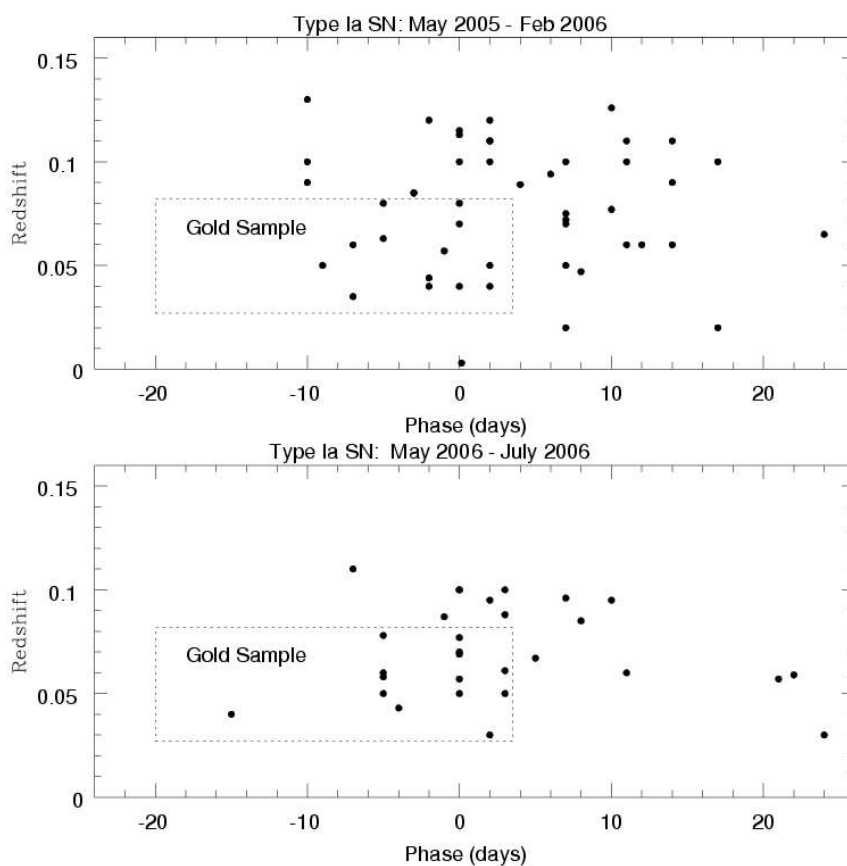


FIG. 9.1 – Répartition des candidats de la recherche SNfactory avant et après la coupure de trois mois entre mars et mai 2006. On voit que d’une part le nombre de candidats a augmenté (le premier graphe représente 10 mois de prises de données alors que le deuxième n’en a que 3), et que d’autre part les supernovae trouvées sont maintenant généralement plus proches des conditions souhaitées (cadre “Gold sample”) que précédemment (il y a autant de SNIa dans le gold sample entre mai et juillet 2006 que sur toute la précédente période de mai 2005 à février 2006!).

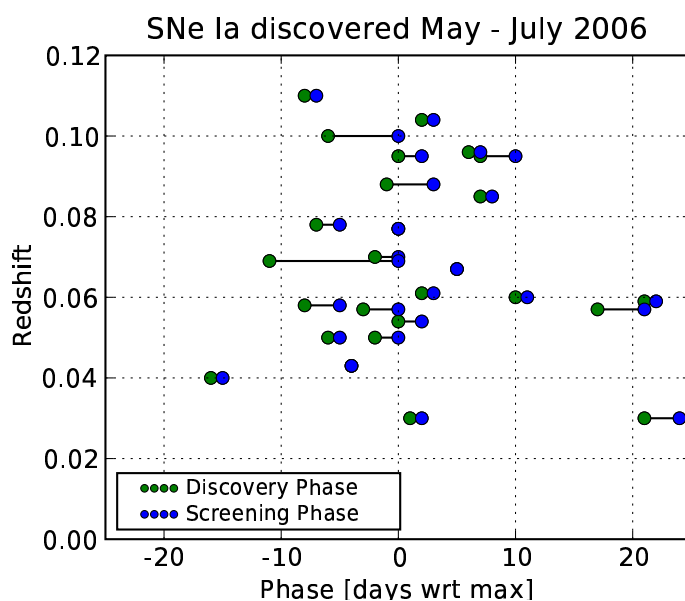


FIG. 9.2 – SNIa trouvées entre mai et juillet placées selon leur phase<sup>2</sup> et leur redshift. Les points verts correspondent aux dates de découverte par NEAT et les points bleus à la date du premier spectre SNIFS. On remarquera une tendance à trouver des SNIa à haut redshift ( $z \geq 0.05$ ) et le nombre restreint de candidats vraiment pre-maximum (l'objectif affiché de l'expérience étant de prendre les spectres à partir de 10 jours avant le maximum.). Crédit : S. Bailey.

n'était pas suffisamment bien dirigé et le flux n'arrivait pas suffisamment sur le dichroïque. L'intervention de septembre a permis d'améliorer le dispositif et de souffler correctement sur le dichroïque. Les premiers résultats indiquent que dans des conditions normales (humidité < 70 %) la bande passante du dichroïque est stable dans le temps.

Une correction logicielle a également été développée pour corriger cet effet, mais elle repose sur l'utilisation de plusieurs poses continuum au sein d'une même nuit, qui n'étaient pas prises systématiquement pendant la première année de prise de données. Elle semble corriger une bonne part de l'effet (voir figure 9.8).

### 9.2.3 Extraction du spectre en présence de la galaxie-hôte

L'extraction du spectre à partir d'un cube de données, dont il sera question dans le chapitre 11, a également posé problème. Trois codes concurrents ont été développés pour obtenir le spectre de la supernova et remplacer celui utilisé actuellement, qui procède par photométrie d'ouverture et soustraction d'une estimation du ciel mais ne prend pas en compte par exemple la réfraction différentielle. La difficulté est de rendre compte le mieux possible des observations, ce qui a par exemple demandé un travail important sur la forme de la fonction d'étalement du signal (PSF) choisie. Sur ces trois codes, au moins un (CubExtrac, voir chapitre 11) est fonctionnel, mais aucun ne gère la soustraction propre de la galaxie.

Le plus grand raffinement apporté jusqu'ici est un masque à appliquer sur les microlentilles où se trouvent la galaxie (voir section 11.8), mais cela biaise de manière évidente l'ajustement, qui suppose que la seule composante en dehors de la supernova est un signal constant spatialement... Une extraction galactique correcte est toujours à faire.

Sur l'échantillon disponible fin juillet 2006 (49 supernovae), les différents cas obtenus sont répertoriés dans le tableau 9.2.

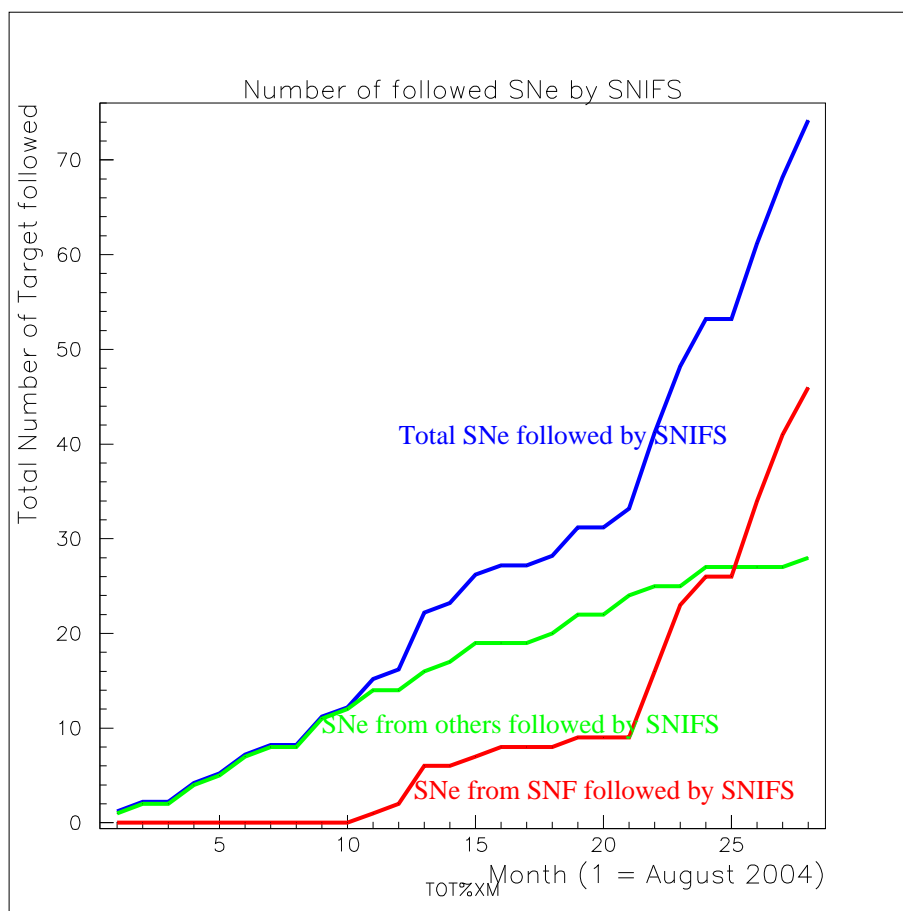


FIG. 9.3 – Nombre total de supernovae suivies par SNIFS intégré sur le temps. On voit que dans la première année, aucune supernova n'a été trouvée par SNfactory. De juin 2005 à mars 2006, quelques supernovae ont été trouvées par la caméra QUEST. De mars à mai 2006, la recherche SNfactory a été arrêtée pour prendre le temps d'améliorer les logiciels. Depuis cette reprise, le nombre de supernovae SNfactory a augmenté drastiquement : en six mois de temps nous avons observé plus de supernovae que pendant l'intégralité des deux premières années de fonctionnement (le plateau entre les abscisses 23 et 25 correspond au problème du POP d'août 2006 - voir section 8.4).

Galaxie pas ou très peu visible	12
Galaxie sous la SN ou très proche (moins de 1.5 arcsecondes)	7
Galaxie nettement séparée de la supernova, apparaissant comme un point source	17
Galaxie diffuse occupant une grande zone de SNIFS	12

TAB. 9.2 – Répartition des 49 supernovae en fonction de l'intensité et de l'impact de leur galaxie-hôte. Cette séparation est parfois arbitraire : dans la dernière catégorie deux sont par exemple des galaxies faibles devant la supernova et auraient pu être rangées dans la première catégorie. L'application d'un masque ne se justifie que dans le troisième cas.

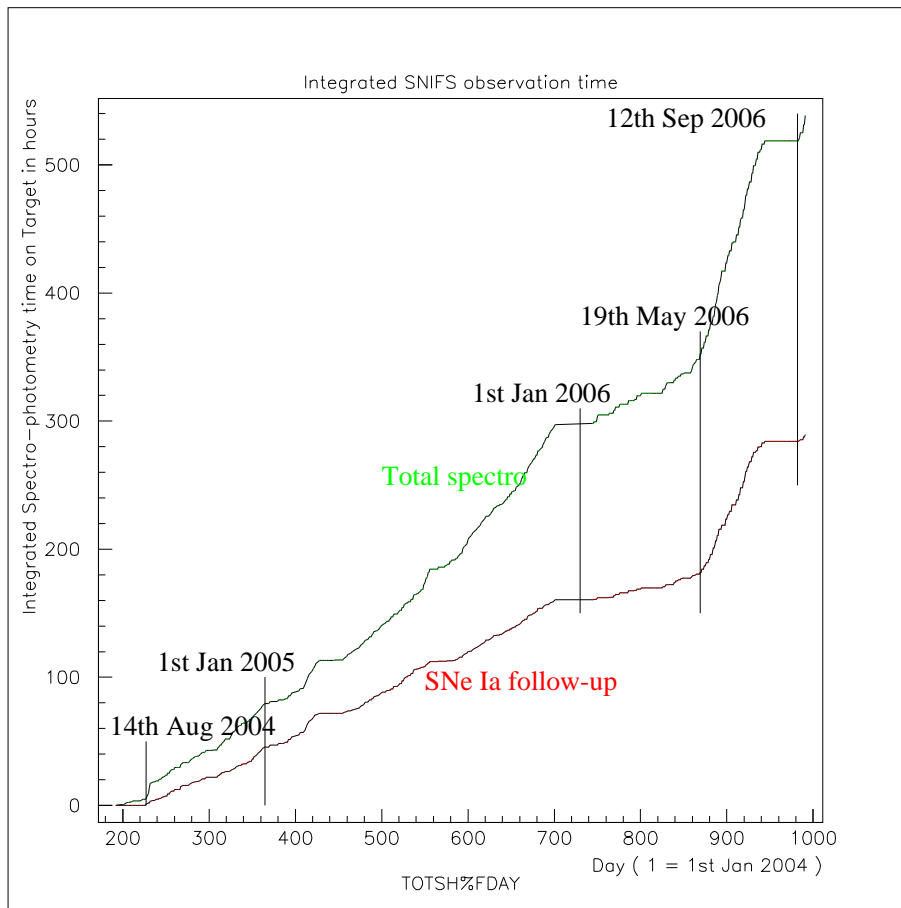


FIG. 9.4 – Comparaison du temps de spectrographe consacré au suivi des supernovae et du temps total consacré à la spectroscopie. L'accroissement important un peu avant le jour 900 correspond au passage en nuits complètes de mai 2006. La part consacrée au suivi des supernovae fluctue entre 55 et 60 % ; les données de spectroscopie non consacrées au suivi se répartissent entre le screening de candidats (contribution majoritaire) et l'observation d'étoiles standards (qui prend relativement peu de temps car les standards observées ont des temps de pose faibles (de 1 à 300 secondes)).

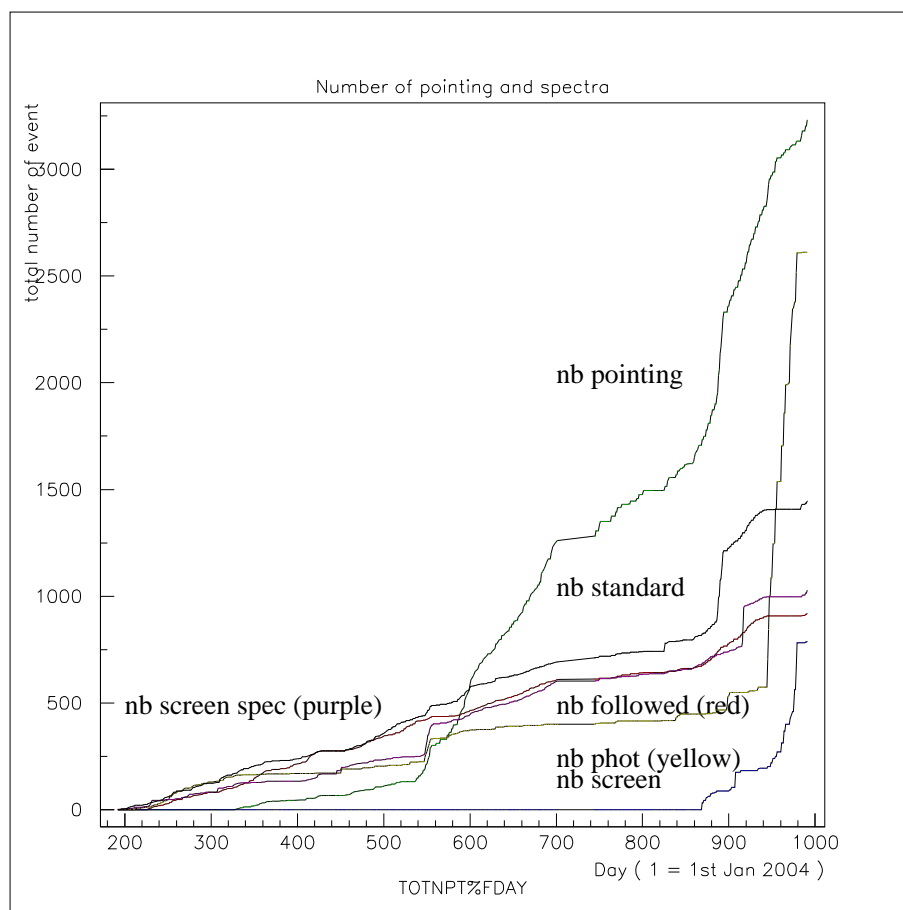


FIG. 9.5 – Répartition des pointés de télescope intégrés sur le temps. L'évolution à partir du jour 900 s'explique par le passage en nuits complètes et par la mise en place du parallélisme ; l'évolution vers le jour 940 par le problème du POP d'août 2006 qui a conduit à utiliser intensivement la voie photométrique.

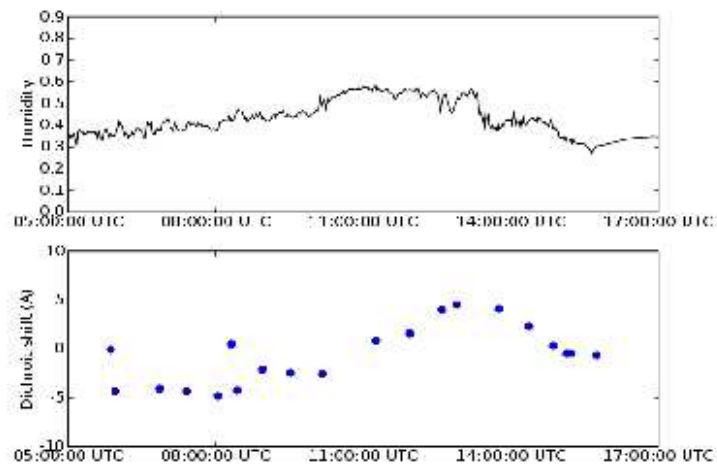


FIG. 9.6 – Variation de l'humidité mesurée à l'extérieur de l'instrument (faute de capteur approprié à l'intérieur) en fonction du temps en haut et variation de la réponse du dichroïque en fonction du temps en bas. Une corrélation entre les deux est clairement visible. Crédit : E. Pécontal.

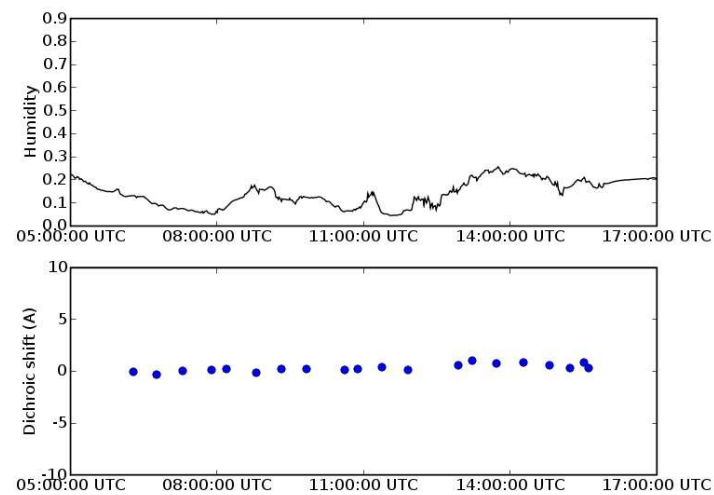


FIG. 9.7 – Même chose que figure 9.6 après l'intervention de septembre. La variation de réponse du dichroïque semble maintenant décorrélée de l'humidité (mais de plus amples tests sur plus de nuits sont requis pour être catégoriques sur ce point). Crédit : E. Pécontal.

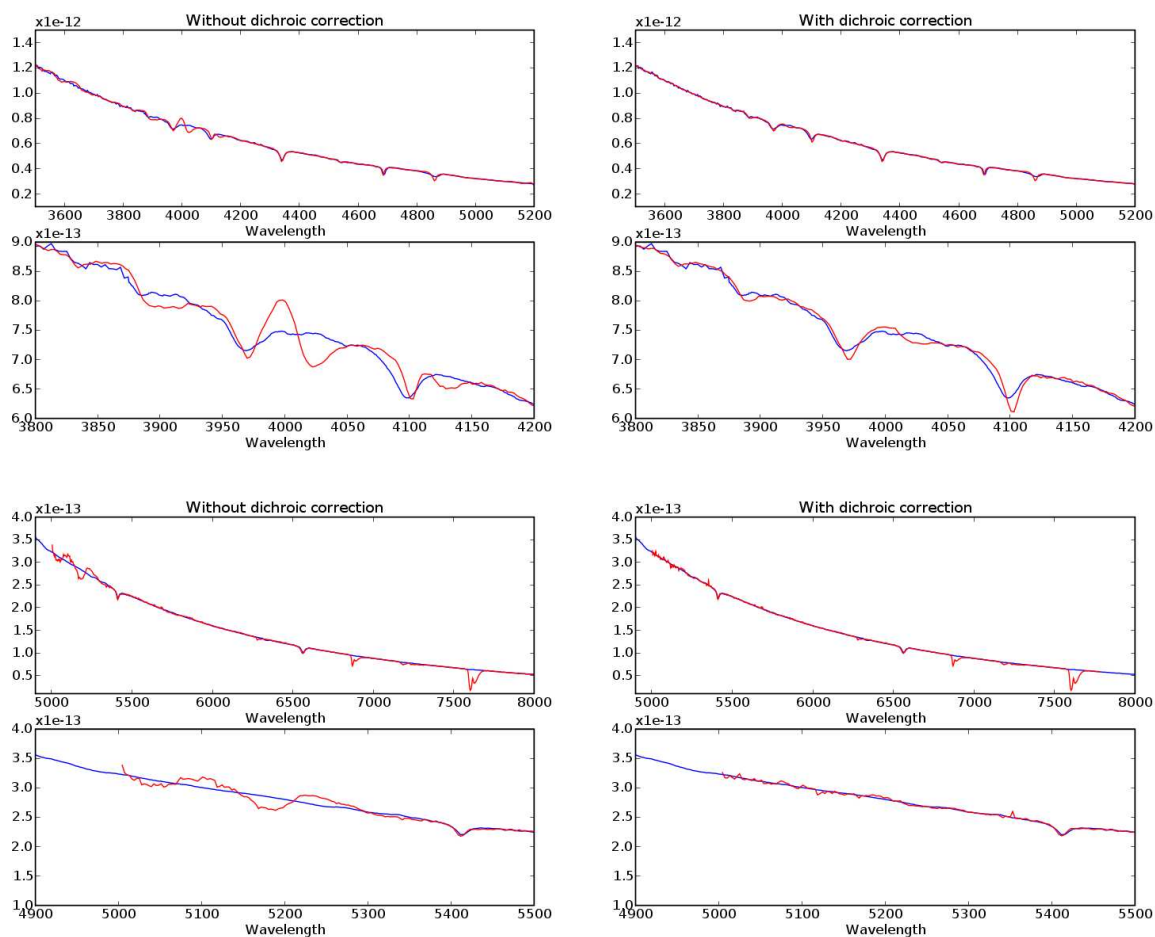


FIG. 9.8 – Correction logicielle de l'effet de dichroïque pour les voies bleues et rouges. A gauche, courbes avant correction de cet effet, à droite même courbes après corrections. Les deux premières lignes montrent la voie bleue (la deuxième étant un agrandissement de la première) tandis que les deux dernières correspondent à la voie rouge. Les courbes bleues représentent les spectres de référence et celles en rouges les spectres effectivement observés avec SNIFS.). Crédit : E. Pécontal.



---

## 9.2.4 Précision de la calibration en flux lors de nuits photométriques

Comme cela sera abordé au chapitre 14, la précision de calibration lors de nuits photométriques est correcte mais améliorable sur l'intervalle [4000-8500] Å mais pose problème sur les intervalles extrêmes, particulièrement dans la zone 8500-10000 Å. Les problèmes dans cette zone s'expliquent d'une part par des effets de réfringence non corrigés et d'autre part par la présence d'une raie tellurique très intense au dessus de 9500 Å.

D'autres problèmes sont également apparus, comme des tables de référence des standards utilisées dont la calibration en longueur d'onde est douteuse (voir chapitre 12 à ce sujet). La précision atteinte lors des nuits photométriques est donc de l'ordre de 5% (voir chapitre 15), loin encore du pourcent que s'est donné pour objectif la collaboration. Comme nous le verrons dans ce chapitre, le problème pour définir un chiffre plus précis est d'être sûr de la photométrie de la nuit (voir l'annexe C pour une description des outils actuellement utilisés pour l'estimer.).

## 9.2.5 Précision de la calibration en flux lors de nuits non-photométriques

La situation est moins claire pour les nuits non-photométriques. Pour ces nuits, la voie photométrique devra être utilisée pour compenser les variations atmosphériques ; une précision de 3 % est alors attendue. Le problème est que la voie photométrique n'était pas une priorité au début de l'expérience, et que le travail sur cette voie a commencé il y a seulement un an avec l'arrivée de Rui Pereira dans le groupe. Plusieurs problèmes sont apparus pour traiter convenablement cette voie, avec des réflexions multiples dans le multi-filtre perturbant l'analyse des données de cette voie. Des corrections logicielles et matérielles ont été apportées, mais à ce stade la voie photométrique n'est pas utilisable pour obtenir une estimation chiffrée précise des corrections à apporter aux spectres. Elle peut juste fournir une estimation grossière de l'atténuation atmosphérique, comme ce fut fait pour le premier article de la collaboration Aldering et al. (2006). Une bonne part des problèmes ont été résolus durant les interventions sur SNIFS en 2006<sup>3</sup>, mais il n'est pas garanti que les données antérieures à ces interventions seront suffisantes pour garantir les précisions recherchées (3 %).

## 9.2.6 Les colonnes mortes du CCD

Comme cela est expliqué dans le chapitre 7 sur la figure 7.4, les spectres sont stockés sur un CCD avec certaines colonnes laissées libres entre les spectres. Entre les interventions de mars 2005 et juin 2006, trois spaxels étaient enregistrés sur une colonne morte du CCD ; il est dès lors nécessaire d'ôter ces spaxels lors de l'application de codes d'extraction de spectres. Ces spaxels étaient assez proches du centre de SNIFS, nous privant de ce fait d'une information précieuse.

L'intervention de juin 2006 a permis de déplacer le CCD de manière à ce que les colonnes mortes soient dans la zone inter-spaxel.

## 9.3 Perspectives

L'expérience semble donc en meilleure voie que début 2006 : la recherche de supernovae semble trouver plus de candidats prometteurs et SNIFS est pleinement opérationnel après quelques problèmes de jeunesse. Les grands chantiers restent une extraction du spectre en présence d'une galaxie et la calibration quelle que soit la photométrie de la nuit. Je vais mentionner ici maintenant quelques perspectives pour SNfactory :

---

<sup>3</sup>Par exemple des problèmes de réflexion pouvaient introduire trois sources de lumière parasites, rendant une déconvolution extrêmement complexe. Suite à l'intervention, pas plus d'une source n'est en mesure de parasiter les mesures, d'où une plus grande facilité de déconvolution

### 9.3.1 Taux de supernovae

Suite à diverses améliorations récentes (meilleure couverture du ciel, amélioration du code) la recherche de supernovae est devenue plus efficace (voir section 9.1). Le tableau 9.3 donne une prévision du nombre de candidats mensuels en prenant comme hypothèse un fonctionnement similaire à celui obtenu de mai à août 2006. Sous une telle hypothèse, près de 200 supernovae satisfaisant nos coupures de qualité  $0.03 \leq z \leq 0.08$  et  $phase(1^{er} \text{ spectre}) \leq 3 \text{ jours}$  devraient être trouvées d'ici septembre 2008 (en prenant en compte un arrêt annuel de trois mois entre janvier et mars).

	Avant février 2006	Mai 2006 - septembre 2008
<b>NEAT</b>		
Nuits programmées / mois	17	17
Fraction utilisable	52 %	60 %
Zone unique	63 %	65 %
Efficacité du programme	42 %	70 %
Zone utile (degrés carrés)	1060	2250
<b>QUEST</b>		
Nuits programmées / mois	-	12
Fraction utilisable	- %	100 %
Zone unique	- %	100 %
Efficacité du programme	- %	60 %
Zone utile (degrés carrés)	-	1275
Zone utile totale(degrés carrés)	1060	3525
Supernovae intéressantes / 1000 deg.carrés	1.2	2.7
Supernovae intéressantes / mois	1.3	10

TAB. 9.3 – Prévisions supposant un fonctionnement similaire à celui de la période mai-août 2006 comparées au fonctionnement passé. Les désignations des lignes sont explicitées dans la légende de la figure 9.1. NEAT désigne les données issues de la recherche d'astéroïdes, QUEST celles du programme de l'observation du ciel en plusieurs filtres, dont la recherche commence juste à donner quelques candidats..

### 9.3.2 Supernovae pour la cosmologie

SNfactory dispose de peu de supernovae facilement utilisables pour un diagramme de Hubble. Les choses semblent néanmoins en passe de s'améliorer ; le nombre de supernovae collectées avec toutes les données de calibration utilisables devrait croître et permettre de disposer au terme de l'expérience d'au moins une centaine d'objets (moins que les 300 de base, mais toujours mieux que ce qui est disponible actuellement. . .). Un travail important de compréhension de la calibration reste encore à faire (notamment lors des nuits non photométriques), et idéalement il faudrait plus d'objets avant leur maximum pour décrire convenablement la courbe de lumière.

SNfactory devrait apporter énormément au point de vue de la K-correction : les spectres calibrés en flux permettent la synthèse d'une courbe de lumière dans n'importe quel filtre. L'étude de ces données devrait permettre de réduire les systématiques des expériences à haut redshift.

### 9.3.3 Métriques

Un groupe de travail s'est également formé pour travailler sur la définition de nouvelles "métriques", où une "métrique" est définie comme une quantité mesurable de manière reproductible et robuste (i.e.

---

même à bas signal sur bruit) sur un spectre.

La plupart des observables sur un spectre (tels les vitesses de raies ou le  $\mathcal{R}\text{SiII}$  défini par Nugent et al. (1995)) dépendent en partie de la mesure : un ajustement gaussien d'une raie dépend de l'intervalle choisi pour cet ajustement. Ces mesures sont non reproductibles : un léger décalage de la zone donnera une valeur différente du minimum de la raie.

L'objectif d'une métrique est de standardiser cette mesure pour que tous retrouvent exactement le même résultat après la même mesure ; c'est également la garantie qu'une comparaison d'un spectre à un autre est légitime. L'approche est phénoménologique : dans un premier temps, le but n'est pas de relier directement la quantité à la physique de la supernova mais de voir si une tendance apparaît et dans quelle mesure cela permet de classer les supernovae en utilisant une analyse en composantes principales (PCA). Le nombre de métriques nécessaires pour décrire la diversité des supernovae devrait être déterminées par cette étude PCA.

Ma contribution à cette approche figure dans le chapitre 16, dans lequel une métrique de mesure de vitesses est présentée.

### 9.3.4 Calibration de standards

Comme cela apparaîtra dans le chapitre 12, les standards de référence souffrent de plusieurs problèmes : on observe pour certaines d'entre elles un décalage de quelques angströms (jusqu'à 6 Å sur les standards contrôlées) avec le spectre observé sur SNIFS (cet effet est décrit plus en détail dans la section 12.5).

Il devrait donc être possible, à partir d'une standard disposant d'une très bonne table de référence (par exemple les standards de référence utilisées par le HST), d'intercalibrer d'autres standards et d'être ainsi en mesure de fournir des standards de référence de meilleure qualité avec une bonne résolution (de l'ordre de 5 Å FWHM).

Des prises de données spécifiques avec SNIFS devraient être à même de remplir ce programme.

---

## Références

- Aldering, G., P. Antilogus, S. Bailey, C. Baltay, A. Bauer, N. Blanc, S. Bongard, Y. Copin, E. Gangler, S. Gilles, R. Kessler, D. Kocevski, B. Lee, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, G. Rigaudier, R. Scalzo, G. Smadja, R. Thomas, L. Wang, and B. Weaver (2006). Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope. *ApJ* **650**, 510.
- Nugent, P., M. Phillips, E. Baron, D. Branch, and P. Hauschildt (1995, December). Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae. *ApJ* **455**, L147+.
- Wood-Vasey, W. M., 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 (2004, May). The Nearby Supernova Factory. *New Astronomy Review* **48**, 637–640.



## **Troisième partie**

# **Simulation, extraction et calibration de spectres de supernovae avec SNIFS**



## Chapitre 10

# CubSim : Simulation d'un cube de données

### 10.1 Introduction

L'intérêt de cette simulation, qui constitua le premier travail de ma thèse, est de fournir un cube de données (voir figure 7.4 pour introduction de la notion de cube) synthétiques en vue de pouvoir tester la qualité des différents codes d'extraction - dont CubExtrac, qui sera abordé dans le chapitre 11. Il s'agit donc en pratique de générer un cube contenant le signal de l'étoile standard ou de la supernova, le fond de ciel, la galaxie, le courant d'obscurité et le bruit de lecture. Un bruit poissonien peut être ajouté grâce à une contribution de Blanc (2006).

### 10.2 L'interface utilisateur

A priori, l'utilisateur n'a pas à rentrer dans le code : il dispose d'un fichier d'entrée dans lequel il peut modifier les paramètres de la simulation (paramètres au sens large : cela comprend aussi bien des paramètres physiques (position de l'étoile, fichier des spectres d'entrée) que des paramètres plus informatiques (fichiers de sortie)). Certains paramètres présents devraient être peu ou pas changés (constante de Hubble, flux de référence dans les différents filtres).

### 10.3 Les effets de l'atmosphère

L'atmosphère est ce qui complique l'extraction et la simulation ; sans elle, l'étoile serait un objet ponctuel (à une fonction d'étalement due à l'instrument près) sur une galaxie. L'action de l'atmosphère peut se distinguer par quatre effets :

- Une contribution spectrale du fond du ciel, contenant entre autres les raies d'émission dans le rouge. Cette contribution dépend de la lunaison, en particulier dans le bleu.
- Une perte d'une partie du signal, modélisée par une courbe d'extinction.
- Un effet de réfraction différentielle, qui fait suivre différents chemins aux photons en fonction de leur longueur d'onde.
- Un effet d'étalement du signal (souvent notée PSF pour Point Spread Function) : une étoile nous apparaît finalement comme une tache plus ou moins circulaire alors qu'à l'entrée de l'atmosphère elle était ponctuelle.

Le fond de ciel et la transmission sont abordés ultérieurement dans ce chapitre ; je vais dès à présent présenter plus en détail les deux derniers phénomènes, qui sont les plus problématiques.



### 10.3.1 La réfraction différentielle

La réfraction différentielle a été simulée en utilisant les relations données dans Filippenko (1982) dans l'approximation où l'on néglige l'effet de la pression de la vapeur d'eau. On définit l'indice de réfraction de l'air sec au niveau de la mer ( $T = 15^\circ$ ,  $P = 760$  mm Hg) :

$$(n(\lambda))_{15,760} = 1 + 10^{-6} \cdot \left( 64.328 + \frac{29498.1}{146 - (\frac{1}{\lambda})^2} + \frac{255.4}{41 - (\frac{1}{\lambda})^2} \right) \quad (10.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde en microns. Pour les hautes altitudes, on corrige l'indice de réfraction par :

$$(n(\lambda))_{T,P} = 1 + \left( (n(\lambda))_{15,760} - 1 \right) \cdot \frac{P[1 + (1.049 - 0.0157T) \cdot 10^{-6} \cdot P]}{720.883 \cdot (1 + 0.003661T)} \quad (10.2)$$

où  $P$  et  $T$  sont la pression en mm Hg et la température moyenne en °Celsius à l'altitude considérée ( $0^\circ$  C et 461 mm Hg en moyenne pour Mauna Kea d'après les données CFHT 2004-2005). Une fois cet indice de réfraction connu, le décalage dû à la réfraction différentielle est :

$$\Delta R(\lambda) \triangleq R(\lambda) - R(\lambda_{\text{référence}}) \quad (10.3)$$

$$\approx 206265 \cdot [n(\lambda) - n(\lambda_{\text{référence}})] \cdot \sqrt{\text{airmass} - 1} \quad (10.4)$$

où l'airmass est proportionnelle à la quantité d'air traversée<sup>1</sup> et  $\lambda_{\text{référence}}$  est une longueur d'onde de référence. Comme il s'agit ici d'un décalage relatif entre deux longueurs d'onde, on peut choisir en pratique la longueur d'onde de référence de manière arbitraire.

Une fois cette quantité connue, il reste à décaler les photons selon la direction adéquate, donnée par l'angle parallactique<sup>2</sup>.

Soient  $h$  l'angle horaire,  $\delta$  la déclinaison,  $\Phi$  la latitude du site en degrés ( $19.82^\circ$  pour le Mauna Kea) connus.

L'angle parallactique  $\eta$  se déduit de :

$$\sin \eta = \frac{\sin h \cos \Phi}{\sin d_z} \quad (10.5)$$

$$\cos \eta = \frac{\cos \delta \sin \Phi - \cos \Phi \sin \delta \cos h}{\sin d_z} \quad (10.6)$$

où  $d_z$  est l'angle zénithal. Il s'exprime par :

$$\cos d_z = \sin \delta \sin \Phi + \cos \Phi \cos \delta \cos h \quad (10.7)$$

Comme par sa définition astronomique  $d_z$  est compris dans l'intervalle  $[0, \pi]$ , on peut connaître l'angle parallactique par :

$$\sin \eta = \frac{\sin h \cos \Phi}{\sqrt{1 - (\sin \delta \sin \Phi + \cos \Phi \cos \delta \cos h)^2}} \quad (10.8)$$

$$\cos \eta = \frac{\cos \delta \sin \Phi - \cos \Phi \sin \delta \cos h}{\sqrt{1 - (\sin \delta \sin \Phi + \cos \Phi \cos \delta \cos h)^2}} \quad (10.9)$$

<sup>1</sup>Par définition, l'airmass est le rapport entre la quantité d'air traversée dans la direction pointée par le télescope et la quantité d'air dans la direction du zénith.

<sup>2</sup>L'angle parallactique est l'angle entre le nord céleste et la direction de la réfraction différentielle.

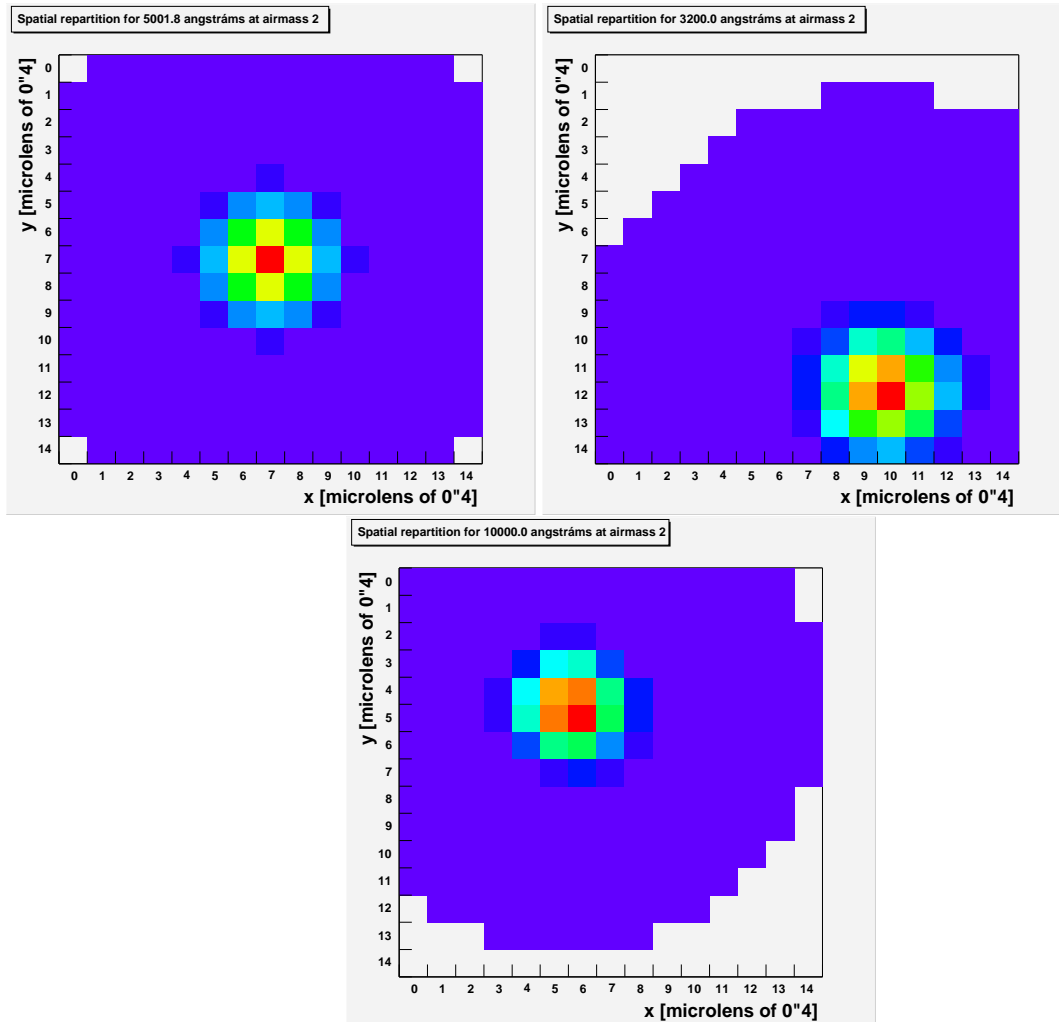


FIG. 10.1 – On représente ici la position observée de l'étoile pour trois longueurs d'onde différentes : 3200, 5000 et 10000 Å à une airmass de 2 ; le signal a ensuite été étalé par une PSF gaussienne. Le guidage est fait ici pour une longueur d'onde de 5000 Å ; pour cette longueur d'onde on n'a donc pas d'effet de réfraction différentielle. On voit ici que même en centrant parfaitement notre étoile pour la longueur d'onde de guidage, l'étoile est fortement décalée, notamment pour la longueur d'onde à 3200 Å (l'effet de réfraction différentielle affecte plus les longueurs d'onde les plus bleues). Une partie du flux de l'étoile est à l'extérieur du détecteur. En pratique, le guidage est fait avec un filtre V, centré à 5556 Å ; le décalage observé pour la longueur d'onde la plus bleue est de ce fait encore plus important. Cela illustre le fait qu'un airmass de 2. est une limite à ne pas dépasser si nous ne voulons pas perdre trop de flux, d'autant plus que les PSF ont en réalité une plus grande extension spatiale qu'une gaussienne (voir section 13.2.1).

---

### 10.3.2 La PSF

La **PSF** (pour **P**oint **S**pread **F**unction) est par définition une fonction dont le but est de reproduire l'étalement d'une source ponctuelle. A proprement parler, il faut tenir compte de deux PSF : la PSF instrumentale et la PSF atmosphérique. Le but premier est de rendre compte de la PSF atmosphérique (dont l'effet est prépondérant face à la PSF instrumentale) mais certaines PSF modélisent en partie des effets instrumentaux (voir section 11.5). La largeur à mi-hauteur de la PSF est appelée le **seeing** et est un estimateur de la qualité de la nuit. Un seeing inférieur à 1'' est le signe d'une bonne nuit, alors qu'un seeing proche de 2'' signe plutôt une qualité de ciel médiocre. Nous verrons cependant section 11.5 que les largeurs à mi-hauteur ont une dépendance en longueur d'onde.

Dans le cadre de cette simulation, cette PSF interviendra toujours sous une forme intégrée : on calcule le flux pour chaque spaxel de taille 0.42'' $\times$ 0.42'', alors que la PSF proprement dite est la valeur du flux en un point ponctuel. Les différentes PSF disponibles sont recensées dans un chapitre à part.

## 10.4 L'étoile

On peut choisir de mettre en entrée deux types d'étoile : une étoile standard (contribution de Blanc (2006)) ou une Sn Ia. Les opérations menées sur les deux se composent principalement de deux étapes : une normalisation éventuelle du spectre donné en entrée et l'application de la PSF. Je décris ici la procédure pour une SN ; pour une standard la différence porte sur l'étape de normalisation.

### 10.4.1 Normalisation

#### Conversion d'un flux en photons en un flux en énergie

A l'entrée de CubSim on dispose d'une séquence temporelle de spectres en énergie d'une supernova dans son référentiel propre ("template" de Nugent et al. (1997)). La première chose à faire est de convertir cette échelle en photons : le photon est l'unité de travail choisie pour la simulation. Pour cela, il faut multiplier chaque bin de longueur d'onde par  $\hbar c/\lambda$  où  $\lambda$  est la valeur centrale du bin. Etant donné la structure du code, cette étape est faite avec  $\hbar c$  en erg.Å, mais cela ne change rien étant donné l'étape de normalisation qui suit : seul importe ici le changement de forme introduit par la longueur d'onde au dénominateur.

#### Principe de la normalisation

Pour procéder à la normalisation, on impose que la magnitude absolue <sup>3</sup> de la supernova **au maximum** <sup>4</sup> dans le filtre B soit égal à une valeur moyenne donnée dans la littérature. On utilise donc de fait pleinement l'hypothèse de chandelle standard en faisant cela.

Le calcul se fait donc en deux étapes : d'une part déterminer quel flux nous devrions observer dans le filtre B au maximum pour une supernova de magnitude absolue  $M_B$  placée à redshift  $z$ , d'autre part donner une valeur numérique au spectre initial convolué par le filtre B au maximum. Le spectre normalisé pour **n'importe quelle phase** (et pas seulement le maximum) s'obtient alors par :

$$spectre_{normalise}(jour, z) = \frac{F_{th,B}(z)}{F_{conv,B}} \cdot spectre(jour) \quad (10.10)$$

Les deux éléments à droite de cette équation sont décrits dans les deux paragraphes suivants :

---

<sup>3</sup>Une magnitude absolue est par définition la magnitude perçue par un observateur placé à 10 pc (parsecs) de l'objet.

<sup>4</sup>Par convention le jour du maximum dans le filtre B est noté 0

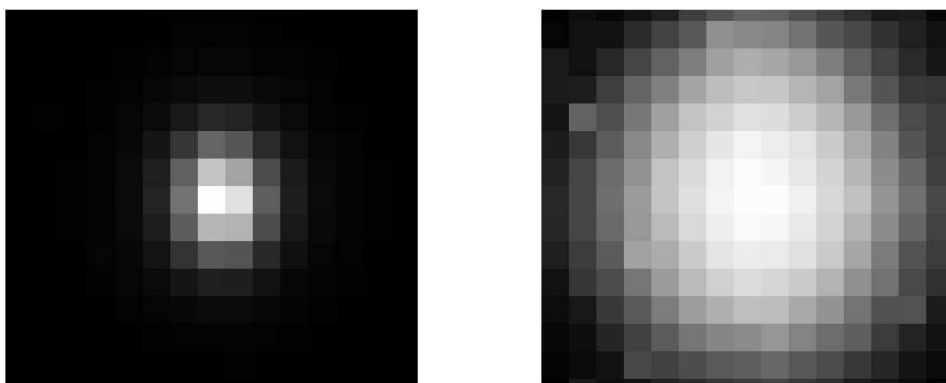


FIG. 10.2 – Une image de GD71, une étoile standard. A gauche, en échelle linéaire, on voit que la lumière de l'étoile est étalée sur les spaxels proches du spaxel central, où se trouve l'étoile avant l'atmosphère. (La grande majorité du signal est dans un carré  $5 \times 5$  centré sur la microlentille centrale). Ceci dit, en prenant un plus grand contraste on voit que la lumière de la standard remplit une bonne partie de la trame de spaxels ( $6'' \times 6''$ ).

### Détermination du flux correspondant à une magnitude absolue B donnée $F_{th,B}(z)$

En pratique par défaut la valeur prise par Astier et al. (2006) est choisie pour la magnitude absolue en B :

$$\langle M_B(max) \rangle = -19.31 \pm 0.03 + 5 \cdot \log(H_0/70) \quad (10.11)$$

soit  $M_{B, \text{défaut}} = -19.25$  avec  $H_0 = 72 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ .

On transporte ensuite ce flux absolu dans le référentiel de l'observateur. Cette supernova vue à un redshift  $z$  produit un flux donné par la relation :

$$F_{th,B}(z) = 10^{-0.4 \cdot m_B} \cdot F_{ref,B} \cdot 5.03411250 \cdot 10^7 \cdot \lambda[\text{\AA}] \text{ photons.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1} \quad (10.12)$$

où

- $m_B$  est la magnitude **relative** de la supernova
- $F_{ref,B}$  est le flux de référence dans le système de Bessel pour le filtre B <sup>5</sup>. Ce flux de référence est issu de <http://www.usm.lmu.de:81/people/hopp/conversion.html>. La valeur qui y est référencée est  $F_{ref,B} = 4.19 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ , soit dans les unités choisies dans la simulation  $F_{ref,B} = 4.19 \cdot 10^{-5} \text{ ergs.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$ .
- $5.03411250 \cdot 10^7$  est un facteur de conversion entre ergs <sup>6</sup> et photons :

$$1 \text{ erg} = 5.03411250 \cdot 10^7 \cdot \lambda[\text{\AA}] \text{ photons} \quad (10.13)$$

Par définition d'une magnitude absolue,  $m_B$  peut se réexprimer par :

$$m_B = M_B + 5 \cdot \log_{10} d - 5 \quad (10.14)$$

où  $d$  est une distance exprimée en parsecs.

En reportant cette équation dans l'équation 10.12, on obtient :

$$F_{th,B}(z) = 10^{-0.4 \cdot M_B} \cdot \left(\frac{10}{d}\right)^2 \cdot F_{ref,B} \cdot 5.03411250 \cdot 10^7 \cdot \lambda[\text{\AA}] \text{ photons.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1} \quad (10.15)$$

<sup>5</sup>Une magnitude est toujours définie à une constante près :  $m = -2.5 \log(F/F_{ref})$

<sup>6</sup>1 erg =  $10^{-7} \text{ J}$

Dans l'hypothèse d'une supernova à bas redshift, on peut estimer la distance par la relation 1.37 prise à l'ordre 0 :

$$d \approx 10^6 \cdot \frac{c \cdot z}{H_0} \quad (10.16)$$

où  $d$  est en pc (avec  $H_0$  en  $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  et  $c$  en  $\text{km.s}^{-1}$ ).

### Convolution du spectre initial au maximum avec le filtre B : $F_{conv,B}$

Nous venons de déterminer le flux que nous devrions observer au maximum dans la bande B pour une supernova de magnitude  $M_B$  donnée placée à un redshift  $z$ . L'étape suivante est de donner une valeur du spectre initial dans ce filtre B nommée  $F_{conv,B}$  avant d'imposer que cette valeur arbitraire soit égale à celle déterminée dans le paragraphe précédent.

Le spectre est supposé être dans le référentiel de la supernova ; calculer le flux dans le filtre B se fait donc directement par convolution (pas d'effet de correction de redshift à apporter).

$$F_{conv,B} = \int_{\text{filtreB}} \text{flux}(jour = 0, \lambda) \cdot \text{filtre}_B(\lambda) \cdot d\lambda \quad (10.17)$$

L'équation 10.10 permet alors de normaliser n'importe quelle phase de la série temporelle de la supernova.

## 10.4.2 Le redshift

Le spectre obtenu à l'issue de la normalisation n'est pas encore réaliste : si la distance a été prise en compte dans le calcul de la magnitude relative, les effets du redshift (voir le chapitre 1) n'ont pas encore été pris en compte.

Le redshift se manifeste par trois contributions à exercer sur le spectre normalisé :

1. Le spectre est décalé vers le rouge. Une raie observée à la longueur d'onde  $\lambda$  était en fait à la longueur d'onde  $\frac{\lambda}{1+z}$  à l'origine du signal. De manière pratique, je remplace chaque longueur d'onde  $\lambda$  par  $\lambda \cdot (1+z)$ .
2. Chaque bin de longueur d'onde est contracté d'un facteur  $\frac{1}{1+z}$ . En effet, ce que nous observons dans un bin de longueur d'onde de taille  $\delta\lambda$  donné (2.38 Å par exemple pour SNIFS dans le bleu) provient à l'origine d'un intervalle de longueur d'onde de taille  $\frac{\delta\lambda}{1+z}$ . En conséquence, le flux observé dans le bin doit être divisé par  $1+z$  pour rendre compte de cet effet.
3. Le temps est également contracté d'un facteur  $\frac{1}{1+z}$ . Ce que nous observons pendant une seconde s'est en fait produit pendant un temps plus bref avant le long voyage de la lumière vers nous. A même mal même remède : le flux observé dans le bin doit à nouveau être divisé par  $1+z$  pour rendre compte de cet effet.

En définitive, le flux après parcours de la distance entre la supernova et l'observateur est :

$$\text{flux}_{redshift}(jour, \lambda_{obs}) = \text{flux}_{normalise} \left( jour, \frac{\lambda_{obs}}{(1+z)} \right) \cdot \left( \frac{1}{1+z} \right)^2 \quad (10.18)$$

où  $\lambda_{obs}$  est la longueur d'onde dans le référentiel de l'observateur et  $z$  le redshift.

### 10.4.3 L'atmosphère

Schématiquement, nos photons sont maintenant aux portes de l'atmosphère terrestre ; le spectre obtenu serait celui pris par un instrument parfait qui serait à l'extérieur de l'atmosphère (et pouvant discerner le spectre de la supernova de celui de sa galaxie-hôte). La prochaine étape est donc de traverser l'atmosphère ; cela se manifeste par les effets décrits dans la section 10.3.

Le fond de ciel sera pris en compte ultérieurement ; je ne prends en compte ici que la transmission atmosphérique, la PSF et la réfraction différentielle atmosphérique. Le flux mesuré en un spaxel (x,y) s'obtient par :

$$\begin{aligned} flux_{sol}(jour, x, y, \lambda_{obs}) = & flux_{redshift}(jour, \lambda_{obs}) \cdot transmission_{atmosphere}(\lambda) \cdot \\ & I_{PSF}(x, y, x'_{SN}(x_{SN}, \lambda, \eta, T, P), y'_{SN}(y_{SN}, \lambda, \eta, T, P), \vec{p}) \end{aligned} \quad (10.19)$$

où  $(x'_{SN}, y'_{SN})$  est la position après application de la réfraction différentielle et  $\vec{p}$  représente d'autres paramètres de la PSF et où  $I_{PSF}$  représente la PSF intégrée sur le spaxel (x,y).

### 10.4.4 L'instrument

La dernière étape est alors de prendre en compte l'instrument. Plusieurs points sont à prendre en compte :

1. SNIFS est composé de deux voies, chacune ayant un pas différent en longueur d'onde (voir chapitre 7). Il faut donc séparer les deux voies et former ainsi deux cubes simulés. On passe pour chacune des voies d'un flux exprimé par Å à un flux exprimé par bin de longueur d'onde.
2. L'aire du télescope pour passer d'un flux surfacique à un nombre de photons reçu par SNIFS. SNIFS est monté sur le UH qui mesure 2.2 mètres de diamètre.
3. La transmission instrumentale : on applique une courbe de transmission instrumentale, obtenue soit avec les transmissions des différents composants données par les fabricants (c'est l'approche adoptée par défaut) soit estimée à partir de mesures.

$$\begin{aligned} flux_{SNIFS}(jour, spaxel, bin) = & \int_{bin} flux_{sol}(jour, x, y, \lambda) \cdot transmission_{instrument}(\lambda) \cdot \\ & \cdot (\pi rayon^2) d\lambda dx dy \end{aligned} \quad (10.20)$$

où un spaxel est l'un des 225 composants spatiaux d'une voie spectroscopique et un bin sous-entend un bin de longueur d'onde. Cette dernière étape a changé l'unité du flux : le flux est désormais en **photons.s<sup>-1</sup>.bin<sub>λ</sub><sup>-1</sup>**.

En pratique, beaucoup des intégrations présentées dans les formules ci-dessus sont approximées par la méthode des rectangles, à la notable exception de l'intégration de la PSF (voir 10.19) pour laquelle il faut avoir la plus grande précision possible (qui sera atteinte soit en utilisant des fonctions pour lesquelles la primitive est connue analytiquement, soit en utilisant des méthodes d'approximation plus sophistiquées).

Il est à noter que dans la pratique les deux dernières étapes sont inversées : j'applique d'abord les spécifications de SNIFS avant de prendre en compte les effets atmosphériques (ce qui ne change pas grand chose si ce n'est que ça permet de disposer immédiatement des longueurs d'onde effectives).

---

## 10.5 Le fond de ciel

Le fond de ciel est déterminé d'après un spectre de référence donné en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}.\text{m}^{-2}$ . Ce spectre correspond à celui d'une nuit avec la lune à 50 % de son cycle ; par le fichier d'interface l'utilisateur peut en fournir un autre s'il le souhaite.

Ce spectre subit comme celui de l'étoile les caractéristiques instrumentales décrites dans la section 10.4.4 et est donc en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ . Pour être en  $\text{photons.s}^{-1}$  à l'instar de celui de l'étoile, il faut donc multiplier ce flux par l'aire d'un spaxel en secondes d'arc.

On considère que le ciel est uniforme spatialement, donc tous les spaxels reçoivent la même contribution. En définitive, on ajoute à chaque spaxel la contribution :

$$\int_{bin} \text{spectre}_{ciel}(\lambda) \cdot (\pi \text{ rayon}^2) \cdot \text{aire\_spaxel} \cdot \text{transmission}_{SNIFS}(\lambda) d\lambda \quad (10.21)$$

## 10.6 La galaxie

### 10.6.1 Principe général de la modélisation

La galaxie est sans nul doute l'élément le plus contraignant à modéliser : contrairement à l'étoile c'est un objet étendu à l'origine ; il faut donc tenir compte à la fois de sa forme intrinsèque et des variations que lui fait subir l'atmosphère. Une hypothèse forte faite pour la galaxie hors atmosphère est que le spectre est supposé être le même partout ; seule son intensité fluctue avec la position. Cette hypothèse n'est pas rigoureuse (le taux de formation d'étoiles n'est pas le même au coeur et sur les bras d'une galaxie) mais reste une approximation acceptable. Avec une telle hypothèse, la modélisation peut se faire en deux temps : la galaxie est créée en tant qu'objet spatial avec une intensité lumineuse variable en fonction de la distance au centre <sup>7</sup>, puis dans un deuxième temps le spectre normalisé et adimensionné est appliqué. L'image spatiale de la galaxie est décomposée en plusieurs bins suffisamment petits pour que l'intégration de l'intensité dans ce bin soit approximée par la multiplication de la valeur centrale par l'aire ; chacun de ces bins subit ensuite la PSF<sup>8</sup> qui étale le signal galactique.

Procédons pas à pas et considérons d'abord la partie spectrale de la galaxie :

### 10.6.2 La composante spectrale

De fait, la démarche est très identique à celle développée pour la supernova, à une nuance près : c'est cette fois-ci la répartition spatiale qui donne le flux (voir section 10.6.3) et non plus l'hypothèse de chandelle standard. La normalisation est donc différente pour chaque longueur d'onde.

En entrée, on dispose de spectres de galaxie pour 6 types morphologiques : E, S<sub>0</sub>, S<sub>a</sub>, S<sub>b</sub>, S<sub>c</sub> et elliptiques (idéalement il faudrait en ajouter quelques-uns).

Ces spectres sont à normaliser via la relation :

$$\text{flux}_{normalise}(x, y, \lambda) = \frac{F_{th,X}(x, y)}{F_{conv,X}} \cdot \text{flux}_{non\ normalise}(\lambda) \quad (10.22)$$

où X est un filtre donné (en pratique ce sera le filtre V car le modèle de répartition spatiale donne les magnitudes dans ce filtre).

---

<sup>7</sup>On fait donc l'hypothèse d'une forme sphérique ; une petite subtilité permet en fait de faire appel à des formes elliptiques - voir R<sub>25</sub> dans 10.6.3.

<sup>8</sup>Voir la section 11.5 pour une liste des PSF disponibles.

$F_{th,X}(x, y)$  est donné par la représentation spatiale, ainsi que la dimension. On peut donc calculer dans un premier temps la quantité adimensionnée

$$flux_{normalisé}(\lambda) = \frac{flux_{non\ normalisé}(\lambda)}{F_{conv,X}} \quad (10.23)$$

en procédant de la même manière que pour pour l'étoile (voir équation 10.17).

On procède ensuite pour cette quantité adimensionnée à des transformations identiques à celles imposées à l'étoile : modifications dues au redshift, transmission instrumentale et atmosphérique ; ce flux obtenu sera noté  $flux_{corrigé}(\lambda)$  dans la suite.

La réfraction différentielle atmosphérique est appliquée pour déterminer la position du coeur de la galaxie pour chaque longueur d'onde ; la PSF est appliquée pour chaque bin d'une grille virtuelle (voir la section 10.6.4)

Voyons maintenant comment est modélisée la variation spatiale de la galaxie :

### 10.6.3 Représentation spatiale de la galaxie

#### Les lois de variation spatiale issues de Baggett et al. (1998)

J'ai utilisé dans CubSim les lois de variation d'intensité données par Baggett et al. (1998) avec quelques ajouts supplémentaires (on dispose du même catalogue que cet article avec quelques paramètres inusités dans cette référence). On modélise la galaxie par une ellipse, quel que soit son type spectral initial (en revanche on prendra des spectres et des variations d'intensité correspondant à plusieurs types). On considère que l'intensité lumineuse est une fonction de la distance au coeur modulé par un terme homothétique nécessaire pour passer d'un modèle sphérique à un modèle elliptique. Je vais dans un premier temps expliciter la forme circulaire ; le terme homothétique sera appliqué par la suite.

La loi de variation de l'intensité est la somme de deux lois dites de de Vaucouleurs et de Kormendy (cf Baggett et al. (1998) pour des explications plus détaillées sur cette modélisation).

La première de ces deux lois, la loi de Vaucouleurs, est un ajustement plutôt satisfaisant du renflement de la galaxie :

$$I_{dV}(r) = I_e \cdot 10^{-3.33[(\frac{r}{r_e})^{1/4}-1]} \quad (10.24)$$

où  $I_{dV}$  est l'intensité de surface du renflement au rayon  $r$ ,  $r_e$  est le rayon en-deçà duquel la moitié de la lumière est émise et  $I_e$  l'intensité lumineuse en cette position.

La deuxième loi, dite de Kormendy, est quant à elle adaptée pour modéliser le disque :

$$I_K(r) = I_o \cdot e^{-[\frac{r}{r_o} + (\frac{r}{r_h})^n]} \quad (10.25)$$

où  $I_K(r)$  est l'intensité de surface du disque au rayon  $r$ ,  $I_o$  est l'intensité centrale du disque,  $r_o$  est l'échelle de grandeur de ce disque et  $r_h$  est le rayon de la coupure centrale du disque.  $n$  est un paramètre non fixé de la formule ; tout comme Baggett et al. (1998), j'ai pris  $n = 3$ .

Il est à noter que le code permet l'introduction simple d'autres lois de variation spatiale ; introduire de nouvelles lois plus réalistes serait appréciable : la loi de Vaucouleurs tend à générer des galaxies extrêmement lumineuses au centre avec une décroissance très rapide (voir figure 10.3).

#### Le catalogue de galaxie

On dispose d'un fichier catalogue dans lequel sont donnés quelques paramètres dont ceux présents dans les relations précédentes pour modéliser 539 types de galaxies différentes (certaines d'entre elles n'utilisant qu'un seul des deux modèles). Ce catalogue a été obtenu à partir d'ajustement de forme sur



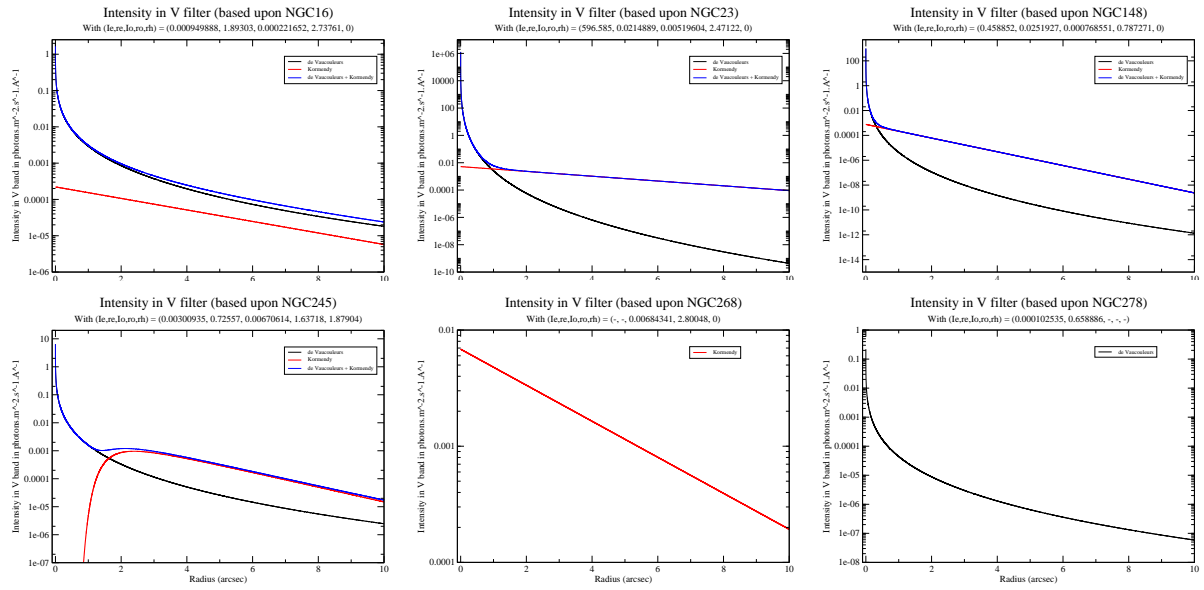


FIG. 10.3 – *Quelques exemples de variation de l'intensité lumineuse de galaxie en fonction de la distance au centre. Les courbes ci-dessus sont issues du catalogue de Baggett et al. (1998); les galaxies ont été placées arbitrairement à un redshift de 0.07, modifiant ainsi l'échelle de distance de la variation d'intensité (la variation est différente pour chacune des galaxies : elles ne sont pas initialement à la même distance). Dans l'ordre sur la première ligne : une galaxie avec une contribution de de Vaucouleurs restant prépondérante à grande distance, puis deux exemples où le terme de de Vaucouleurs est très important au coeur puis décroît rapidement, devenant rapidement très petit devant le terme de Kormendy. Dans l'ordre sur la deuxième ligne : même genre de cas avec un terme de Kormendy présentant une coupure (i.e.  $r_h \neq 0$ ) puis deux cas où seule une contribution est présente (respectivement Kormendy et de Vaucouleurs). On remarquera la très grande disparité d'échelle (les ordonnées sont en échelle logarithmique) et de variation entre toutes ces galaxies. Il conviendra donc de sélectionner soigneusement les coupures pour avoir une galaxie la plus réaliste possible sans pour autant perdre un précieux temps de calcul à calculer des éléments infimes par rapport aux contributions du ciel et de l'étoile.*

des galaxies existantes (dont le nom apparaît dans le fichier) - voir Baggett et al. (1998) et Anderson et al. (2004) pour plus de précisions à ce sujet.

Certains paramètres sont redondants et d'autres ne sont pas utilisés dans CubSim ; je recense ici principalement ceux qui seront utilisés :

- $I_o$  et  $I_e$  sont donnés en magnitude par arcsec<sup>2</sup> dans ce fichier. Il faut donc les convertir en intensités surfaciques via une relation très similaire à l'équation 10.12 :

$$I_{X,V} = 10^{-0.4 \cdot m_{X,V}} \cdot F_{ref,V} \cdot 5.03411250 \cdot 10^7 \cdot \lambda[\text{\AA}] \textit{photons.m}^{-2} \cdot \textit{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1} \quad (10.26)$$

où  $F_{ref,V}$  est en  $\text{W.m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  et  $X$  symbolise  $o$  ou  $e$ . La longueur d'onde apparaissant dans cette formule

- Le nom de la galaxie qui est à l'origine des paramètres donnés. Exemple : NGC 245.
- Le type morphologique de la galaxie. Cette donnée nous servira à choisir le spectre le plus adéquat parmi les quelques échantillons dont on dispose.
- Un paramètre nommé  $R_{25}$  servant à rendre la forme de notre galaxie simulée elliptique. L'utilisateur doit fournir la direction de l'ellipse en donnant l'angle d'inclinaison  $\alpha$  du grand axe par rapport à l'horizontale. La distance  $r$  utilisée dans les formules de calcul d'intensité 10.24 et 10.25 est donnée par :

$$x' = x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha \quad (10.27)$$

$$y' = 10^{-R_{25}} \cdot (-x \cdot \sin \alpha + y \cdot \cos \alpha) \quad (10.28)$$

$$r = \sqrt{x'^2 + y'^2} \quad (10.29)$$

où  $(x, y)$  sont les coordonnées dans le repère formé par les axes de SNIFS et  $(x', y')$  sont celles du repère formé par les deux axes de l'ellipse.

- Un paramètre nommé  $\mu_{kin}$ , représentant le module de distance cinématique de la galaxie observée ayant donné lieu au modèle du catalogue. La connaissance de ce paramètre permet de placer la galaxie simulée à n'importe quelle distance, comme cela est abordé dans le paragraphe suivant.

## La distance

Il nous faut placer la galaxie à la bonne distance, estimée par la formule 10.16. A l'origine, la galaxie est supposée être à une distance  $d_{kin}$  dont le module de distance est  $\mu_{kin}$  ; par définition  $d_{kin}$  s'obtient par :

$$d_{kin} = 10^{\frac{\mu_{kin} + 5}{5}} \quad (10.30)$$

Pour se placer à une autre distance, deux effets sont à prendre en compte :

- Le flux varie en fonction inverse du carré de la distance. Il faut donc appliquer un facteur  $\left(\frac{d_{kin}}{d}\right)^2$  pour prendre en compte cet effet.
- La surface de la galaxie diminue de manière apparente avec la distance. Pour prendre en compte cet effet,  $r_e$ ,  $r_o$  et  $r_h$  sont multipliés par  $\frac{d_{kin}}{d}$  (voir la figure 10.4 pour justification de cette relation). Au final, la formule d'intensité surfacique devient :

$$I(r) = I_e \cdot \left(\frac{d_{kin}}{d}\right)^2 \cdot 10^{-3.33 \cdot \left[\left(\frac{r}{r_e} \frac{d}{d_{kin}}\right)^{1/4} - 1\right]} + I_o \cdot \left(\frac{d_{kin}}{d}\right)^2 \cdot e^{-\left[\frac{r}{r_o} \frac{d}{d_{kin}} + \left(\frac{r_h}{r} \frac{d_{kin}}{d}\right)^n\right]} \quad (10.31)$$

Le flux en un bin centré en  $(x, y)$  pour une longueur d'onde  $\lambda$  est alors obtenu par :

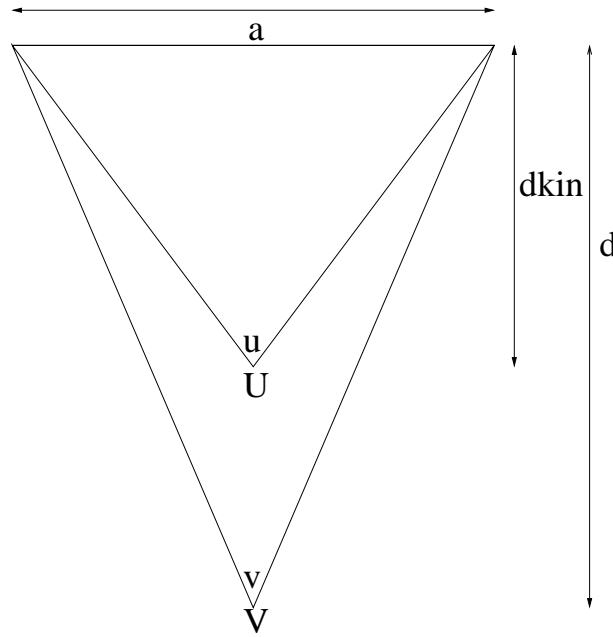


FIG. 10.4 – Variation de la taille angulaire en fonction de la distance. Une galaxie de taille  $a$  est vue sous une taille angulaire  $u$  depuis le point  $U$  pour lequel est spécifiée le modèle de galaxie. La taille angulaire vue depuis le point  $V$  est alors obtenue par  $v = u \cdot \frac{d_{kin}}{d}$  ( $\tan \frac{u}{2} \approx \frac{u}{2} = \frac{a/2}{d_{kin}}$  et  $\tan \frac{v}{2} \approx \frac{v}{2} = \frac{a/2}{d}$ ). Les relations donnant l'intensité de la galaxie en fonction de la distance angulaire au centre doivent donc tenir compte de cet effet ; cela est obtenu en multipliant les variables  $r_e$ ,  $r_o$  et  $r_h$  du modèle spatial par le facteur  $\frac{d_{kin}}{d}$ .

$$flux(x, y, \lambda) = flux_{corrigé}(\lambda) \cdot I(r) \cdot surface_{bin} \quad (10.32)$$

où  $r$  est fonction de  $x, y$  et éventuellement d'un angle  $\alpha$  et de  $R_{25}$  en cas de forme elliptique (voir 10.6.3 paragraphe “Le catalogue de galaxies”).

#### 10.6.4 La galaxie simulée

Une fois en possession de cette formule, une galaxie simulée peut être produite. Pour se faire, on crée une grille avec un pas très fin (inférieur à celui de SNIFS pour bien prendre en compte une possible variation rapide de la galaxie, mais pas trop petit pour limiter le temps de calcul ; un pas de  $0''10$  a été retenu par défaut) dans laquelle on calcule pour chaque case le flux de la galaxie. On approxime l'intégration en multipliant la valeur centrale du bin par sa surface.

Une coupure est choisie pour limiter le temps de calcul : les bins de la galaxie contenant moins de photons par unité de surface qu'une fraction déterminée du ciel sont négligés. La valeur de cette fraction est fixée par défaut arbitrairement à 0.01.

Cette grille est ensuite centrée pour chaque bin de longueur d'onde sur la position du coeur de la galaxie dans le système de coordonnées de SNIFS ; le centre de chaque bin subit les mêmes effets atmosphériques et instrumentaux que ceux décrits pour l'étoile. Les points en dehors de SNIFS sont considérés : ils peuvent contribuer via la PSF au signal perçu par SNIFS.

## 10.7 Temps de pose et bruit poissonnier

Une fois le cube créé avec toutes les composantes, nous disposons d'un cube en photons. $s^{-1}$  avec un signal totalement non bruité. Il faut cependant ajouter une variance, indispensable pour pouvoir mener à bien une minimisation. Une fonction permet donc d'ajouter un temps de pose - et donc d'avoir un cube en photons - puis de dériver une variance, en ajoutant éventuellement un bruit sur le signal. Cette fonctionnalité d'ajout de bruit a été implémentée par Blanc (2006) en utilisant une fonction de GNU Plots qui génère des nombres aléatoires selon une fonction de Poisson.

L'utilisateur peut donc choisir parmi 4 possibilités :

- Ne pas vouloir de bruit poissonnier. Dans le cas, la variance est prise égale au signal.
- Ajouter un bruit poissonnier au signal mais prendre pour variance le signal avant ajout du bruit.
- Ajouter un bruit poissonnier au signal et prendre pour variance le signal après ajout du bruit.
- Faire les deux dernières possibilités à la fois et donc créer deux fois plus de cubes à la sortie.

Les différentes possibilités sont là pour permettre de tester quel est l'impact de la variance choisie sur les qualités d'extraction.

## 10.8 Conclusion

Avec CubSim, nous disposons donc d'un outil permettant de produire un cube de données synthétique, ce qui s'est avéré très précieux pour tester et comprendre les différentes méthodes d'extraction.

Quelques exemples d'application de cet outil seront présentés dans le chapitre 13 : il y sera montré l'effet de la réfraction atmosphérique sur la galaxie et plusieurs tests de validité des différentes extractions.

Une partie des données fournies par la simulation n'ont pas ou très peu été étudiées : si les effets atmosphériques ont été largement utilisés, la modélisation de la galaxie ou le flux obtenu n'ont pas été utilisés directement.

CubSim pourrait donc être utilisée sous de nouveaux angles :

- Une étude de signal sur bruit pourrait être menée, par exemple pour déterminer le temps de pose requis pour une supernova à un redshift donné.
- Etudier le comportement d'une supernova sur un milieu structuré (galaxie-hôte) et tester ensuite les méthodes d'extraction en présence de ce fond structuré.

---

## Références

- Anderson, K. S. J., S. M. Baggett, and W. E. Baggett (2004, April). Inner-truncated Disks in Galaxies. AJ **127**, 2085–2093.
- Astier, P., 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. Pritchett, 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. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006, February). The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set. A&A **447**, 31–48.
- Baggett, W. E., S. M. Baggett, and K. S. J. Anderson (1998, October). Bulge-Disk Decomposition of 659 Spiral and Lenticular Galaxy Brightness Profiles. AJ **116**, 1626–1642.
- Blanc, N. (2006). Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory. Ph. D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1.
- Filippenko, A. V. (1982, August). The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. PASP **94**, 715–721.
- Nugent, P., E. Baron, D. Branch, A. Fisher, and P. H. Hauschildt (1997, August). Synthetic Spectra of Hydrodynamic Models of Type IA Supernovae. ApJ **485**, 812–+.

# Chapitre 11

## La minimisation

### 11.1 Introduction

Le but de cette partie, qui fut le principal travail de cette thèse, est de trouver un moyen d'extraire le spectre de la supernova à partir d'un cube de données comportant 225 spectres (parfois un peu moins en pratique) de la manière optimale (cf la figure 7.4). Après une tentative infructueuse avec une méthode dite harmonique<sup>1</sup>, le choix s'est porté sur une méthode d'extraction par ajustement des moindres carrés.

L'idée est donc de chercher à reproduire le signal du cube à partir d'un modèle dont certains paramètres sont libres. Le code doit minimiser ces paramètres pour tenter d'approcher au mieux les données du cube. Toute la difficulté consiste à avoir un modèle acceptable, qui puisse rendre compte des données dans la majorité des cas - et notamment quelle que soit l'échelle de flux (les étoiles standards sont bien plus intenses et ont un signal sur bruit souvent un ordre de grandeur supérieur à celui des supernovae), tout en restant viable du point de vue de la minimisation (sans dégénérescence notamment).

Dans ce chapitre le but n'est que de présenter la méthode ; les résultats divers seront présentés dans la partie IV.

### 11.2 Le modèle employé

J'emploie en fait une forme générale identique à celle montrée dans le chapitre consacré à CubSim :

$$fit(spaxel, \lambda) = Spectre_{SN}(\lambda) \cdot I_{PSF}(spaxel, \vec{x}_{SN}(\lambda_{reference}), \lambda, \dots) + Spectre_{ciel}(\lambda) \quad (11.1)$$

Le  $\chi^2$  est donc de la forme :

$$\chi^2 = \sum_{spaxel, \lambda} \frac{fit_{(spaxel, \lambda)} - donnees_{(spaxel, \lambda)}}{\sigma^2_{(spaxel, \lambda)}} \quad (11.2)$$

Les paramètres indiqués pour la PSF dans cette formule sont ceux qui sont incontournables ; d'autres paramètres qui lui sont propres sont également associés.  $I_{PSF}$  désigne ici la valeur de la PSF intégrée sur un spaxel. Les PSF sont choisies telle que leur intégrale sur tout l'espace soit égale à 1, afin d'éviter une dégénérescence avec la valeur du flux de l'étoile.

Les paramètres à ajuster sont la position de la SN, les paramètres liés à la PSF (au sens large) et les flux de l'étoile et du ciel pour chaque bin de longueur d'onde. J'y reviendrai par la suite dans la section

---

<sup>1</sup>Qui était dans les grandes lignes une méthode de photométrie d'ouverture optimale avec une estimation du fond sous l'étoile par interpolation.

---

11.4. Il faut juste avoir à l'esprit qu'il y a un nombre important de paramètres (plusieurs milliers), dont la plupart ont un comportement linéaire.

Je vais en premier lieu aborder l'algorithme choisi pour effectuer l'ajustement.

## 11.3 Méthode de Gauss-Newton

### 11.3.1 Principe et intérêt de la méthode

Pour pouvoir faire une minimisation avec un aussi grand nombre de paramètres, il faut un algorithme souple et rapide. Ma première tentative fut d'utiliser des algorithmes NAGLIB, mais ces derniers n'étaient pas adaptés à mon problème ; ils sont sans doute capables de résoudre des systèmes bien plus sophistiqués (et notamment bien plus non-linéaires...) que le mien, mais cela se paye par une lenteur et un temps de calcul rédhibitoire quand on a un nombre aussi important de paramètres. L'algorithme que j'avais choisi, nommé e04upf, ne pouvait pas s'appliquer au-delà d'un intervalle d'une soixantaine de bins en longueur d'onde car il prenait alors déjà 1.5 Go de mémoire vive, sans compter un temps d'exécution de quelques heures. A titre de comparaison, la voie rouge s'étend de 5000 Å à 10000 Å avec des bins de 3 Å, ce qui représente presque 1700 bins de longueur d'onde !

Dès lors, deux approches sont envisageables : soit il fallait être moins ambitieux sur le fit à effectuer (par exemple minimiser indépendamment chaque bin de longueur d'onde, comme cela a été fait indépendamment pour SNIFS par Blanc (2006)), soit il fallait un algorithme plus adapté à la situation. C'est cette deuxième solution que j'ai choisie en reprenant un algorithme déjà utilisé par la collaboration SNLS.

Cet algorithme fonctionne schématiquement de la manière suivante :

1. On dispose d'une estimation pas trop déraisonnable (ou du résultat de l'itération précédente).
2. On calcule les dérivées de la fonction-modèle par rapport à tous les paramètres.
3. On résout un système matriciel pour trouver un incrément des paramètres (voir plus loin pour l'explicitation de ce système).
4. Si la variation entre le  $\chi^2$  de l'itération précédente et l'itération actuelle est inférieure à une certaine quantité fixée dès le départ (en général de l'ordre de  $10^{-2} - 10^{-3}$ ) la convergence est achevée.
5. Dans le cas contraire, retour à la première étape.

Il s'agit donc en fait plutôt d'un chercheur de zéro du gradient de la fonction que d'une minimisation directe de la fonction.

### 11.3.2 Equations

Je vais décrire ici de manière plus quantitative l'algorithme.

Notre but est de minimiser un  $\chi^2$  de la forme (je prends ici une forme plus générale ; pour moi  $i = \{\text{spaxel}, \lambda\}$ ) :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(M_i(x_p) - O_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (11.3)$$

où  $M_i$  et  $O_i$  sont respectivement les valeurs du modèle et du cube de données en  $i$  et  $x_p$  représentant les  $p$  variables à minimiser. On posera également le résidu :

$$R_i(x_p) = M_i(x_p) - O_i \quad (11.4)$$

Par agrément d'écriture, pour éviter une surabondance de dénominateurs je vais également poser

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (11.5)$$

Nous cherchons à annuler la dérivée du  $\chi^2$  selon chacun de ces  $p$  paramètres. Pour cela, nous allons utiliser en approximation la formule de Taylor développée à l'ordre 2 autour des estimations des paramètres dont on dispose. Nous obtenons donc les  $p$  équations :

$$0 = \frac{\partial \chi^2}{\partial x_p}(x_{p_1}) = \frac{\partial \chi^2}{\partial x_p}(x_{p_0}) + (x_{p_1} - x_{p_0}) \cdot \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial x_p \partial x_q}(x_{p_0}) \quad (11.6)$$

Nous pouvons calculer analytiquement les dérivées premières et secondes apparaissant dans la partie droite de cette expression :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x_p}(x_{p_0}) = 2 \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot R_i(x_{p_0}) \quad (11.7)$$

$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial x_p \partial x_q}(x_{p_0}) = 2 \cdot \left( \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} \partial_{x_q} M_i(x_{p_0}) \cdot R_i(x_{p_0}) + \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot \partial_{x_q} R_i(x_{p_0}) \right) \quad (11.8)$$

On peut négliger le premier terme de 11.8 pour deux raisons : la fonction modèle est supposée quasi-linéaire, du moins autour du minimum, et le terme de résidu apparaît directement ; il est sensé être très faible, du moins lorsque la convergence est sur le point de s'achever. On pourrait mettre ce terme dans l'équation, mais cela alourdirait considérablement le calcul et la correction que cela apporte est négligeable.

Les équations 11.6 peut alors s'écrire :

$$0 = \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot R_i(x_{p_0}) + (x_{p_1} - x_{p_0}) \cdot \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot \partial_{x_q} R_i(x_{p_0}) \quad (11.9)$$

Sachant par définition de M et R que :

$$\partial_{x_q} M_i(x_{p_0}) = \partial_{x_q} R_i(x_{p_0}) \quad (11.10)$$

on peut réécrire ces  $p$  équations sous forme matricielle :

$$A + BX = 0 \quad (11.11)$$

avec

$$A = \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot R_i(x_{p_0}) \quad (11.12)$$

$$B = \sum_i w_i \cdot \partial_{x_p} M_i(x_{p_0}) \cdot \partial_{x_q} M_i(x_{p_0}) \quad (11.13)$$

$$X = (x_{p_1} - x_{p_0}) \quad (11.14)$$

Notre système va donc consister à déterminer l'**incrément des paramètres** représenté par  $X$  connaissant l'expression du  $\chi^2$  pour une estimation donnée (estimation initiale ou résultat du fit précédent) et étant en mesure de calculer les dérivées nécessaires. L'inversion de la matrice  $p \times p$  (qui est symétrique



---

par construction) a l'avantage de se faire très rapidement par une méthode dite de Cholesky utilisant le fait que la matrice soit définie positive (en pratique il est fait appel à la fonction *dposv* de LAPACK<sup>2</sup>).

Un avantage d'une telle méthode est que nous disposons de la matrice de covariance de manière directe : il peut être démontré que la matrice de covariance s'obtient par la formule :

$$(C_{k,l}) = (\partial_{k,l}\chi^2)^{-1} = B^{-1} \quad (11.15)$$

Dans le cas d'un système purement linéaire, deux itérations sont requises par cette méthode pour trouver le minimum : la première pour s'y rendre, et la deuxième pour vérifier que la solution est trouvée (ce qui se fait en pratique en vérifiant que le  $\chi^2$  bouge moins qu'une quantité fixée au préalable, en général de l'ordre de  $10^{-2}$ ). Un système non-linéaire n'est pas aussi simple et au mieux nous aurons besoin de plus d'itérations pour arriver à satisfaire le critère de convergence.

### 11.3.3 Procédure complète

En pratique, plusieurs problèmes peuvent être rencontrés lors de la procédure de minimisation :

- Le  $\chi^2$  peut augmenter (la faute en incombant aux multiples termes non-linéaires).
- Un terme peut prendre une valeur impossible physiquement (même origine)
- Un terme diagonal de la matrice peut être nul, empêchant l'application de la méthode de Cholesky (ce problème peut provenir de l'imprécision numérique ou être lié au problème précédent quand un paramètre est très loin du domaine où on l'attend).

En cas de problème, j'ai donc implémenté une procédure de correction. Le principe est simple : si l'un des problèmes mentionnés ci-dessus se manifeste, le code repart à l'itération précédente et tente de progresser dans la même direction avec un pas plus restreint. Si ça marche, la procédure reprend son cours normalement, sinon on essaie une nouvelle fois avec un pas encore plus petit. Au bout d'un certain nombre de tentatives (paramètre ajustable par l'utilisateur), la tentative est déclarée vaine et on essaie avec la précédente itération qui avait marché en diminuant le pas que l'on avait utilisé alors. Jusqu'à 10 itérations ayant fonctionné peuvent être conservées (ainsi que le pas utilisé lors de leur utilisation, sous peine de créer des boucles infinies).

Cette démarche s'avère en général plutôt efficace pour enrayer un problème, même si sa complète résorption peut prendre un certain nombre d'itérations. Une précaution prise en cas de retour à une précédente itération est la sauvegarde des paramètres minimaux : la convergence est refusée si au cours des itérations un meilleur  $\chi^2$  avait été obtenu. Par précaution, la différence de  $\chi^2$  requise pour convergence est diminuée lorsque le pas entre deux itérations a baissé, pour éviter une fausse convergence due à une trop faible variation.

### 11.3.4 Limitation de la méthode

Une importante limitation de la méthode est la difficulté à imposer un domaine de définition des différentes valeurs. D'après la définition des doubles gaussiennes, le paramètre  $\epsilon$  doit être compris entre 0 et 1, sous peine d'autoriser des points négatifs dans la PSF. Or il peut arriver que ce paramètre sorte de ce domaine de définition au cours des itérations. Il est alors nécessaire de déclarer l'itération fautive et de faire appel à la procédure de secours décrite dans la section 11.3.3.

Une tentative pour contourner ce problème concernant ce paramètre a été de le définir par une fonction ne pouvant prendre que des valeurs comprises entre 0 et 1, en posant par exemple  $\eta$  tel que

$$\epsilon = \frac{1 + \tanh(\eta)}{2} \quad (11.16)$$

---

<sup>2</sup>Linear Algebra PACKage, <http://www.netlib.org/lapack/>

En pratique, cette solution s'est avérée peu viable : lorsque le  $\eta$  devenait suffisamment grand ou petit tel que  $\epsilon$  vale 0 ou 1 le programme ne parvenait pas à corriger la valeur du paramètre.

En dehors du cas épineux de cet  $\epsilon$  - résolu en bonne partie par la procédure de secours sous sa forme actuelle -, la difficulté de définir des domaines empêche de limiter de manière forte les valeurs possibles pour les différents paramètres de l'ajustement. En conséquence, seules des contraintes très faibles sont mises, imposant par exemple que le centroïde soit à moins de 15 spaxels du centre du détecteur - conditions ne devant intervenir qu'en cas d'égarement complet de l'ajustement.

Il faudra cependant vraisemblablement contourner ce problème et parvenir par exemple à mettre une limitation sur la taille des largeurs à mi-hauteur dans le cas d'une extraction avec un ciel fort (typiquement lors d'une nuit proche de la pleine lune - voir section 17.2.3).

## 11.4 Paramètres du fit

### 11.4.1 Inventaire des paramètres

De manière générale, l'ajustement que je me propose de faire fait appel à un nombre considérable de paramètres :

- La position de la supernova sur la trame de microlentilles à une longueur d'onde de référence (totalement arbitraire) donnée (2 paramètres non linéaires)
- Les paramètres spécifiques de la PSF : les largeurs à mi-hauteur (une largeur à mi-hauteur à une longueur d'onde arbitraire et sa variation en fonction de la longueur d'onde), les angles quand il existe des termes elliptiques, les proportions de différentes contributions... voir la section suivante pour les différentes PSF utilisées (de 3 à un peu moins de 10 paramètres non linéaires pour la plupart). Ces paramètres en particulier seront décrits dans la section suivante 11.5.
- Eventuellement la direction de la réfraction différentielle (0 ou 1 paramètre non linéaire).
- Le flux de la SN pour chaque bin en longueur d'onde (de 1000 à 2000 paramètres linéaires selon la voie et les coupures effectuées).
- Le flux du ciel pour chaque bin en longueur d'onde (même nombre de paramètres linéaires).

### 11.4.2 La position, la direction du nord et l'airmass

La position de la SN est relayée par deux paramètres : les coordonnées de l'étoile à une longueur d'onde de référence (purement arbitraire). La position à une longueur d'onde différente est alors donnée par la relation donnée par Filippenko (1982) (cette relation a déjà été abordée dans la section 10.3.1). Cette relation a été testée avec succès par des ajustements sur des bandes de longueur d'onde de petite taille où la position était supposée constante (d'où la nécessité de bandes de faible largeur pour les airmass élevées) et corroborée par une analyse indépendante de Blanc (2006).

La direction dans laquelle s'applique la réfraction différentielle atmosphérique est donnée par l'angle parallactique  $\eta$ , qui est l'angle entre le nord céleste et la direction de la réfraction. Cet angle s'exprime en fonction de la latitude  $\Phi$ , de la distance zénithale  $d_z$ , de l'angle horaire  $h$  et de la déclinaison  $\delta$ , comme cela a été montré équation 10.8.

Moyennant la connaissance de la direction du nord dans SNIFS, la direction dans laquelle s'opère la réfraction différentielle atmosphérique est donc connue. J'ai donc pris le parti de laisser libre dans l'ajustement la direction du nord dans le but d'obtenir une mesure précise de sa position. Cette approche permet de pouvoir comparer la même quantité (la direction du nord) entre différentes poses ; tandis que la direction de la réfraction n'est pas facilement comparable aux autres poses (y compris de la même standard puisque l'angle horaire change entre temps.).

---

J'ai également laissé la possibilité de faire varier l'airmass dans la relation 10.3.1 (ce terme peut également de ce fait englober un coefficient d'ajustement entre la pression moyenne donnée et la pression effective) ; cette variation n'est cependant pas recommandée pour les objets à faible signal sur bruit, dans le cas desquels la convergence devient difficile. De toute façon, l'airmass trouvée est en général à moins de 1 % de la valeur utilisée par défaut (correspondant à l'airmass en milieu de pose).

### 11.4.3 Les spectres

Etant donné les termes non-linéaires, il est toujours bon de disposer d'une estimation la meilleure possible au démarrage de la minimisation pour tous les termes, qu'ils soient ou non linéaires. Les spectres du ciel et de la SN utilisés en entrée peuvent avoir trois origines différentes :

1. L'utilisateur a donné en entrée un spectre (typiquement le spectre donné par une méthode de photométrie d'ouverture, ou lors de la création d'une série temporelle le spectre d'une pose voisine déjà réduite). Ce spectre est alors bien entendu utilisé.
2. L'utilisateur a donné une estimation du flux moyen. Le spectre initial est alors un spectre plat à cette valeur donnée.
3. Rien n'a été donné. Il prend alors pour le ciel un spectre estimé à partir de la moyenne pondérée des 25 spaxels les plus faibles, et pour la SN le spectre du spaxel le plus brillant multiplié par 10. Cette approximation ne prétend absolument pas être d'une justesse extraordinaire, mais elle permet en général d'être du bon ordre de grandeur, ce qui est suffisant (le facteur 10 provient du fait que le flux a été réparti sur plusieurs spaxels, et que le spaxel central ne contient plus qu'une portion congrue du flux initial).

## 11.5 La PSF

### 11.5.1 Introduction

La difficulté majeure consiste à bien choisir la fonction décrivant l'effet d'étalement atmosphérique. Il doit y avoir en effet suffisamment de degrés de libertés pour pouvoir décrire convenablement des PSF différentes d'une pose à l'autre tout en étant suffisamment mesuré pour que le système ainsi obtenu ne soit pas dégénéré. Etant donné la forme choisie de la fonction d'ajustement (équation 11.2), la fonction doit être entièrement intégrable et normalisable : si ce n'est pas le cas, il n'est pas possible de distinguer le flux de l'étoile de la fonction d'étalement ; on ne dispose alors que d'une information sur la forme et pas sur le flux.

Finalement, deux types de fonctions se sont avérés utiles (avec plusieurs variations possibles pour chacun d'eux) : les double gaussiennes et les fonctions de Moffat.

Des choix plus simples, comme une gaussienne, ne permettent pas de décrire convenablement l'évolution de la fonction loin du coeur ; cette fonction ne peut pas faire de compromis entre la description du coeur et la description des ailes de la PSF.

Nous allons décrire les deux modèles choisis avant d'explicitier certains paramètres supplémentaires introduits dans ces fonctions. Les avantages et limites respectives de ces deux types de PSF seront abordés dans le chapitre 13.

### 11.5.2 La fonction de Moffat

La fonction de Moffat est un choix fréquent en astronomie pour décrire la PSF. J'ai choisi la paramétrisation implémentée par Pierre Astier pour SNLS, qui a l'avantage d'utiliser des paramètres plus adaptés à un ajustement :

$$PSF(x, y) = \sqrt{p_0 \cdot p_1 - p_2^2} \cdot \frac{(\beta - 1)}{\pi} \cdot \left( 1 + p_0 \cdot (x - x_{SN})^2 + p_1 \cdot (y - y_{SN})^2 + 2 \cdot p_2 \cdot (x - x_{SN}) \cdot (y - y_{SN}) \right)^{-\beta} \quad (11.17)$$

Les paramètres de l'ajustement sont de fait  $p_0$ ,  $p_1$  et  $p_2$ , les deux premiers s'interprétant comme l'inverse du carré d'une largeur à mi-hauteur et le troisième comme un angle entre les axes de SNIFS et le grand axe de la PSF, qui a une forme elliptique.

Le paramètre  $\beta$  est généralement pris égal à 1.5 ou 2.5 (par exemple dans le programme de description PSF *DAOPHOT* (Stetson 2000)) ; cette deuxième valeur semblant donner de meilleurs résultats aussi bien dans les ajustements faits dans SNLS que dans ceux que j'ai testés avec nos données. J'ai d'ailleurs autorisé la variation de ce paramètre dans des paramétrisations plus complexes, ce qui améliore encore la description.

Une telle fonction a l'avantage de pouvoir décrire les ailes : elle s'étend bien plus loin qu'une fonction gaussienne. Elle a également tendance à être plus piquée au maximum qu'une gaussienne.

L'intégration de cette PSF est obtenue numériquement.

### 11.5.3 Les fonctions double-gaussienne

Un autre type de fonction a également été développé en couplant deux gaussiennes sous la forme :

$$PSF(x, y) = \epsilon G_{coeur}(\vec{x} - \vec{x}_{SN}, \sigma_{coeur}) + (1 - \epsilon) \cdot G_{ailes}(\vec{x} - \vec{x}_{SN}, \sigma_{ailes}) \quad (11.18)$$

où  $G$  représente une gaussienne et le facteur  $\epsilon$ , paramètre de l'ajustement, peut varier entre 0 et 1.

L'idée sous-jacente d'une telle modélisation est qu'une gaussienne sous-estime la contribution des ailes de la PSF, le modèle de l'atmosphère de Fried donnant de fait une variation en  $r^{\frac{5}{3}}$ . Ajouter une gaussienne ayant une plus grande largeur à mi-hauteur permet donc d'améliorer notablement la description globale en permettant de décrire à la fois le comportement du coeur et des ailes de la PSF (voir le schéma 11.1 pour une illustration simple et la section 13.2.1 pour une preuve de la nécessité de décrire les ailes de la PSF).

L'intégration sur les spaxels est faite de manière analytique pour ce type de PSF.

### 11.5.4 Raffinement sur les largeurs à mi-hauteur

Une fois la fonction choisie, on peut choisir d'affiner la paramétrisation en ajoutant des degrés de liberté supplémentaires. Je vais prendre ici l'exemple de la double gaussienne, mais une partie de ce qui suit peut aisément être associé à la fonction de Moffat.

#### Dépendance en longueur d'onde

Dans les fonctions précédentes, il est supposé que les largeurs à mi-hauteur sont totalement achromatiques. Or ce n'est pas vraiment le cas ; le modèle d'atmosphère de Fried préconise par exemple une variation de la largeur à mi-hauteur proportionnelle à  $\lambda^{-0.2}$ . Il faut donc ajouter un terme pour tenir compte de cette variation chromatique.

Cette variation en  $\lambda^{-0.2}$  ne s'est cependant pas avérée optimale : en laissant la puissance varier, on observe que les valeurs optimales trouvées pour la puissance sont différentes de -0.2 (plus proches de -0.4 en général). Une explication de cette disparité peut être une contribution d'effets instrumentaux (voir ci-dessous).

De fait, deux types de paramétrisations ont été essayées :

"Double gaussian" PSF

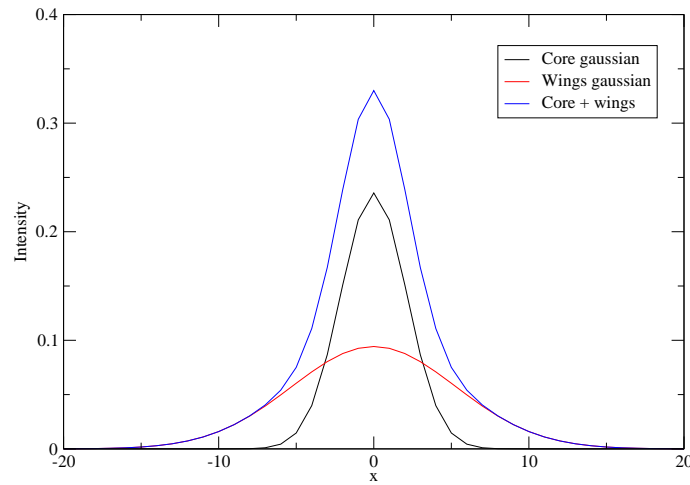


FIG. 11.1 – Illustration schématique de l'intérêt d'une double gaussienne. Une simple gaussienne (en noir) ne s'étend pas très loin et n'est donc pas capable de reproduire les ailes correctement (ou alors ce serait au détriment du coeur en augmentant sa largeur à mi-hauteur). Ajouter une composante pour décrire les ailes permet de décrire des fonctions avec des ailes plus importantes. Sur les données réelles la comparaison entre simple et double gaussienne a mis en évidence l'intérêt d'ajouter une telle fonction pour décrire les ailes de la PSF (voir figure 13.3).

- Une variation en puissance analogue au modèle de Fried.

$$\begin{aligned}\sigma(\lambda) &= \sigma(\lambda_{reference}) \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{reference}}\right)^\gamma \\ &= \sigma_0 \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{reference}}\right)^\gamma\end{aligned}\tag{11.19}$$

Les deux paramètres libres sont  $\sigma(\lambda_{reference})$  et  $\gamma$ .

- Une variation polynomiale en  $\lambda$  d'ordre  $n$  (en pratique  $n = 1$  et  $n = 2$  ont été implémentés).

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \sum_{i=1}^n a_i \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{reference}}\right)^i\right)\tag{11.20}$$

Les paramètres libres sont les  $a_i$  et  $\sigma_0$  (qui n'est pas  $\sigma(\lambda_{reference})$ ).

L'avantage est que dès l'ordre 2 un polynôme peut décrire plus de comportements qu'une loi en puissance ; les inconvénients sont que d'une part le nombre de paramètres libres augmente de ce fait, d'autre part dans certains cas cela induit une dégénérescence (voir section 13.3 pour une illustration de ce dernier point.)

Des variations différentes sont autorisées pour les largeurs à mi-hauteur concernant le coeur et les ailes de la PSF (ou pour la Moffat entre les largeurs à mi-hauteur selon les deux axes de l'ellipse).

### Effets instrumentaux

Le problème est que des effets instrumentaux peuvent également entrer en jeu et contribuer à la forme de la PSF, ces effets pouvant être d'origine optique ou la conséquence de problèmes de guidage.

Ces effets sont modélisés par une gaussienne elliptique et achromatique (aucun effet de couleur n'entre a priori en jeu).

Pour les fonctions de Moffat, ces effets n'ont pas été introduits ; par nature la fonction a cependant déjà une forme elliptique.

Il est en revanche plus facile d'en tenir compte dans le cas d'une double gaussienne : il suffit pour cela de convoluer la gaussienne tenant compte des effets instrumentaux à la formule 11.18 établissant la forme de double gaussienne.

De fait, nous obtenons ainsi 4 largeurs à mi-hauteur différentes pour notre description double gaussienne :  $\sigma_{coeur,\alpha}$ ,  $\sigma_{coeur,\beta}$ ,  $\sigma_{ailes,\alpha}$  et  $\sigma_{ailes,\beta}$ , où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les grands et petits axes de l'ellipse. Chacun de ces 4 termes a une variation en longueur d'onde telle que décrite précédemment ; généralement la liberté maximale est laissée et aucun paramètre n'est mis en commun (ainsi dans le cas d'une variation en loi de puissance les 4 puissances  $\gamma$  apparaissant dans chacune des 4 largeurs à mi-hauteur peuvent varier de manière différente).

La convolution par la gaussienne elliptique a également introduit un paramètre supplémentaire dont il faut tenir compte dans l'explicitation de la double gaussienne : l'angle entre l'axe horizontal  $\vec{x}$  de SNIFS et le grand axe de l'ellipse  $\vec{\alpha}$ .

### 11.5.5 Forme de la double gaussienne intégrée sur un spaxel

En tenant compte de toutes les paramétrisations introduites ci-dessus, nous pouvons expliciter la forme de la PSF double gaussienne intégrée sur les spaxels.

$$\begin{aligned} I_{PSF}(spaxel) &= \epsilon \iint_{spaxel} G_{coeur}(\vec{x} - \vec{x}_{SN}, \sigma_{coeur,\alpha}, \sigma_{coeur,\beta}) d\vec{x} \\ &+ (1 - \epsilon) \cdot \iint_{spaxel} G_{ailes}(\vec{x} - \vec{x}_{SN}, \sigma_{ailes,\alpha}, \sigma_{ailes,\beta}) d\vec{x} \end{aligned} \quad (11.21)$$

où  $I_{PSF}$  est la PSF intégrée sur un spaxel donné.

Etant donné l'angle  $\theta$ , les gaussiennes ne peuvent simplement se séparer en deux termes de gaussienne à une variable dont l'intégrale serait alors donné par la fonction *erf*.

Pour pouvoir intégrer cette forme, il faut avoir recours à une **fonction normale bivariée**  $\mathcal{N}_2$ , disponible par exemple sous *NAGLIB*<sup>3</sup> sous le nom *g01haf* :

$$n_2(x, y, \rho) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\rho^2}} \exp - \frac{x^2 - 2\rho xy + y^2}{2(1-\rho^2)} \quad (11.22)$$

$$\mathcal{N}_2(x, y, \rho) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^y n_2(u, v, \rho) dudv \quad (11.23)$$

En posant

$$S_x = \sqrt{\sigma_\alpha^2 \cos^2(\theta) + \sigma_\beta^2 \sin^2(\theta)} \quad (11.24)$$

$$S_y = \sqrt{\sigma_\alpha^2 \sin^2(\theta) + \sigma_\beta^2 \cos^2(\theta)} \quad (11.25)$$

$$\rho = \frac{\cos \theta \sin \theta (\sigma_\alpha^2 - \sigma_\beta^2)}{S_\alpha S_\beta} \quad (11.26)$$

<sup>3</sup>Numerical Algorithms Group, <http://www.nag.com/numeric/FL/manual/html/FLlibrarymanual.asp>

et

$$X_0 = \frac{x_{spaxel} - x_{SN} - \Delta/2}{S_x} \quad (11.27)$$

$$Y_0 = \frac{y_{spaxel} - y_{SN} - \Delta/2}{S_y} \quad (11.28)$$

$$X_1 = \frac{x_{spaxel} - x_{SN} + \Delta/2}{S_x} \quad (11.29)$$

$$Y_1 = \frac{y_{spaxel} - y_{SN} + \Delta/2}{S_y} \quad (11.30)$$

où  $\Delta$  représente la taille d'un spaxel et  $(x_{spaxel}, y_{spaxel})$  est le centre du spaxel considéré, nous pouvons alors réécrire notre PSF sous la forme :

$$I_{PSF}(spaxel) = \epsilon \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} \mathcal{N}_2(X_{coeur,i}, Y_{coeur,j}, \rho_{coeur}) \quad (11.31)$$

$$+ (1 - \epsilon) \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} \mathcal{N}_2(X_{ailes,i}, Y_{ailes,j}, \rho_{ailes}) \quad (11.32)$$

### 11.5.6 Récapitulatifs des PSFs utilisées et de leurs paramètres

Il est je pense ici profitable de récapituler quelques-unes des différentes PSF implémentées. Lors des phases de comparaison (voir par exemple chapitre 15) les PSF utilisées sont les PSF 39 et 42 (deux double gaussiennes) ainsi la Psf 17 (une fonction de Moffat).

Dans la liste des paramètres ici j'ometts la position de l'objet (considérée à part) et la direction du nord, qui est sauf mention contraire laissée libre.

Dans ce tableau :

- Pn = polynome d'ordre n
- c = coeur
- w = ailes(wings)
- c1 = coeur, variation d'ordre 1 en fonction de la longueur d'onde.
- $\beta_1$  = variation d'ordre 1 en fonction de la longueur d'onde pour le terme d'angle  $p_2$
- $p_{21}$  = angle entre l'axe horizontal de SNIFS et l'ellipse.

Les trois premières fonctions sont celles utilisées lors de la première estimation (voir section 11.6), les suivantes celles appliquées pour obtenir le résultat souhaité.

## 11.6 Première estimation des paramètres

Mieux vaut donner la meilleure estimation possible de la solution en entrée : cela facilite la convergence et augmente sa rapidité (c'est logique : l'approximation de linéarité des termes non linéaires est d'autant plus vraie que nous sommes proches de la solution).

Pour faire cela, je fais une minimisation en deux temps : j'utilise une forme simplifiée de la PSF et je réutilise ensuite les valeurs ainsi ajustées en conditions initiales de la deuxième minimisation. Pour accélérer la première minimisation, le ciel est fixé ; seules le spectre et la position de l'étoile et la PSF varient.

Les fonctions utilisées sont simples :

## 11.7. DÉTERMINATION DE LA POSITION DU CENTROÏDE DE L'ÉTOILE ET MASQUE SUR LA GALAXIE

Index	Type de fonction	Variation en $\lambda$	Nb paramètres	Liste des paramètres
11	Moffat avec $\beta = 2.5$	$\gamma$	5	$p_0, p_1, p_2, \gamma_x, \gamma_y$
37	Simple gaussienne	P2	7	$\theta, \sigma_{0,\alpha}, \sigma_{0,\beta}, \sigma_{1,\alpha}, \sigma_{1,\beta}, \sigma_{2,\alpha}, \sigma_{2,\beta}$
38	Simple gaussienne	$\gamma$	5	$\theta, \sigma_{0,\alpha}, \sigma_{0,\beta}, \gamma_x, \gamma_y$
17	Moffat avec $\beta$ variable	$\gamma$	7	$p_0, p_1, p_2, p_{21}, \beta, \gamma_x, \gamma_y$
39	Double gaussienne	P2	14	$\theta, \sigma_{0,c\alpha}, \sigma_{0,c\beta}, \sigma_{0,w\alpha}, \sigma_{0,w\beta}, \sigma_{c\alpha 1}, \sigma_{w\alpha 1}, \sigma_{c\beta 1}, \sigma_{w\beta 1}, \sigma_{c\alpha 2}, \sigma_{w\alpha 2}, \sigma_{c\beta 2}, \sigma_{w\beta 2}, \epsilon$
42	Double gaussienne	$\gamma$	10	$\theta, \sigma_{0,c\alpha}, \sigma_{0,c\beta}, \sigma_{0,w\alpha}, \sigma_{0,w\beta}, \gamma_{c\alpha}, \gamma_{w\alpha}, \gamma_{c\beta}, \gamma_{w\beta}, \epsilon$

FIG. 11.2 – Tableau récapitulatif des différentes PSF utilisées dans les procédures en deux temps (PSF simple puis deuxième ajustement avec estimation issue du résultat du premier). Les trois premières sont les fonctions utilisées pour obtenir une première estimation, et les trois suivantes celles donnant le résultat de l'ajustement.

- Si la fonction est une fonction de Moffat avec  $\beta$  variable, je fais une première minimisation avec une fonction de Moffat à  $\beta$  fixe.
- Si la fonction est une double gaussienne, je fais une première estimation avec une simple gaussienne qui a la même paramétrisation que le coeur de la double gaussienne. Quand je passe au deuxième ajustement, je prends les données obtenues par la simple gaussienne pour le coeur, puis multiplie par 2 les largeurs à mi-hauteur pour l'estimation des ailes et prend arbitrairement  $\epsilon = 0.6$ .

La description des flux utilisés en entrée est détaillée dans la section 11.4.3. Les paramètres initiaux pour le premier fit simplifiée sont des valeurs par défaut correspondant à des valeurs courantes ; ces valeurs se sont révélées suffisamment robuste puisque le fit simplifié échoue très rarement.

La détermination de la position est détaillée dans la section suivante.

Une telle procédure s'avère payante : dans de nombreuses extractions une approche directe (minimisation par la PSF sophistiquée avec les paramètres d'entrée par défaut) échoue alors qu'une approche en deux temps telle que décrite ici autorise la convergence (ou s'en approche de manière convaincante : il arrive que la précision demandée soit trop élevée et que la minimisation échoue à stabiliser la deuxième ou troisième décimale).

C'est particulièrement vrai pour la fonction de Moffat avec  $\beta$  variable : une approche directe échoue bien plus fréquemment que la procédure en deux temps (pas si étonnant étant donné la forte non-linéarité de  $\beta$ ).

### 11.7 Détermination de la position du centroïde de l'étoile et masque sur la galaxie

La position de la supernova (et éventuellement du coeur de la galaxie) est déterminée de manière assez empirique, par recoupement entre deux estimations. Le résultat est satisfaisant pour la supernova, et correct pour la galaxie ; il ne permet cependant pas de traiter convenablement une galaxie plutôt diffuse mais néanmoins visiblement présente. Le but était de pouvoir fonctionner de manière automatique (l'utilisateur pouvant s'il le souhaite imposer ses propres estimations en entrée).

Voici le descriptif de la méthode employée :

1. Les spaxels sont tous classés par intensité décroissante dans une zone de longueur d'onde bien définie (une zone de 100 Å centrée sur le milieu de la gamme complète de longueur d'onde de la voie choisie, soit typiquement [4150-4250] Å pour la voie bleue et [6700-6800] Å pour la voie rouge étant donné les coupures appliquée généralement aux cubes).



- 
2. Les spaxels sont ensuite regroupés par paquets. Ce regroupement s'opère de manière simple : chaque spaxel brillant agglomère tous les autres spaxels environnants situés à une distance inférieure à une distance modifiable par l'utilisateur (5 spaxels par défaut). Le but de cette manoeuvre est de ne pas compter comme deux sources différentes un objet et le spaxel voisin où il est encore très intense soit par action de diffusion par la PSF soit parce que c'est une région proche de la région centrale de la galaxie. Cela n'autorise pas de démêler le cas où la supernova est très proche de la galaxie, mais de toute façon une telle situation ne peut être abordée par un masque sur la galaxie et requiert une véritable extraction galactique.
  3. Après l'étape précédente, on dispose de plusieurs paquets de spaxels mais il est difficile de se prononcer sur leur nature. On fait alors appel à un deuxième indicateur : les profils (voir 11.9.4). Les flux des cubes dans la zone de longueur d'onde considérée sont projetés sur les axes horizontaux et verticaux du cube ; les maxima sont recherchés pour chacun de ces profils.
  4. En admettant l'existence de deux sources fortes (étoile et galaxie), on peut trouver 2 maxima par projection. Les 4 spaxels possibles sont examinés et les deux plus intenses sont retenues (les deux autres a priori ne signifiant rien : en projetant on a perdu la corrélation x/y et donc les deux autres correspondraient à  $(x_{SN}, y_{galaxie})$  et  $(x_{galaxie}, y_{SN})$ ). On regarde alors si les spaxels retenus appartiennent à un des trois paquets les plus intenses et s'il y a recoupement on considère qu'il s'agit d'une source.
  5. Si deux sources sont trouvées, la SN est considérée comme étant la source la plus proche du centre de SNIFS (ce qui devrait être le cas si le pointage est correct). Si une seule source est trouvée, on considère qu'il s'agit de l'étoile.
  6. La position est estimée au centre du spaxel trouvé précédemment<sup>4</sup>. Comme la détermination a été faite sur une zone centrale de 100 Å ; on considère donc que la position est celle correspondant à la longueur d'onde centrale. Il ne reste plus qu'à se placer à la longueur d'onde de guidage en appliquant la loi de réfraction différentielle (avec les valeurs par défaut, mais ça ne pose pas tant de problèmes : la direction moyenne du nord dans SNIFS - prise comme valeur initiale - est connue à quelques degrés près ; les directions trouvées après l'ajustement ne sont très différentes que dans le cas où l'airmass est faible et l'effet de la réfraction différentielle mineur). La comparaison des positions estimées et obtenues en sortie de l'ajustement est comme attendu inférieure au demi-spaxel.

## 11.8 Masque sur la galaxie-hôte

Dans certaines poses de supernova, la galaxie-hôte peut apparaître. CubExtrac et les autres codes d'extraction de spectres disponibles actuellement ne sont pas en mesure de fournir une extraction propre et sûre dans la cas d'un fond non continu. Plusieurs cas de figure peuvent apparaître, et dans l'un d'entre eux il est possible de tenter de minimiser l'impact de la galaxie-hôte. J'ai précisé également combien de supernovae appartiennent à chacun de ces cas parmi les supernovae suivies<sup>5</sup> jusqu'au 23 juillet 2006. Une illustration de chacun de ces cas est disponible sur la figure 11.3.

1. Le cas le plus simple : la galaxie n'est pas ou très peu visible. Dans ce cas, une extraction typique de standard est possible sans que l'erreur soit importante. Ce cas concerne 12 des 49 supernovae suivies jusqu'au 23 juillet 2006. Ce cas regroupe l'essentiel des supernovae choisies pour l'analyse.

---

<sup>4</sup>On pourrait affirmer et prendre le barycentre du paquet considéré, mais la précision est déjà suffisamment satisfaisante par la procédure décrite ici

<sup>5</sup>C'est-à-dire avec au grand minimum trois poses prises pendant trois nuits différentes ; en général l'ordre de grandeur est plutôt de 8-10 poses par supernova.

2. La galaxie-hôte est présente directement sous la supernova ou très proche d'elles (moins de 1.5 secondes d'arc). Dans ce cas on ne peut rien tenter pour améliorer les choses ; une extraction avec fond continu peut être tentée mais il faut garder à l'esprit que la précision n'est pas très grande en l'absence d'un code d'extraction de spectres en présence de galaxie. Sept supernovae seraient dans ce cas dans mon échantillon.
3. La galaxie-hôte peut être diffuse et occuper une large part de SNIFS. L'extraction avec l'hypothèse de fond continu est de toute évidence mise en défaut ici et les résultats directs de CubExtract sont à prendre avec la plus grande précaution. Douze supernovae de notre échantillon sont dans ce cas (avec deux d'entre elles de faible intensité par rapport à la galaxie, se rapprochant dès lors du premier cas).
4. La galaxie apparaît au moins partiellement dans le champ comme un point source. Dans ce cas, cette position peut être identifiée par la procédure décrite dans la section 11.7. Un **masque** peut alors être appliqué : tous les spaxels dont les centroïdes sont à une distance inférieure à une distance limite fixée par l'utilisateur sont exclus dans l'ajustement. Par construction, ce masque varie avec la longueur d'onde (la position trouvée pour le coeur de la galaxie varie en fonction de la longueur d'onde). La précision obtenue par cette méthode n'est évidemment pas extraordinaire : ce n'est qu'une solution de secours en attendant une extraction propre en présence de galaxie. 17 supernovae de notre échantillon seraient concernées.

Cette classification n'est pas absolue : elle est subjective et dépend de l'intensité de la galaxie relativement à celle de la supernova ; de plus la situation évolue souvent à mesure que le flux de la supernova faiblit. Pour certaines la situation semble assez sûre (par exemple des cas où même tardivement aucun fond galactique n'apparaît) et d'autres pour lesquelles cela fluctue (par exemple la galaxie prend de l'importance à mesure que la phase augmente).

## 11.9 Données de contrôle

### 11.9.1 Insuffisances du $\chi^2$

Comme nous le verrons dans la section 13.4, la valeur du  $\chi^2_{dof}$  ne permet pas d'estimer la justesse de la minimisation : les valeurs obtenues sont directement corrélées avec le signal sur bruit. Il faut donc utiliser d'autres indicateurs pour juger de la qualité d'une extraction ; le  $\chi^2$  peut lui servir à estimer la meilleure extraction entre plusieurs PSF.

### 11.9.2 Informations diverses

Pour tenter de visualiser la qualité de l'ajustement, plusieurs graphes de contrôle peuvent être facilement générés durant l'analyse. Je vais présenter ici la liste des graphes que j'ai considéré. Je vais m'appuyer pour cela sur un exemple de l'extraction de 05\_226\_056\_001\_17, une pose de l'étoile standard LTT9491, par une Psf 42 (double gaussienne - voir section 11.5).

Tout d'abord, on peut commencer par regarder quelques données ne figurant pas directement sur des graphes :

- Exposure time (blue) = 600.072 seconds.
- Exposure time (red) = 600.072 seconds.
- Chi square per dof (blue) = 0.668665
- Chi square per dof (red) = 0.770821
- Airmass for blue = 1.2449
- Airmass for red = 1.23992

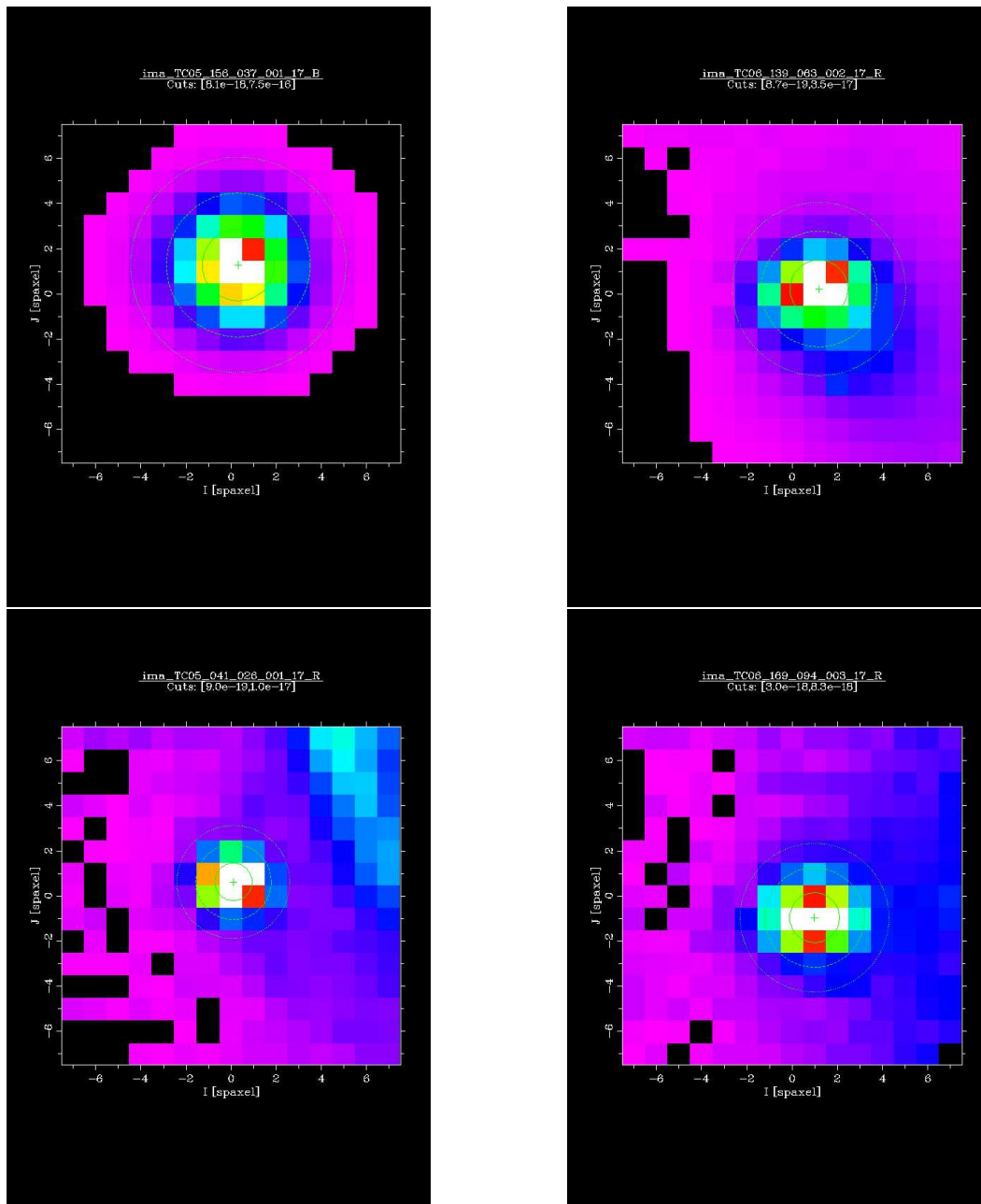


FIG. 11.3 – Illustration des 4 types de galaxies-hôte définis dans la section 11.8. En haut à gauche, une pose (05\_156\_037\_001\_B) de SN2005cf, une supernova sans fond galactique apparent. En haut à droite, une pose (06\_139\_063\_002\_R) de SNF20060512-001, pour laquelle on voit apparaître la galaxie légèrement décalée de la supernova (encore faible à la phase montrée). En bas à gauche, une pose (05\_041\_026\_001\_17\_R) de SN2005L, où la galaxie apparaît comme un deuxième point source. Il est possible dans certains de ces cas de faire appel à un masque. Enfin, en bas à droite, cas d'une galaxie diffuse (pose 06\_169\_094\_003\_17\_R de SNF20060511-014). Souvent, un tel cas correspond à une galaxie extérieure à SNIFS mais assez étendue.

- Direction of north (blue) = 95.6931 degrees from x axis.
- Direction of north (red) = 97.3604 degrees from x axis.
- BlurAngle (blue) = 0.455191
- BlurAngle (red) = -3.33201
- Epsilon (blue) = 0.642387
- Epsilon (red) = 0.662786

Ces informations sont relatives au résultat de l'extraction, excepté le temps de pose et les paramètres éventuellement fixés (direction du nord et airmass). Ils peuvent changer en fonction de la PSF (en cas d'une Moffat il n'y aurait pas l'angle de blur mais  $\beta$ ).

Cet exemple souligne pour l'instant un bon accord :

- Le  $\chi^2$  en soi n'est pas suffisant : la probabilité associée serait 1...mais des supernovae même mal extraites ont un  $\chi^2$  de cet ordre.
- L'airmass obtenu par ajustement est à peu près le même entre les deux voies.
- La direction du nord est à peu près la même entre les deux voies (à noter que la direction n'est pas exactement la même dans les deux voies : il existe intrinsèquement un écart entre deux et trois degrés).
- L'angle de blur est très proche. Cet angle (l'angle entre l'axe horizontal et l'axe de l'ellipse) est en fait défini à 90 degrés près ; si l'écart entre les deux voies est d'environ 90 degrés cela signifie simplement que la signification des axes x et y de l'ellipse est inversée (l'axe x du bleu étant l'axe y du rouge et inversement). Ici un écart inférieur à 4 degrés signe un bon accord.
- La valeur de  $\epsilon$  est extrêmement proche entre les deux voies, indiquant la même répartition entre coeur et ailes pour les deux voies.

### 11.9.3 Les spectres obtenus

Viennent ensuite les spectres obtenus pour la supernova et le ciel, ainsi que leur variance et une estimation du signal sur bruit. Les spectres avec barres d'erreur obtenues par l'ajustement sont également tracés (en général ces dernières restent très petites et ne sont pas très visibles...- voir figure 11.4).

### 11.9.4 Comparaison du cube de données et des cubes reconstruits

A la sortie de la minimisation, deux cubes sont générés : un cube contenant le modèle et un autre contenant le résidu obtenu. Regarder les résultats de ces deux cubes permet de se faire une idée de la qualité de l'extraction. Plusieurs manières rapides de les regarder sont implémentées automatiquement dans la page Web contenant les résultats :

#### Le flux total

L'une des vérifications est d'additionner tous les spaxels du cube de données et de comparer à la même opération appliquée au cube modèle. Ici, on observe un déficit d'un peu moins d'un pourcent pour la plupart des longueurs d'onde (figure 11.5). C'est le résultat typique obtenu lors des bonnes extractions (qui pointe d'ailleurs toujours dans le sens d'un léger déficit de flux dans les cubes reconstruits).

#### Les profils

Le test suivant part de la même idée de comparer le cube de données au cube modèle. Cette fois-ci, tous les bins de longueur d'onde sont additionnés, ce qui crée une image de 225 points. Ces points sont ensuite projetés sur les axes horizontaux et verticaux de SNIFS. Il existe deux façons de faire la somme : on peut ou non la pondérer par la variance. Les deux sont faits ici (figure 11.6). Dans un test un peu plus

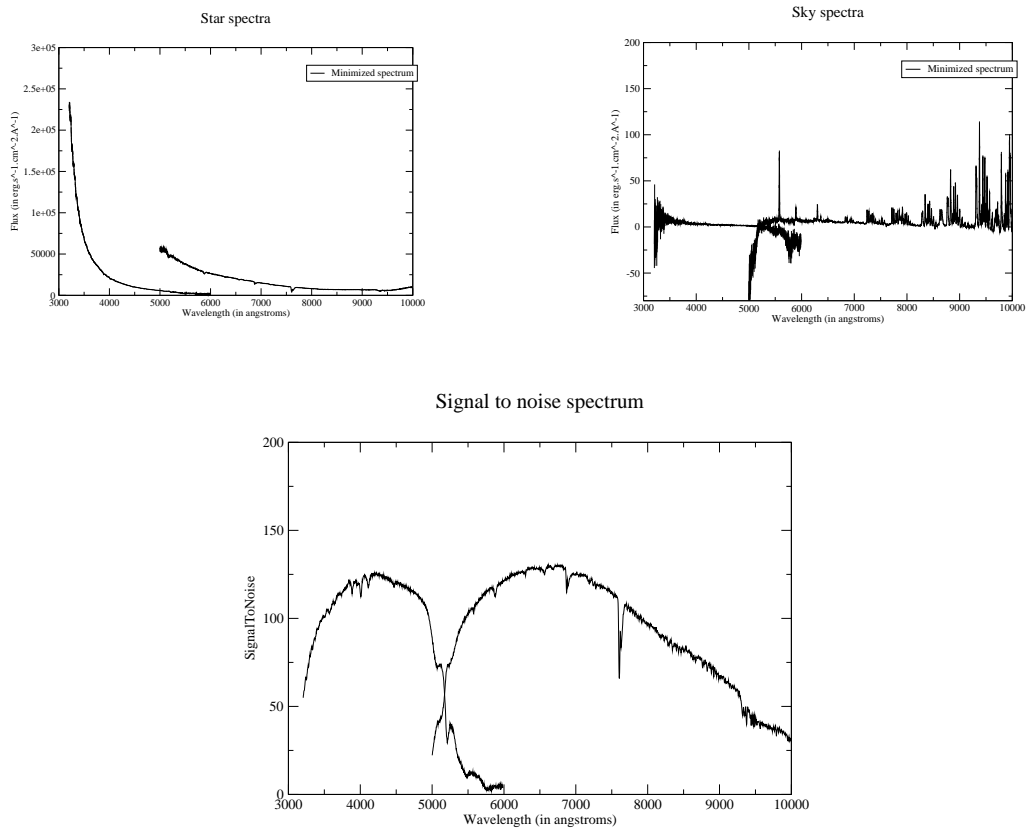


FIG. 11.4 – Exemple de spectres pour 05\_226\_056\_001\_17. En haut, les spectres extraits pour la standard et le ciel. Les barres d'erreur, présentes sur les deux figures, sont très petites. Ces dernières sont en général très petites. Enfin, le signal sur bruit obtenu par cette extraction, déterminé avec le spectre et la variance obtenus par l'ajustement.

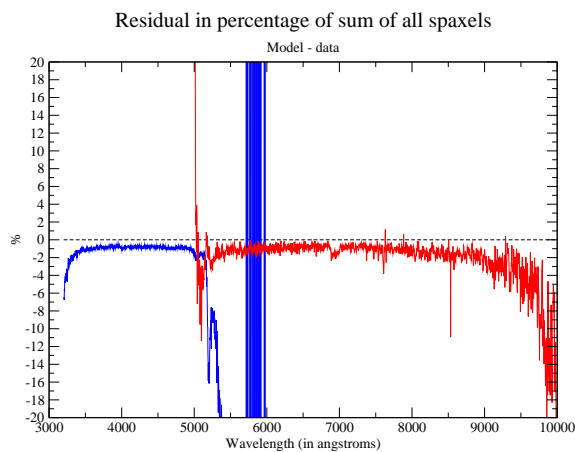


FIG. 11.5 – Comparaison de la somme de tous les spaxels des cubes modèle et de données. On observe ici un écart inférieur au pourcent pour la majeure partie du domaine de longueur d'onde. Les zones plus discutables sont mentionnées dans la section 13.8

approfondi, on peut séparer le cube en plusieurs gammes de longueur d'onde et faire cet exercice pour chaque sous-intervalle, pour identifier dans quelle zone de longueur d'onde la forme est le mieux ou le moins bien rendue.

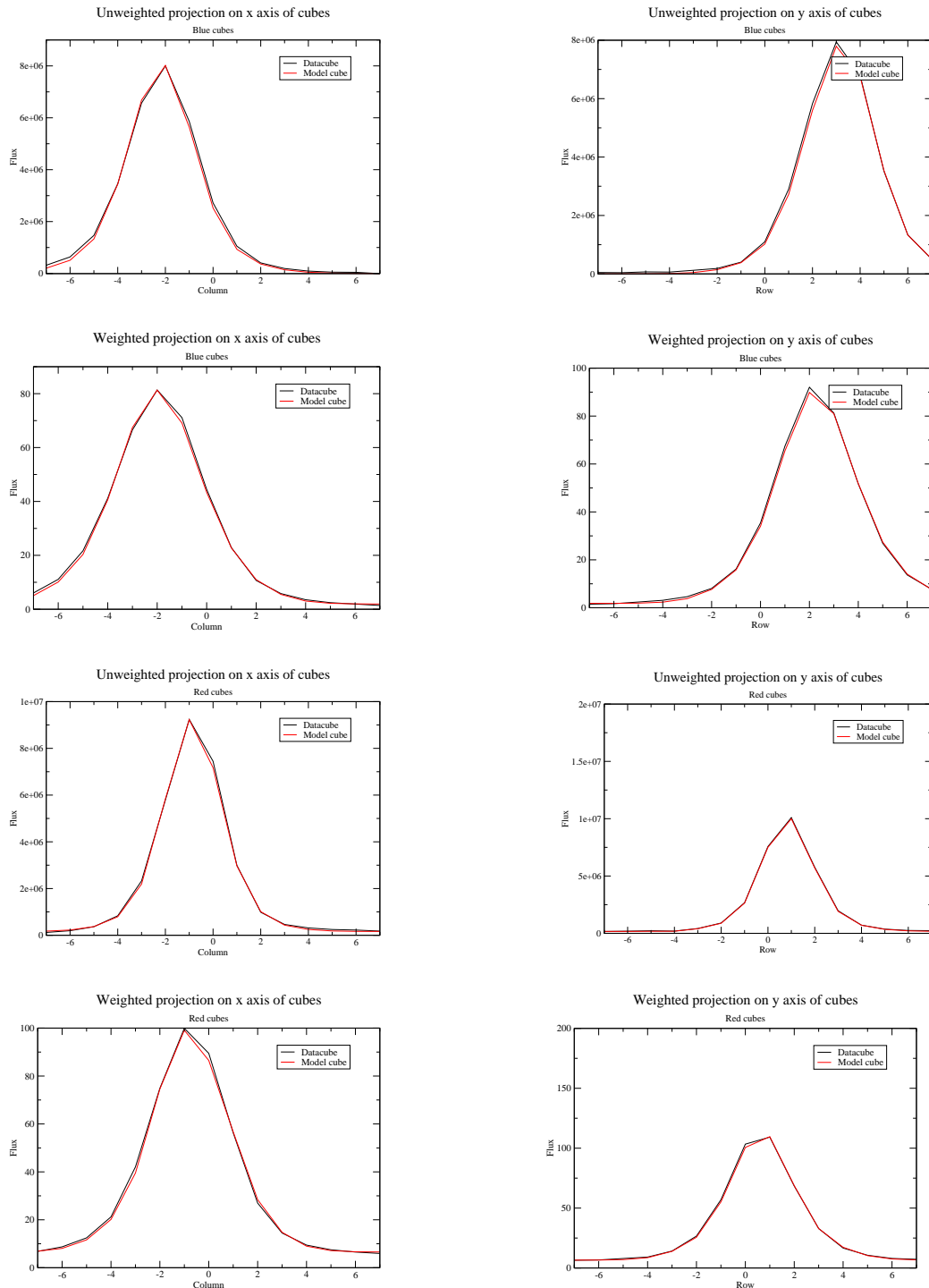


FIG. 11.6 – Exemple de profils pour 05\_264\_065\_001\_17. En haut, les profils pour la voie bleu sur  $x$  et  $y$  avec une somme normale. Sur la deuxième ligne, même chose pour une somme pondérée par la variance. La même chose est faite pour la voie rouge sur les lignes suivantes. Ici il s'agit d'un cas où l'accord de forme est satisfaisant.

## Spaxels les plus brillants

Ensuite, de manière plus anecdotique je fais également figurer le spaxel le plus brillant de chacune des deux voies (figure 11.7). Arbitrairement, j'affiche également le spaxel ayant la même position sur l'autre voie. On voit parfois sur ce graphique que même avec une reconstruction correcte sur l'ensemble du cube, la reconstruction spaxel à spaxel n'est pas toujours exacte (surtout si le cube de données est plus asymétrique que ne le permet la PSF choisie). Le cube reconstruit est logiquement moins bruité que le cube de données.

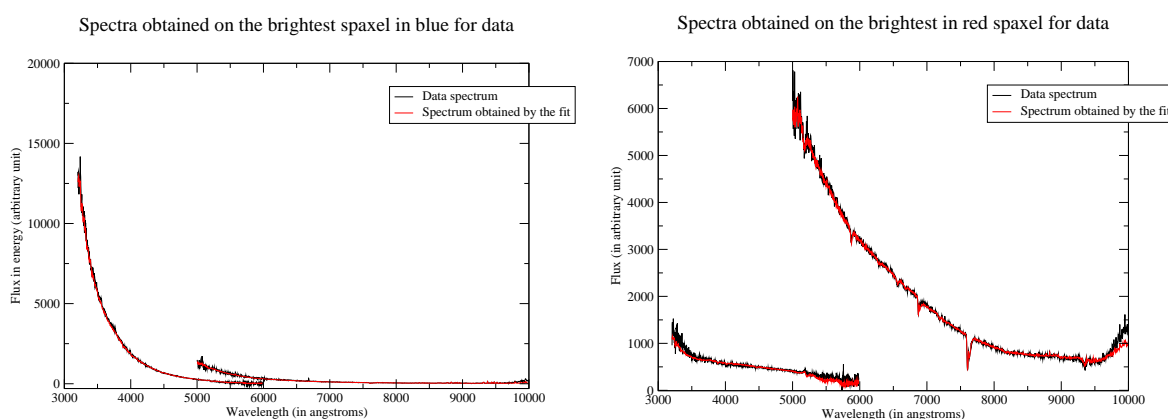


FIG. 11.7 – Spaxels les plus brillants du bleu (à gauche) et du rouge (à droite). Sur chacun de ces graphes figure également le spaxel de l'autre voie situé à la même position. Dans ce cas la reconstruction semble ici satisfaisante.

### 11.9.5 Spectre de $\chi^2$

Je place ensuite le spectre de  $\chi^2$  (figure 11.8) : les spaxels du cube contenant la contribution de chaque voxel  $(x, y, \lambda)$  au  $\chi^2$  sont additionnés. Cela permet de voir la contribution au  $\chi^2$  et d'identifier la gamme de longueur d'onde qui y contribue le plus. Cela peut permettre d'identifier un rayon cosmique mal soustrait ou un spaxel défectueux (par exemple les spaxels correspondant à des colonnes mortes du CCD ressortent sur ce graphique de manière appuyée pour les sources faibles telles que les supernovae).

Dans le cas que nous étudions, le spectre de  $\chi^2$  permet de faire apparaître un comportement étrange d'un spaxel qui biaise forcément un peu l'ajustement de la PSF.

### 11.9.6 Position et largeur à mi-hauteur

Dans la grande majorité de mes PSF, la position et les largeurs à mi-hauteur varient en fonction de la longueur d'onde. Pour la position, aucune continuité n'est attendue entre les deux voies (par construction la lumière n'arrive pas au même endroit sur l'instrument) ; je compare donc juste la position au spaxel le plus brillant pour chaque longueur d'onde.

En revanche, les largeurs à mi-hauteur devraient être continues entre le bleu et le rouge pour des effets purement atmosphériques. En pratique, cela arrive assez rarement pour les ailes de la PSF, mais le coeur vérifie relativement souvent cette propriété.

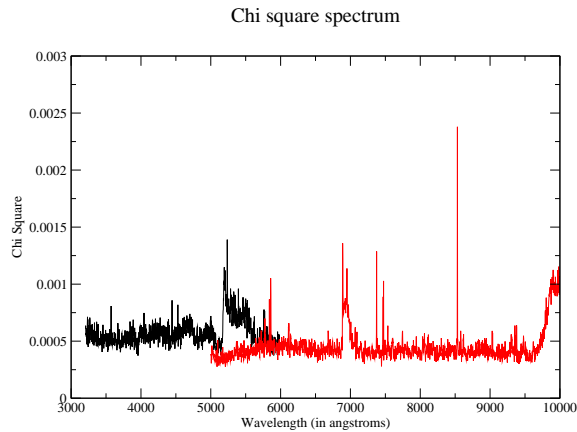


FIG. 11.8 – Spectre de  $\chi^2$ . On voit ici un profil étrange dans la voie rouge vers 6950 Å. Une explication de ce pic est avancée figure 11.9

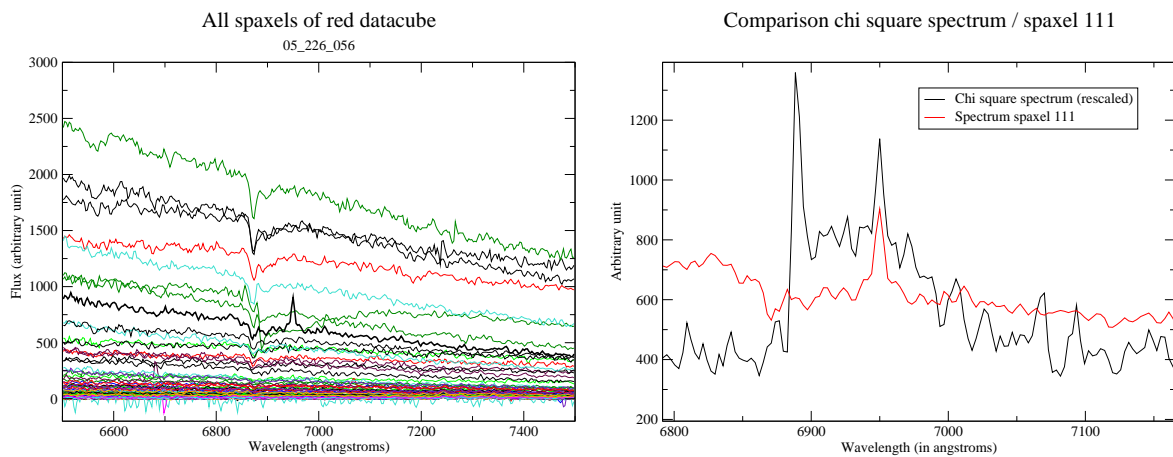


FIG. 11.9 – Tous les spectres des spaxels sont représentés sur la figure de gauche. On voit sur l'un d'entre eux un pic n'apparaissant pas de manière notable sur les autres. En comparant le spectre de ce spaxel avec le spectre de  $\chi^2$ , on constate que c'est très vraisemblablement ce spaxel qui est à l'origine du pic étrange du spectre de  $\chi^2$ . De plus, les valeurs plus importantes de  $\chi^2$  entre 6880 et 7000 Å résulte sûrement de ce pic. Ce pic est un exemple typique de ce qu'un cosmique mal rejeté peut produire.



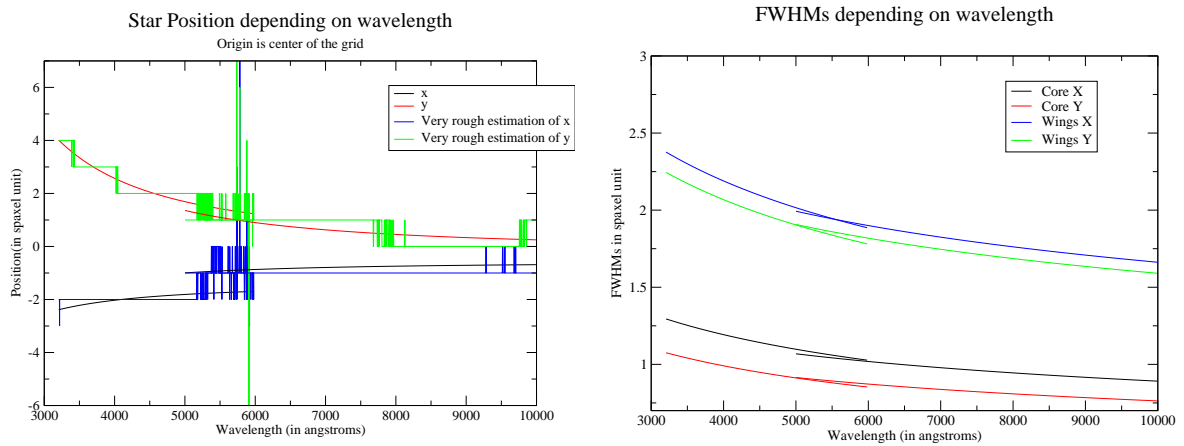


FIG. 11.10 – A gauche, reconstruction de la position du centroïde de l'étoile. Aucune continuité n'est attendue entre les deux voies. Les courbes en bleu et vert représentent une estimation simple de la position à trouver : il s'agit pour chaque bin de longueur d'onde des coordonnées des spaxels les plus brillants. A droite, reconstruction des largeurs à mi-hauteur de la PSF. Là, a priori les largeurs à mi-hauteur devraient être continues entre les deux voies. Nous sommes ici dans un cas où la continuité est remarquablement bien assurée.

## Références

- Blanc, N. (2006). Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory. Ph. D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1.
- Filippenko, A. V. (1982, August). The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. PASP 94, 715–721.
- Stetson, P. (2000, April). User's manual for DAOPHOT II.



## Chapitre 12

# Étalonnage absolu en flux en flux

L'un des principaux intérêts de SNIFS est de permettre un étalonnage absolu en flux du spectre de la supernova observée quelle que soit la qualité de la nuit. En pratique, la voie photométrique permet de monitorer la qualité de la nuit <sup>1</sup> et de choisir quel protocole appliquer. Sommairement, deux cas de figures peuvent se présenter :

1. La nuit a des conditions atmosphériques stables, au moins en partie. Les conditions atmosphériques lors de l'obtention des spectres d'une étoile standard et de la supernova sont considérées identiques ; la nuit est alors dite **photométrique**. Le but lors de telles nuits est d'obtenir un étalonnage absolu en flux précise au pourcent. Les choses actuellement ne sont pas encore clairement définies, mais nous espérons pouvoir également aller suffisamment dans le détail pour pouvoir identifier si une nuit n'a été photométrique qu'en partie (une nuit peut par exemple être très stable la majeure partie du temps et présenter quelques cirrus peu avant le lever du jour ; il est dommage alors de la qualifier de non-photométrique).
2. La nuit est instable au point de vue météorologique, on parle alors de nuit **non-photométrique**. Dans ce cas, la voie photométrique sera utilisée pour tenter de corriger de ces instabilités ; le but est alors d'obtenir une précision en flux de 3 %. Cet aspect est encore un travail en cours et rien implémenté dans le processus d'étalonnage actuellement ; je ne parlerai donc pas de l'étalonnage de nuits non photométriques ici.

### 12.1 Étalonnage lors d'une nuit photométrique - idée générale

Je vais présenter ici les différentes étapes d'étalonnage intervenant lors d'une nuit photométrique. Ces nuits sont plutôt rares : de septembre 2004 à décembre 2005 15 nuits ont été identifiées comme telles sachant que l'on observe en moyenne 3 fois par semaine (ceci dit les critères de photométrie sont toujours sous étude). Les critères utilisés pour ce choix étaient d'observer une variation de la transmission atmosphérique inférieure au pourcent par notre indicateur NQE (voir annexe C).

L'idée générale est d'observer une étoile dite standard spectrophotométrique, dont le spectre est supposé connu et calibré en flux avec précision, puis de comparer le spectre observé avec le spectre de référence. On peut alors en déduire les corrections dues aux transmissions atmosphériques et instrumentales<sup>2</sup> sous forme d'un spectre de correction. Une simple multiplication du spectre extrait de la supernova par ce spectre de correction permet d'obtenir un spectre de supernova correctement calibré en flux.

---

<sup>1</sup>Des données prises par l'instrument SkyProbe sur le télescope CFHT installé à Hawaii sont également consultées.

<sup>2</sup>De fait, un continuum intervient aussi dans la prise de données et est lui aussi soumis à la transmission de SNIFS(cf 7) ; la transmission instrumentale effective se limite donc à celle du télescope, qui n'intervient pas dans le spectre continuum.

Bien entendu, une telle représentation est schématique et est juste là pour se fixer les idées avec de regarder chaque étape en détail.

## 12.2 Décomposition analytique du spectre observé

Mettons cela en équation :

$$S_{obs}(airmass, \lambda) = \frac{S_{int}(\lambda) \cdot t_{SNIFS}(\lambda)}{S_{lampe,normalisé}(\lambda) \cdot t_{SNIFS}(\lambda)} \cdot t_{atmosphere}(airmass, \lambda) \cdot t_{telescope}(\lambda) \quad (12.1)$$

où :

- $S_{obs}$  est le spectre observé de la standard après passage dans l'atmosphère.
- $S_{int}$  est le spectre intrinsèque de la standard hors atmosphère (airmass nulle). On suppose que les tables de référence contiennent ce spectre intrinsèque.
- $S_{lampe}$  est le spectre observé de la lampe continuum. Actuellement le même continuum est utilisé pour toute la nuit.
- $t_{SNIFS}$  est la transmission de SNIFS.
- $t_{telescope}$  est la transmission de UH.
- $t_{atmosphere}$  est la transmission atmosphérique donnée à l'airmass de l'étoile observée.

Les spectres sont tous supposés être des spectres en énergie et non en photons (le spectre de la lampe est adimensionné : il a été normalisé). Il est donc d'usage de l'écrire sous la forme d'une atténuation exprimée en magnitude par airmass :

La transmission atmosphérique est supposée évoluer sous la forme :

$$t_{atmosphere}(airmass, \lambda) = 10^{-0.4 \cdot airmass \cdot ext(\lambda)} \quad (12.2)$$

où  $ext(airmass)$  est une atténuation donnée en magnitude par airmass. Ici par magnitude on entend que c'est donné en  $10^{-0.4}$  ; il n'y a pas de point zéro caché ni nécessité de convertir en photons pour y faire appel.

La formule 12.1 peut dès lors se réécrire :

$$S_{obs}(airmass, \lambda) = \frac{S_{int}(\lambda)}{S_{lampe,normalisé}(\lambda)} \cdot 10^{-0.4 \cdot airmass \cdot ext(\lambda)} \cdot t_{telescope}(\lambda) \quad (12.3)$$

Notre but est d'obtenir à partir d'une standard la quantité :

$$Correction(\lambda) = \frac{S_{lampe}(\lambda)}{t_{telescope}(\lambda)}. \quad (12.4)$$

Ainsi, en supposant la loi d'atténuation atmosphérique en fonction de la longueur d'onde connue, on pourra remonter au spectre intrinsèque  $S_{int}(\lambda)$  dans le cas des supernovae.

## 12.3 Courbe d'extinction

### 12.3.1 Introduction

Il faut connaître d'une manière ou d'une autre la courbe d'extinction pour pouvoir mener à bien la procédure précédente.

Deux choix s'offrent alors : soit utiliser une courbe publiée dans Bèland et al. (1988) soit en calculer une nous-même. La première procédure est assez risquée : en faisant une comparaison avec une courbe

obtenue par nos propres moyens on observe un désaccord certain, notamment dans le rouge où l'atténuation observée est moins forte que celle de Bèland et al. (1988) (ceci peut s'expliquer par exemple par une teneur différente en résidus volcaniques, le Mauna Kea et les volcans alentour ayant été calmes dans les 20 dernières années). Même sans cela, il n'est pas garanti que l'extinction soit exactement la même d'une nuit à l'autre (la définition d'une nuit photométrique est juste d'avoir un ciel stable ; rien n'oblige deux nuits photométriques à avoir la même atténuation !).

Courbe d'extinction publiée du CFHT

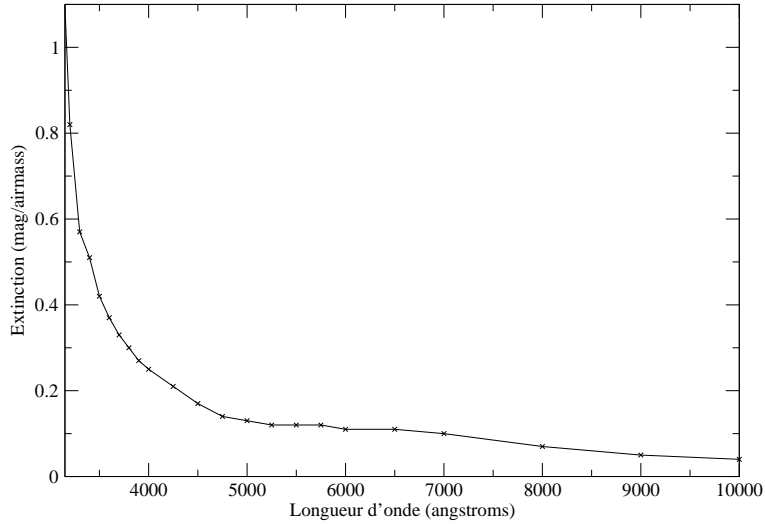


FIG. 12.1 – Courbe d'extinction publiée dans le bulletin du CFHT. Les croix correspondent au point de mesure ; une interpolation linéaire est faite entre la quinzaine de points de cet échantillon.

### 12.3.2 Principe du calcul d'une courbe d'extinction

Il faut donc déterminer nous-mêmes une courbe d'extinction. Pour cela, il faut avoir recours à deux standards, prises si possible à des airmass bien différents pour limiter les erreurs.

Soit  $S_{obs1}$  et  $S_{obs2}$  deux spectres de standards observées au cours de la nuit d'airmass respectifs  $airmass_1$  et  $airmass_2$ . Procédons au rapport de leurs deux formes analytiques en utilisant les mêmes notations qu'en 12.3 :

$$\frac{S_{obs1}(airmass_1, \lambda)}{S_{obs2}(airmass_2, \lambda)} = \frac{S_{int1}(airmass_1, \lambda)}{S_{int2}(airmass_2, \lambda)} \cdot 10^{-0.4 \cdot (airmass_1 \cdot ext(\lambda) - airmass_2 \cdot ext(\lambda))} \quad (12.5)$$

Si les deux airmass sont différents, on peut tirer de cette forme la forme générale de l'extinction  $ext(\lambda)$ , sachant qu'on suppose un comportement d'extinction linéaire en airmass.

Pour obtenir la courbe d'extinction, on a donc :

$$ext(\lambda) = -2.5 \cdot \frac{\log \frac{S_{ratio1}(airmass1, \lambda)}{S_{ratio2}(airmass2, \lambda)}}{airmass1 - airmass2} \quad (12.6)$$

où

$$S_{ratioN}(airmassN, \lambda) = \frac{S_{obsN}(airmassN, \lambda)}{S_{intN}(airmassN, \lambda)} \quad (12.7)$$

---

Dans le principe, on obtient donc ainsi la courbe d'extinction observée de la nuit. Le cas idéal est lorsqu'on fait cette exercice avec deux poses de la même standard à des airmass très différents : on réduit alors grandement les incertitudes dues aux spectres spectrophotométriques de référence.

Dès lors, tout semble joué : connaissant la courbe d'extinction pendant la nuit, on peut prendre n'importe quelle standard (y compris l'une de celles utilisées pour la détermination de la courbe d'extinction) et déterminer la quantité 12.4.

On pourra ensuite appliquer la courbe de correction obtenue à n'importe quel spectre et obtenir ainsi un spectre calibré absolument en flux corrigé des effets atmosphériques et instrumentaux (en assumant juste que l'extinction est linéaire en airmass, ce qui semble acceptable).

### 12.3.3 Calcul pratique d'une courbe d'extinction

En pratique, les choses ne sont pas si simples. . . Plusieurs étapes sont requises pour pouvoir parvenir à une courbe d'extinction correcte, et certains effets sont à prendre en compte pour chacune d'entre elles.

#### 1. Les raies telluriques

Un problème de taille concerne les raies telluriques : certaines zones contiennent des raies d'absorption atmosphérique n'ayant rien à voir avec le spectre de l'étoile observée. Ces raies intrinsèquement fines peuvent sembler larges suite à une résolution insuffisante de l'instrument : plusieurs d'entre elles se mêlent et créent alors des motifs plus larges (se référer à Stevenson (1994) pour plus de détails.).

Une correction précise de ces raies sur les spectres est à l'étude à l'IPNL (Institut de Physique Nucléaire de Lyon) ; en attendant que cela soit fait, il faut garder à l'esprit ces zones et bien en tenir compte dans les étapes de l'analyse. Pour cela, quelques zones d'apparition de ces raies ont été tirées de Stevenson (1994) et Bessell (1999) (voir figure 12.2 et le tableau 12.1 définissant les zones de raies telluriques appliquées dans SNfactory).

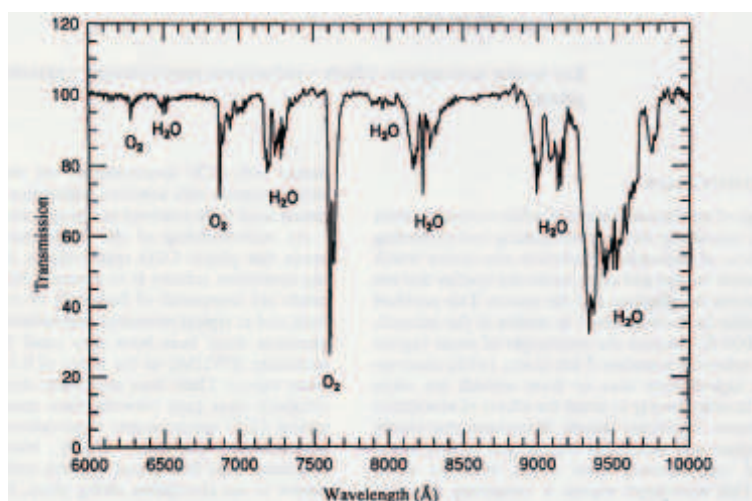


FIG. 12.2 – Raies telluriques mesurées par Stevenson (1994).

Ces zones telluriques interviendront à plusieurs reprises dans les développements suivants.

Début (angströms)	Fin (angströms)	Molécule
6850	6930	O <sub>2</sub>
7160	7335	H <sub>2</sub> O
7580	7695	O <sub>2</sub>
8125	8350	H <sub>2</sub> O
9275	9815	H <sub>2</sub> O

TAB. 12.1 – Zones de raies telluriques considérées dans cette phase de l'analyse. Ces zones seront ignorées et interpolées en ce qui concerne la détermination de la courbe d'extinction (voir texte pour plus de détails) ; à terme une correction complète de ces raies devrait être faite.

## 2. Mettre les deux spectres dans les mêmes unités

Dans le traitement classique des données, les spectres extraits sont des spectres en énergie intégrés sur le temps de poses. Les spectres de référence sont en  $ergs.s^{-1}.cm^{-2}.A^{-1}$ . Il faut donc diviser le spectre extrait pour se ramener en un spectre par unité de temps. Cette étape est loin d'être aussi triviale qu'il n'y paraît : elle suppose de connaître ce temps de pose avec exactitude. Connaître le temps de pose à la milliseconde près n'est pas facile : certaines poses se sont avérées douteuses suite à des problèmes de synchronisation entre la lecture des CCD et la commande du shutter central. Il s'ensuit des temps de pose différents entre les deux voies spectroscopiques n'est pas le même (cela n'arrive que sur des poses longues de plusieurs centaines de secondes prises avant le 7 novembre 2006, où le temps peut varier de 8 % entre les deux voies). Il faut garder à l'esprit ces limitations et éviter de faire appel à ces poses pour des opérations de précision comme l'étalonnage en flux dont il est question ici.

## 3. Dégradation de la résolution d'un des spectres

La comparaison d'un spectre observé à un spectre de référence n'est pas triviale : les deux spectres n'ont pas la même résolution ni le même échantillonnage. Il faut donc les caler l'une sur l'autre pour pouvoir faire le quotient de ces deux quantités sans faire apparaître de termes dus à la différence de résolution (voir figures 12.3).

La première étape est de dégrader la résolution du spectre le mieux résolu pour obtenir la même résolution pour les deux spectres (voir la figure 12.4). Pour cela, on convolue ce spectre le mieux résolu par une gaussienne dont le *sigma* est définie par :

$$\sigma_{convolution} = \sqrt{\sigma_{degrade}^2 - \sigma_{initial}^2} \quad (12.8)$$

où  $\sigma_{degrade}$  et  $\sigma_{initial}$  sont respectivement les résolutions en *sigma* des spectres le moins bien et le mieux résolus.

L'opération de dégradation effectivement faite peut s'écrire sous la forme :

$$FluxDegrade(\text{bin } i) = \sum_{\text{bin } j} FluxInitial(\text{bin } j) \int_{\text{bin } i} Gaussienne(\lambda - \lambda_j, \sigma_{convolution}) d\lambda \quad (12.9)$$

Une telle dégradation a un prix : les bords du spectre le mieux résolu ne sont pas utilisables (puisque'ils ne bénéficient pas de la contribution des longueurs d'onde absentes du spectre). Dans un cas idéal, le spectre de référence est le mieux résolu et aucune information n'est perdue sur ces bords ; ce n'est malheureusement pas le cas de toutes les étoiles standards spectrophotométriques utilisées par SNIFS.



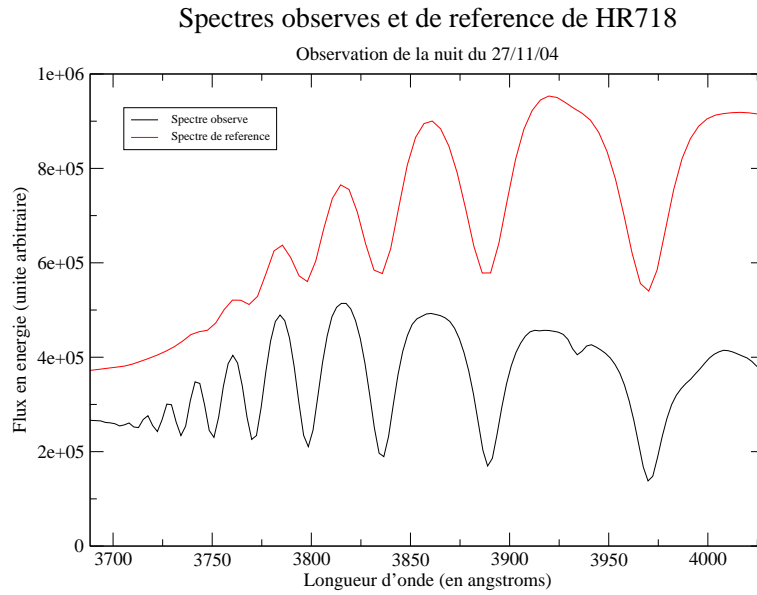


FIG. 12.3 – Illustration de la différence de résolution entre les spectres de référence et les spectres observés (une plage de longueur d'onde où cet effet est particulièrement visible a été choisie.). Ici c'est un cas où notre résolution ( $\sigma = 2.55 \text{ \AA}$ ) est meilleure que celle du spectre de référence tiré de Hamuy94

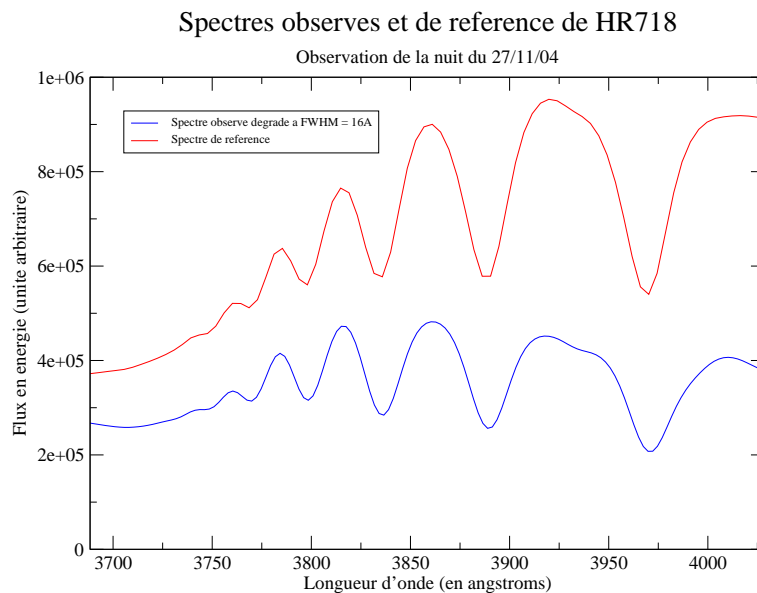


FIG. 12.4 – Même chose que 12.3 avec dégradation du spectre observé. Cette dégradation est entachée d'une incertitude : il subsiste un doute sur la résolution du spectre de Hamuy. A noter un léger mais notable décalage de longueur d'onde entre les deux spectres (nous y reviendrons par la suite).

De l'information sera néanmoins toujours perdue à cause des raies telluriques : les zones comprenant les raies telluriques ne sont pas étalées comme les autres, et le spectre après dégradation est donc moins échantillonné : les zones telluriques et celles immédiatement limitrophes sont exclues de l'échantillon (une interpolation sera appliquée pour tenir compte de ces zones). Les zones telluriques (sans la zone limitrophe cette fois-ci) seront également exclus du spectre le moins bien résolu (i.e. celui n'ayant pas subi la dégradation de résolution). Une interpolation sera faite pour compléter les valeurs des bins enlevés lors de cette étape (c'est nécessaire pour la fonction de rééchantillonnage).

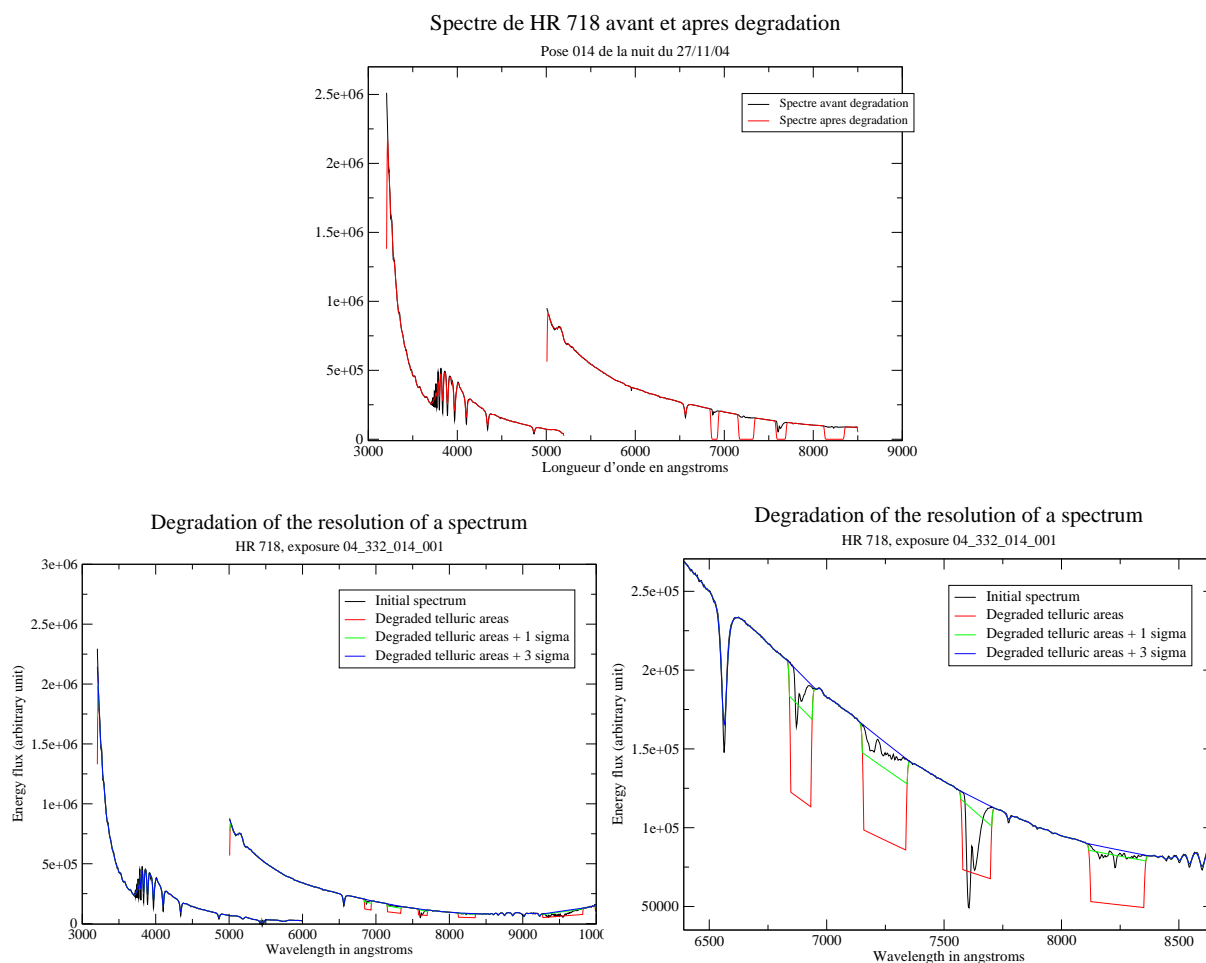


FIG. 12.5 – Illustration du problème des bords : la dégradation n'est correcte que lorsque suffisamment de points participent à chaque point de l'échantillon (figure du haut). Pour être pertinent, il faut donc ôter les régions proches des régions manquant d'informations (bord et raies telluriques) (figures du bas). Une exclusion des longueurs d'onde à  $3\sigma$  (le  $\sigma$  pris étant celui de la résolution après dégradation) des bords et des zones telluriques semble un choix raisonnable. Les spectres ci-dessus sont divisés par les lampes continuum utilisées pour le flat-field, d'où la montée importante dans la partie ultraviolette du spectre due à la couleur très bleue de la lampe continuum utilisée pour la voie bleue.

Pour être totalement réaliste physiquement, une dégradation de résolution doit suivre au mieux le processus d'intégration de l'instrument ; cela signifie ici que la dégradation doit s'opérer sur un spectre en photons et non sur un spectre en énergie. Une conversion d'énergie en photons est donc faite pour cette opération.

Il a été tenu compte lors de cette opération des raies telluriques (voir section qui leur est consacrée

précédemment).

D'un point de vue pratique, on dispose d'une résolution pour chaque voie spectroscopique de SNIFS ; les deux voies sont donc traitées séparément. Un raccordement est fait à une longueur d'onde fixée par l'utilisateur.

#### 4. Obtention d'une version bruitée

Dès que les courbes de référence ont la même résolution, il devient possible de les comparer. La formule 12.6 est en effet applicable et on obtient une courbe d'extinction sommaire, très bruitée et comportant des raies telluriques marquées (voir figure 12.6 pour en avoir une illustration). L'étape suivante va alors consister à obtenir une version lissée de cette courbe corrigée des effets telluriques (et également de l'effet important du dichroïque autour de  $5000 \text{ \AA}$  )

Courbe d'extinction non lissée de la nuit 27/11/04

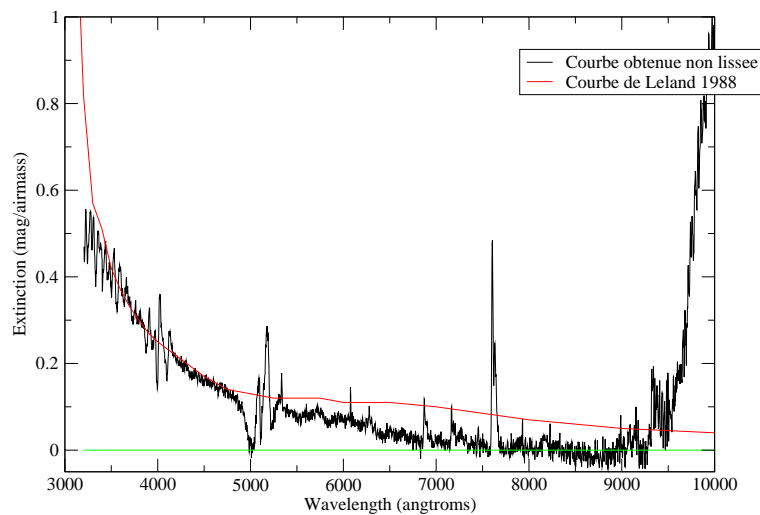


FIG. 12.6 – Courbe d'extinction brute obtenue la nuit du 27/11/04 (par choix arbitraire, le canal bleu a été utilisé jusqu'à  $5100 \text{ \AA}$  et le canal rouge au-delà. Deux poses de GD71 à airmass très différents (1.023 et 1.775) ont été utilisées ; cette standard ayant une meilleure résolution que nos spectres (elle est d'ailleurs considérée infinie), la dégradation n'a pas entraîné de pertes d'informations sur les bords. On voit très bien le problème du dichroïque dans la forme étrange autour de  $5000 \text{ \AA}$  mais également à l'origine des petites oscillations dans le bleu, qui apparaissent dès l'étape du quotient des deux spectres observés. Les raies telluriques sont également bien visible. Le rouge au-delà de  $9000 \text{ \AA}$  est très mal maîtrisé ; le problème est lié à la mauvaise description de la PSF dans ce domaine spectral (cf chapitre 14).

#### 5. Lissage de la courbe

Une dernière étape nécessaire est un lissage de la courbe : une extinction ne devrait pas manifester de bruit et tout bruit présent n'a pas de raison physique d'être appliqué lors de la correction d'airmass. A priori, on devrait s'attendre à avoir une courbe d'extinction quasiment lisse à l'issue de la procédure décrite précédemment, mais en pratique il n'en est rien, en grande partie à cause des problèmes de dichroïque. D'autres problèmes peuvent également s'être manifestés : désaccord entre le spectre observé et le spectre de référence par exemple.

Le lissage est effectué à l'aide d'une méthode de fenêtre glissante : chaque point est moyenné par les points voisins de l'échantillon. En pratique toutefois, la situation est quelque peu compliquée

par la présence de zones d'exclusion (raies telluriques, zone la plus affectée par le dichroïque). Voici donc la procédure employée :

- (a) Détermination des intervalles de longueur d'onde effectifs.
- (b) Si la fenêtre est fixée à  $n$  voisins de chaque côté, tous les points ne satisfaisant pas cette condition sont à leur tour exclu de la moyenne glissante.
- (c) Les intervalles formés de ces points ne satisfaisant pas la condition précédente sont rééchantillonnés pour ne former qu'un seul point, dont le centre est la longueur d'onde moyenne. Ce rééchantillonnage est nécessaire pour contraindre le comportement dans la partie la plus ultraviolette du spectre.
- (d) Une interpolation est faite pour reprendre le même échantillonnage que les spectres de SNIFS. L'étape 3 évite normalement un comportement aberrant pour la courbe d'extinction dans le bleu, où la courbe est très pentue ; néanmoins les points extrêmes sont à prendre avec la plus grande précaution. L'interpolation est faite avec la librairie GNU<sup>3</sup>.

La taille de la fenêtre glissante est un paramètre libre ; faire trois fois l'opération avec un rapport 3/5/3 de la largeur choisie permet d'éliminer les plus petits pics tout en gardant les variations globales (Friedman 1974). Le lissage s'opère d'ailleurs plus rapidement avec cette méthode (cf 12.7).

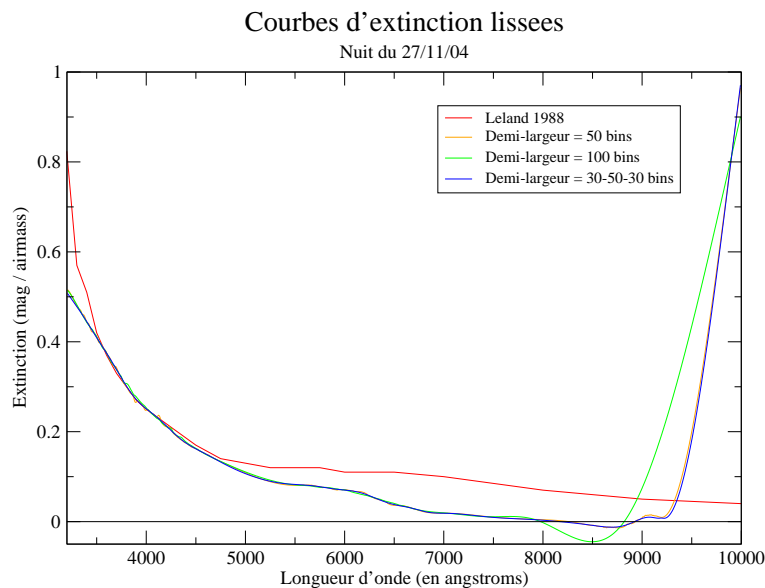


FIG. 12.7 – Même courbe d'extinction qu'en 12.6 avec le lissage effectué par trois méthodes différentes : en prenant une fenêtre de demi-largeur 50 bins, 100 bins ou en faisant trois passages avec respectivement 30, 50 et 30 bins. A chaque fois, les zones de raies telluriques et le dichroïque ont été exclus. On voit dans le bleu que le schéma 30-50-30 comporte moins d'oscillations ; de plus, la demi-largeur de 100 bins donne des résultats aberrants au-delà de 8500 Å (ceci reste explicable par les zones de raies telluriques multiples qui limitent le domaine utilisable avec une si grande demi-largeur : dans le canal rouge, un bin fait près de 3 Å !) A titre de comparaison, j'y ai également mis la courbe de Bèland et al. (1988) en rouge sur les deux graphes..

Même une fois toutes ces opérations convenablement effectuées, l'opération d'obtention d'une courbe d'extinction n'est pas simple. En effet, admettons qu'une erreur de  $n$  % entache le rapport des deux

<sup>3</sup>[http://www.gnu.org/software/gsl/manual/gsl-ref\\_26.html#SEC401](http://www.gnu.org/software/gsl/manual/gsl-ref_26.html#SEC401)

spectres dans la relation 12.6. Ce faisant, nous avons propagé une erreur de :

$$-2.5 \cdot \frac{\log(1 + n/100)}{\text{airmass1} - \text{airmass2}} \quad (12.10)$$

Plus la différence d'airmass est grande, plus ce terme est petit (surtout qu'une différence d'airmass grande est de l'ordre de 0.8 ; des différences d'airmass inférieures à 0.1 ne sont pas inhabituelles au sein d'une même nuit.). Dans les faits, la fonction créant les courbes d'extinction ne le fait que pour une différence d'airmass supérieure à un certain seuil fixé par l'utilisateur (0.3 par défaut).

Comme nous le verrons dans le chapitre 15, un offset très visible est créé dès un écart de 2-3% (un tel écart est fréquent entre les extractions par une fonction de Moffat et une extraction par une double gaussienne). Obtenir une courbe d'extinction fiable demande donc deux standards à airmass très différents pour lesquelles l'extraction est sûre et demande de surcroît de pouvoir être sûr de la photométrie de la nuit. . C'est pourquoi dans la plupart des nuits traitées au chapitre 15, l'extinction de Bèland et al. (1988) a été utilisée, même si dans les quelques cas où une courbe d'extinction fiable a été obtenue la dispersion des courbes de correction est réduite en utilisant une extinction trouvée la même nuit.

### 12.3.4 Terme gris de l'extinction

De fait, si nous regardons les quelques courbes d'extinction du chapitre 15, on voit que la forme obtenue est bien souvent la même, avec juste un offset entre les différentes courbes obtenues (voir à cet égard la figure 15.2). Il semblerait donc que lorsqu'il y a un changement de conditions atmosphériques, notamment entre les deux poses de standard utilisées pour le calcul de l'extinction, l'effet soit juste un décalage de l'amplitude ne dépendant pas de la longueur d'onde ; c'est ce qu'on appelle un terme "gris".

La formule 12.6 supposait que les poses 1 et 2 étaient prises dans les mêmes conditions. C'est également ce qui est supposé pour le calcul des courbes d'extinction du chapitre 15 : on y fait l'hypothèse que la nuit est photométrique suite au diagnostic de NQE (voir annexe C). Supposons qu'un nuage passe au moment de la pose 2. Le spectre observé pour la pose 2 sera atténué d'un facteur  $\alpha < 1$  par rapport à la pose 1 (ce terme étant supposé gris).

Si on considère  $S_{ratio1}$  et  $S_{ratio2}$  les spectres observés dans les conditions de la pose 1, la formule 12.6 se réécrit alors :

$$\begin{aligned} ext(\lambda) &= -2.5 \cdot \frac{\log \frac{S_{ratio1}(\text{airmass1}, \lambda)}{\alpha \cdot S_{ratio2}(\text{airmass2}, \lambda)}}{\text{airmass1} - \text{airmass2}} \\ &= -2.5 \cdot \frac{\log \frac{S_{ratio1}(\text{airmass1}, \lambda)}{S_{ratio2}(\text{airmass2}, \lambda)}}{\text{airmass1} - \text{airmass2}} + 2.5 \cdot \frac{\log(\alpha)}{\text{airmass1} - \text{airmass2}} \end{aligned} \quad (12.11)$$

La formule ci-dessus illustre que si un nuage est une contribution grise, alors l'effet sur la courbe d'extinction est bien d'induire un offset : comme le calcul de l'extinction assume une nuit photométrique, nous ne mesurerons pas l'extinction proprement dite mais l'extinction à un offset près. Cet offset pourrait être déterminé indirectement par la voie photométrique ; il est donc envisageable de pouvoir établir une extinction même lors de nuits non photométriques sous l'hypothèse que la variation d'atténuation est grise.

Les courbes d'étalonnage en flux du chapitre 15 prises au sein d'une même nuit sont très souvent quasi-parallèles, signe que leur forme générale est la même. Cela semble donc corroborer l'hypothèse faite ici d'une extinction grise.

## 12.4 Courbe de correction

Une fois la courbe de correction en airmass connue, il est facile de déterminer pour chaque standard de la nuit une courbe de correction. En effet, en utilisant 12.3 on peut alors obtenir 12.4 en appliquant ces expressions à une standard spectrophotométrique de la nuit (pour lesquelles les deux spectres  $S_{obs}$  et  $S_{int}$  sont supposés connus).

La courbe de correction se retrouve alors directement par l'équation :

$$Correction(\lambda) = \frac{S_{int}(\lambda)}{S_{obs}(\lambda)} \cdot 10^{-0.4 \cdot airmass \cdot ext(\lambda)} \quad (12.12)$$

Les étapes de d'ajustement de la résolution et de lissage décrites dans la section 12.3.3 sont toujours de mise ici pour le quotient entre les deux spectres.

Les spectres intrinsèques des supernovae peuvent être alors déterminés en appliquant une nouvelle fois ces deux équations à la supernova ; le facteur  $Correction(\lambda)$  étant supposé constant sur une nuit photométrique (qui est le cadre dans lequel on se place ici). La prochaine section comparera les corrections obtenues par différentes standards d'une même nuit, pour voir quelle précision est atteinte effectivement (sachant que le but de SNfactory est d'atteindre une précision de l'étalonnage absolue en flux de 1 %, cf chapitre 6).

## 12.5 Problème des tables de référence

Plusieurs problèmes se posent avec les tables de référence dont nous disposons.

Tout d'abord, on observe notamment un décalage en longueur d'onde entre les pics d'absorption d'un spectre observé par SNIFS et un spectre de référence. Ce décalage est loin d'être négligeable : des différences allant jusqu'à 5 Å ont été observées (cf figure 12.8) ! Cet effet est plus visible dans le bleu que dans le rouge ; le soupçon se porte plutôt sur l'étalonnage en longueur d'onde de la table de référence utilisée étant donné les écarts entre deux références différentes.

Un autre problème des tables utilisées concerne la résolution : il n'est pas facile de démêler exactement la résolution réelle des spectres, et de pouvoir faire la dégradation en toute quiétude. Les figures illustrant l'extinction dans les sections précédentes sont réalisées à partir de GD71, une standard pour laquelle on dispose d'une table de référence très bien échantillonnée, avec une résolution considérée infinie. Dans les sections suivantes, où l'extinction sera étendue à d'autres cas qu'un cas idéal (table avec résolution bien déterminée et bien meilleure que celles de SNIFS ; utilisation de la même étoile deux fois permettant d'éliminer de facto la table dans le calcul de l'extinction), des tables de références établies par Blanc (2006) seront utilisées ; les résolutions ont été déterminées d'après les articles dont elles proviennent. Ces problèmes soulignent la nécessité d'un travail de fond sur les standards spectrophotométriques.

## 12.6 Conclusion

Avec ce qui a été décrit dans ce chapitre, nous sommes en mesure de calibrer absolument en flux nos spectres lors des nuits photométriques, pourvu que nous disposions de 2 standards prises avec une différence d'airmass importante.

Le chapitre 15 a été dédié à cette tâche : toutes les nuits SNIFS 2004-2005 estimées photométriques ont été étudiées, avec pour chacune d'elles l'obtention de toutes les courbes d'extinction et d'étalonnage en flux possibles respectant les critères énoncés dans ce chapitre (notamment concernant la différence d'airmass pour l'extinction). Dans un cas parfait, nous devrions obtenir la même courbe de correction

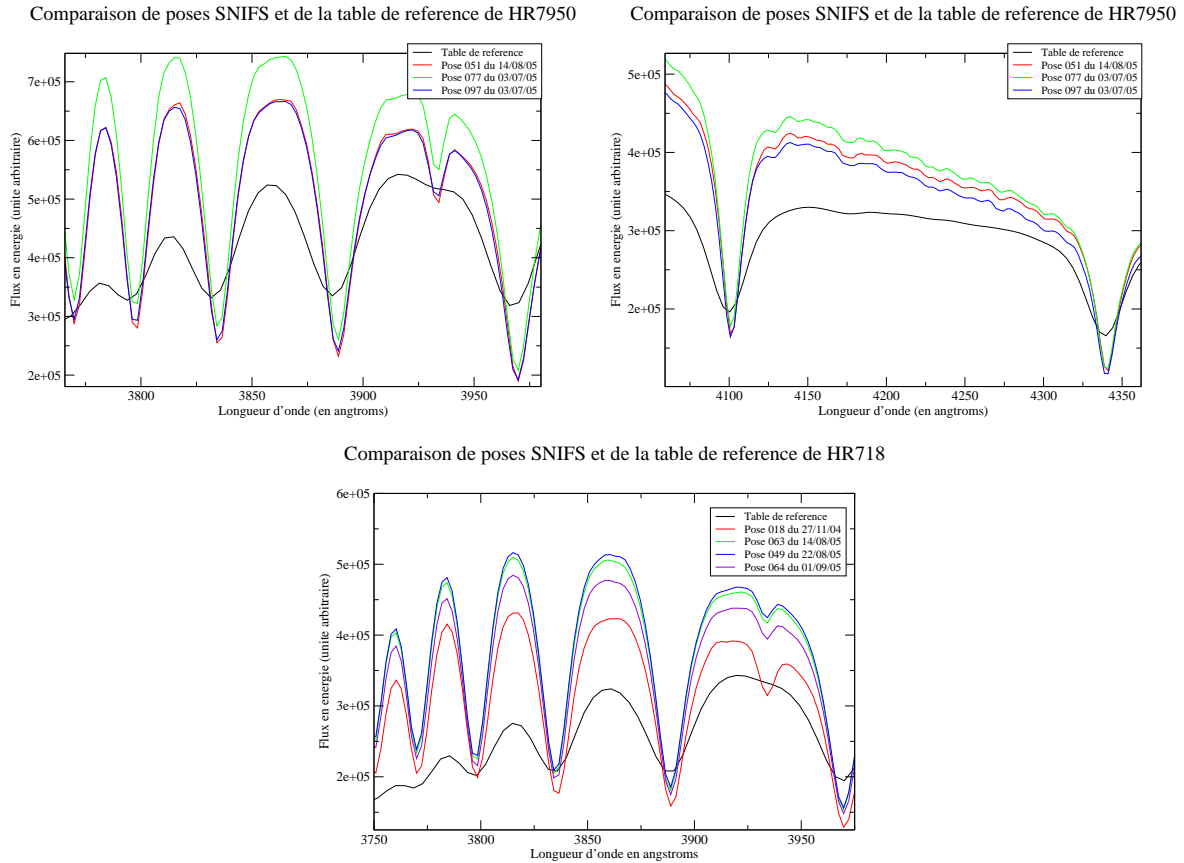


FIG. 12.8 – Illustration du décalage d'étalonnage en longueur d'onde entre un spectre de référence et plusieurs poses de SNIFS obtenues sur plusieurs nuits. En haut à gauche se trouve la comparaison pour HR7950 entre 3750 et 4000 Å, où l'effet est particulièrement visible : on observe un décalage de l'ordre de 5 Å entre les spectres observés et la table de référence. En haut à droite se trouve la même comparaison pour une zone différente ; l'effet est bien moins important (l'écart est de moins de 2 Å) : cet effet n'est donc pas indépendant de la longueur d'onde. En bas se trouve le même intervalle pour une autre standard (HR718) : l'effet est absent ou peu marqué. Ceci laisse penser que le problème provient de l'étalonnage des spectres de référence plutôt que de la nôtre : l'effet devrait être observé dans les mêmes proportions si le problème venait uniquement de l'étalonnage en longueur d'onde de SNIFS. Les spectres de SNIFS sont en accord entre eux pour chacune des deux standards observées, et certaines nuits sont communes aux deux. Ces comparaisons ont été effectuées sans dégradation de résolution, mais l'effet est le même si on égalise toutes les résolutions. Ces deux standards proviennent de la même source et ont la même résolution. Le niveau de flux est arbitraire et n'est pas le même pour la table de référence des deux figures du haut.

pour une nuit donnée : si la nuit est vraiment photométrique n'importe quel jeu de standard devrait permettre d'établir ces courbes avec précision. Inversement, cette étude permettra de quantifier l'efficacité de notre étalonnage en flux (sachant que l'objectif est une précision au pourcent).



---

## Références

- Bèland, S., O. Boulade, and T. Davidge (1988, June). The Extinction Curve at Mauna Kea in the Visible Range. Bulletin d'information du telescope Canada-France-Hawaii 19, 16–16.
- Bessell, M. S. (1999, November). Spectrophotometry : Revised Standards and Techniques. PASP 111, 1426–1433.
- Blanc, N. (2006). Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory. Ph. D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1.
- Friedman, J. H. (1974). Data analysis techniques for high energy particle physics. In Proceedings of the 1974 CERN School of Computing, Godoysund (Norway). CERN Report 74-23.
- Stevenson, C. C. (1994, April). Penetrating the Fog - Correcting Groundbased CCD Spectroscopy for Telluric Absorption. MNRAS 267, 904–+.

## **Quatrième partie**

# **Mise en pratique de CubExtrac sur données simulées et réelles**



# Chapitre 13

## Première analyse des résultats des programmes de simulation et d'extraction

### 13.1 Validation du principe d'extraction par CubSim

#### 13.1.1 Introduction

La principale utilisation de CubSim a été de vérifier que dans un cas idéal, l'extraction est à même de restituer convenablement avec une précision optimale et sans biais le spectre donné en entrée. De ce fait, ce fut un outil de mise au point très précieux, permettant de mettre en évidence puis d'éliminer tous les problèmes liés au code d'extraction proprement dit.

Outre ce rôle de test, CubSim a également servi à modéliser certains effets soupçonnés et de les quantifier, pour avoir une idée de l'influence qu'ils avaient sur l'extraction du spectre. Ce fut par exemple le cas pour la variation d'airmass lors de poses longues ou pour estimer l'erreur faite en prenant comme variance la variance du signal mesuré. Ces points seront abordés dans le reste de ce chapitre.

#### 13.1.2 Extraction d'un cube simulé sans bruit - même PSF pour la simulation et l'extraction

Simuler un cube sans bruit ajouté (la variance est alors prise égale au signal) avec une PSF puis l'extraire avec une PSF de la même forme permet de vérifier que le modèle de la PSF est cohérent. Ceci n'a rien d'évident : les PSFs utilisées dans le code furent de plus en plus complexes et le risque de dégénérescence est d'autant plus présent que le nombre de paramètres est grand. Il était donc important de vérifier à chaque fois qu'un nouveau modèle était introduit qu'il était au moins cohérent. Dans la méthode utilisée, il faut également fournir les dérivées de la PSF par rapport aux différents paramètres de l'ajustement ; ce test est un bon moyen de vérifier qu'il n'y a aucun problème concernant ces dérivées.

Pour ces tests, j'ai utilisé des paramètres crédibles pour les PSF simulées, directement inspirés de paramètres obtenus après extraction d'un cube sur des données observées. Les conditions initiales pour ces paramètres sont celles explicitées dans la section 11.6.

J'ai fait cet exercice pour chacune de mes PSFs ; pour les PSFs les plus élaborées, j'ai fait appel à une procédure de minimisation en deux temps (voir 11) pour me rapprocher le plus possible de la procédure réelle.

Pour ces extractions, j'ai à chaque fois laissé la liberté maximale : le nord et l'airmass par exemple peuvent varier.

Le résultat étant toujours du même type, je n'ai mis ici qu'un seul exemple : une double gaussienne (Psf 39 selon la classification du tableau 11.2). Toutes les autres psf détaillées dans le chapitre 11 offrent

exactement le même comportement face à ce test (à une exception près qui fera l'objet de la section 13.3), pourvu que les conditions initiales soient raisonnables (avec des conditions initiales trop éloignées l'ajustement prend plus de temps et peut même diverger. L'ajustement est cependant assez robuste grâce à la procédure de correction automatique décrite dans la section 11.3.3). En pratique, les conditions initiales par défaut de la minimisation conviennent dans la majeure partie des cas.

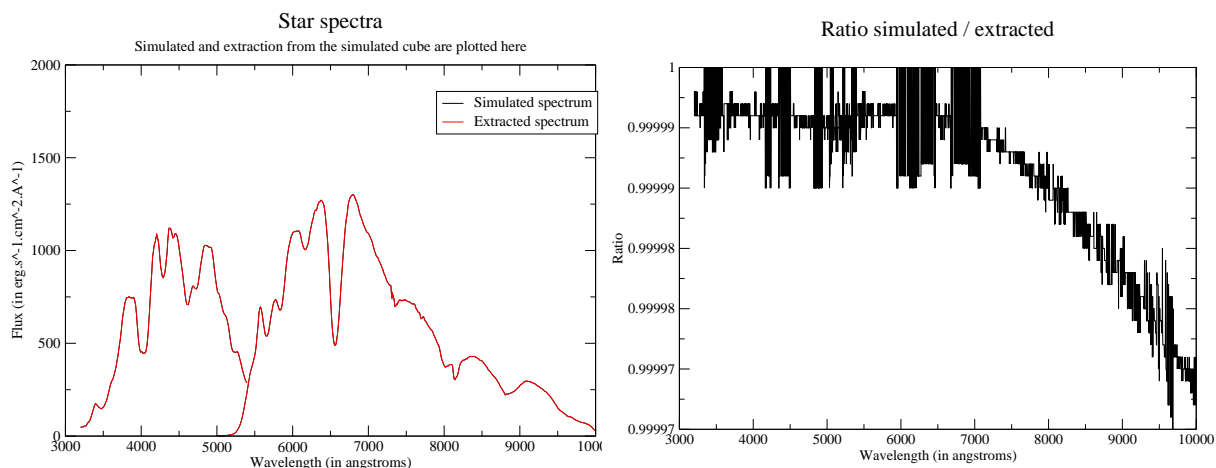


FIG. 13.1 – *Extraction bleue et rouge d'un cas idéal : aucun bruit n'est ajouté et la PSF utilisée pour l'extraction et la simulation est la même. L'étoile est ici centrée et l'airmass est assez élevé (1.5) Je n'ai ici mis que les spectres et le quotient spectre simulé divisé par spectre extrait ; toutes les autres quantités telles la variation des largeurs à mi hauteur des gaussiennes ou la position de la supernova sont restituées avec très grande précision. La très faible différence observée provient de la coupure demandée : j'ai imposé la convergence à  $\Delta\chi^2 \leq 10^{-8}$ .*

## 13.2 Choix de PSF

### 13.2.1 Nécessité de la description des ailes

Nous avons introduit dans la section 11.5 deux familles de PSF : les fonctions de Moffat et les double gaussiennes. Les deux sont censées pouvoir décrire à la fois le coeur et les ailes de la PSF.

La justification de la description des ailes n'avait toutefois pas été abordé dans cette section, dont le but était d'introduire les deux PSF utilisés.

Tout d'abord, CubSim nous permet d'estimer l'intérêt d'une double gaussienne et d'illustrer les limitations de la description de la simple gaussienne. Un cube a été simulé avec des paramètres de PSF double gaussienne réalistes (inspirés de paramètres obtenus par CubExtract sur les données). Une extraction du cube par une PSF simple gaussienne (Psf38 - voir tableau 11.2) montre une différence en flux de l'ordre de 13 % entre les deux extractions ; la forme du spectre est distordue par cette extraction. Dans cet exemple, le flux global du cube est bien restitué : le flux manquant pour la supernova a été interprété comme du ciel.

Sur des données, la différence entre simple et double gaussienne est notable : le différence de flux se chiffre entre 7 et 10 % sur l'exemple pris figure 13.3. La situation est pire dans le bleu, où la forme du spectre est modifiée entre les deux descriptions. Une comparaison aux données réelles montre que le meilleur accord est obtenu pour la double gaussienne ; on voit notamment que mis à part dans les longueurs d'onde proches des bords des deux voies (voir section 13.8 pour une analyse de ces zones), il n'y a pas de variation forte de la part du flux reconstruite en fonction de la longueur d'onde. Une telle comparaison sur n'importe quel jeu de données donne le même type de résultats, confirmant la nécessité de description des ailes de la PSF.

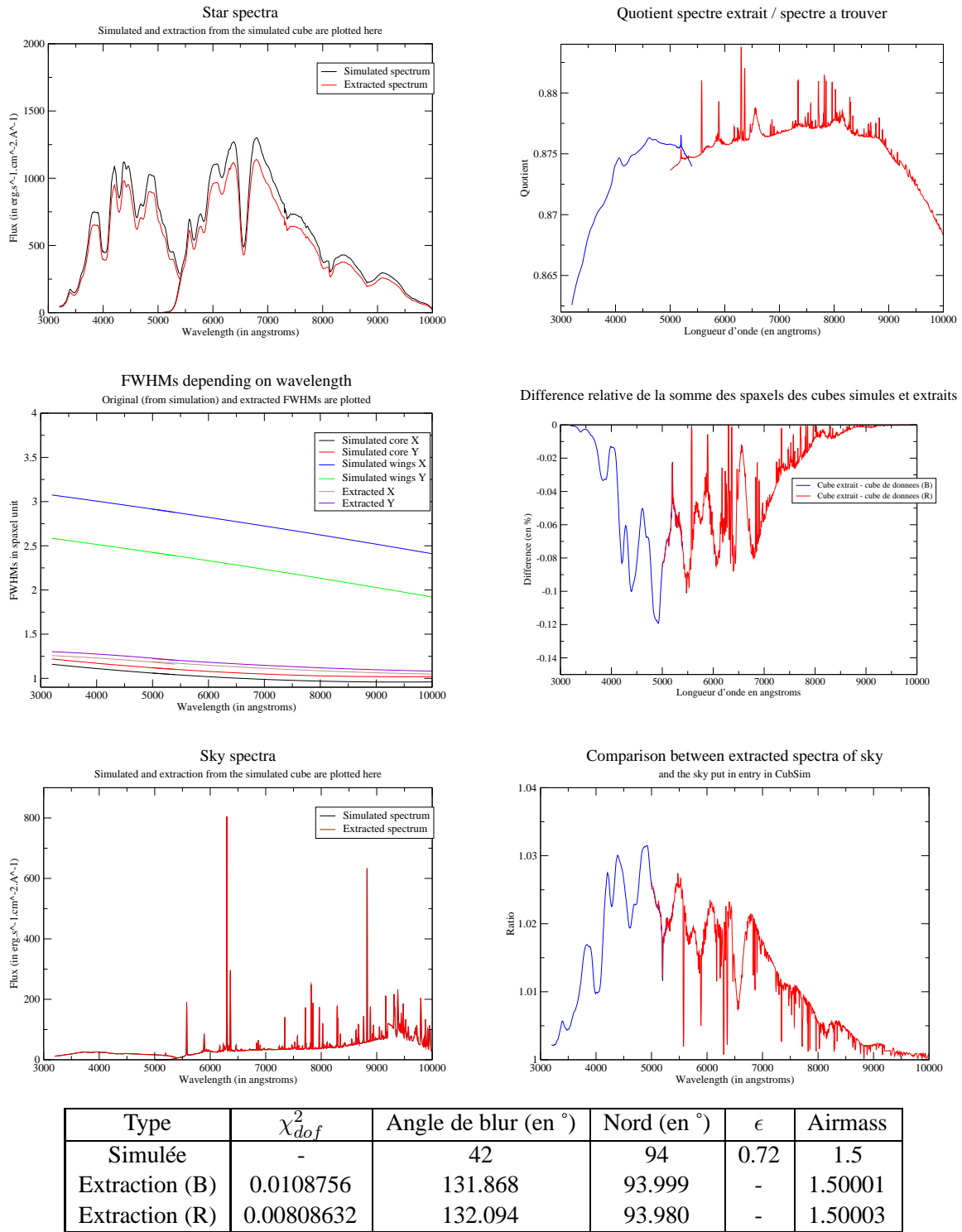


FIG. 13.2 – Extraction d'un cube simulé avec une double gaussienne (Psf39) par une simple gaussienne (Psf38). En haut, comparaison du spectre extrait par une simple gaussienne et du spectre simulé ; on voit qu'environ 13 % du flux est perdu. Au milieu à gauche, comparaison des largeurs à mi-hauteur mises en entrée de la simulation et extraites. On voit que l'extraction a compensé en augmentant la largeur à mi-hauteur de la PSF représentant le coeur ; le signal reconstruit au pour mille le signal observé dans le cube de données. L'explication est que ce qui n'a pas ou mal été compensé par le changement de forme de la PSF a été absorbé dans le ciel (figures du bas). On voit apparaître très clairement l'influence du spectre de la supernova dans le quotient spectre extrait sur spectre à trouver.

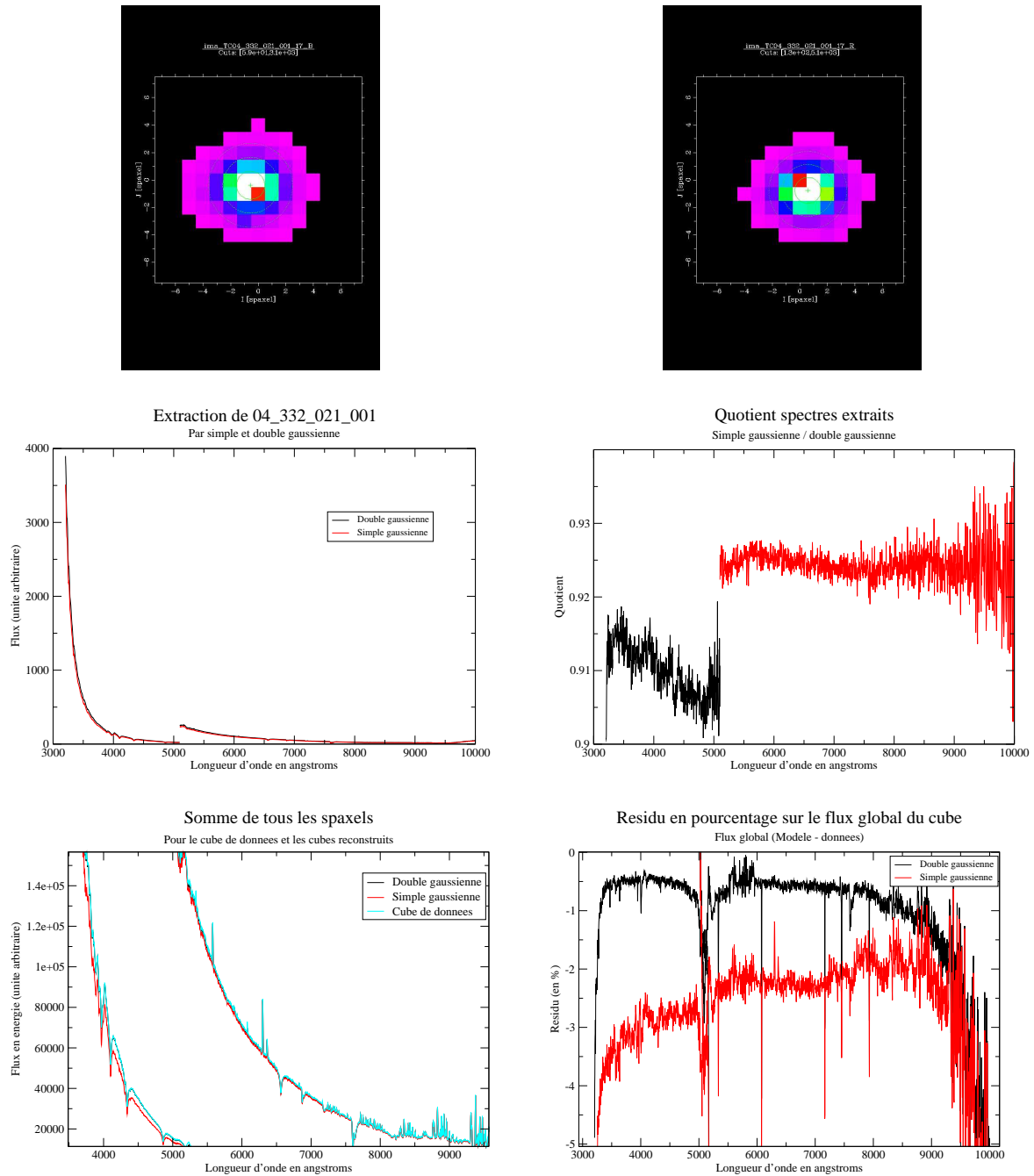


FIG. 13.3 – Comparaison des extractions d'un cube de données par des fonctions simple et double gaussienne dans le cas d'une pose de GD71 du 27 novembre 2004 (airmass 1.02577). En haut, l'image 2D des cubes bleu et rouge. Au milieu, les spectres obtenus dans chacun des deux cas et l'écart relatif entre eux. On remarquera une différence comprise entre 7 et 10 % dans ce cas. En bas, comparaison de la somme de tous les spaxels entre le cube de données et les cubes reconstruits. On voit que l'accord est bien meilleur avec une double gaussienne qu'avec une simple (nous reviendrons section 13.8 sur la zone problématique au-dessus de 8500 Å). La forme de la somme des spaxels est également mieux conservée avec une double gaussienne (pas de pente comme pour la simple gaussienne).

### 13.2.2 Comparaison fonction de Moffat/double gaussienne

A priori, le flux d'une étoile s'étend bien au-delà du "seeing", et la fonction de Moffat est mieux à même de reproduire un tel comportement : à largeur à mi-hauteur comparables, une fonction de Moffat s'étend plus loin qu'une double gaussienne. Elle est également mieux à même de rendre compte des fonctions très piquées au centre.

Pourtant, si l'on regarde les résultats du tableau 15.1 donnant les résultats des extractions de plusieurs nuits 2004-2005, la fonction de Moffat (Psf17) semble moins bien reproduire les données dans la plupart des cas que les fonctions double gaussienne (mieux vaut comparer à la Psf42, qui possède le même type de variation pour les largeurs à mi-hauteur que la fonction de Moffat).

Cela peut s'expliquer par l'importance du ciel dans les spaxels : étant donné qu'une Moffat s'étend plus qu'une double gaussienne, il est plus difficile de séparer la part du signal de l'étoile de celle appartenant au ciel pour le champ faible ( $6'' \times 6''$ ) de l'IFU de SNIFS.

La plupart des quelques cas où la fonction de Moffat se comporte mieux que les double gaussiennes sont d'ailleurs des extractions de fonction HR, qui sont des étoiles très intenses et donc ne nécessitant qu'une seconde de pose. Pour de telles poses, le fond du ciel est quasi-inexistant et la forme de la PSF n'est pas moyennée et est donc loin d'être gaussienne, avec un pic au centre qu'une double gaussienne n'est pas à même de reproduire.

## 13.3 Choix de variation en longueur d'onde des largeurs à mi-hauteur des PSF

Nous avons introduit dans la section 11.5.4 deux types de variation pour les largeurs à mi-hauteur : une variation en loi de puissance et une variation polynomiale. La variation en loi de puissance était suggérée par le modèle d'atmosphère de Fried, tandis que la loi polynomiale (typiquement d'ordre 2) permet un plus grand nombre de formes que la loi en puissance - et permet de reproduire une loi en puissance si besoin est.

Comme nous le verrons dans la section 13.5 consacré à la variation d'airmass au cours d'une pose longue, il est probable qu'une partie des degrés de liberté donnés pour la variation des largeurs à mi-hauteur provienne d'une compensation de la variation d'airmass au cours de la pose. Cette contribution n'ayant aucune raison de suivre une loi en puissance, il semble plus logique de choisir la relation polynomiale d'ordre 2 d'origine plus empirique.

Si l'on compare les extractions obtenues par ces deux types de variation pour des étoiles standards (voir par exemple les résultats de l'extraction des standards des nuits photométriques 15.1 ; la Psf39 est une double gaussienne avec variation polynomiale des largeurs à mi-hauteur et Psf42 une double gaussienne avec variation en loi de puissance), on observe souvent un  $\chi^2_{dof}$  meilleur pour les extractions avec une variation polynomiale, parfois avec un écart important entre les deux  $\chi^2$  réduits.

Cependant, lorsque ces PSF ont été appliquées à des supernovae il s'est avéré que la variation polynomiale n'est pas sans risques. Certains cas, comme la pose 045\_001 présentée dans la section 14.3, montrent une reconstruction du spectre plutôt mauvaise. Des tests sur simulation ont permis d'isoler le phénomène à l'origine du problème : il intervient quand à un moment ou à un autre les largeurs à mi-hauteur du coeur croisent les largeurs à mi-hauteur des ailes. Cela n'arrive pas dans les poses pour lesquelles le signal est fort : en effet en conditions initiales les largeurs à mi-hauteur des ailes de la PSF sont prises deux fois plus importantes que celles du coeur, et si la PSF est réaliste la description des ailes est bien distincte de celles des ailes et il n'y a pas de raisons d'obtenir un croisement entre les largeurs à mi-hauteur durant le processus itératif. En revanche, dans le cas où le signal est plus faible, si lors d'une itération les largeurs à mi-hauteur se croisent une dégénérescence apparaît et la situation est inextricable



---

pour CubExtrac.

Un cube a été simulé volontairement avec croisement de ses largeurs à mi-hauteur coeur/ailes. On voit figure 13.4 que CubExtrac ne rend compte qu'imparfaitement de son spectre (d'autant plus que nous sommes ici dans un cas sans bruit ajouté et que la même PSF est utilisée dans la simulation et l'extraction ; dans cette configuration toutes les extractions - sauf celle-ci - rendent compte du spectre initial avec une erreur liée à l'imprécision numérique de l'ordinateur (voir figure 13.1)).

Une conséquence pratique est qu'un polynôme d'ordre 2 est inutilisable dans le cas des supernovae, pour lesquelles les flux souvent faibles n'apportent pas une contrainte suffisante. Une variation en loi de puissance a donc été choisie pour les extractions de supernovae ; la même loi a été utilisée pour les standards de calibration par cohérence, même si pour des standards cette variation est moins satisfaisante qu'une variation polynomiale d'ordre 2.

### 13.4 Problème de corrélation du $\chi^2$ avec le flux

Un problème majeur rencontré par CubExtrac concerne les valeurs de  $\chi^2$  mesurées. Ces  $\chi^2$  s'avèrent difficilement interprétables en terme de probabilité : pour les étoiles standards la probabilité du  $\chi^2$  serait systématiquement nulle, tandis que pour les supernovae elle serait toujours de 1. Il existe de fait une corrélation assez nette entre la valeur du  $\chi^2$  obtenu par CubExtrac et le signal sur bruit, comme l'illustre la figure 13.5.

Cette évolution s'observe également pour les poses de Feige 56 prises à différents temps de pose étudiées dans le chapitre 14 (voir figure 13.6) ; cela prouve que le paramètre corrélé est bien le signal sur bruit plutôt que le temps de pose (auquel cas on aurait pu soupçonner un effet lié à la quantité de ciel présente dans la pose).

Ce problème signifie plusieurs choses :

- Pour les poses à grand signal sur bruit, la Psf observée est très difficile à décrire parfaitement avec les degrés de liberté considérés ici.
- Pour les signaux sur bruit plus faibles, il semble que notre variance est surévaluée.

### 13.5 Variation d'airmass lors des poses longues

Dans notre modèle, la réfraction différentielle est représentée simplement : la direction de cette réfraction (ou angle parallactique) et l'airmass s'obtiennent par la lecture de quelques mots-clés, et au maximum 2 paramètres sont impliqués dans l'ajustement : la direction du nord et la valeur de l'airmass.

Le problème est que même si la relation utilisée (explicitée section 10.3.1) était exacte, elle dépend directement de l'airmass de l'objet étudié. Or lors d'une pose longue l'airmass et l'angle horaire (à partir duquel s'obtient l'angle parallactique) varient en raison du mouvement orbital de la Terre. Cette variation peut être loin d'être négligeable sur des temps de pose de l'ordre du millier de secondes, particulièrement si l'objet était initialement déjà loin du zénith. Cela a des effets à la fois sur l'angle parallactique et sur l'amplitude du décalage. Il devient alors extrêmement complexe de modéliser correctement cet effet ; nous avons fait l'approximation de laisser la direction du nord libre (laissant à l'algorithme le soin de déterminer un angle parallactique "moyen") et de prendre pour airmass l'airmass en milieu de pose (jusqu'à juillet 2006 c'est l'airmass initial qui est stocké dans le header des fichiers FITS ; pour les données antérieures j'ai donc remplacé ce mot-clé par la valeur au milieu de pose). Un tel choix est motivé par quelques observations sur des données simulées dans l'approche simple explicitée figure 13.7 ; quelques tests ont permis de montrer une bien meilleure extraction avec l'airmass médian qu'avec l'airmass initial.

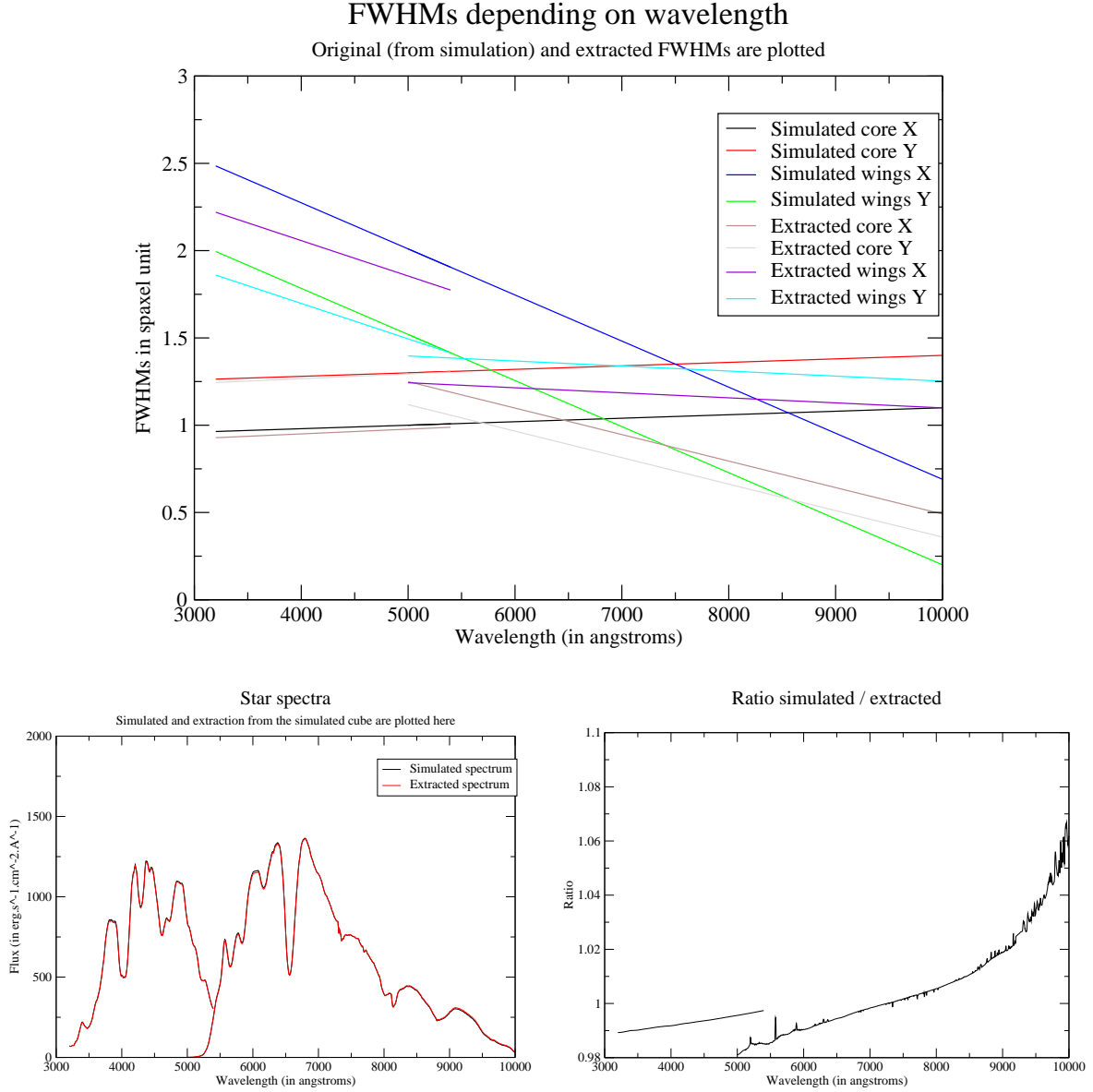


FIG. 13.4 – Mise en évidence du problème de croisement des largeurs à mi-hauteur coeur et ailes. Ce cas est volontairement très simple : les variations sont des polynômes d'ordre 1 et l'étoile est placée au zénith (i.e. airmass = 1 donc pas de réfraction différentielle à prendre en compte.). Aucun bruit n'a été ajouté au signal. En haut, les largeurs à mi-hauteur simulées et extraites, avec croisement des largeurs à mi-hauteur simulées. On voit que nous avons ici volontairement simulé un croisement entre largeurs à mi-hauteur du coeur et des ailes, comme cela peut arriver dans les itérations de CubExtract en cas de faible signal sur bruit. L'écart à la "réalité" est passablement important, d'autant plus que pour toutes les autres tests en cas idéal on trouve exactement les données mises en entrée, à l'imprécision numérique près (voir figure 13.1). En bas, les spectres simulés et extraits et leur quotient. La précision n'est pas extraordinaire pour un cas idéal : elle n'est que de l'ordre de 1 % pour le bleu et de quelques pourcent pour le rouge. Les  $\chi_{dof}^2$  sont respectivement de  $8.32482 \cdot 10^{-05}$  pour le bleu et  $0.00233359$  pour le rouge, ce qui est loin des  $10^{-10}$  que l'on peut atteindre facilement dans des cas idéaux. Sur d'autres cas plus complexes, ces imprécisions peuvent être bien pire et l'erreur sur le flux peut être de l'ordre de 50 %.

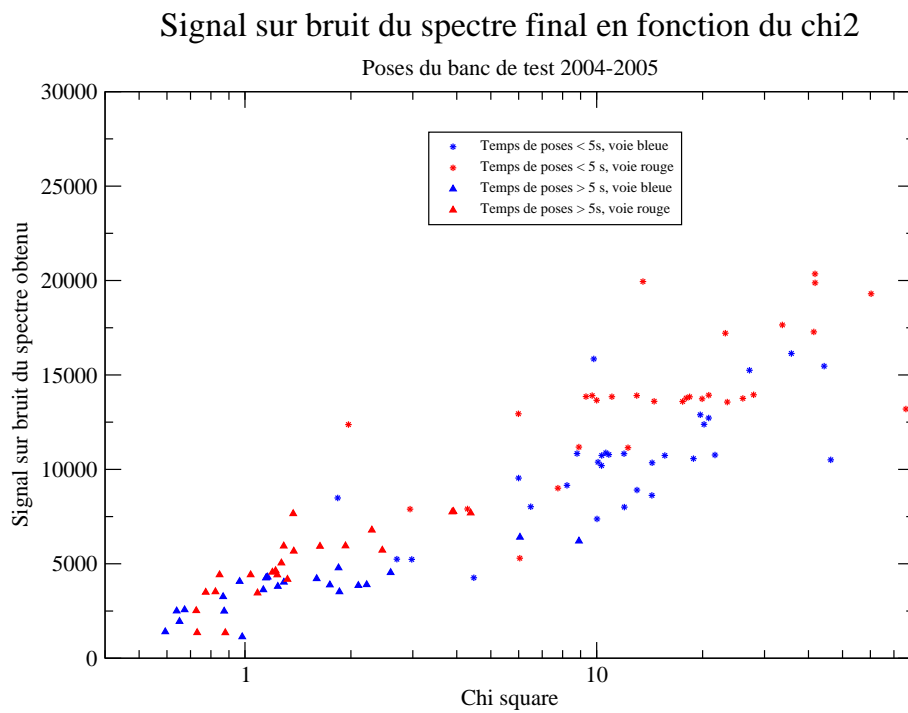


FIG. 13.5 – Variation du  $\chi^2$  obtenu par CubExtrac pour la Psf 42 pour les 52 étoiles retenues pour l'analyse dans le chapitre 15. On voit ici que la valeur du  $\chi^2$  est nettement corrélée avec le signal sur bruit (ici le signal sur bruit est la somme des signaux sur bruit de chaque bin de longueur d'onde). Cette corrélation peut se réexprimer en fonction des temps de poses : les standards à plus haut signal sur bruit sont les étoiles HR, très intenses et prises pendant une seule seconde. Les conclusions sont identiques avec n'importe quelle autre PSF, ou si l'on prend à la place le signal sur bruit estimé à partir du cube de données.

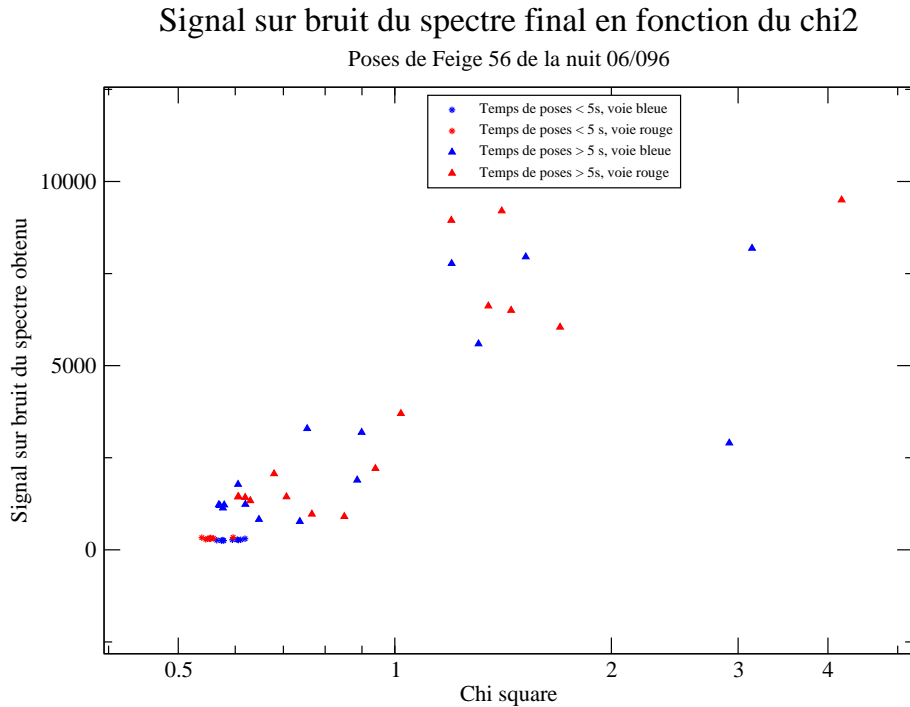


FIG. 13.6 – Variation du  $\chi^2$  obtenu par CubExtrac pour la Psf 42 pour les poses de Feige 56 de la nuit 06/096 présentées dans le chapitre 14. On observe également ici la corrélation entre le signal sur bruit et le  $\chi^2$ .

Ce problème d'airmass variable apparaît aussi pour la calibration absolue en flux des supernovae : quel airmass prendre lors de la correction de l'extinction atmosphérique ? (voir chapitre 12 pour ce point). En pratique, le choix s'est porté sur l'airmass de milieu de pose, très proche de l'airmass médian qui est le plus correct à utiliser. Cependant, cela devrait poser problème lors des nuits non-photométriques : si les conditions atmosphériques changent beaucoup durant la pose, il faut alors idéalement la valeur de l'airmass convoluée avec la transparence du ciel en fonction du temps, ce dont nous ne disposons pas en pratique.

## 13.6 Problème de construction de certains cubes

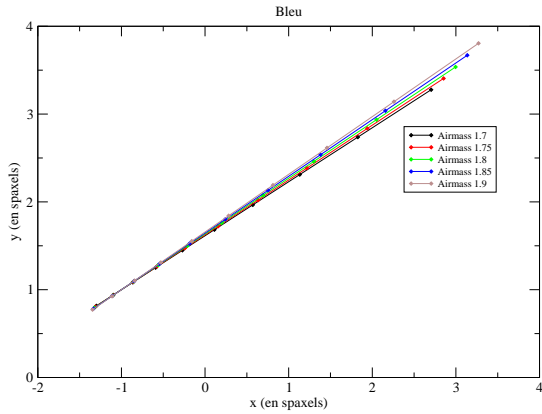
L'extraction de certaines poses peut poser problème non pas suite à une insuffisance de CubExtrac, mais suite à des problèmes intrinsèques au cube. Cela a été illustré sur une pose (05\_249\_052\_001\_17, HR718) présentant un cas assez particulier : la supernova est très proche de l'intersection de 4 spaxels (voir figure 13.8). L'airmass est restreint au cours de cette pose (1.028) ; les effets de réfraction différentielle sont limités.

En regardant les comportements de spaxels proches, on remarque un comportement surprenant : on observe plusieurs croisements entre les spectres contenus dans les différents spaxels (voir figure 13.8).

Dans le modèle couramment accepté où l'on considère que l'étoile est un point ponctuel étalé par une PSF, cela ne devrait pas pouvoir arriver : nous devrions obtenir des spectres homothétiques dans tous les spaxels. Le seul effet pouvant justifier une rupture de ce comportement homothétique serait la réfraction différentielle, mais ici l'airmass est très faible et de toute façon même dans ce cas au plus un croisement pourrait être observé entre les courbes.

CubExtrac ne peut évidemment pas reconstruire un tel modèle : les courbes y sont homothétiques,

Variation de la position pour différents airmass et angles horaires



Variation de la position pour différents airmass et angles horaires

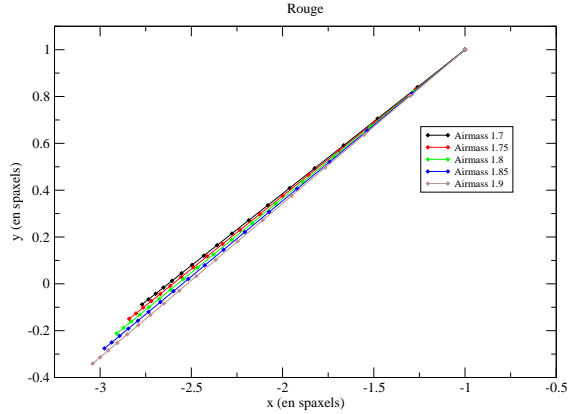
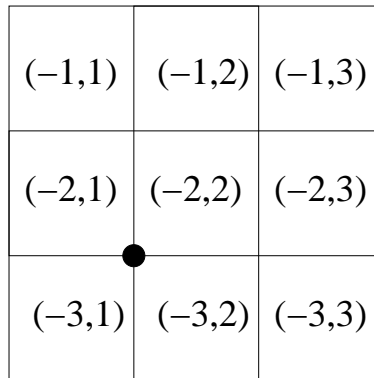
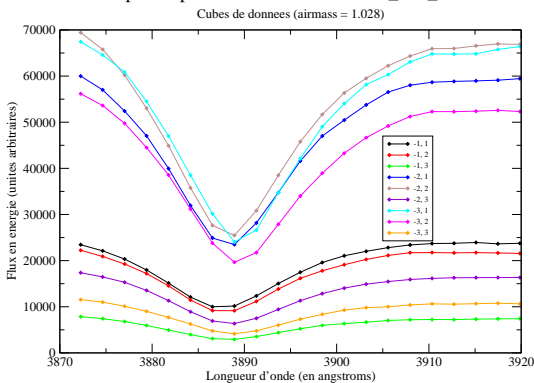


FIG. 13.7 – Illustration simple à partir de données simulées de la variation d'airmass : une pose de 1000 s a été décomposée en 5 segments de durées égales. Chacun de ces segments est représenté sur cette figure dans une couleur différente. L'angle horaire est calculé pour chacun de ces segments (celui au début de la pose étant connu) et ici l'airmass est supposée avoir un comportement linéaire (non réaliste, mais un changement de 1.7 à 1.9 est lui tout à fait plausible). Les points sur chacun de ces segments correspondent à une longueur d'onde ; l'écart entre deux points représente 100 bins (soit 238 Å pour le bleu et 293 Å pour le rouge). On voit que pour les longueurs d'onde éloignées de la valeur de guidage (5000 Å) peuvent différer de plus d'un spaxel. Or la minimisation présume une direction et un airmass uniques pendant la pose (voir texte). Cet effet aboutit entre autres à un élargissement supplémentaire de la PSF avec la longueur d'onde.



Spaxels proches du centroïde de 05\_249\_052



Spaxels proches du centroïde de 05\_249\_052

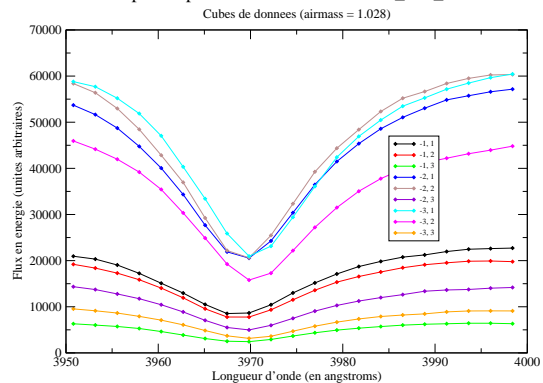


FIG. 13.8 – En haut, position approximative du centroïde. En bas, spectres des spaxels entourant le spaxel central de la pose de HR718 05\_249\_052\_001\_17. On remarque de nombreux croisements entre les spectres les plus intenses (en marron et en cyan), qui ne devraient pas être présents (voir texte).

comme cela est illustré sur la figure 13.9.

Cela illustre donc un problème dans la construction des cubes de données, particulièrement visible ici étant donné la position particulière de l'étoile. Le test d'autres poses (par exemple figure 13.10) n'a pas permis de mettre en évidence cet effet : on observe bien un seul croisement sur tout l'intervalle. Cela peut signifier deux choses : soit l'effet perturbateur est toujours présent mais n'est décelable de manière évidente que dans le cas très particulier où le centroïde est très proche de l'intersection de 4 spaxels, soit cet effet est un problème de calibration spécifique rencontré uniquement à l'occasion de cette pose.

## 13.7 Réflexions sur le fond galactique

### 13.7.1 Pistes pour l'extension de CubExtrac à un fond non continu

CubExtrac ne gère pas une extraction sur fond non continu, de ce fait la simulation par CubSim de la galaxie a été encore très peu utilisée ; le principal usage de la simulation jusqu'à maintenant ayant été de servir de validation pour les méthodes d'extraction. L'idée la plus simple, consistant à prendre une pose un an après la supernova et soustraire la galaxie mesurée est en fait peu praticable : d'une part en raison de notre champ de vue réduit pour les voies spectroscopiques, ne permettant pas d'observer l'intégralité de toutes les galaxies-hôtes (dont la partie visible dans le champ de SNIFS varie en fonction du seeing et de l'airmass), d'autre part car il est absolument nécessaire de déconvoluer les effets de l'atmosphère de la galaxie-hôte (voir section 13.7.2).

Ceci dit, une réflexion a été menée sur les méthodes à utiliser pour obtenir une extraction galactique et a donné lieu à une note interne. Je vais ici énoncer brièvement les conclusions de cette note.

La réflexion dans cette note portait sur l'extension de CubExtrac en ajoutant un terme de galaxie modélisé de manière similaire à l'approche adoptée pour CubSim (voir section 10.6), en laissant comme paramètres libres le spectre de la galaxie et quelques paramètres pour décrire son modèle spatial. Étant donné le fonctionnement encore capricieux de CubExtrac à cette époque, la tentative n'a pas été poussée plus loin, l'essentiel de l'effort étant alors d'affiner la fonction choisie comme PSF. Contrairement à ce qu'on pourrait penser, le nombre de degrés de libertés importants apportés par la spectroscopie intégrale de champ permet d'imaginer une solution de ce type, moyennant quelques hypothèses. Plusieurs points d'achoppement, ou en tout cas points méritant plus ample réflexions, sont néanmoins à pointer pour cette approche :

- La méthode décrite par (Baggett et al. 1998) ne permet la modélisation que d'une forme circulaire (ou elliptique suite à la prise en compte d'un paramètre d'ellipticité). Cette description n'est pas réaliste sur ce point. Une idée envisagée pour pallier cette limitation était de choisir une modélisation polynomiale de degré suffisamment élevé (le paramètre étant la distance au centre du coeur galactique.).
- Quel que soit le choix, il existe de toute façon un problème de contraintes : la galaxie est dans nombre de cas plus large que le champ de vue avec un coeur possiblement à l'extérieur. Il est difficile d'obtenir une paramétrisation fiable dans ce cas (de même qu'il est difficile de bien paramétriser la PSF quand une étoile est très proche du bord).
- La simulation faisait l'hypothèse d'un spectre constant en forme quel que soit le point de la galaxie regardé ; seule l'intensité varie en fonction de la distance au centre. Cette hypothèse permet de restreindre le nombre de paramètres, quoique un modèle avec une évolution de spectre par palier est envisageable à terme.
- Une information de poids n'est pas utilisée : contrairement à la supernova, la galaxie a un flux constant et donc est identique d'une nuit sur l'autre...aux conditions atmosphériques près, ce qui change les choses de manière importante (voir section 13.7.2). Il n'est donc pas si certain que cette information soit si facilement utilisable.

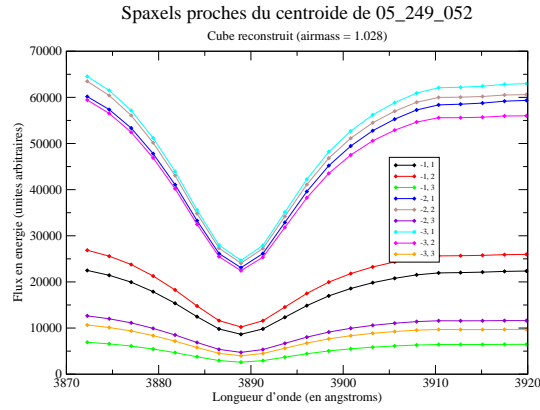


FIG. 13.9 – Spectres des spaxels des cubes reconstruits. On voit que le modèle ne permet pas de croisements : les spectres sont quasi homothétiques.

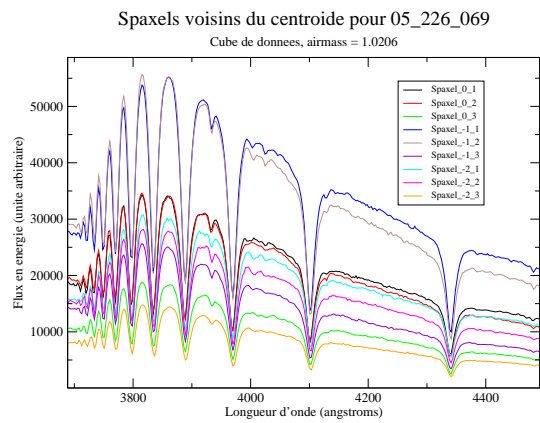


FIG. 13.10 – Exemple pour une autre pose de HR718 : on n'observe bien cette fois-ci que des croisements imputables à la réfraction différentielle (un seul croisement entre deux courbes.)

Dans les autres approches de soustraction galactique dont nous avons connaissance (par exemple Hook et al. (1994)), une connaissance préalable de la PSF est généralement requise. Or la PSF est très variable en fonction du temps, comme cela est illustré dans la section 14.2.2 (en particulier dans la table 14.2). Une idée est alors d'estimer la PSF d'après les étoiles observées sur la voie photométrique ; c'est sans doute souhaitable quelle que soit l'extraction choisie, mais n'est pas forcément en mesure de rendre compte de la richesse des PSF présentées dans la section 11.5 : les dépendances en longueur d'onde sont difficilement traçables en regardant la PSF dans les 5 filtres du multi-filtres de la voie photométrique.

### 13.7.2 Mise en évidence de la nécessité de déconvolution de la PSF

CubSim nous a permis de mettre en évidence la nécessité de décorréler la PSF de la galaxie avant toute tentative de soustraction directe d'une image prise bien plus tard lorsque la supernova n'a plus d'influence.

Un cube très simple a été simulé : seule une galaxie au spectre plat centrée au centre de SNIFS et un fond constant ont été placés dans le cube (le ciel étant négligeable devant la galaxie). Un airmass de 1.5 a été choisi (avec une longueur d'onde de guidage de 5000 Å) ; une simple gaussienne (Psf 1) sans sophistications a été choisie comme PSF. La variation spatiale de la galaxie suit celle de NGC245 placée à un redshift de 0.07, présentée figure 10.3. Les résultats sont regroupés sur la figure 13.11 ; on peut voir que le spectre de la galaxie a été altéré par les effets atmosphériques. Cet effet est bien plus important dans le bleu que dans le rouge car dépendant grandement de la réfraction atmosphérique différentielle. Une soustraction de la galaxie sans s'occuper de la convolution par la PSF induirait donc une erreur, puisque l'on comparerait deux convolutions par des atmosphères différentes. Les variations observées sont une conséquence naturelle de la réfraction différentielle seule ; dans un cas plus réaliste il faudrait y ajouter les variations dues à la dépendance de la largeur à mi-hauteur de la PSF en fonction de la longueur d'onde.

### 13.7.3 Conclusion sur l'extraction galactique

En bilan, la soustraction du fond galactique est loin d'être acquise, notamment en raison de l'action de l'atmosphère. Le champ de vue de SNIFS est trop étroit pour pouvoir décrire une galaxie dans son intégralité ; l'usage de la voie photométrique s'avérera sans doute indispensable pour contraindre l'extraction de la PSF (forme de la PSF, position attendue de la SN). La grande difficulté sera de trouver une méthode permettant de conserver les précisions souhaitées, qui sont déjà une gageure dans le cas où le fond est simplement continu.

## 13.8 Limitation du domaine de longueur d'onde

Les cubes bruts de SNIFS couvrent des intervalles de longueur d'onde élevés : la voie bleu s'étend jusqu'à 6000 Å<sup>1</sup> et la voie rouge jusqu'à 10000 Å. Certaines zones ayant des flux et/ou des efficacités très faibles sont cependant systématiquement mal calibrées. Par exemple, la zone supérieure à 8500-9000 Å, qui subit plusieurs effets (franges, perte importante de transmission instrumentale et atmosphérique, raie tellurique intense au-delà de 9500 Å) a été rejetée dans les analyses présentées dans les chapitres 14 et 17. Elle a cependant été conservée dans le chapitre 15 pour illustrer les problèmes posés ; les chiffres de dispersion indiqués sont cependant calculés sans ces zones mal maîtrisées (ce sera précisé dans ce chapitre).

<sup>1</sup>Dans la conception de SNIFS, la voie bleue n'est pas tenue d'atteindre 6000 Å : l'objectif est juste de disposer d'une zone de recouvrement entre les deux voies de l'ordre de 200 Å.



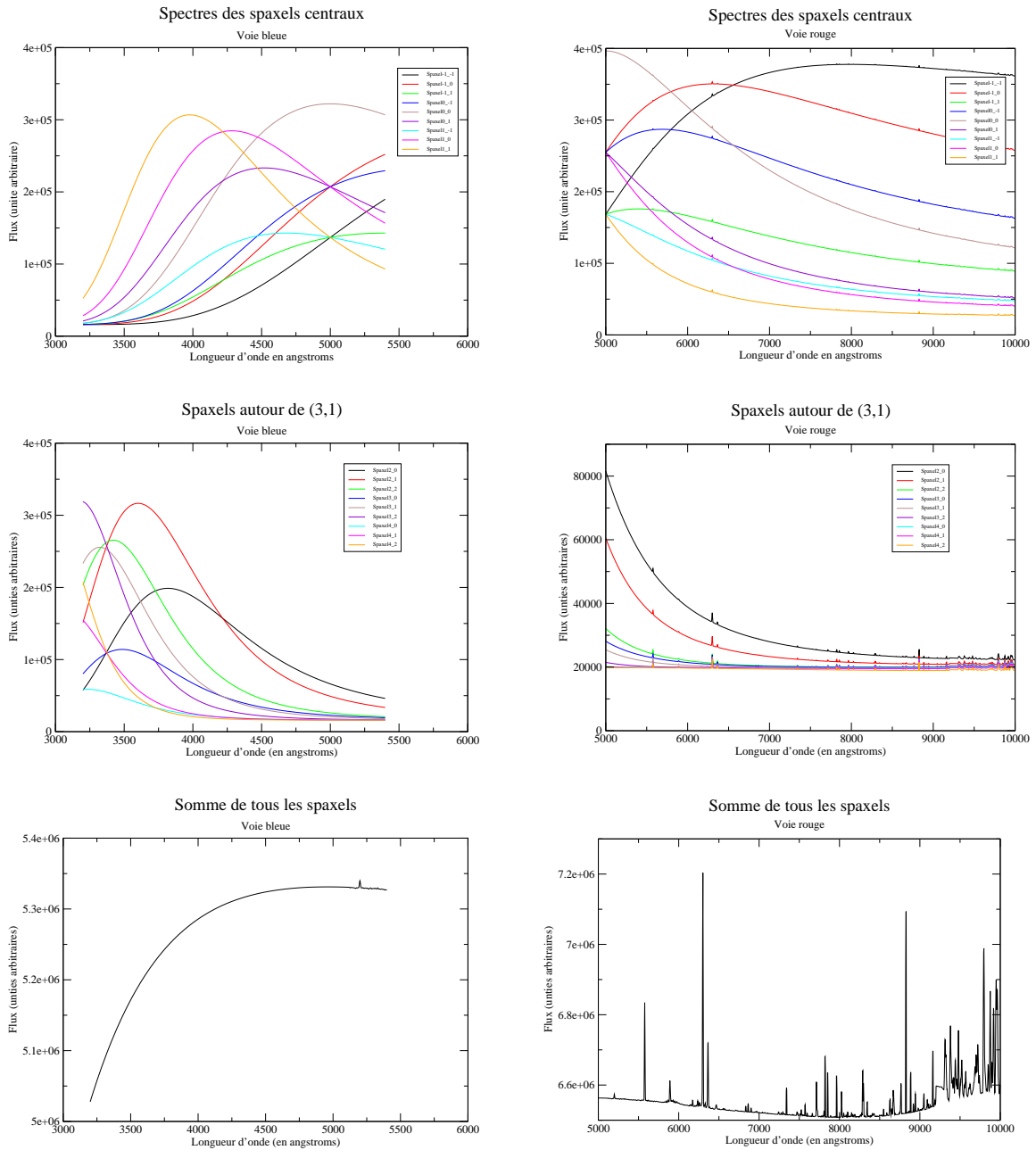


FIG. 13.11 – Quelques spaxels d'un cube simulé à une airmass de 1.5 contenant une galaxie ayant un spectre plat : A gauche, la colonne concerne la voie bleue, à droite, la voie rouge. En haut, les neuf spaxels autour du spaxel central. On voit dans le bleu une variation très intense du spectre, avec un facteur 4 entre les flux de différentes longueur d'onde. Le croisement à 5000 Å correspond à la longueur d'onde de guidage, pour laquelle il n'y a pas d'effet de réfraction différentielle. Au milieu, même chose mais centré sur le spaxel (3,1). C'est là que la contribution centrale des basses longueurs d'onde est arrivée pour la voie bleue. En bas, somme de tous les spaxels des deux cubes. Pour le bleu, une fraction importante du flux est perdue pour les longueurs d'onde les plus bleues. En revanche, pour la voie rouge, tout le flux ou presque est bien là et forme un fond quasi constant sur lequel on voit apparaître le spectre du ciel.

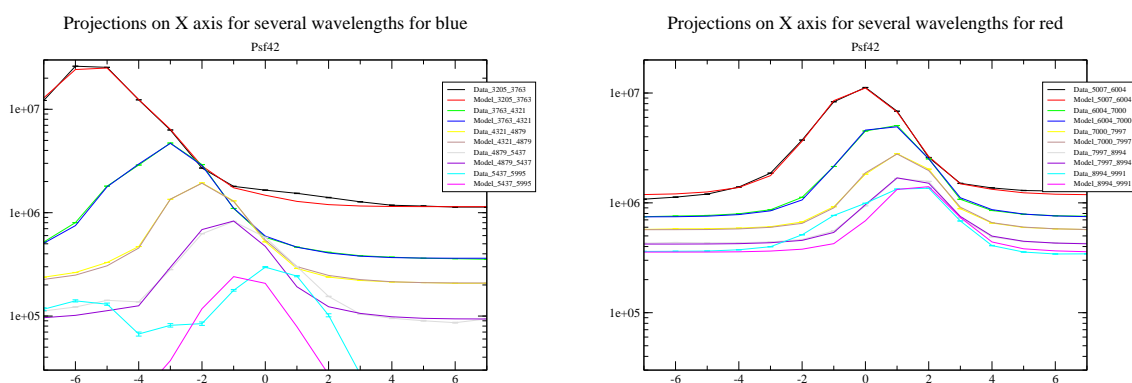


FIG. 13.12 – Profils des cubes de données et du cube reconstruit après CubExtract en fonction de la gamme en longueur d'onde . Sur cet exemple (nuit 04/332, pose 032, GD71, airmass  $\approx 1.7$ ) l'effet est particulièrement visible : la forme du profil est très différente pour les longueurs d'onde les plus grandes des deux voies. On voit que CubExtract ne parvient logiquement pas à rendre compte de ces comportements. L'échelle des flux est logarithmique : ces flux n'ont donc pas une très grande incidence sur le calcul du  $\chi^2$ .

Ces problèmes se voient d'ailleurs sur la figure 11.5, qui illustre un test de contrôle de la qualité de l'extraction. L'extraction était bonne dans la plupart des zones de longueur d'onde, mais ne parvenait pas à rendre compte du cube de données dans certaines gammes de longueur d'onde. C'était notamment le cas de la zone du bleu au-dessus de  $5200 \text{ \AA}$ , ou de la zone rouge au-delà de  $8500 \text{ \AA}$ . Ils apparaissent de manière évidente sur la figure 13.12, qui montre les profils par tranche de longueur d'onde.

Dans le chapitre 17, la convention prise est de tronquer les spectres rouges à  $8500 \text{ \AA}$ , et de séparer les deux voies à  $5200 \text{ \AA}$ . La partie la plus ultraviolette de la voie bleue n'est pas tronquée, même si la reconstruction y est généralement un peu moins bonne que sur le reste du spectre (en raison de la faible transmission instrumentale et atmosphérique et de l'effet plus important de réfraction différentielle) : cette zone est très importante du point de vue scientifique, puisqu'elle fait partie des zones de longueur d'onde systématiquement observées à haut redshift. Elle pose cependant quelques problèmes et est moins fiable, en partie également à cause de la mauvaise résolution de nos tables de référence (voir section 3).

Dans le chapitre 15, détaillant les quelques nuits estimées photométriques jusque fin 2005 par NQE (voir annexe C), le domaine de longueur d'onde maximal a été conservé pour illustration ; néanmoins les calculs de dispersion se font avec les coupures mentionnées ci-dessus.

---

## Références

- Baggett, W. E., S. M. Baggett, and K. S. J. Anderson (1998, October). Bulge-Disk Decomposition of 659 Spiral and Lenticular Galaxy Brightness Profiles. AJ 116, 1626–1642.
- Hook, R., L. Lucy, A. Stockton, and S. Ridgway (1994, April). Two channel photometric image restoration. Space Telescope European Coordinating Facility Newsletter, Volume 21, p.16 21, 16–+.

## Chapitre 14

# Analyse de multiples poses de la même standard au cours d'une nuit photométrique

### 14.1 Présentation de la nuit 06\_096 et de la méthode d'analyse

#### 14.1.1 Nuit 06\_096

Lors de la nuit du 6 avril 2006 (premier quartier de lune), nous avons obtenu le télescope plus tôt que prévu ; nous avons utilisé ce temps pour faire des tests sur une même standard (Feige56) proche du zénith. Cette nuit est très vraisemblablement photométrique : NQE (voir annexe C) indique une bonne stabilité pendant les poses les plus longues (mais ces dernières ne sont que les supernovae prises après toutes les poses de Feige56) et SkyProbe indique une nuit très stable (à mieux que 1% pour la durée du test considéré), avec juste une très légère pente pour l'atténuation (voir figure 14.1).

Les poses de Feige 56 ont été prises avec des temps de pose variant de 1 à 300 secondes, 300 secondes étant le temps nominal habituel d'une pose de cette étoile. L'intérêt est de mettre en valeur une éventuelle différence de comportement entre les poses à faible flux (analogue en partie aux poses de supernovae) et celles à haut flux ; cela est ici d'autant plus facile à faire que toutes les poses sont proches du zénith. Nous allons aussi pouvoir utiliser ces informations pour étudier les différences de forme de la PSF entre toutes ces poses. Un récapitulatif des poses de Feige56 sur cette nuit est disponible dans le tableau 14.1 ; toutes ces poses ont été prises dans un intervalle d'un peu plus de deux heures.

Les poses sont toutes convenablement centrées : les écarts de reconstruction de flux, notamment avec ue méthode de photométrie d'ouverture, ne sont donc pas imputables à un mauvais centrage.

#### 14.1.2 Méthode d'analyse

Dans la suite, nous nous ramènerons toujours à un flux par seconde, de manière à pouvoir comparer des temps de poses différents. La correction d'airmass par défaut définie par la courbe 12.1 est utilisée pour corriger l'airmass ; l'erreur induite par une telle opération devrait être limitée étant donné les faibles airmass entrant en jeu ici.

Une comparaison visuelle des spectres n'apporte pas beaucoup d'informations : ils semblent généralement correctement superposés, avec des écarts minimes. Pour les comparer, je vais donc préférer une division par le spectre moyen, pour avoir une bonne estimation de la dispersion observée.

Soient  $n$  spectres différents  $S_s, s = 0 \dots (n - 1)$ .

On définit le spectre moyen  $M$  tel que

## Nuit 06/296

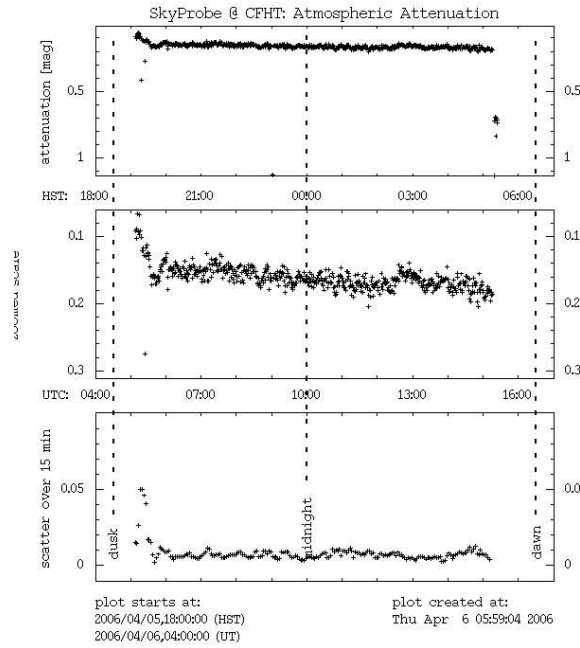


FIG. 14.1 – Données SkyProbe de la nuit 06/096.

$$M = \frac{1}{n} \sum_{s=0}^{n-1} S_s \quad (14.1)$$

On définit alors les  $n$  quotients  $Q_i$  en divisant les spectres  $S_i$  par le spectre moyen  $M$  :

$$Q_s = \frac{S_s}{M} \quad (14.2)$$

Les erreurs des quotients sont estimés par la formule :

$$\sigma_{Q,s}(m_\lambda) = \frac{\sigma_{S,s}(m_\lambda)}{M(m_\lambda)} \quad (14.3)$$

où  $m_\lambda$  représente un bin de longueur d'onde.

Avec ces quantités, on veut obtenir un chiffre par spectre représentant l'écart à la valeur 1 (pour laquelle le spectre moyen et un spectre  $S_i$  coïncident parfaitement, ce qui devrait être le cas idéalement).

On calcule donc la moyenne du spectre  $Q_i$  et on estime une erreur statistique sur cette moyenne par les relations suivantes :

$$\langle Q_s \rangle = \frac{1}{n_{bins}} \cdot \sum_{m_\lambda=0}^{n_{bins}} Q(m_\lambda) \quad (14.4)$$

$$\sigma_{\langle Q_s \rangle} = \frac{1}{\sqrt{n_{bins}}} \cdot \frac{1}{n_{bins}} \cdot \sqrt{\sum_{m_\lambda=0}^{n_{bins}} \sigma_{Q,i}^2(m_\lambda)} \quad (14.5)$$

Ce sont ces valeurs qui sont reportées dans les tableaux des figures 14.2, 14.5 et 14.6.

D'autre part, pour pouvoir alors comparer de manière directe différentes extractions, on peut définir un  $\chi^2$  représentant l'écart de tous les spectres à la moyenne :

$$\chi^2 = \sum_{s=0}^n \sum_{m_\lambda=0}^{n_{bins}} \left( \frac{1 - Q_s(m_\lambda)}{\sigma_{Q,s}(m_\lambda)} \right)^2 \quad (14.6)$$

également indiqué dans ces mêmes tableaux.

La dispersion sera également indiquée dans les tableaux.

Pose	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf17	$\chi^2_{dof}$ Psf39	$\chi^2_{dof}$ Psf42
041_001	1.12857	300.074	300.074	1.619 / 1.660	<b>1.173</b> / <b>1.195</b>	1.199 / 1.198
049_001	1.01841	300.072	300.072	2.354 / 2.455	1.479 / <b>1.406</b>	<b>1.520</b> / 1.407
057_001	1.01357	300.072	300.072	4.777 / 6.291	3.082 / 4.174	3.136 / 4.178
042_001	1.10351	150.07	150.07	2.069 / 2.308	1.285 / <b>1.450</b>	1.307 / 1.450
043_001	1.08648	50.076	50.076	0.905 / 1.041	0.893 / 1.019	0.899 / 1.019
044_001	1.07335	20.074	20.074	0.930 / 1.009	0.884 / 0.939	0.886 / 0.939
044_003	1.06411	20.072	20.072	<b>12.029</b> / 0.677	0.605 / 0.678	0.605 / 0.679
045_001	1.05902	10.071	10.071	0.570 / 0.678	0.570 / 0.726	0.571 / 0.619
045_002	1.05519	10.078	10.078	0.582 / 0.649	0.576 / 0.629	0.576 / 0.629
045_003	1.05153	10.071	10.071	0.622 / 0.714	0.619 / 0.706	0.619 / 0.706
045_004	1.04801	10.076	10.076	0.595 / 0.642	0.578 / 0.604	0.579 / 0.605
045_005	1.04469	10.071	10.071	0.570 / 0.615	0.569 / 0.606	0.569 / 0.606
056_001	1.01122	5.077	5.077	0.679 / <b>0.882</b>	0.647 / 0.769	0.647 / 0.766
056_002	1.01175	5.074	5.074	0.747 / <b>1.024</b>	0.737 / 0.850	0.737 / 0.850
051_001	1.01342	1.07	1.07	0.575 / <b>0.579</b>	<b>0.672</b> / 0.545	0.573 / 0.546
053_001	1.0125	1.069	1.069	0.565 / 0.560	0.565 / 0.559	0.565 / 0.559
053_002	1.01205	1.07	1.07	0.578 / 0.586	0.577 / 0.557	0.576 / 0.552
054_001	1.01144	1.075	1.075	0.594 / 0.540	0.593 / 0.538	0.594 / 0.539
055_001	1.01095	1.07	1.07	0.607 / 0.557	0.608 / 0.560	0.605 / 0.554
055_002	1.01066	1.075	1.075	0.623 / <b>0.613</b>	0.619 / 0.599	0.619 / 0.595
055_003	1.01049	1.077	1.077	0.611 / 0.554	0.610 / 0.555	0.610 / 0.553
055_004	1.01046	1.07	1.07	0.604 / 0.555	0.603 / 0.555	0.603 / 0.554
055_005	1.01055	1.076	1.076	0.579 / 0.551	0.580 / <b>0.556</b>	0.578 / 0.549

TAB. 14.1 – Récapitulatif de toutes les poses Feige56 de la nuit 06/096, présentant le temps de pose, l'airmass et les  $\chi^2$  obtenus par trois psf différentes. Pour ces extractions, la direction du nord était variable et l'airmass était fixé. Les  $\chi^2$  indiqués en rouge signifient une absence de convergence. Les poses ont été classées par temps de pose décroissant (sauf pour les poses de 1 s pour lesquelles la différence est réduite).

## 14.2 Les poses longues

### 14.2.1 Comparaison des spectres

Commençons par regarder les poses les plus longues. Je vais ici mettre la pose de 150 secondes aux côtés de celles de 300 secondes, ce qui représente donc un total de 4 poses réparties au cours d'un peu plus de deux heures. Les quotients des spectres obtenus sur la valeur moyenne sont représentés figure

---

14.2 ; sont présentés les spectres obtenus par trois de mes Psf (celles présentées dans le tableau 11.2) et l'extraction par `quick_spec`, une routine de photométrie d'ouverture (qui ne gère pas la réfraction différentielle, et donne donc des spectres crédibles uniquement pour des étoiles proches du zénith). Le faible airmass de ces poses ne devrait cependant pas trop biaiser ici `quick_spec`.

Les non-convergences traduisent ici juste une difficulté à stabiliser à la précision attendue la valeur du  $\chi^2$  ; cela ne remet pas dans ce cas en cause la qualité de l'extraction. Si l'on regarde les  $\chi^2$ , on voit que ceux associés à la pose 057 sont plus élevés ; cela peut s'expliquer en partie par le focus du télescope : celui-ci a dérivé pendant les deux heures d'observation de Feige 56 et il a fallu le redéterminer juste après la pose 061. Les effets instrumentaux à compenser sont alors plus importants et les modèles de PSF sont moins aptes à en rendre compte, même si un effort important a été consenti pour en tenir compte (du moins en ce qui concerne les double gaussiennes - voir chapitre 11).

Les extractions les plus cohérentes sont ici clairement les deux fonctions double gaussiennes (Psf 39 et 42), pour lesquelles on obtient le meilleur accord entre les spectres pour les deux voies. La différence de variation des largeurs à mi-hauteur entre les deux double gaussiennes influe ici peu sur le spectre résultant.

La fonction de Moffat se comporte beaucoup moins bien dans le bleu et montre une dispersion légèrement supérieure dans le rouge, en raison d'un écart lié à la pose 041.

Malgré la faible airmass, `quick_spec` présente ici une dispersion plus importante (sauf face à la fonction de Moffat dans le bleu). La pose la plus à l'écart est comme pour la fonction de Moffat la pose 041 ; sauf qu'elle est ici évaluée avec un flux inférieur à la moyenne. L'écart est plus important dans la voie rouge, ce qui est un peu surprenant : les effets de réfraction différentielle aussi bien que ceux de variation de la largeur à mi-hauteur, non pris en compte dans cette extraction, sont plus importants dans le bleu.

De manière générale, aucun écart ne semble séparer spécifiquement la pose de 150 secondes (en rouge sur les graphiques) des trois poses de 300 secondes, mis à part une erreur statistique logiquement plus élevée d'un facteur voisin de  $\sqrt{2}$ . La précision obtenue ici est très proche du pourcent qui est l'objectif à atteindre lors des nuits photométriques pour le bleu et est atteint pour toutes les extractions issues de `CubExtrac` pour le rouge.

### 14.2.2 Comparaison des paramètres des PSF

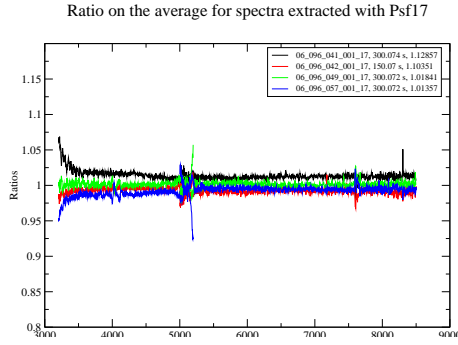
On peut également chercher à comparer directement les formes des PSF entre ces 4 poses, pour voir dans quelle mesure la forme d'une PSF est gardée au cours d'une nuit photométrique. Cette information est très intéressante puisque de nombreuses méthodes d'extraction, notamment pour la galaxie, requièrent de connaître au préalable la PSF.

Quelques paramètres sont spécifiés dans les tableaux 14.2 et 14.3 détaillant respectivement les paramètres des PSF 42 et 17.

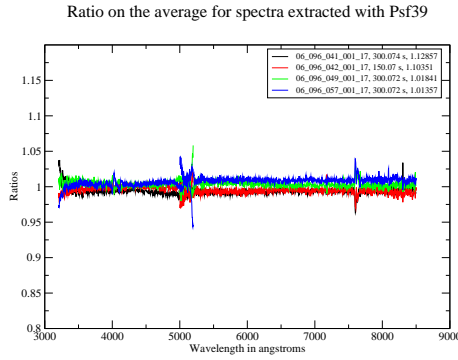
On voit que les paramètres diffèrent notablement d'une pose à l'autre, alors que l'atmosphère est supposée stable. Cette variation de comportement se retrouve également pour les largeurs à mi-hauteur, comme l'illustrent la figure 14.3. Le plus parlant est toutefois la projection sur les axes de SNIFS des cubes (voir section 11.9.4) : on voit avec les données brutes (et non plus la sortie de `CubExtrac`) que le flux ne se répartit pas de la même façon pour les 4 poses longues.

Tout cela tend fortement à repousser l'idée de déterminer la PSF sur une étoile donnée, même à haut flux, et ensuite l'appliquer pour une autre pose. Pour les extractions en présence de galaxie, il faudra donc vraisemblablement obtenir la PSF à l'instant même de la pose à l'aide de la voie photométrique (voir la section 13.7 pour une discussion sur ce type d'extraction).

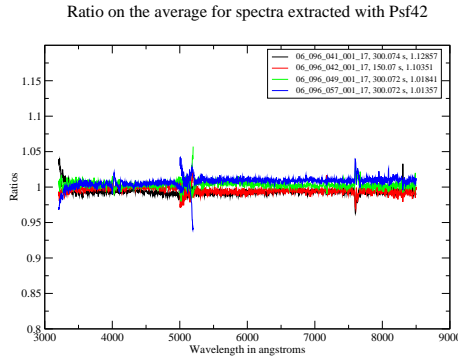
Il va donc sans doute falloir imaginer quelque chose de plus subtil pour pouvoir être en mesure de s'affranchir proprement du fond de la galaxie (quoique il demeure pour `SNfactory` la possibilité de mesurer la PSF d'une étoile standard sur la voie photométrique prise pendant une pose de supernova ; le



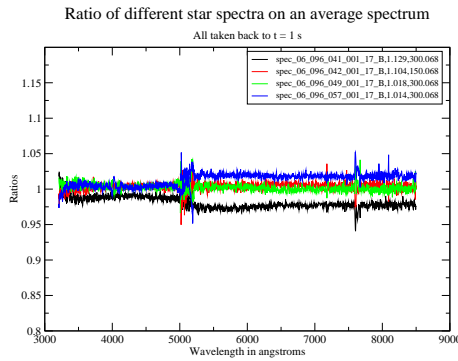
Pose	Bleu	Rouge
06_096_041_001_17	1.01687 ± 0.00064	1.01179 ± 0.00066
06_096_042_001_17	0.99515 ± 0.00086	0.99159 ± 0.00089
06_096_049_001_17	1.00224 ± 0.00061	1.0012 ± 0.00063
06_096_057_001_17	0.98575 ± 0.00057	0.99542 ± 0.0006
Rms	0.0113594	0.00762162
$\chi_{dof}^2$	19.5827	7.164
dof	2517	3585



Pose	Bleu	Rouge
06_096_041_001_17	0.99418 ± 0.00062	0.99378 ± 0.00064
06_096_042_001_17	0.99853 ± 0.00086	0.99323 ± 0.00089
06_096_049_001_17	1.00504 ± 0.00061	1.00304 ± 0.00063
06_096_057_001_17	1.00225 ± 0.00058	1.00994 ± 0.00061
Rms	0.00407838	0.0069391
$\chi_{dof}^2$	5.44279	6.43308
dof	2517	3585



Pose	Bleu	Rouge
06_096_041_001_17	0.9945 ± 0.00062	0.99344 ± 0.00064
06_096_042_001_17	0.99897 ± 0.00086	0.99345 ± 0.00089
06_096_049_001_17	1.00434 ± 0.00061	1.00297 ± 0.00063
06_096_057_001_17	1.0022 ± 0.00058	1.01014 ± 0.00061
Rms	0.00370761	0.00702891
$\chi_{dof}^2$	5.36945	6.64312
dof	2517	3585



Pose	Bleu	Rouge
06_096_041_001_17	0.98915 ± 0.00059	0.97638 ± 0.00065
06_096_042_001_17	1.00298 ± 0.00086	1.00382 ± 0.00092
06_096_049_001_17	1.00514 ± 0.00059	1.00086 ± 0.00063
06_096_057_001_17	1.00274 ± 0.00058	1.01894 ± 0.00062
Rms	0.0073549	0.0176513
$\chi_{dof}^2$	9.29416	32.6297
dof	2517	3585

FIG. 14.2 – Comparaison des 4 poses longues (i.e. supérieures à 150 secondes) de Feige 56 pour quatre extractions différentes (3 CubExtract avec un choix de PSF différent et 1 par une routine de photométrie d'ouverture). Les spectres ont tous été ramenés à une seconde et corrigés de l'airmass par l'application de la courbe 12.1. Les tableaux sur la droite représentent la moyenne et la déviation standard des quotients des différentes poses.



travail sur l'extraction de PSF sur la voie photométrique n'a néanmoins pas encore été entamé dans la collaboration jusqu'à présent.).

Pose	SN x (5000 Å)	SN y (5000 Å)	Angle de blur (degrés)	Epsilon
06_096_041_001_17_B	0.574954	-1.38992	-170.363	0.517026
06_096_042_001_17_B	-0.303323	-0.610878	-2.89982	0.607041
06_096_049_001_17_B	-0.165824	-0.885728	-168.431	0.592712
06_096_057_001_17_B	-0.0434115	-0.563843	-99.0919	0.68939
06_096_041_001_17_R	1.46661	-1.64415	7.82918	0.582806
06_096_042_001_17_R	0.578157	-0.888958	-94.8881	0.655662
06_096_049_001_17_R	0.685844	-1.14813	-80.0399	0.66432
06_096_057_001_17_R	0.834846	-0.831862	-101.536	0.741859

TAB. 14.2 – Paramètres de sortie de la psf 42. On voit une assez grande variation de ces paramètres d'une pose à l'autre. On remarquera notamment la variation du centroïde (exprimé en spaxels), alors que le pointage du télescope a été refait avant chaque pose.

Pose	Sn x (5000)	Sn y (5000)	Beta
06_096_041_001_17_B	0.577651	-1.39161	3.1465
06_096_042_001_17_B	-0.298043	-0.60997	3.47926
06_096_049_001_17_B	-0.163029	-0.886656	3.58436
06_096_057_001_17_B	-0.0561887	-0.563696	3.81384
06_096_041_001_17_R	1.4696	-1.64992	3.0681
06_096_042_001_17_R	0.583945	-0.890681	3.39863
06_096_049_001_17_R	0.692116	-1.15346	3.46564
06_096_057_001_17_R	0.815744	-0.832145	3.71124

TAB. 14.3 – Paramètres de sortie de la psf 17. Comme pour la psf 42, on voit une assez grande variation de ces paramètres d'une pose à l'autre.

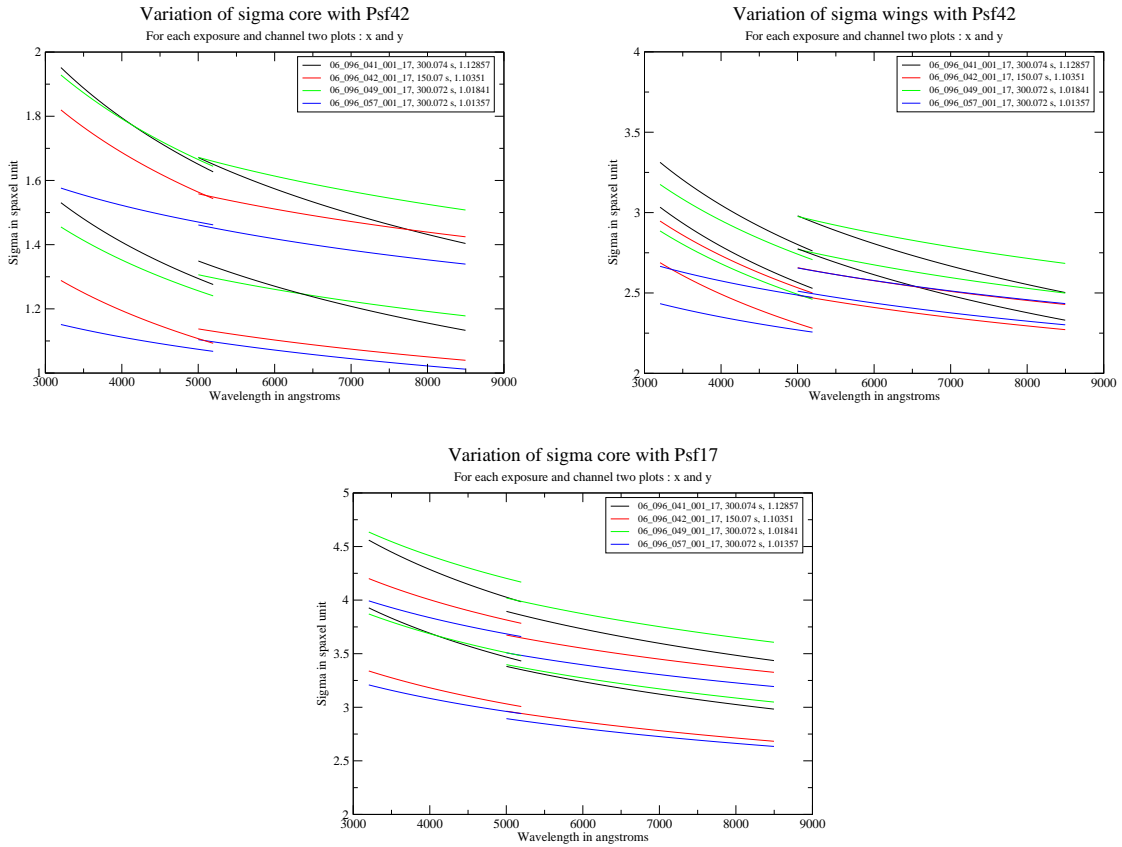


FIG. 14.3 – Largeurs à mi-hauteur pour les psf 17 et 42 pour les 4 poses longues. En haut : pour la psf42 ; le coeur à gauche et les ailes à droite. En bas, pour la Psf17. Deux courbes sont disponibles par pose et par voie : la variation en x et en y, où x et y sont les directions de l'ellipse. Les comportements sont passablement différents d'une pose à l'autre, même si le sens de x et y diffère légèrement d'une pose à l'autre en fonction de la direction de l'ellipse (donnée par l'angle de blur pour les double gaussiennes et par un terme  $\sigma_{xy}$  variable linéairement avec la longueur d'onde pour la Psf17).

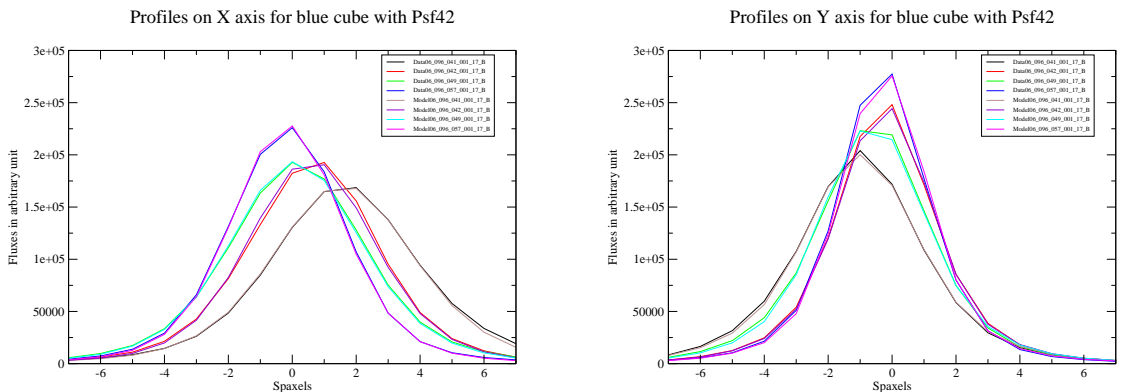


FIG. 14.4 – Profils obtenus pour le cube bleu (tous ramenés à un temps de pose de 1 seconde pour comparer la pose de 150 secondes directement aux trois autres). Sur cette figure x et y désignent les directions des axes horizontaux et verticaux de SNIFS. On voit que les profils ont des formes différentes : par exemple le profil de la pose 049 est moins piqué et plus évasé que celui de la forme 041.

---

### 14.3 Les poses intermédiaires (de 10 à 50 secondes)

Une pose de 50 secondes, 2 poses de 20 secondes et 5 poses de 10 secondes ont également été prises. Les spectres extraits sont disponibles figure 14.5. Les extractions ont toutes convergé, quelle que soit la PSF utilisée. On notera les faibles valeurs des  $\chi^2$  de CubExtract et leurs valeurs très analogues d'une psf à l'autre (avec toujours la tendance de privilégier un peu les doubles gaussiennes en terme de  $\chi^2$ ) (voir section 13.4 pour une discussion sur la dépendance du flux des  $\chi^2$ ). Malgré la convergence, toutes ne sont pas crédibles : l'extraction de la pose 045\_001 avec la psf 39 est en fait non physique, avec apparition du problème de croisement des largeurs à mi-hauteur déjà évoqué précédemment (voir section 13.3). Cela prouve une fois de plus que la variation polynomiale n'est pas adaptée à faible flux. La Psf 17 a un peu moins bien convergé que les autres : elle a tendance à être meilleure pour les poses courtes et énergétiques et moins efficace à bas flux (voir section 13.2.2).

Pour la voie bleue, c'est la fonction de Moffat qui semble offrir la dispersion la moins grande. Les double gaussiennes s'en sortent moins bien ; mais cela semble dû à la pose 043 : si l'on retire cette pose, on obtient un bien meilleur  $\chi^2_{dof}$  pour les deux PSF, l'avantage revenant cette fois-ci à la double gaussienne (voir tableau 14.4). La raison n'est pas évidente : l'extraction de la pose 043 est exemplaire, avec tous les indicateurs indiqués dans la section 11.9 pointant vers une extraction de très bonne qualité. On peut supposer une légère variation atmosphérique (les 3 extractions de CubExtract montrant une pose 043 légèrement plus lumineuses que les autres) mais sans certitude. La fonction de Moffat offre en revanche un grand écart entre les deux voies pour la première pose, très visible sur le spectre.

Quick\_spec est plus bruité ici par construction : les résultats de l'extraction sont plus lisses que la réalité en cas de signal très bruité. La dispersion est plus élevée que dans n'importe quelle autre méthode pour les deux bandes, mis à part la voie rouge de la Psf39 (mais la dispersion de cette dernière s'explique par la pose 045\_001 comme expliqué ci-dessus). A noter que les variances associées par quick\_spec sont ici plus élevées que celles associées à CubExtract, alors qu'elles étaient du même ordre de grandeur dans les poses longues.

### 14.4 Les poses courtes (de 1 à 6 secondes)

Quelques séries de poses de une seconde ont également été prises, auxquelles j'ai ici ajouté deux poses de 5 secondes. Quand deux poses partagent le même numéro (comme 06\_096\_055\_002\_17 et 06\_096\_055\_003\_17), cela signifie qu'elles ont été prises consécutivement, sans nouveau guidage du télescope entre elles.

La fonction de Moffat semble la plus efficace dans la voie bleue, alors que les double gaussiennes semblent plus performantes dans la voie rouge.

Extraction	Bleu complet	Rouge complet	Bleu tronqué	Rouge tronqué
Psf 17	2.82881	7.57341	1.2666	2.92572
Psf 39	4.21012	8.55404	0.938906	2.99557
Psf 42	4.09223	6.58338	0.901152	1.74994
Quick_spec	4.31177	8.2080	2.1316	3.74951
dof	5873	8365	5034	7170

TAB. 14.4 –  $\chi^2_{dof}$  d'accord avec le spectre moyen obtenus pour chacune des extractions. Les deux colonnes de gauche donnent les valeurs avec toutes les poses moyennes, et celles de droite les valeurs après suppression de la pose 043.

## 14.4. LES POSES COURTES (DE 1 À 6 SECONDES)

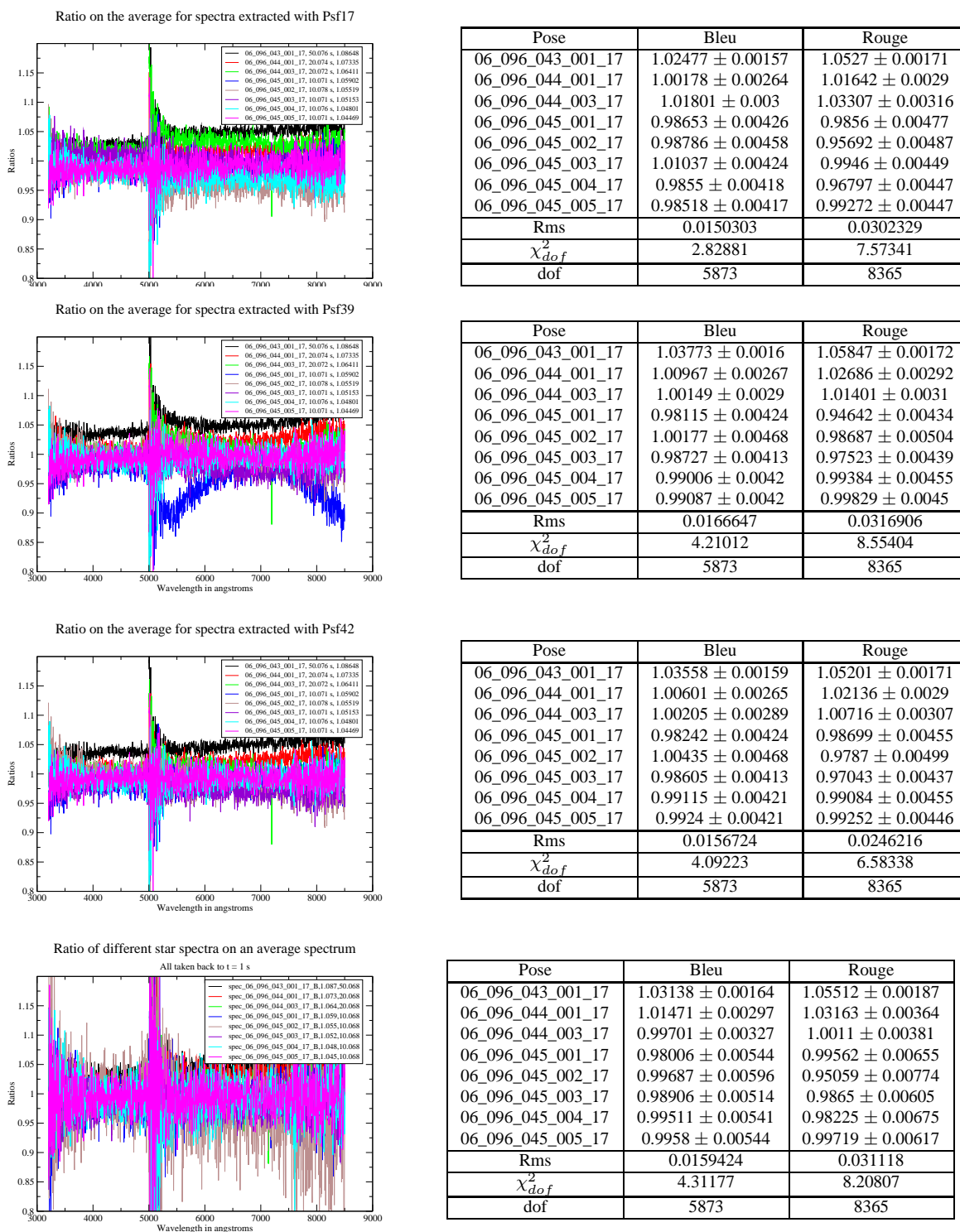


FIG. 14.5 – *A gauche, spectres obtenus pour chacune des poses intermédiaires (de 10 à 50 secondes) de Feige 56. A droite, quotient de chacun des spectres par rapport à la moyenne. Chacune des lignes correspond à une psf différente. Les spectres ont tous été ramenés à une seconde.*

---

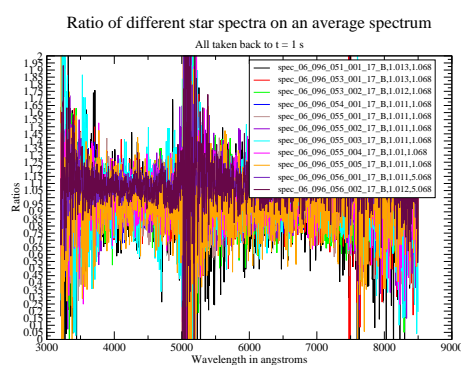
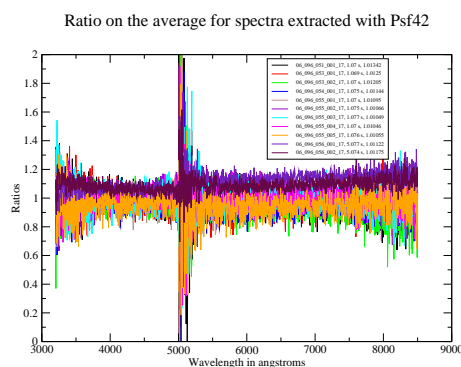
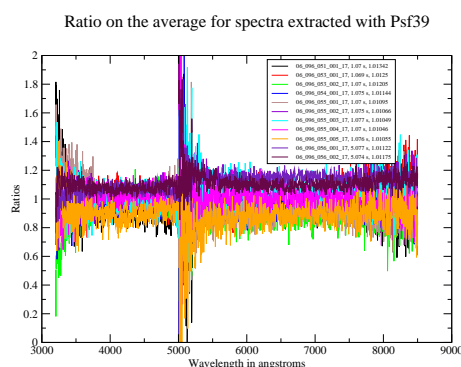
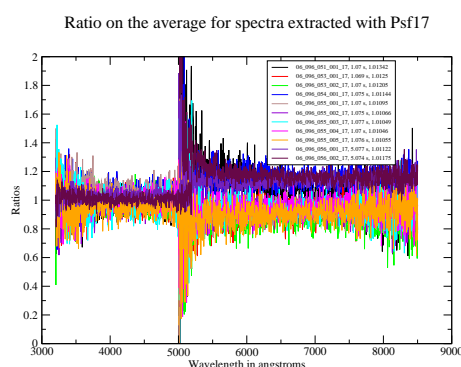
La psf 39 montre une dispersion significativement plus importante que la Psf 42 : c'est le signe du problème de largeur à mi-hauteur à faible signal sur bruit.

Quick\_spec est ici plus bruité que les autres extractions, mais donne au final une dispersion raisonnable, meilleure dans la voie rouge que les Psf 17 et 39.

Dans l'ensemble, le comportement est satisfaisant : on observe une dispersion de 3 à 6 % dans le bleu et 7 à 12 % dans le rouge en fonction de la Psf choisie, alors que nous sommes avec un signal sur bruit très restreint.

On notera quand même les grands désaccords ici entre les extractions ; l'exemple de 06\_096\_051\_001\_17\_R est flagrant à cet égard : la fonction de Moffat le donne plus notablement plus intense que la moyenne, tandis que toutes les autres le donnent au contraire bien moins intense.

## 14.4. LES POSES COURTES (DE 1 À 6 SECONDES)



Pose	Bleu	Rouge
06_096_051_001_17	0.97278 ± 0.02305	1.11803 ± 0.03025
06_096_053_001_17	1.00438 ± 0.02217	0.92074 ± 0.02222
06_096_053_002_17	0.99023 ± 0.02304	0.85192 ± 0.02581
06_096_054_001_17	1.03771 ± 0.02251	1.13663 ± 0.02526
06_096_055_001_17	1.05501 ± 0.02385	0.92911 ± 0.02208
06_096_055_002_17	0.96368 ± 0.01986	0.93257 ± 0.02129
06_096_055_003_17	0.9839 ± 0.0215	0.93123 ± 0.02177
06_096_055_004_17	0.99609 ± 0.02119	0.93578 ± 0.02133
06_096_055_005_17	0.95363 ± 0.02293	0.89644 ± 0.02275
06_096_056_001_17	1.03149 ± 0.00669	1.14642 ± 0.00781
06_096_056_002_17	1.0111 ± 0.00695	1.20114 ± 0.00909
Rms	0.0303943	0.117496
$\chi^2_{dof}$	0.890945	4.9267
dof	8390	11950

Pose	Bleu	Rouge
06_096_051_001_17	0.95504 ± 0.09285	0.93485 ± 0.03538
06_096_053_001_17	1.00499 ± 0.02214	1.02663 ± 0.03723
06_096_053_002_17	0.93652 ± 0.02057	0.89476 ± 0.02962
06_096_054_001_17	0.96361 ± 0.02081	0.95503 ± 0.02849
06_096_055_001_17	1.05045 ± 0.02426	0.89512 ± 0.02913
06_096_055_002_17	1.02873 ± 0.02022	1.06928 ± 0.02863
06_096_055_003_17	0.99606 ± 0.02174	1.08272 ± 0.03571
06_096_055_004_17	1.0031 ± 0.02113	1.00026 ± 0.03179
06_096_055_005_17	0.91666 ± 0.02277	0.85535 ± 0.60113
06_096_056_001_17	1.05841 ± 0.00683	1.16327 ± 0.01013
06_096_056_002_17	1.08642 ± 0.00768	1.12272 ± 0.01147
Rms	0.0510096	0.0969226
$\chi^2_{dof}$	1.94032	3.7789
dof	8390	11950

Pose	Bleu	Rouge
06_096_051_001_17	0.99667 ± 0.0238	0.937 ± 0.03535
06_096_053_001_17	1.00052 ± 0.02243	0.95914 ± 0.03153
06_096_053_002_17	0.96833 ± 0.02249	0.93295 ± 0.03044
06_096_054_001_17	0.96718 ± 0.02095	0.94348 ± 0.02622
06_096_055_001_17	0.95551 ± 0.02141	0.98191 ± 0.03003
06_096_055_002_17	1.0137 ± 0.02021	1.03372 ± 0.02719
06_096_055_003_17	1.00418 ± 0.02196	1.00608 ± 0.03082
06_096_055_004_17	0.99537 ± 0.02123	1.00184 ± 0.0298
06_096_055_005_17	0.96396 ± 0.02312	0.94502 ± 0.03127
06_096_056_001_17	1.0617 ± 0.00689	1.15921 ± 0.00917
06_096_056_002_17	1.07287 ± 0.00746	1.09966 ± 0.01019
Rms	0.0365728	0.0695016
$\chi^2_{dof}$	1.58062	3.3117
dof	8390	11950

Pose	Bleu	Rouge
06_096_051_001_17	0.92848 ± 0.04543	0.88428 ± 0.08335
06_096_053_001_17	0.98626 ± 0.04078	0.90992 ± 0.07276
06_096_053_002_17	0.99702 ± 0.04466	0.97034 ± 0.06847
06_096_054_001_17	0.96563 ± 0.03734	0.9742 ± 0.05374
06_096_055_001_17	0.96677 ± 0.04162	0.94494 ± 0.06935
06_096_055_002_17	1.02315 ± 0.04212	1.0384 ± 0.06688
06_096_055_003_17	1.01657 ± 0.04378	1.00291 ± 0.07232
06_096_055_004_17	0.98596 ± 0.04053	1.02468 ± 0.06776
06_096_055_005_17	0.94074 ± 0.04511	0.95179 ± 0.07347
06_096_056_001_17	1.09481 ± 0.01106	1.18585 ± 0.01792
06_096_056_002_17	1.0946 ± 0.01187	1.11269 ± 0.02292
Rms	0.0550262	0.0874373
$\chi^2_{dof}$	2.508	3.92581
dof	8390	11950

FIG. 14.6 – A gauche, spectres obtenus pour chacune des poses courtes de Feige 56. A droite, quotient de chacun des spectres par rapport à la moyenne. Chacune des lignes correspond à une psf différente. Les spectres ont tous été ramenés à une seconde.



## Chapitre 15

# Etude des nuits photométriques 2004-2005

### 15.1 Introduction

Le but de ce chapitre est d'étudier les quelques nuits 2004-2005 jugées photométriques par NQE (voir annexe C) et d'y comparer les courbes de correction et d'extinctions obtenues par différentes PSF (de manière similaire à ce qui a été fait dans le chapitre 14 - les indicateurs statistiques qui y sont définis seront d'ailleurs utilisés pour comparer les courbes de correction). Nous ne disposons pas ici des variances exactes après application de la calibration en flux ; une estimation grossière de cette variance sera utilisée :

$$\sigma_{\text{courbe de calibration}} = \frac{\sigma_{\text{spectre observé}} \cdot \text{flux}_{\text{courbe de calibration}}}{\text{flux}_{\text{spectre observé}}} \quad (15.1)$$

Dans cette expression, on considère que l'erreur n'a pas été modifiée par les opérations de dégradation et de lissage. Les estimateurs ne seront pas calculés sur l'ensemble du spectre, mais plutôt sur les intervalles définis dans le chapitre 14 : il est intéressant de visualiser les comportements incontrôlés dans les domaines de longueur d'onde extrême, mais les prendre en compte contaminerait trop profondément notre échantillon et mettrait à mal notre estimation de l'écart à la moyenne. Au lieu d'un  $\chi^2$  au sens plus flou ici, j'indiquerai la dispersion des courbes de correction.

En revanche, je n'illustrerai plus le comportement de `quick_spec` ici : les étoiles sont assez souvent ici à des airmass élevés et par construction `quick_spec` n'est pas adapté à de telles situations, puisqu'il ne prend pas en compte la réfraction différentielle.

Les méthodes employées pour les calculs des courbes d'extinction et de calibration en flux sont abordé chapitre 12, y compris la présentation des limitations actuelles (mauvaises table de référence, problèmes au-delà de 9000 Å ou en deçà de 4000 Å).

Les discussions sur l'extraction en général sont incluses dans le chapitre 11 ; une discussion notamment sur les critères d'évaluation de la qualité d'une extraction est notamment présente section 11.9.

Plusieurs conventions seront adoptées dans la suite : les extinctions pour lesquelles l'une des deux standards est une pose longue (supérieure à 6 secondes) seront indiquées en pointillés, tandis que dans les tableaux récapitulatifs les cas où la convergence n'a pas été atteinte sont écrits en rouge. Une non-convergence peut juste être le signe d'une difficulté à stabiliser le  $\chi^2$  à la précision souhaitée (par exemple fixer sa deuxième ou troisième décimale) ou être le signe d'un échec patent de la minimisation. (voir section 11.9).

L'intégralité des domaines des cubes a été conservée dans ce chapitre, pour illustrer les problèmes de calibration rencontrés dans les zones extrêmes ( $\lambda \geq 5200$  Å pour la voie bleue ou  $\lambda \geq 8500$  Å pour la voie rouge).



Pour chaque nuit, je préciserai les estimations de SkyProbe et les étoiles utilisées pour NQE (voir annexe C) ; par définition toutes les nuits qui suivent on obtenu la note maximale de NQE).

## 15.2 Poses considérées

Au total, 11 nuits ont été considérées photométriques par NQE. Sur ces onze nuits, trois n'ont pas été prises en compte : la nuit du 7 octobre 2004 (04\_281), pour laquelle seule la voie bleue marchait, et les nuits du 9 mai et du 6 septembre 2005, pour lesquelles seule une pose d'étoile standard est disponible.

Pour les autres nuits, les courbes de correction ont été calculées pour les trois Psf utilisées dans le chapitre 14 ; seuls les résultats de la Psf42 sont donnés ici (la Psf 39 donne souvent des résultats similaires tandis que la fonction de Moffat (Psf17) donne des résultats sensiblement différents ; sur les nuits semblant photométriques la Psf39 offre toujours une dispersion moindre des courbes de correction). Les courbes d'extinction ont été construites pour chaque nuit avec toutes les combinaisons possibles d'étoiles présentant une différence d'airmass au moins égale à 0.3 (légèrement moins pour quelques cas précisés dans le texte). La référence de toutes les poses considérées ainsi que les  $\chi^2_{dof}$  obtenus lors de leur extraction sont listées dans le tableau 15.1.

Pose	Standard	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf17	$\chi^2_{dof}$ Psf39	$\chi^2_{dof}$ Psf42
<b>04_332</b>							
014	HR718	1.18075	1.078	1.078	5.747 / 4.366	5.740 / 5.892	5.995 / 5.988
018	HR1544	1.05835	1.069	1.069	12.648 / 19.868	12.629 / 17.566	13.017 / <b>17.546</b>
<del>019</del>	<del>HZ4</del>	<del>1.19324</del>	<del>600.779</del>	<del>601.294</del>	<del>0.742 / 0.882</del>	<del>0.733 / 0.875</del>	<del>0.736 / 0.877</del>
020	LTT2415	1.50225	299.798	301.018	1.130 / 1.417	1.090 / 1.362	1.127 / 1.370
021	GD71	1.02577	501.069	501.753	1.769 / 1.153	1.690 / 1.034	1.742 / 1.037
023	GD71	1.08788	501.169	501.418	2.293 / 1.406	2.041 / 1.232	2.100 / 1.235
032	GD71	1.77441	501.011	501.345	2.115 / 1.480	1.837 / 1.311	1.855 / 1.320
033	HR4468	1.25861	1.07	1.07	11.441 / 12.000	<b>11.976 / 12.191</b>	<b>11.982 / 12.272</b>
034	HD93521	1.05903	5.069	5.069	<b>159.406 / 4.606</b>	8.732 / 4.372	8.900 / 4.380
<b>04_338</b>							
009	HR718	1.30563	1.074	1.074	1.811 / 1.780	1.705 / 1.946	1.834 / 1.968
013	HR1544	1.11565	1.075	1.075	7.460 / 8.538	7.784 / 9.966	8.232 / 9.998
<del>014</del>	<del>HZ4</del>	<del>1.32454</del>	<del>600.471</del>	<del>601.362</del>	<del>0.716 / 0.708</del>	<del>0.703 / 0.691</del>	<del>0.704 / 0.692</del>
018	Hiltner600	1.13044	60.44	61.537	1.545 / 3.280	1.265 / 2.291	1.290 / 2.294
019	GD71	1.27462	500.726	501.946	1.257 / 0.888	1.196 / 0.843	1.239 / 0.846
<b>04_345</b>							
005	Hiltner600	1.10783	75.578	76.334	2.561 / 3.971	2.540 / 3.903	2.594 / 3.914
006	HR1544	1.52486	1.076	1.076	18.187 / 19.713	14.103 / 14.330	14.353 / <b>14.568</b>
007	GD71	1.22556	501.233	501.451	2.292 / 1.241	2.180 / 1.214	2.218 / 1.221
014	HD93521	1.05013	5.072	5.072	5.809 / 3.837	5.933 / 3.863	6.049 / 3.884
015	HR4468	1.16048	1.069	1.069	6.508 / 8.651	<b>6.366 / 8.939</b>	6.490 / <b>8.900</b>
<b>05_132, (sous-poses de 05_132_051)</b>							
001	EG131	1.12818	299.684	300.904	1.360 / 1.634	1.120 / <b>1.286</b>	1.159 / 1.288
003	EG131	1.12767	300.025	301.245	1.437 / 2.118	1.105 / 1.629	1.150 / 1.633
005	EG131	1.13019	300.115	301.335	1.013 / 1.453	0.926 / <b>1.374</b>	0.965 / 1.376
...	...	...	...	...	...	...	...

15.2. POSES CONSIDÉRÉES

Pose	Standard	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf17	$\chi^2_{dof}$ Psf39	$\chi^2_{dof}$ Psf42
007	EG131	1.13577	299.807	301.027	1.035 / 1.465	0.848 / 1.193	0.866 / 1.196
009	EG131	1.14446	299.624	300.844	0.661 / 0.869	0.632 / 0.822	0.639 / 0.824
<b>05_174</b>							
068	HR7596	1.07446	1.076	1.076	2.752 / 3.843	2.799 / 2.926	2.979 / 2.946
072	HR9087	1.83845	1.07	1.07	4.982 / <b>9.309</b>	4.432 / 6.041	4.473 / 6.042
<b>05_184</b>							
064	EG131	1.15792	299.955	300.174	2.098 / 3.200	1.576 / <b>2.462</b>	<b>1.598</b> / 2.456
069	HR7596	1.07395	1.076	1.076	2.736 / <b>3.683</b>	2.559 / 4.289	2.702 / <b>4.291</b>
077	HR7950	1.14984	1.075	1.075	22.342 / 52.382	19.68 / <b>41.406</b>	20.815 / <b>41.421</b>
<del>084</del>	<del>Feige110</del>	<del>1.22217</del>	<del>1.072</del>	<del>1.072</del>	<del>0.519 / 0.489</del>	<del>0.520 / 0.489</del>	<del>0.520 / 0.489</del>
093	HR7950	1.44658	1.076	1.076	20.632 / 25.688	19.776 / 23.510	<b>20.193 / 23.216</b>
<del>095</del>	<del>HR8634</del>	<del>1.0264</del>	<del>1.075</del>	<del>1.075</del>	<del>0.566 / 0.695</del>	<del>0.832 / 0.964</del>	<del>0.571 / 1.066</del>
097	HR8634	1.03112	1.072	1.072	52.499 / 69.518	<b>42.416 / 60.207</b>	<b>44.328 / 60.285</b>
<b>05_226</b>							
051	HR7950	1.45833	1.07	1.07	21.078 / 39.092	18.165 / 32.763	19.703 / 33.721
053	HR8634	1.02787	1.073	1.073	29.889 / 33.268	<b>33.910 / 41.496</b>	35.767 / 41.755
056	LTT9491	1.25652	600.072	600.072	0.698 / 0.804	0.666 / 0.771	0.673 / 0.773
063	HR718	1.0533	1.069	1.069	20.180 / 29.379	<b>18.317</b> / 23.459	18.844 / 23.513
<del>065</del>	<del>Feige110</del>	<del>1.35957</del>	<del>299.899</del>	<del>300.073</del>	<del>1.357 / 1.419</del>	<del>1.337 / 1.428</del>	<del>1.378 / 1.436</del>
069	HR718	1.0206	1.075	1.075	9.460 / 10.886	<b>8.130</b> / 9.659	8.792 / 9.708
071	HR8634	1.74668	1.073	1.073	26.279 / 37.235	25.083 / 41.459	27.187 / 41.775
073	HR718	1.02063	1.075	1.075	18.799 / 26.626	14.926 / 19.904	<b>15.618</b> / 19.941
<b>05_234</b>							
049	HR718	1.0791	1.076	1.076	9.056 / 9.318	<b>10.067</b> / 10.993	<b>10.828</b> / 11.047
060	HZ4	1.16382	600.641	600.641	0.665 / 0.741	0.648 / 0.726	0.651 / 0.726
062	HR718	1.02267	1.068	1.068	6.632 / 6.730	9.666 / 9.271	10.334 / 9.325
069	HR718	1.02413	1.075	1.075	15.447 / 23.125	11.154 / 18.340	11.956 / 18.369
071	HR718	1.0299	1.075	1.075	11.391 / 15.182	9.936 / <b>12.953</b>	10.615 / 13.000
<b>05_241</b>							
051	HR9087	1.14844	1.068	1.068	11.614 / 9.885	9.819 / <b>7.737</b>	<b>10.021</b> / 7.755
066	HZ4	1.01745	400.07	400.07	0.985 / 0.883	0.998 / 0.878	0.982 / 0.878
<b>05_244</b>							
052	HR8634	1.30516	1.07	1.07	10.211 / 15.223	8.480 / 13.388	9.812 / 13.534
<del>064</del>	<del>HR718</del>	<del>1.05619</del>	<del>1.07</del>	<del>1.07</del>	<del>51.060 / 87.582</del>	<del>45.411 / 75.689</del>	<del>46.289 / 75.711</del>
<del>066</del>	<del>HR8634</del>	<del>3.10254</del>	<del>1.076</del>	<del>1.076</del>	<del>2.464 / 2.767</del>	<del>2.120 / 5.422</del>	<del>2.582 / 3.023</del>
068	HR1544	1.05702	1.073	1.073	18.373 / 32.886	14.015 / 27.925	14.371 / 27.933
<b>05_256</b>							
057	HR1544	1.02643	1.074	1.074	15.774 / 39.851	9.593 / 25.956	10.086 / 26.030
059	G191B2B	1.20093	20.074	20.074	0.586 / 0.727	0.592 / 0.730	0.593 / 0.730
<del>061</del>	<del>G191B2B</del>	<del>1.19507</del>	<del>100.07</del>	<del>100.07</del>	<del>1.750 / 7.824</del>	<del>1.728 / 7.986</del>	<del>1.818 / 7.996</del>
<b>05_264</b>							
045	LTT9491	1.71551	600.069	600.069	0.997 / 1.256	0.860 / 1.082	0.872 / 1.085
...	...	...	...	...	...	...	...

---

Pose	Standard	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf17	$\chi^2_{dof}$ Psf39	$\chi^2_{dof}$ Psf42
053	HR1544	1.06392	1.07	1.07	10.960 / 19.538	9.788 / 17.896	10.319 / 17.972
055	GD71	1.14371	600.187	600.187	1.779 / 1.228	1.753 / 1.265	1.844 / 1.269

TAB. 15.1 – Tableau récapitulatif de toutes les poses d'étoiles standards des nuits 2004-2005 assumées photométriques par NQE. Les  $\chi^2$  écrits en rouge soulignent une absence de convergence; les chiffres à gauche des slash concernent la voie bleue et ceux à droite la voir rouge. Les poses barrées correspondent à des poses problématiques; se reporter aux textes de chaque nuit pour obtenir les détails des raisons de leur rejet.

## 15.3 Nuit 04\_332 (27 novembre 2004)

### 15.3.1 Présentation

NQE a jugé cette nuit photométrique après analyse de 8 poses longues (3 standards et 5 supernovae) ; on voit néanmoins dans le tableau de la figure 15.1 que ces 8 poses ne couvrent pas l'intégralité de la demi-nuit ; quelques-unes de nos standards sont en dehors de la plage couverte.

SkyProbe (figure 15.1) montre néanmoins une nuit de toute évidence non-photométrique ; il est d'ailleurs étrange que NQE ait trouvé huit poses stables alors que la variabilité pendant toute la deuxième partie de la nuit est très importante.

La standard 019 a été écartée dans la suite car elle est totalement excentrée.

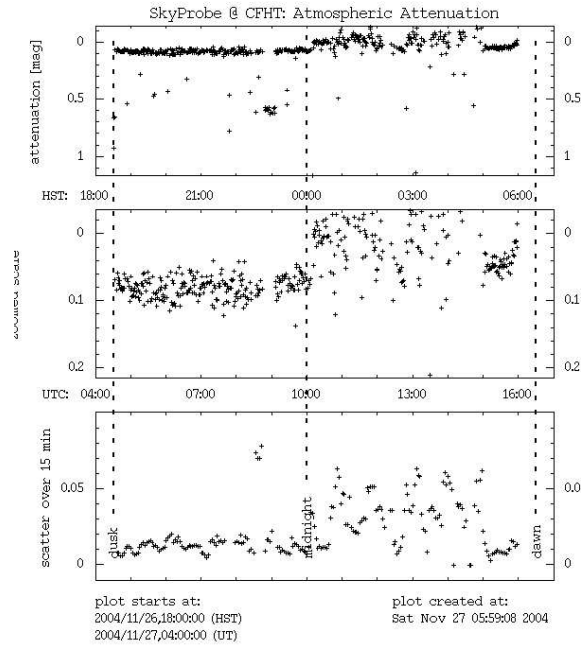
### 15.3.2 Extinction

Les courbes d'extinctions sont présentées figure 15.2. Le désaccord entre elles est important, et nombre d'entre elles représentent une impossibilité physique : une atténuation négative. Cela peut s'expliquer par la non-photométrie de la nuit, comme cela a été abordé dans la section 12.3.4 : une différence d'atténuation entre 2 poses utilisées pour un calcul d'extinction donne un offset par rapport à l'extinction attendue sans variation de conditions atmosphériques.

### 15.3.3 Courbes d'étalonnage en flux

On trouve pour les courbes de correction obtenues avec l'extinction de Bèland et al. (1988) (voir figure 15.3) une dispersion de l'ordre de 4 % dans les deux voies. Cette dispersion est consistante avec celle observée par SkyProbe. En y regardant de plus près, la nuit a peut-être été stable par séquences : il existe deux paires de pose (014-018 et 021-023) pour lesquelles l'étalonnage en flux est très proche.

Un point positif, particulièrement pour la voie rouge, et que si les niveaux d'atténuation trouvés ne sont pas les mêmes, la différence de courbe de correction semble peu dépendre de la longueur d'onde ; de ce fait, à défaut de fournir une courbe de correction absolue, la forme des spectres corrigés par une telle courbe d'extinction devrait être correcte et ne nécessiter qu'une correction en flux de quelques pourcent indépendante de la longueur d'onde. Cette observation est une forte indication d'une atténuation grise associée aux nuages.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :28 :00.86	014	x	
10 :40 :12.83	015		x
11 :03 :53.25	016		x
11 :27 :32.88	017		x
11 :50 :41.40	018	x	
12 :01 :28.36	019	*	x
12 :22 :48.41	020	x	
12 :39 :09.21	021	x	
13 :23 :45.18	023	x	x
13 :45 :25.17	024		x
14 :22 :01.12	027		x
15 :42 :08.50	032	x	x
15 :58 :40.20	033	x	
16 :07 :36.26	034	x	

FIG. 15.1 – Données SkyProbe de la nuit 04\_332. La seconde moitié de la nuit semble instable, loin de la photométrie affichée par NQE. La standard de la nuit 019 a été rejetée dans l'étude qui suit car elle est très excentrée.

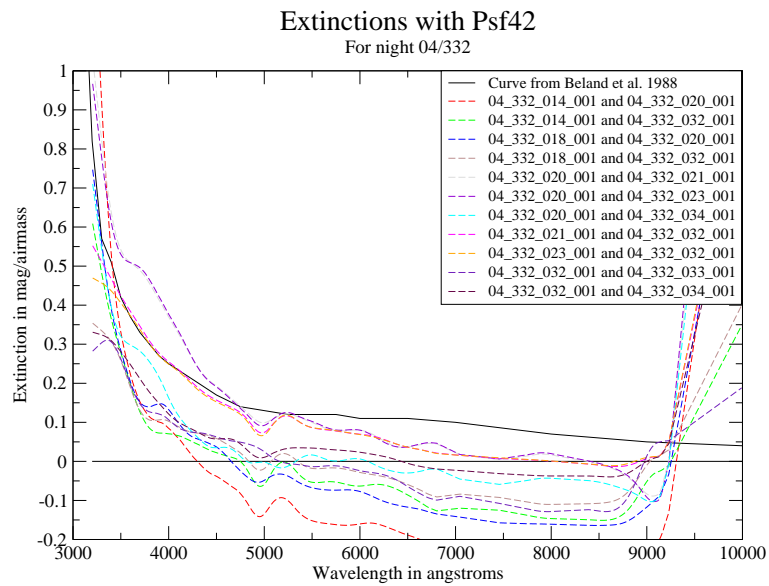
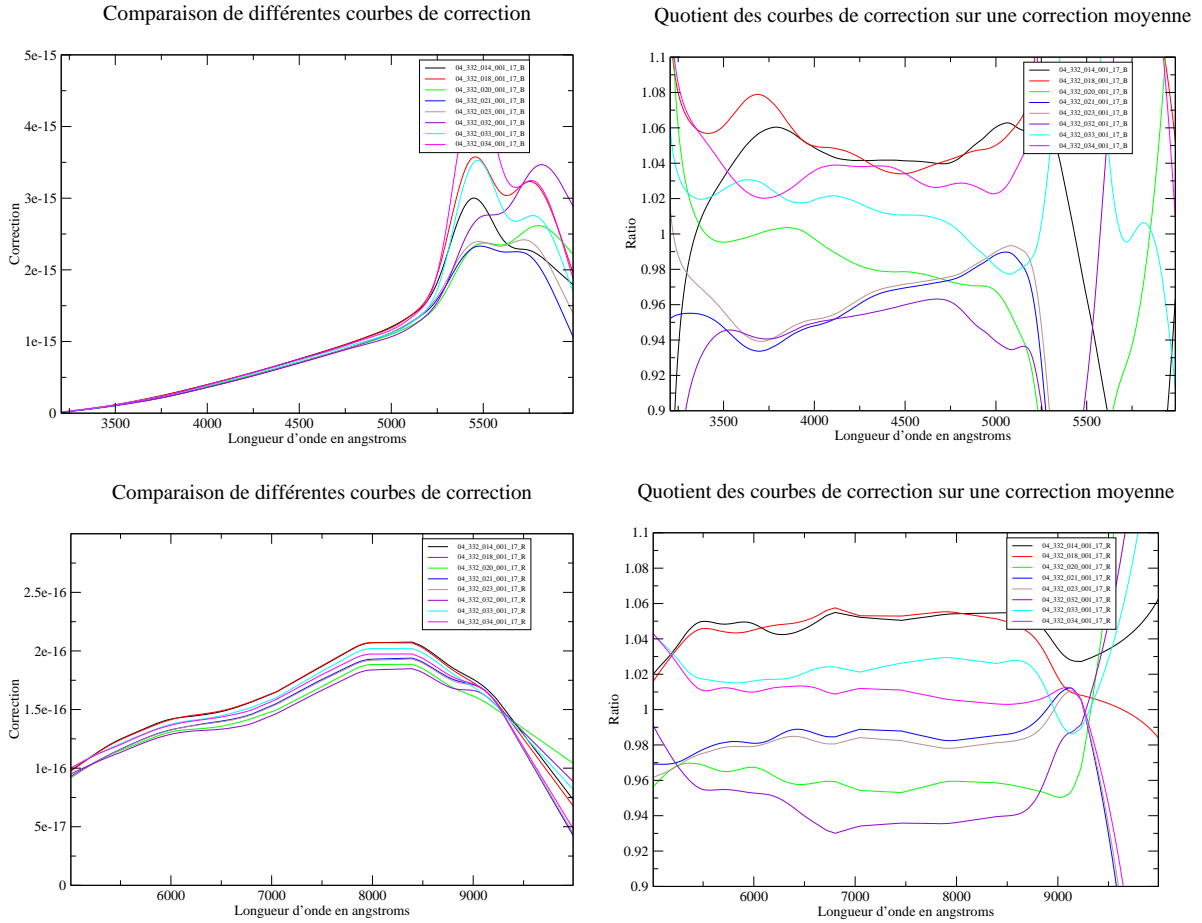


FIG. 15.2 – Courbes d'extinction de la nuit 04/332 déterminée les spectres issus de CubExtrac avec la Psf42.



Pose	Bleu	Rouge
04_332_014_001_17_Psf42	$1.0387 \pm 0.00058$	$1.04864 \pm 0.00048$
04_332_018_001_17_Psf42	$1.05407 \pm 0.00065$	$1.04869 \pm 0.00047$
04_332_020_001_17_Psf42	$0.98805 \pm 0.00164$	$0.96029 \pm 0.00091$
04_332_021_001_17_Psf42	$0.96039 \pm 0.00103$	$0.98298 \pm 0.00125$
04_332_023_001_17_Psf42	$0.96663 \pm 0.00105$	$0.97921 \pm 0.00124$
04_332_032_001_17_Psf42	$0.94355 \pm 0.00111$	$0.94485 \pm 0.00129$
04_332_033_001_17_Psf42	$1.01248 \pm 0.00066$	$1.02352 \pm 0.00055$
04_332_034_001_17_Psf42	$1.03614 \pm 0.00067$	$1.01182 \pm 0.00075$
Rms	0.0412006	0.0392249

FIG. 15.3 – Courbes de correction de la nuit 04/332 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). En haut, la voie bleue, en bas, la voie rouge ; à droite, quotient de chacune de ces courbes sur la courbe moyenne. Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

## 15.4 Nuit 04\_338 (3 décembre 2004)

### 15.4.1 Présentation

5 standards sont disponibles cette nuit-là (voir tableau 15.1), mais leurs différences d'airmass sont peu élevées et aucune ne franchit le seuil fixé  $\Delta airmass \geq 0.3$ .

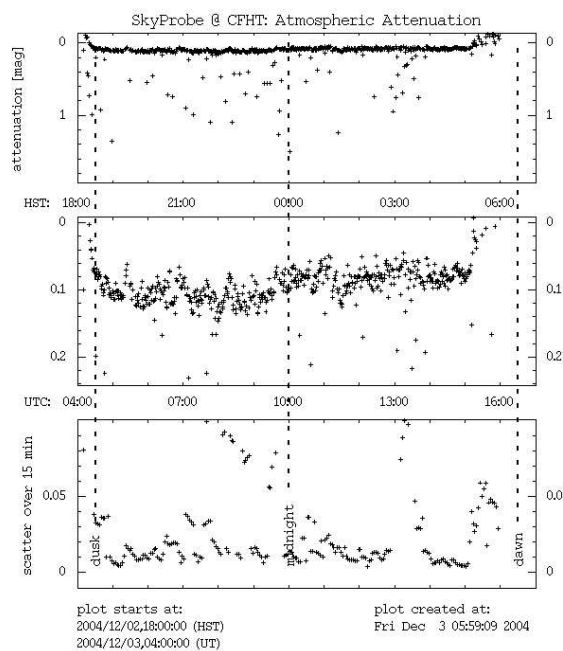
HZ4 (pose 014) est excentrée et a été exclue de l'analyse.

NQE couvre la période d'observation de quatre de ces cinq standards (voir 15.4).

### 15.4.2 Courbes d'étalonnage en flux

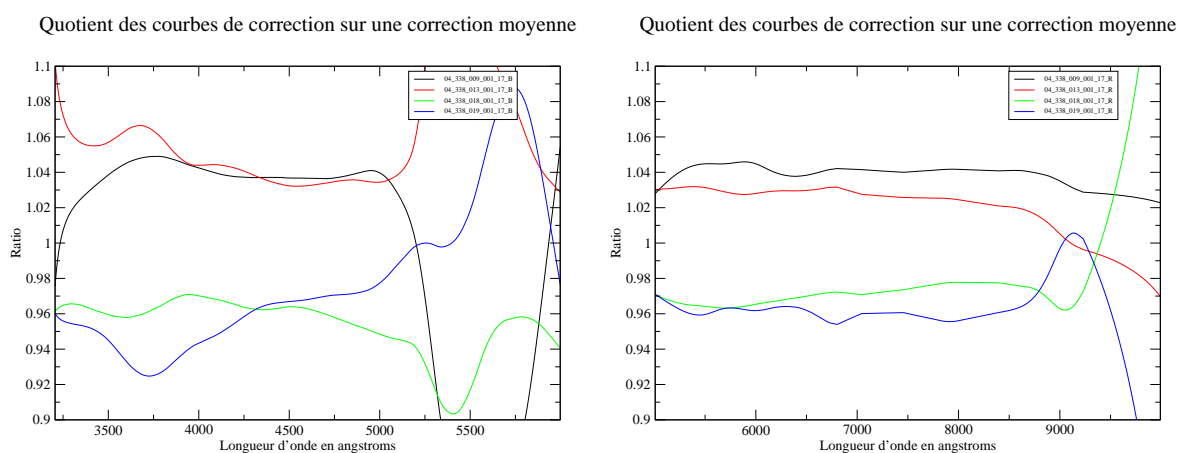
On observe ici un groupement deux à deux des 4 poses respectant un ordre chronologique ; on peut donc supposer une variation de conditions atmosphériques entre les deux groupes. Cette variation de conditions est visible sur les données de SkyProbe (voir figure 15.4). La dispersion de presque 5 % est une conséquence directe de cette variation ; on peut voir que l'accord est bien meilleur au sein d'un de ces deux groupes de poses.





Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :38 :53.19	009	x	
10 :50 :49.99	010		x
11 :14 :28.23	011		x
11 :38 :08.28	012		x
12 :01 :18.25	013	x	
12 :12 :04.02	014	*	x
13 :44 :19.53	018	x	
14 :04 :31.59	019	x	x

FIG. 15.4 – Données SkyProbe de la nuit 04\_338. On observe une instabilité pouvant affecter nos standards entre 13 :00 UTC et 14 :00 UTC ; la pose 018 a été prise proche de cet instant.



Pose	Bleu	Rouge
04_338_009_001_17_Psf42	$1.0364 \pm 0.00071$	$1.04115 \pm 0.00051$
04_338_013_001_17_Psf42	$1.04613 \pm 0.00068$	$1.02771 \pm 0.00046$
04_338_018_001_17_Psf42	$0.96061 \pm 0.00121$	$0.9708 \pm 0.00094$
04_338_019_001_17_Psf42	$0.95686 \pm 0.00115$	$0.96034 \pm 0.00124$
Rms	0.0478393	0.0403608

FIG. 15.5 – Courbes de correction de la nuit 04/338 pour la psf 42, en assumant l'extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction; le domaine de longueur d'onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

---

## 15.5 Nuit 04\_345 (10 décembre 2004)

### 15.5.1 Présentation

Cinq standards ont été observées pendant cette nuit ; et le diagnostic de NQE a été mené

La note de NQE a été donnée à 4 objets : 002, 003, 004 et 007 (une standard et trois supernovae). NQE ne permet pas de juger ici de l'intégralité de la nuit : toutes ces poses ont été prises au tout début de la prise de données. SkyProbe (figure 15.6) semble toutefois indiquer une nuit plutôt stable.

La coupure de différence d'airmass a été très légèrement abaissée, pour permettre de tracer la courbe d'extinction issue des poses 006 et 007 séparées de  $\Delta airmass = 0.2993$ .

### 15.5.2 Extinction

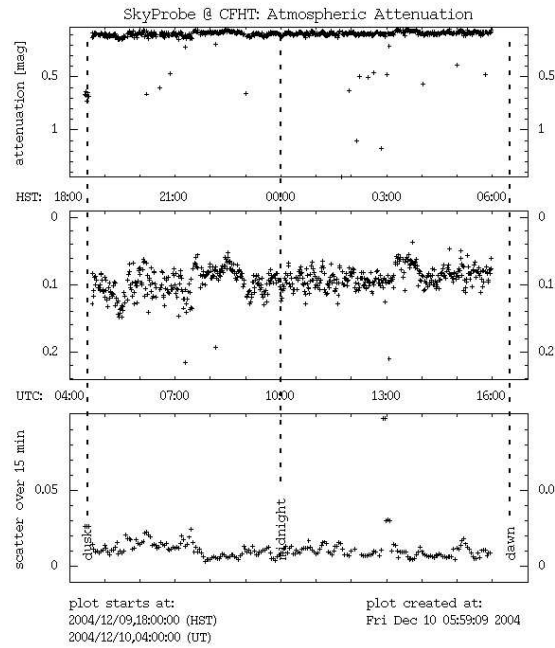
Toutes les courbes font appel à la pose 006, ce qui n'est pas sans poser problème si d'aventure les conditions climatiques ont varié comme pour SkyProbe.

La dispersion obtenue est assez réduite ; de fait les extinctions réalisées avec les poses à court temps de pose (courbes en traits pleins) sont en accord raisonnable (ce qui n'est pas si surprenant : les poses 014 et 015 ont été prises consécutivement dans une période où la stabilité est très bonne d'après la figure 15.6.) Elles sont également proches de la courbe d'extinction utilisée par défaut.

Les deux courbes réalisées avec des temps de pose longs (en pointillés). Cela peut signifier un problème de variation d'atténuation - la pose 005 notamment serait concernée au premier chef si une variation est apparue au moment pointé par SkyProbe - ou également un problème plus général lié à l'utilisation de poses longues.

### 15.5.3 Courbes d'étalonnage en flux

Nous obtenons ici une dispersion de 4 % pour le bleu et de 2.5 % pour le rouge, ce qui semble supérieur à l'observation sur SkyProbe. On remarquera cependant que la pose 006 est à l'écart : il est fort possible que la variation atmosphérique suggérée par SkyProbe à ce moment-là ait affecté cette pose. Cela semble consistant : si la courbe de correction est supérieure cela illustre le fait que l'atténuation ait été plus grande (voir la formule 12.12). Cela semble bien possible car la même hiérarchie des courbes de correction est observée entre les deux voies. Cela n'apparaît pas sur les courbes d'extinction car toutes font appel à cette pose 006 ; dès lors l'offset induit est commun à toutes ces courbes.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
11 :48 :25.71	002		X
12 :12 :09.63	003		X
12 :35 :51.14	004		X
13 :04 :07.86	005	X	
13 :12 :43.29	006	X	
13 :24 :14.97	007	X	X
16 :02 :22.56	014	X	
16 :11 :30.43	015	X	

FIG. 15.6 – Données SkyProbe de la nuit 04\_345. Cette nuit semble bien photométrique, avec des variations d'atténuation de l'ordre du pourcent à l'exception d'un bref écart de l'ordre de 10 % vers 13 :00 UTC. La pose 005, et dans une moindre mesure la pose 006, pourrait être affectée si cette variation est présente également dans la part de ciel pointée par UH.

## Extinctions with Psf42

For night 04/345

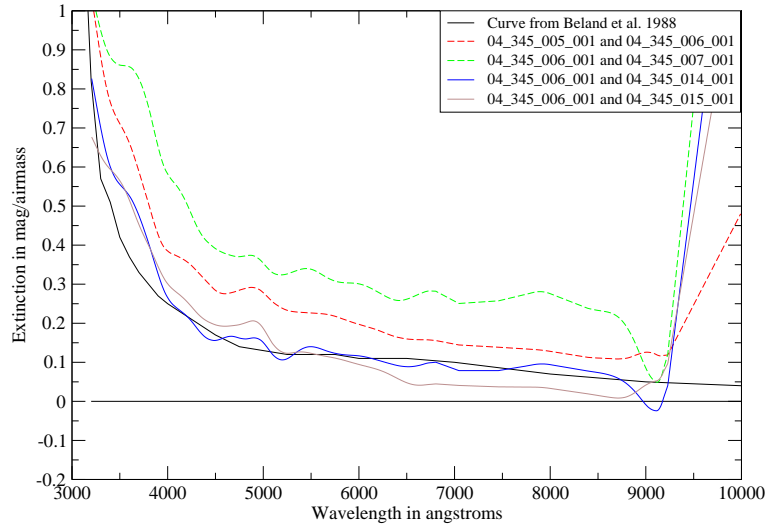
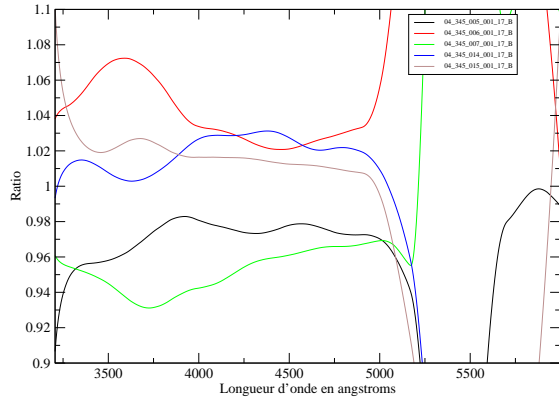
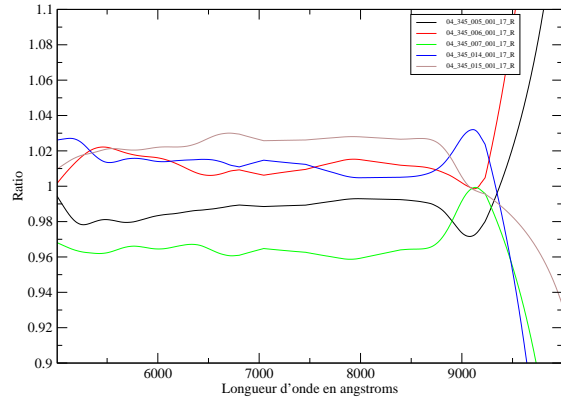


FIG. 15.7 – Courbes d’extinction de la nuit 04/345.

Quotient des courbes de correction sur une correction moyenne



Quotient des courbes de correction sur une correction moyenne



Pose	Bleu	Rouge
04_345_005_001_17_Psf42	$0.96894 \pm 0.00105$	$0.98714 \pm 0.00083$
04_345_006_001_17_Psf42	$1.05148 \pm 0.00077$	$1.01239 \pm 0.00046$
04_345_007_001_17_Psf42	$0.95293 \pm 0.00107$	$0.96321 \pm 0.00117$
04_345_014_001_17_Psf42	$1.01502 \pm 0.00069$	$1.01292 \pm 0.00075$
04_345_015_001_17_Psf42	$1.01163 \pm 0.00068$	$1.02433 \pm 0.00055$
Rms	0.0393424	0.0246541

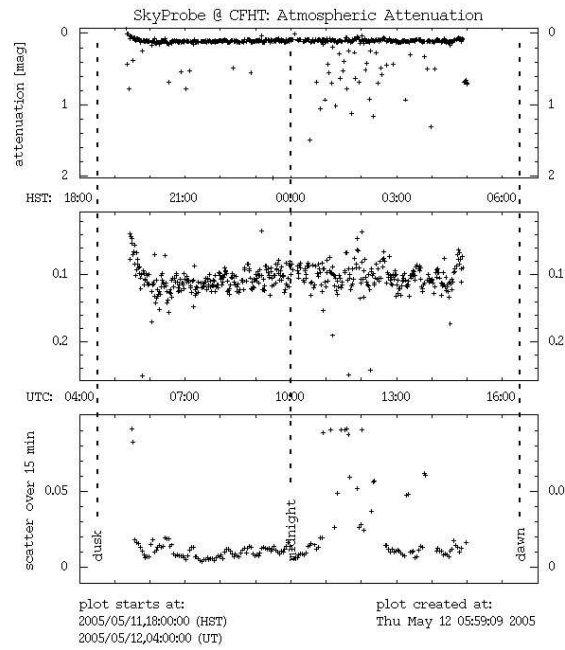
FIG. 15.8 – Courbes de correction de la nuit 04/345 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

## 15.6 Nuit 05\_132 (12 mai 2005)

Durant cette nuit, 5 poses de EG131 ont été prises consécutivement. La nuit a été estimée photométrique à partir de 3 poses de supernovae : 047, 048 et 049. Un tel diagnostic est bien évidemment peu fiable pour la nuit complète, les trois poses ayant été prises en moins d'une heure ! Elles sont toutes antérieures à la série de poses de EG131.

L'estimation de SkyProbe, ainsi que le temps des poses SNIFS, est disponible figure 15.9.

Les spectres obtenus sont donnés sur la figure 15.10. On voit un abrupt changement d'atténuation, extrêmement fort, sur la voie de guidage. Ce changement explique la différence du niveau de flux obtenu entre ces 5 poses consécutives de la même standard.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
12 :51 :43.08	047_001		X
13 :14 :32.43	048_001		X
13 :37 :18.37	049_001		X
14 :13 :11.05	051_001	X	
14 :24 :48.31	051_003	X	
14 :36 :20.71	051_005	X	
14 :47 :52.69	051_007	X	
14 :59 :25.22	051_009	X	

FIG. 15.9 – Données SkyProbe de la nuit 05\_132. Les poses de EG131 ont été prises à la fin de nuit, au moment où SkyProbe indique une forte variation de l'atténuation atmosphérique.

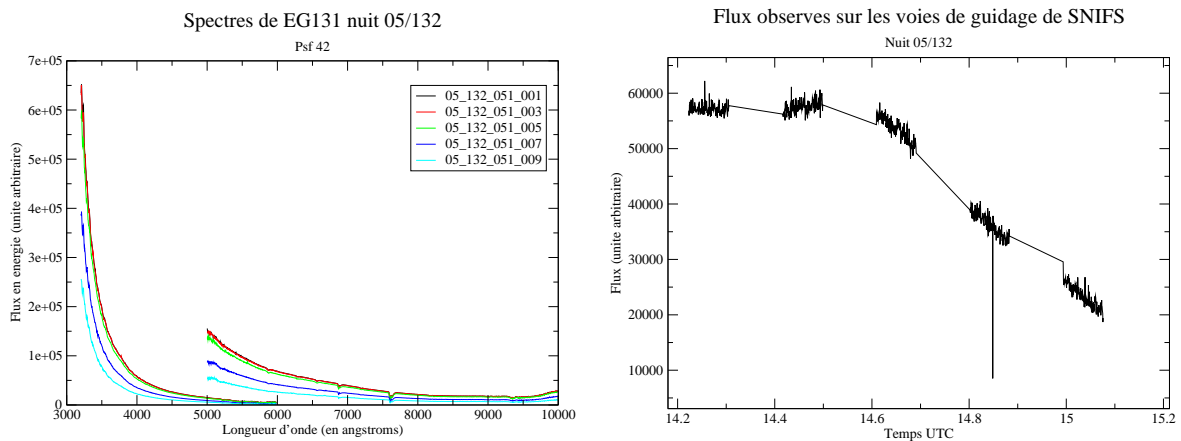


FIG. 15.10 – A gauche, spectres extraits par la PSF 42 pour la nuit 05/132. On voit que sur les cinq poses successives, on observe une rapide décroissance du flux dès la troisième pose. Cet écart de flux est de grande ampleur, avec un facteur de l'ordre de 2.6 entre la première et la dernière pose ! Les extractions ne sont pas à mettre en cause : les données de contrôle indiquent des extractions sans heurts. A droite, flux mesurés pour l'étoile de guidage, qui est d'ailleurs à la base des mesures de photométrie de NQE (voir annexe C). La différence d'atténuation y apparaît de manière très évidente, confirmant ainsi le diagnostic de SkyProbe pour cette période de la nuit.



---

## 15.7 Nuit 05\_174 (23 juin 2005)

### 15.7.1 Présentation

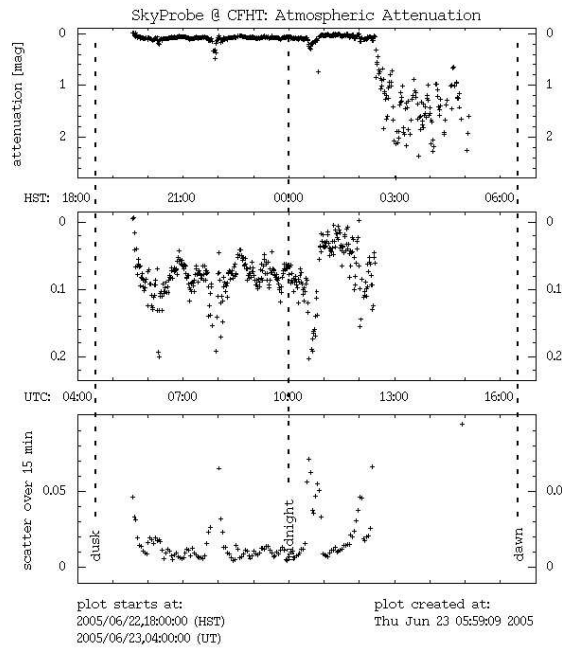
Deux standards ont été prises pendant cette nuit. La photométrie est estimée d'après 3 poses de supernovae : 066, 067 et 069, ce qui est loin d'être représentatif de la nuit complète (069 a commencé un peu moins d'une heure après 066). Une de nos poses est prise entre ces trois supernovae, l'autre est postérieure à ces données (voir le tableau de la figure 15.11)

SkyProbe indique une nuit devenant très atténuée et instable dans sa seconde moitié, particulièrement après 12 :30 UTC. Si les conditions atmosphériques sont réellement telles que décrites par SkyProbe pour tout le ciel, on peut ici douter du diagnostic de NQE : l'atmosphère n'est pas ici stable sur des temps de pose de l'ordre du millier de secondes.

### 15.7.2 Extinction

L'extinction calculée est très importante (l'échelle est différente de celle utilisée habituellement). On observe une atténuation extrêmement importante (voir figure 15.12) ; cela illustre de manière extrême qu'il est inutile de chercher à mesurer des extinctions au cours de nuits non-photométriques par spectroscopie.

Il est de toute évidence ici inutile de comparer les deux courbes de correction de flux : étant donné l'extinction mesurée, si on appliquait l'extinction standard pour obtenir des courbes de calibration en flux nous obtiendrions logiquement des courbes de correction extrêmement différentes.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :46 :48.99	066		x
11 :09 :34.50	067		x
11 :34 :04.09	068	x	
11 :44 :49.83	069		x
12 :43 :22.54	072	x	

FIG. 15.11 – Données SkyProbe de la nuit 05\_174.

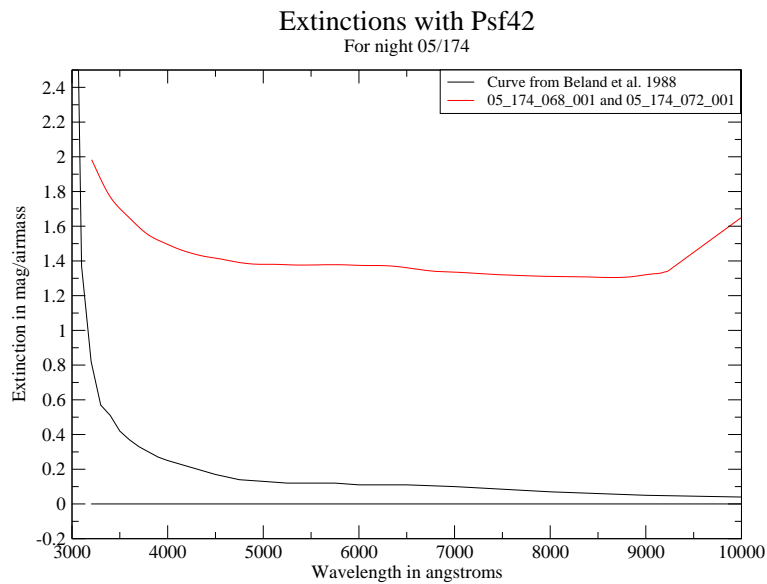


FIG. 15.12 – Courbes d’extinction de la nuit 05/174. L’échelle verticale est différente de celle utilisée habituellement.

---

## 15.8 Nuit 05\_184 (3 juillet 2005)

### 15.8.1 Présentation

7 standards furent prises au cours de cette nuit. Deux d'entre elles seront exclues de l'analyse : la pose 095, dont le centroïde est en dehors du détecteur, et la pose 084, très mal centrée et qui présente une calibration en amont mal faite (avec des flux négatifs ...).

Beaucoup de poses sont mal centrées (093, 097) pendant cette nuit.

NQE n'a utilisé que des supernovae dans son estimation ; la nuit n'est pas totalement couverte par son diagnostic (en fait seule deux poses retenues sont dans un intervalle cerné par deux poses utilisées pour NQE - voir tableau de la figure 15.13).

La nuit présente d'après les données SkyProbe des variations notables jusqu'à 12 :00 UTC ; elle est stable au pourcent ensuite jusqu'un peu avant l'aube.

### 15.8.2 Extinction

La condition de différence d'airmass a été légèrement abaissée pour autoriser l'extinction à partir des courbes 064 et 093, séparées de  $\Delta airmass \approx 0.289$ .

Les courbes d'extinction sont disponibles figure 15.14.

Trois des quatre courbes (toutes celles impliquant des poses courtes en fait) sont en plutôt bon accord ; elles montrent une extinction très faible dans le rouge (et même négative pour l'une d'entre elles, mais ce n'est pas inquiétant : cela peut s'expliquer par un terme gris comme l'explique la section 12.3.4). On observe un décrochage étrange de la courbe vers 6000 Å.

Il faut noter que la pose 093 a été utilisée pour toutes ces courbes d'extinction ; elle présente l'inconvénient d'être mal centrée, y compris dans la voie rouge (décalée de 4 spaxels vers le haut pour la voie rouge - trop peu pour la rejeter purement et simplement, mais suffisamment pour entretenir les doutes sur la reconstruction, surtout avec un airmass relativement élevé). L'extraction est donc un peu moins contrainte qu'elle pourrait l'être, et la reconstruction du flux n'est pas extrêmement fiable.

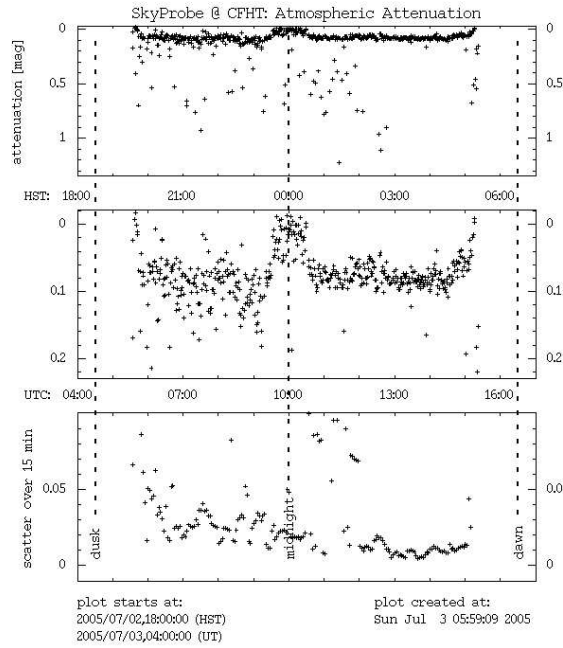
La courbe utilisant une pose longue présente un offset par rapport aux autres, mais si les conditions atmosphériques sont les mêmes que celles données par SkyProbe il est difficile de conclure : la pose longue (064) provient du tout début de la demi-nuit, qui présente une atténuation plus élevée de presque 0.1 magnitude.

### 15.8.3 Courbes d'étalonnage en flux

En appliquant l'extinction de Bèland et al. (1988), on voit que l'on obtient des dispersions de l'ordre de 2.5 % pour la voie bleue et 2 % pour la voie rouge. De fait, si l'on exclut la première pose, qui serait à une atténuation différente selon SkyProbe, la dispersion est alors bien plus réduite (1.2 et 1.3 % respectivement) et semble en accord avec ce qu'indique SkyProbe.

On remarque ici que le comportement dans la voie bleue se dégrade ici dès 5000 Å.

Un autre problème est que la hiérarchie des courbes n'est pas la même dans les deux couleurs, mais les deux poses 093 et 097 sont mal cadrées et la reconstruction de leur flux est à prendre avec précaution. Ce dernier point peut-être un effet de l'extinction appliquée : si à la place j'utilise une courbe d'extinction déterminée à l'aide des poses 077 et 093 (figure 15.16) la hiérarchie est cette fois la même. La dispersion est plus restreinte, mais c'est inhérent à la méthode : en théorie si les transformations (dégradation, lissage, comparaison à la référence - voir chapitre 12) appliquées sur la courbe étaient parfaites, les courbes des poses 077 et 093 devraient être confondues (c'en est relativement proche ici sauf dans les parties à problèmes du spectre...mais dans le bleu c'est là où se manifeste le dichroïque (voir section 9.2.2) et dans le rouge la zone d'une intense et large raie tellurique (voir figure 12.2)).



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :05 :17.89	064	x	
10 :31 :08.44	067		x
10 :55 :25.06	069	x	
11 :12 :33.79	072		x
11 :39 :24.87	074		x
12 :07 :37.55	077	x	
12 :24 :40.10	080		x
12 :51 :56.96	082		x
13 :15 :06.58	084	*	
13 :25 :43.95	086		x
13 :52 :31.52	088		x
14 :20 :34.91	090		x
14 :48 :38.64	093	x	
14 :55 :47.21	095	*	
15 :01 :50.47	097	x	

FIG. 15.13 – Données SkyProbe de la nuit 05\_184.

Pour vraiment tester l'application d'une courbe d'extinction propre, il faudrait de fait avoir suffisamment de standards pour en utiliser deux pour le calcul de l'extinction et comparer alors les courbes d'extinction de toutes les autres, le tout pendant une nuit photométrique . . . La seule nuit remplissant ces critères est la nuit suivante 05/226, mais les courbes d'extinction obtenues montrent un accord très bon avec l'extinction par défaut, avec une dispersion ; le choix de la courbe d'extinction relève alors d'un arbitraire et les conclusions seraient difficilement interprétables.

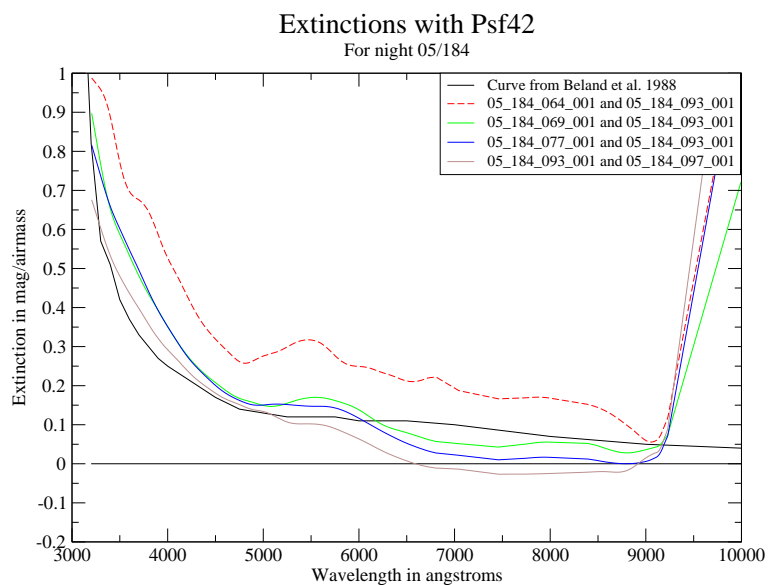
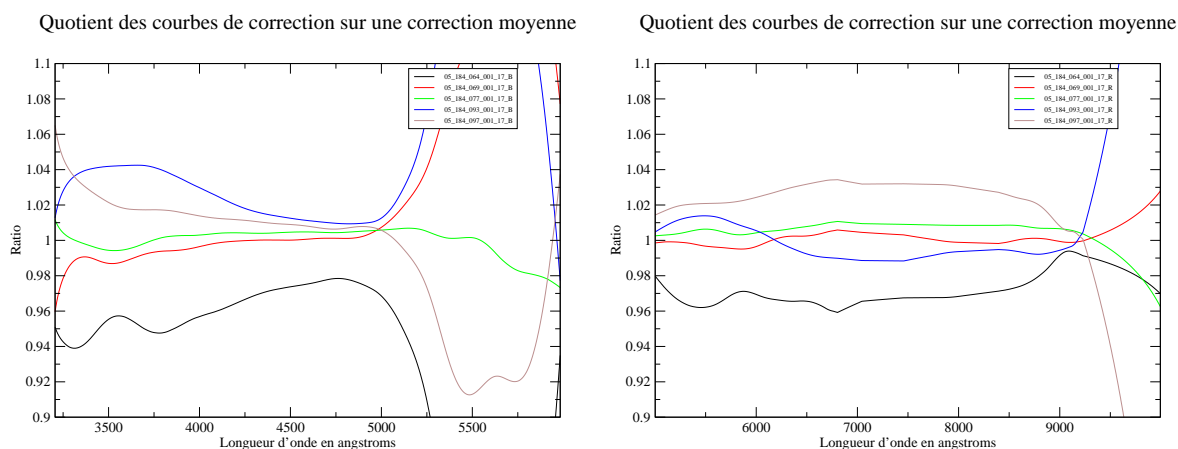


FIG. 15.14 – *Courbes d'extinction de la nuit 05/184.*



Pose	Bleu	Rouge
05_184_064_001_17_Psf42	$0.96055 \pm 0.00106$	$0.9669 \pm 0.00108$
05_184_069_001_17_Psf42	$0.99786 \pm 0.00114$	$1.00036 \pm 0.00083$
05_184_077_001_17_Psf42	$1.00262 \pm 0.00046$	$1.00725 \pm 0.00037$
05_184_093_001_17_Psf42	$1.02521 \pm 0.00051$	$0.99776 \pm 0.00036$
05_184_097_001_17_Psf42	$1.01376 \pm 0.00034$	$1.02773 \pm 0.00032$
Rms	0.0244478	0.0219384

FIG. 15.15 – Courbes de correction de la nuit 05/184 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

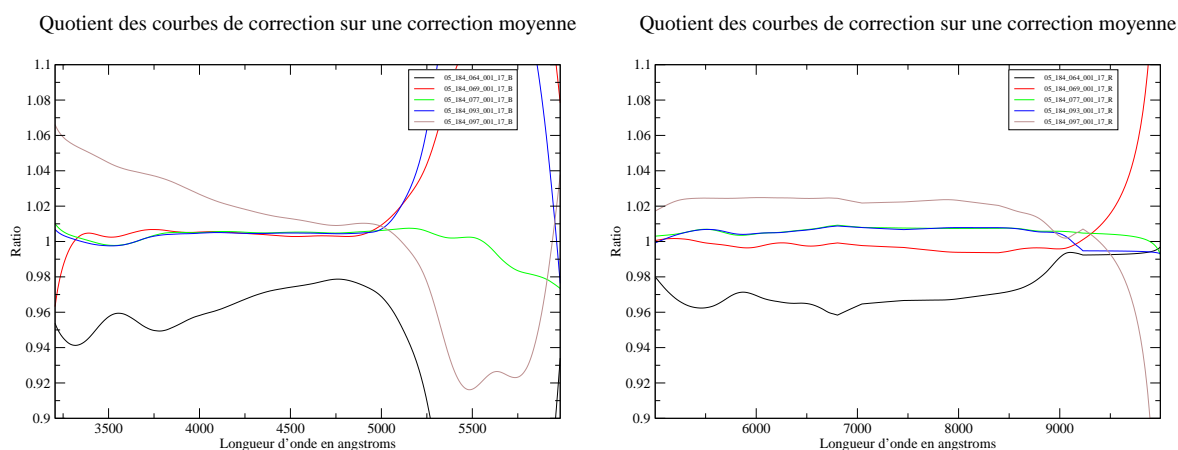


FIG. 15.16 – Courbes de correction de la nuit 05/184 pour la psf 42, en prenant l’extinction issue des poses 077 et 093. La dispersion est grandement réduite en utilisant cette extinction, mais cela s’explique par sa construction (voir texte).

---

## 15.9 Nuit 05\_226 (14 août 2005)

### 15.9.1 Présentation

8 standards ont été observées durant cette nuit. La pose 065 est rejetée car mal centrée (le centroïde est complètement à l'extérieur dans le bleu).

NQE a fondé son résultat sur les poses 047, 049, 059, 061 et 067, toutes des supernovae (voir tableau 15.2). Trois des poses de standards sont prises après la dernière estimation NQE. Aucune donnée SkyProbe n'est disponible pour cette nuit.

### 15.9.2 Extinction

Beaucoup de combinaisons ici satisfaisant la condition d'écart en airmass sont possibles ici. L'extinction semble suivre de manière satisfaisante la relation de Bèland et al. (1988) sur cette nuit.

2 poses diffèrent sensiblement : la seule extinction faisant intervenir une standard à long temps de pose (056), et dans une moindre mesure pour la voie rouge l'extinction à partir des poses 051 et 069.

L'extraction de la pose 056 n'est pas à mettre en cause : l'étoile n'est que légèrement décentrée, et les données de contrôle montrent une extraction de très bonne qualité, avec notamment une très bonne continuité entre les paramètres des 2 voies (FWHM,  $\epsilon$ , angle de blur - voir chapitre 11.9).

Il est difficile de juger sans données SkyProbe en parallèle ; mais il semblerait ici qu'il y ait un problème en utilisant des standards à long temps de poses pour le calcul de l'extinction. Cela avait déjà été suggéré dans les nuits précédentes, mais alors cela mettait toujours en jeu une variation possible de l'atmosphère montrée par SkyProbe...

Ceci dit, l'utilisation de la voie photométrique pourrait permettre de voir s'il y a eu une variation d'atténuation différente pendant cette pose.

### 15.9.3 Courbes d'étalonnage en flux

Les courbes de correction effectuées avec l'extinction classique (ce qui semble une bonne approximation ici) montrent un très bon accord à l'exception de la pose 056, qui présente une courbe de correction plus faible. Cette pose est la seule pose longue étudiée pendant cette nuit (sans compter la pose exclue). Comme cela a été discuté dans la section 15.9.2, il est difficile de se prononcer dans données SkyProbe.

La dispersion indiquée ici est de l'ordre de 2 % pour les deux voies. Si l'on ôte la pose 056, qui est ici la principale contribution à cette dispersion, on obtient une dispersion bien plus restreinte, de l'ordre de 0.8 % et 0.9 %.

Cette nuit est de fait très vraisemblablement photométrique, au moins pendant une très grande part du temps ; il faut attendre les résultats de la voie photométrique pour pouvoir résoudre l'écart marqué par la pose 056.

Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
11 :06 :18.63	047		x
11 :33 :12.45	049		x
12 :05 :47.78	051	x	
12 :12 :37.43	053	x	
12 :31 :01.76	056	x	
13 :25 :50.45	059		x
13 :54 :40.13	061		x
14 :18 :37.14	063	x	
14 :30 :39.70	065	x	
14 :47 :28.60	067		x
15 :10 :24.07	069	x	
15 :17 :47.90	071	x	
15 :25 :22.20	073	x	

TAB. 15.2 – Répartition des standards et des poses utilisées par NQE au cours de la nuit.

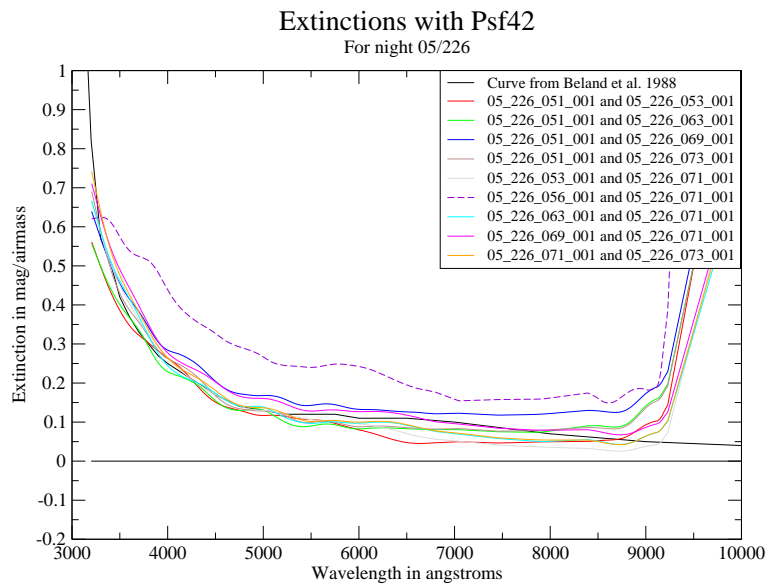
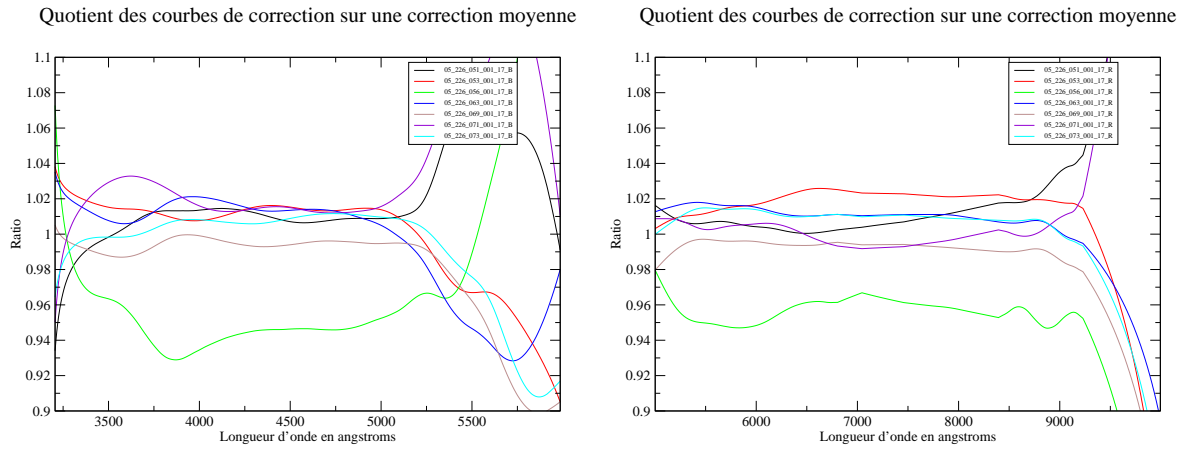


FIG. 15.17 – Courbes d'extinction de la nuit 05/226.





Pose	Bleu	Rouge
05_226_051_001_17_Psf42	$1.00589 \pm 0.00048$	$1.00719 \pm 0.00036$
05_226_053_001_17_Psf42	$1.01372 \pm 0.00033$	$1.01945 \pm 0.0003$
05_226_056_001_17_Psf42	$0.95137 \pm 0.0018$	$0.95756 \pm 0.00181$
05_226_063_001_17_Psf42	$1.01251 \pm 0.00054$	$1.01216 \pm 0.00046$
05_226_069_001_17_Psf42	$0.99431 \pm 0.00051$	$0.99348 \pm 0.00044$
05_226_071_001_17_Psf42	$1.01727 \pm 0.00038$	$0.9997 \pm 0.00031$
05_226_073_001_17_Psf42	$1.00492 \pm 0.00052$	$1.01045 \pm 0.00045$
Rms	0.0227895	0.0205568
dof	5028	7170

FIG. 15.18 – Courbes de correction de la nuit 05/226 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

## 15.10 Nuit 05\_234 (22 août 2005)

### 15.10.1 Présentation

5 standards ont été observées pendant cette nuit.

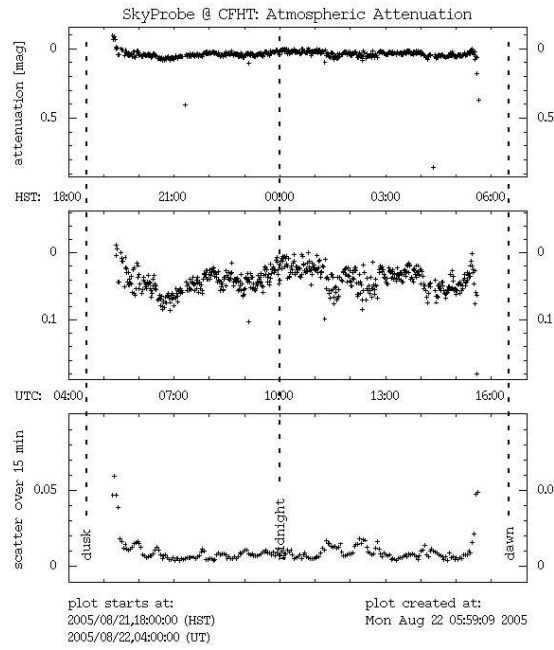
NQE est ici peu utile : son diagnostic porte essentiellement sur la première moitié de la demi-nuit, tandis que nos poses appartiennent toutes à la deuxième moitié (voir tableau de la figure 15.19. SkyProbe indique une nuit assez stable, sauf en toute fin de nuit où l'atténuation augmente brusquement. Si le ciel observé par SNIFS suit cette évolution, notre dernière pose devrait avoir été prise avant cette hausse.

Les différences d'airmass ne permettent pas pour cette nuit une estimation fiable de l'extinction.

### 15.10.2 Courbes d'étalonnage en flux

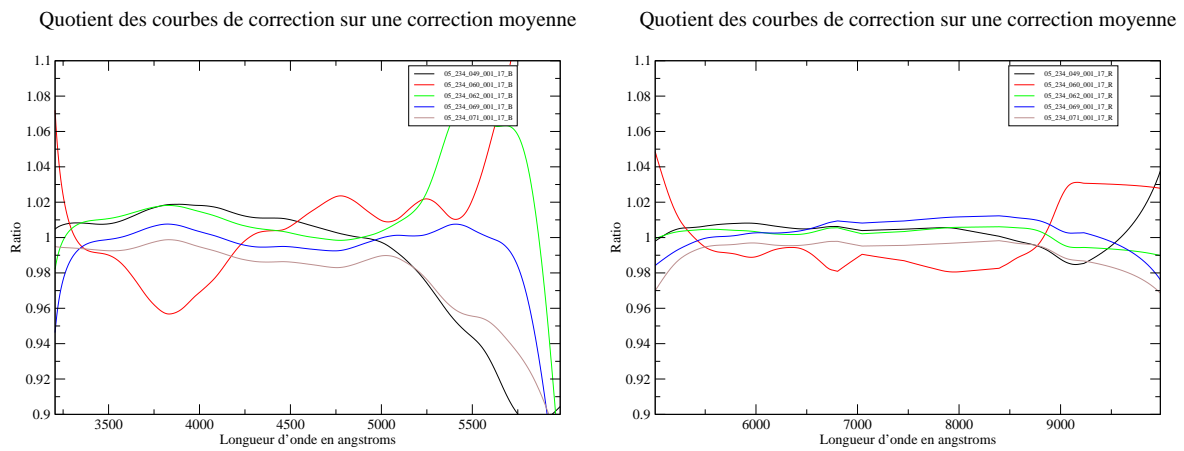
Les courbes de calibration obtenues montrent une dispersion très limitée de l'ordre de 0.08 et 0.07 % respectivement pour les deux voies.

On observe un écart de forme entre les 4 poses de HR718 et la pose de HZ4 (060), très notable dans le bleu. Le problème peut provenir de la comparaison de HZ4 à son spectre de référence : HZ4 est de fait une étoile variable, et elle a depuis été ôtée de la liste des standards spectrophotométriques de SNIFS. Elle présente de plus le problème de calibration en longueur d'onde abordé dans la section 12.5 : un écart de plus de 6 Å est observé entre la position des pics observés et ceux de la table de référence.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :47 :13.09	040_001		X
11 :15 :13.18	042_001		X
11 :37 :58.27	042_003		X
12 :05 :23.59	044_001		X
12 :28 :11.78	044_003		X
13 :02 :59.49	047_001		X
13 :28 :15.44	049_001	X	
14 :12 :55.46	060_001	X	X
14 :29 :40.25	062_001	X	
15 :07 :09.63	069_001	X	
15 :18 :46.02	071_001	X	

FIG. 15.19 – Données SkyProbe de la nuit 05\_234.



Pose	Bleu	Rouge
05_234_049_001_17_Psf42	$1.00814 \pm 0.00052$	$1.00502 \pm 0.00044$
05_234_060_001_17_Psf42	$0.99665 \pm 0.00255$	$0.99095 \pm 0.00244$
05_234_062_001_17_Psf42	$1.00755 \pm 0.00052$	$1.00388 \pm 0.00044$
05_234_069_001_17_Psf42	$0.99745 \pm 0.00051$	$1.00526 \pm 0.00044$
05_234_071_001_17_Psf42	$0.99022 \pm 0.00051$	$0.9949 \pm 0.00043$
Rms	0.00770641	0.00662944

FIG. 15.20 – Courbes de correction de la nuit 05/234 pour la psf 42, en assumant l'extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction; le domaine de longueur d'onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

---

## 15.11 Nuit 05\_241 (29 août 2005)

### 15.11.1 Présentation

2 standards ont été prises cette nuit-là ; leur faible différence d'airmass ne permet pas une estimation fiable de l'extinction. La pose de HZ4 a été prise pendant un temps inférieur à son temps habituel (400 secondes au lieu de 600) et est très bruitée.

NQE couvre remarquablement bien cette nuit : les 9 poses qu'il a utilisées sont réparties au cours de la nuit (voir tableau de la figure 15.21). SkyProbe indique une seconde moitié de nuit plutôt stable, sauf à partir de 15 :15 UTC où l'atténuation décroît

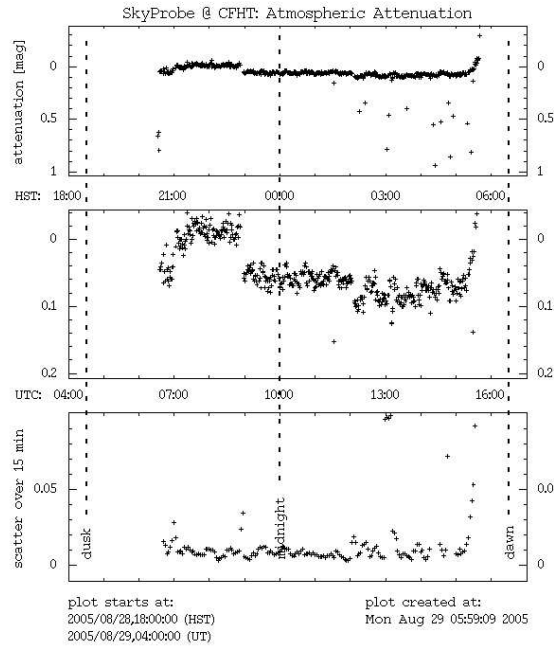
Le problème est que notre deuxième pose de standard (066) est justement dans cette période.

### 15.11.2 Courbes d'étalonnage en flux

Les courbes de calibration obtenues sont en désaccord : on observe un croisement entre elles dans les deux voies. Ce désaccord est d'ailleurs chromatique, particulièrement pour la voie rouge. Une explication peut en être la nature de HZ4 (voir section de la nuit 05/234 pour une brève description à ce sujet).

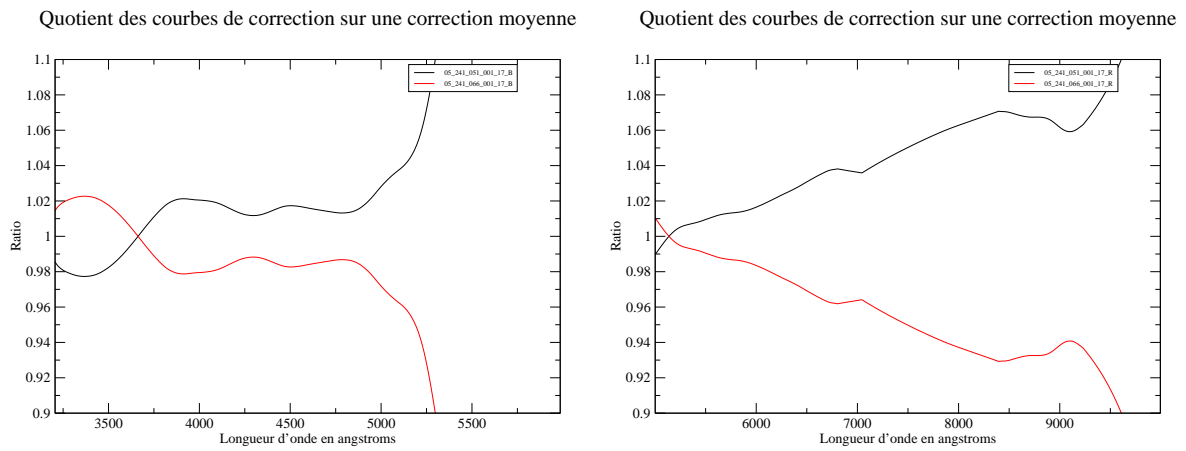
La dispersion indiquée est ici peu utilisable : cet indicateur présuppose peu d'effets chromatiques, ce qui n'est pas le cas ici.

Quoi qu'il en soit, étant donné la période où a été observée la deuxième standard, les conditions ne sont pas photométriques : si SkyProbe dit vrai, il existe des variations non négligables d'atténuation pendant la pose de HZ4 ; cette atténuation étant inférieure à celle de la première pose (ce qui est respecté ici : la courbe de correction de flux issue de la première pose est au-dessus de celle de la deuxième, ce qui est normal étant donné la formule 12.12).



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :58 :01.39	041		X
11 :37 :25.07	044		X
12 :06 :10.84	046		X
12 :34 :21.08	048		X
13 :08 :25.83	051	X	
13 :33 :11.64	055		X
14 :05 :41.72	058		X
14 :26 :45.19	060		X
14 :59 :39.55	063		X
15 :31 :51.14	066	X	X

FIG. 15.21 – Données SkyProbe de la nuit 05\_241.



Pose	Bleu	Rouge
05_241_051_001_17_Psf42	$1.01066 \pm 0.00067$	$1.03465 \pm 0.00069$
05_241_066_001_17_Psf42	$0.98934 \pm 0.00421$	$0.96535 \pm 0.00422$
Rms	0.0151172	0.0491027

FIG. 15.22 – Courbes de correction de la nuit 05/241 pour la psf 42, en assumant l'extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d'onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

## 15.12 Nuit 05\_244 (1<sup>er</sup> septembre 2005)

### 15.12.1 Présentation

4 standards ont été observées durant cette nuit, dont une à airmass extrêmement élevé (066).

A un tel airmass, il est inutile de tenter une mesure de précision telle que celle de l'extinction : une bonne part du flux est en dehors du détecteur (les deux centroïdes  $y$  sont d'ailleurs), et la contrainte sur les PSF est de ce fait trop limitée.

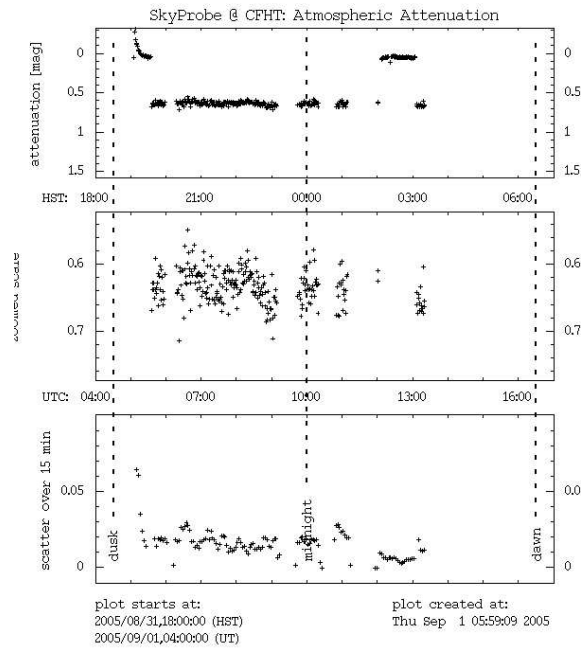
La pose 064 a été enlevée de l'analyse : les extractions (quelle que soit la PSF utilisée) ont échoué sévèrement sur cette pose : plus de 10 % du signal n'est pas reconstitué dans la voie rouge par exemple, et les profils illustrent que même la position du centroïde n'est pas parfaitement restituée. Les shifters mentionnent plusieurs problèmes pendant cette nuit, notamment un surabondance de cosmiques mal extraits, mais l'origine du problème spécifique à cette pose n'est pas clair.

Sur les deux standards restantes, nous avons peu d'indications sur les conditions atmosphériques : NQE ne couvre pas la nuit pendant l'observation de la pose 068, et SkyProbe ne couvre pas continûment toute la nuit ; elles indiquent une atténuation très forte mais stable la plupart du temps ; avec un temps où ça s'est dégagé pour le CHFT peu avant trois heures du matin (voir figure 15.23).

### 15.12.2 Courbes d'étalonnage en flux

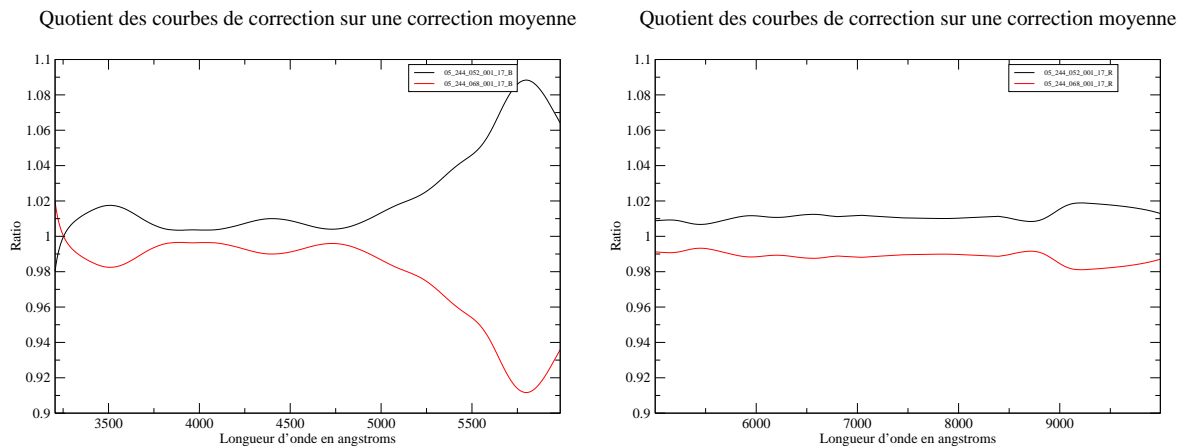
L'accord entre les deux poses restantes est bon : les dispersions sont de l'ordre de 1-1.5 %. La voie bleu montrent un désaccord très net apparaissant dès 4800 Å.





Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :43 :40.80	042		X
11 :49 :03.40	046		X
12 :12 :58.38	048		X
12 :39 :56.98	050		X
13 :02 :44.58	052	X	
13 :56 :13.72	058		X
14 :20 :14.51	060		X
15 :08 :36.82	064	✖	
15 :15 :56.89	066	✖	
15 :25 :28.28	068	X	

FIG. 15.23 – Données SkyProbe de la nuit 05\_244.



Pose	Bleu	Rouge
StdCalib05_244_052_001_17_Psf42	$1.00869 \pm 0.00035$	$1.01045 \pm 0.0003$
StdCalib05_244_068_001_17_Psf42	$0.99131 \pm 0.00057$	$0.98955 \pm 0.00044$
Rms	0.0122925	0.0147734

FIG. 15.24 – Courbes de correction de la nuit 05/244 pour la psf 42, en assumant l'extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d'onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

---

## 15.13 Nuit 05\_256 (13 septembre 2005)

### 15.13.1 Présentation

NQE est un indicateur limité ici : toutes les poses utilisées pour son estimation sont antérieures à la première pose de standard. SkyProbe montre une nuit relativement stable, avec toutefois un gradient tout au long de la demi-nuit. A partir des alentours de 15 :20 UTC, l'atténuation faiblit brusquement. . . Nos trois poses sont justement très proches de cette transition.

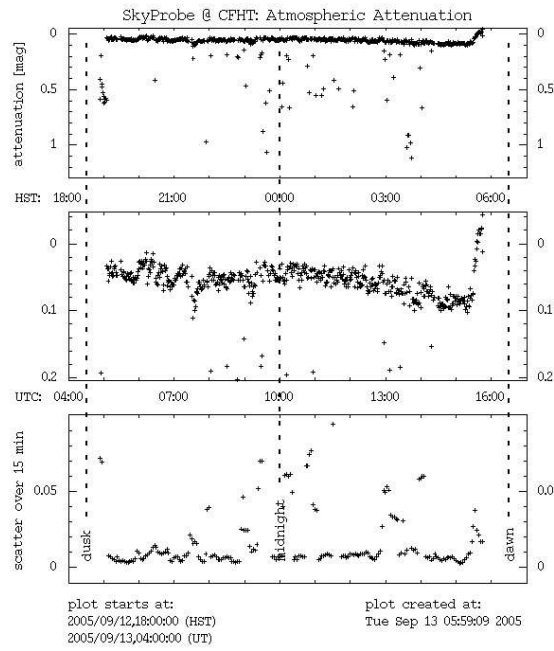
L'une de ces poses est de fait inutilisable : la troisième pose n'est pas G191B2B, contrairement à ce qui est indiqué. Les coordonnées et le spectre ne correspondent pas.

La pose 059 montre un pic important dans le spectre de  $\chi^2$ , signant un rayon cosmique mal corrigé qui peut biaiser CubExtrac.

### 15.13.2 Courbes de correction

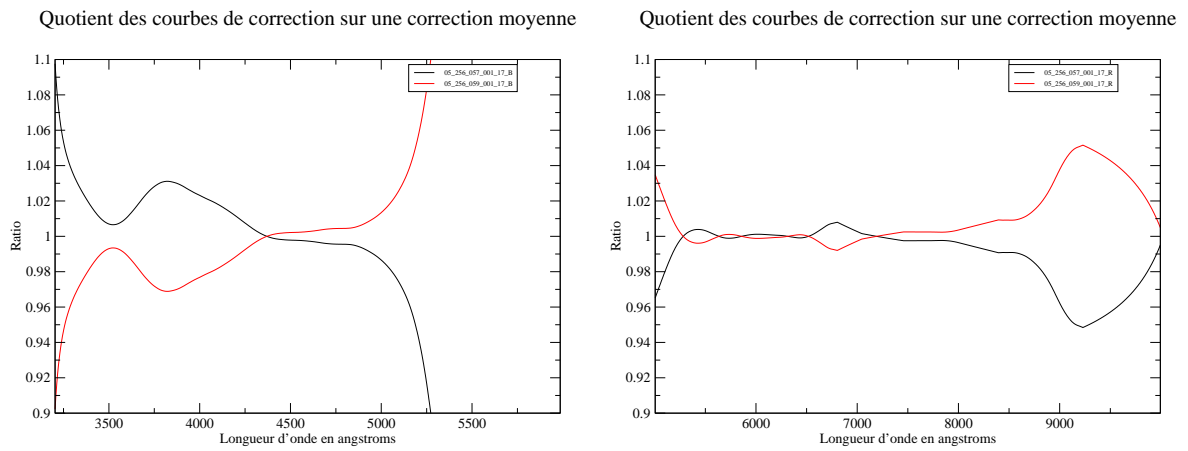
L'accord est excellent dans la voie rouge entre les deux voies de correction ; un peu moins dans le bleu où on observe un désaccord de forme.

On notera particulièrement une différence de comportement dans la partie ultraviolette : elle est due au fait que le spectre de référence de G191B2B dispose d'une résolution bien plus fine que SNIFS, et que pour une fois nous dégradons donc bien la table de référence et non pas le spectre observé (voir le paragraphe consacré à la dégradation de résolution dans la section 12.3.3). Dans le cas de l'autre standard, on doit dégrader le spectre observé et extrapoler ensuite pour obtenir le comportement dans les longueurs d'ondes les plus ultraviolettes ; d'habitude l'effet ne se voit pas énormément car toutes les standards subissent ce traitement, mais ici G191B2B subit un traitement correct et de ce fait les limitations de la procédure habituelle se manifestent ici.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
11 :25 :08.70	040		X
11 :52 :33.83	042		X
12 :20 :02.31	044		X
12 :46 :38.58	046		X
13 :48 :45.85	050		X
14 :15 :40.07	052		X
14 :43 :33.11	054		X
15 :12 :51.23	057	x	
15 :20 :54.12	059	x	
15 :32 :50.07	061	*	

FIG. 15.25 – Données SkyProbe de la nuit 05\_256.



Pose	Bleu	Rouge
StdCalib05_256_057_001_17_Psf42	$1.0079 \pm 0.00058$	$0.9983 \pm 0.00045$
StdCalib05_256_059_001_17_Psf42	$0.9921 \pm 0.00314$	$1.0017 \pm 0.0045$
Rms	0.0111692	0.00239891

FIG. 15.26 – Courbes de correction de la nuit 05/256 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.

## **15.14 Nuit 05\_264 (21 septembre 2005)**

### **15.14.1 Présentation**

NQE couvre très bien cette nuit : 11 poses sont disponibles tout au long de la nuit pour son évaluation. SkyProbe montre en revanche des variations assez fortes de comportement, notamment aux moments où nos poses sont prises (voir figure 15.27).

3 poses de standard sont disponibles durant cette nuit ; une de ces standards est excentrée dans le bleu à cause de la réfraction atmosphérique différentielle (045).

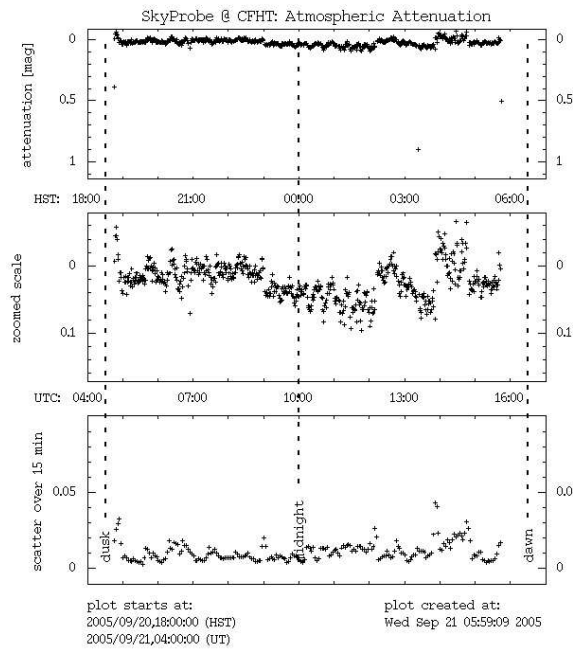
### **15.14.2 Extinction**

Les deux courbes d'extinction présentent un offset qui pourrait être dû à une légère variation de condition atmosphérique (fort possible au vu de SkyProbe) ou à une légère erreur sur le flux extrait (mais les profils sont bons pour les deux standards à bas airmass utilisée). Le problème est que dans le bleu la standard est passablement excentrée, imposant de ce fait moins de contraintes sur la PSF.

Les deux courbes font appel à des étoiles à long temps de pose, mais les conditions atmosphériques variables ne permettent pas de conclure.

### **15.14.3 Courbes d'étalonnage en flux**

Les courbes de calibration en flux montrent ici une grande dispersion (de l'ordre de 4 %) ; c'est en fait la pose intermédiaire (053) qui se désolidarise des deux autres. La pose à haut airmass n'explique pas seule un tel comportement : au contraire, les courbes les plus différentes sont obtenues par les deux étoiles à bas airmass. Ceci dit ce n'est pas incompatible avec les données SkyProbe, qui montrent de fortes variations d'atténuation (de l'ordre de 0.1 magnitude) aux moments des poses de standard.



Temps UTC	Pose	Standard ?	Pose NQE ?
10 :28 :49.86	036		X
10 :55 :53.91	038		X
11 :23 :14.28	040		X
11 :49 :59.59	042		X
12 :22 :47.24	045	X	X
12 :43 :20.93	047		X
13 :10 :29.29	049		X
13 :38 :26.21	051		X
14 :01 :32.33	053	X	
14 :11 :20.12	055	X	X
14 :39 :50.89	057		X
15 :11 :57.43	059		X

FIG. 15.27 – Données SkyProbe de la nuit 05\_264.

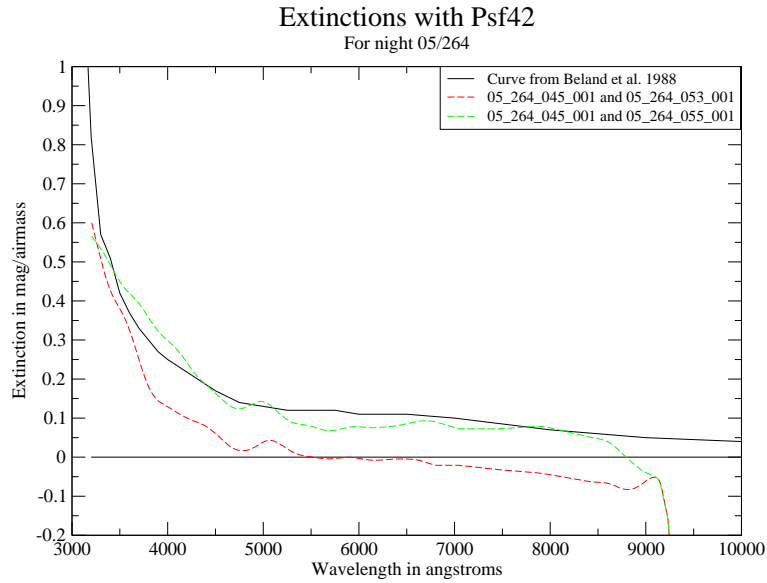
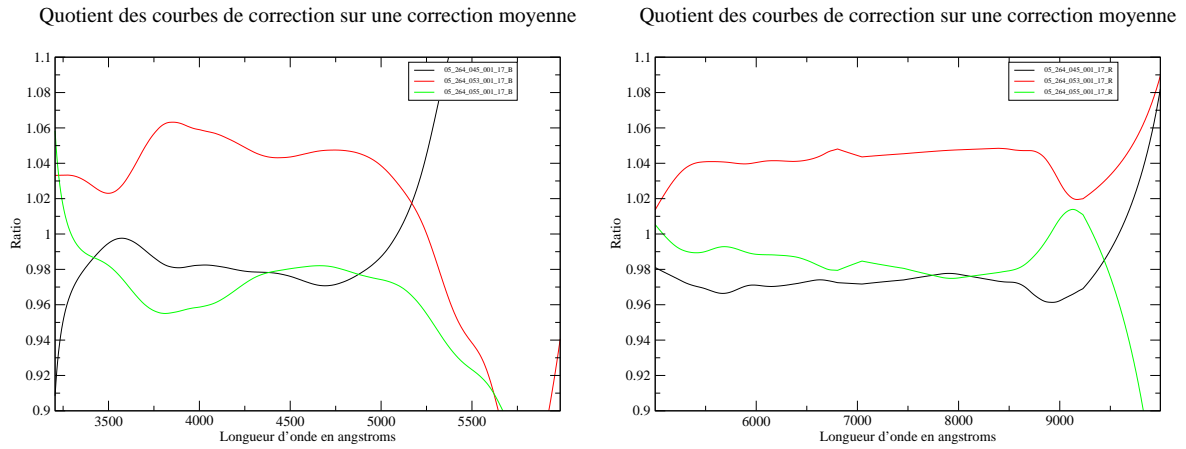


FIG. 15.28 – Courbes d’extinction de la nuit 05/264.



Pose	Bleu	Rouge
05_264_045_001_17_Psf42	$0.9819 \pm 0.00196$	$0.97302 \pm 0.00182$
05_264_053_001_17_Psf42	$1.04324 \pm 0.00061$	$1.04262 \pm 0.00047$
05_264_055_001_17_Psf42	$0.97487 \pm 0.00089$	$0.98436 \pm 0.00112$
Rms	0.0376286	0.0373817

FIG. 15.29 – Courbes de correction de la nuit 05/264 pour la psf 42, en assumant l’extinction de Bèland et al. (1988). Le tableau donne la moyenne de chacune des courbes de correction ; le domaine de longueur d’onde est celui utilisé dans le chapitre 14, avec une coupure à 5200 Å pour la voie bleue et à 8500 Å pour la voie rouge.



---

## 15.15 Conclusions

Cette étude un peu longue de toutes les nuits assumées photométriques par NQE en 2004-2005 s'avère de fait riche en enseignements :

- NQE est insuffisant pour estimer la photométrie des nuits : il est ici souvent en désaccord avec SkyProbe (qui certes ne regarde pas exactement la même zone de ciel) et avec les dispersions observées (qui peuvent provenir également de CubExtrac). La nuit 05\_132 est néanmoins un exemple flagrant de la non-fiabilité de cet estimateur seul. Le problème provient bien souvent d'une couverture inhomogène des poses d'estimation ; il arrive par exemple souvent dans la sélection de ce chapitre de ne pas avoir d'estimation dans la plage horaire dans laquelle les standards ont été prises.
- SkyProbe semble en revanche étonnamment fiable : à plusieurs reprises une évolution d'atténuation pointée par SkyProbe était visible dans les données SNIFS. C'est étonnant dans le sens où le pointer de SkyProbe suit le CFHT : un cirrus par exemple pourrait couvrir le ciel couvert par SkyProbe mais pas celui couvert par SNIFS.
- Il est extrêmement difficile d'obtenir des courbes d'extinction. Il faut en effet disposer de suffisamment de standards, avec au moins deux avec des airmass bien distincts. Ce calcul d'extinction requiert de plus une parfaite stabilité de la nuit (voir la nuit 04\_332 pour observer la dispersion en cas de nuit non photométrique). Néanmoins, dans l'hypothèse du caractère gris de l'extinction des nuages, qui semble vérifiée ici, la dépendance de l'extinction en fonction de la longueur d'onde peut être obtenue assez facilement ; le seul problème serait alors de déterminer le terme additif pour obtenir l'extinction physique (voir section 12.3.4).
- Les quelques courbes d'extinction disponibles dans des nuits semblant photométriques (05\_184, 05\_226) montrent un écart significatif entre les poses faisant intervenir des standards à long temps de pose et celles déterminées uniquement en fonction de standards à courts temps de pose. Plusieurs explications peuvent être avancées :
  - Le fait de prendre l'airmass médian pourrait ne pas être une approximation assez fine pour rendre compte de la variation d'airmass au cours d'une pose longue (voir section 13.5).
  - Il est possible que la portion de flux reconstruite soit différente pour les poses à long et à court temps de pose. Dans ce cas il faudrait calculer une extinction uniquement à partir de poses longues, puisque les supernovae que nous voulons in fine calibrer sont toutes des poses longues.
  - Une étoile prise plus longtemps a plus de chances de voir l'atmosphère varier pendant la durée de la pose. A part pour la nuit 05/226, pour laquelle aucune donnée de SkyProbe n'est disponible, toutes les poses longues utilisées pour des calculs d'extinction lors de nuits en bonne partie photométriques interviennent très proches d'un moment où SkyProbe montre une variation d'atténuation.
- Comme cela avait été mentionné section 13.8, il existe deux zones de longueur d'onde pour lesquelles la maîtrise de la calibration est extrêmement limitée : la zone au-delà de 8500 Å pour la voie rouge et au-delà de 5200 Å pour la voie bleue (moins pour les nuits comme 05/184 ou 05/241). Ces zones n'ont de ce fait pas été prises en compte dans l'analyse des supernovae du chapitre 17.
- Dans certains cas, la zone la plus ultraviolette pose aussi problème, mais l'origine est plus limpide : il s'agit du problème des longueurs d'onde les plus ultraviolettes à cause des mauvaises résolutions des tables de référence (voir section 12.3.3). La nuit 05\_256 illustre parfaitement cet effet : une des standards a une référence à très bonne résolution et l'autre est le cas classique où le spectre de SNIFS est mieux résolu ; le comportement diffère notablement en dessous de 4000 Å.
- Au niveau du choix de la PSF, choisir la PSF de type 42 semble pertinent (la même étude a été

menée pour les Psf 39 et 17, mais les résultats associés n'ont pas été mis pour ne pas surcharger le chapitre). Le comportement observé entre les deux double gaussiennes est en général très proche, et comme nous l'avons vu section 13.3, une variation polynomiale de la largeur à mi-hauteur proposée dans la Psf 39 s'avère dans certains cas ineffective à bas signal sur bruit. La fonction de Moffat montre une dispersion plus importante dans les nuits semblant photométriques ; elle offre une dispersion moindre des double gaussiennes pour certaines nuits, mais il s'agit toujours de nuits instables pour lesquelles il est difficile de dire quelle part de la dispersion provient d'une extraction imparfaite et quelle part provient d'une dispersion intrinsèque des luminosités obtenues dues à des changements de conditions atmosphériques. L'étude menée dans le chapitre 14 entérinait également le choix de la Psf 42 (double gaussienne à variation de largeurs à mi-hauteur en lois de puissance).

- Un point positif de cette étude reste néanmoins la précision observée dans les nuits semblant réellement photométriques : les dispersions qui y sont observées sont alors très proches du pour cent, qui est l'objectif de SNfactory.
- La difficulté reste de trouver des moyens robustes d'estimer la qualité photométrique de la nuit ; la voie photométrique pourrait aider de manière indirecte : elle permet de comparer les étoiles autour de l'étoile standard (ou d'une supernova !) d'une nuit à l'autre ; en comparant sur plusieurs nuits toutes les standards d'une même nuit on pourrait extraire une intensité relative de chaque standard au cours de la nuit. Cela requiert néanmoins des poses suffisamment longues pour que les étoiles du champ photométriques soient suffisamment visibles ; on pourrait donc se heurter à la même limitation que pour NQE.

## Références

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



## **Cinquième partie**

# **Analyse de quelques supernovae SNfactory**



## Chapitre 16

# Description des méthodes pour l'analyse des spectres de supernovae

### 16.1 Introduction

Dans ce chapitre, je vais introduire les méthodes d'analyse d'une supernova, méthodes qui seront appliquées sur une dizaine d'objets dans le chapitre 17 et l'annexe D. Ces supernovae ont été calibrées en flux par la procédure décrite chapitre 12 avec l'extinction par défaut, en négligeant la possible variation d'atténuation de l'atmosphère entre l'acquisition de la supernova et celle de la standard utilisée pour sa calibration en flux (la standard est choisie la plus proche possible de la supernova pour augmenter les chances de véracité de cette hypothèse).

Les spectres (en  $photons.s^{-1}.cm^{-2}.Å^{-1}$ ) ont ensuite été placés dans le référentiel propre de la supernova, en utilisant le redshift obtenu soit par la galaxie-hôte quand il est disponible, soit estimé par  $SN$ -fit.

Pour chacune de ces mesures, outre un bilan des poses disponibles et des standards utilisées, sont disponibles :

- Une séquence temporelle. Son élaboration est décrite dans la section 16.2.
- Une mesure de 4 vitesses : SiII $\lambda$ 6355, SiII $\lambda$ 5972, SiII $\lambda$ 5449 et SiII $\lambda$ 5623. Ces vitesses ont été mesurées par une nouvelle méthode décrite section 16.3.
- Les courbes de lumière U, B, V, R et I obtenues par photométrie synthétique (convolution du spectre calibré en flux par un filtre). Ces mesures sont évidemment à prendre avec précaution tant que la calibration en flux n'est pas maîtrisée. Nous reviendrons sur ce point dans la section 16.4.
- Une courbe de lumière dans le filtre V obtenue d'après les poses de guidage avec une calibration en flux relative effectuée avec les étoiles de champ. Ces courbes de lumière, obtenues par Rui Pereira, seront abordées dans la section 16.5.

### 16.2 Séquences temporelles

La séquence temporelle est créée automatiquement par une routine prenant en compte tous les spectres disponibles pour la supernova étudiée. Les spectres à problèmes (par exemple les spectres trop contaminés par la lune) peuvent ensuite être retirés dans un second temps.

Plusieurs spectres pris dans la même nuit sont considérés indépendamment dans ce processus.

Pour créer cette séquence temporelle, le processus suivant est suivi :

1. L'année et le jour sont combinés en un nombre donné.

2. Le logarithme des spectres bleus et rouges est pris. Les valeurs négatives de ces spectres sont mises de côté.
3. Les spectres des deux voies sont placés tels que la dernière valeur du spectre rouge coïncide avec l'échelle verticale (qui est une échelle en jours).
4. Le processus est répété pour tous les spectres disponibles.

Une telle procédure permet d'avoir une estimation rapide de la durée écoulée entre deux poses : un grand espace est synonyme de grand écart entre deux poses. Ce n'est pas exempt de défaut : cela suppose que la calibration en flux est correcte. Si ce n'est pas le cas, il est possible que les spectres ne soient pas affichés dans l'ordre.

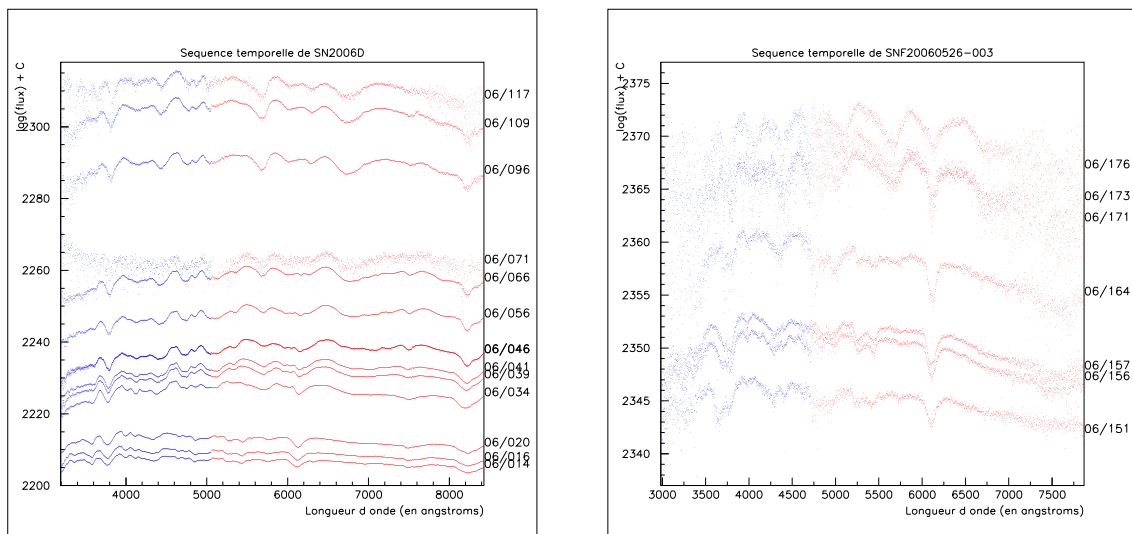


FIG. 16.1 – Exemple de deux séquences temporelles. A gauche, celle de SN2006D, une supernova très proche ( $z = 0.008526$ ) pour laquelle la séquence temporelle est très nette, à l'exception de la nuit 06\_071, qui avait de très mauvaises conditions météo. A droite, celle de SNF20060526-003, une supernova plus lointaine ( $z \approx 0.08$ ) pour laquelle les spectres sont bien plus bruités. SN2006D se prête bien à une étude spécifique et détaillée de ses propriétés spectrales, SNF20060526-003 prendra tout son intérêt dans un échantillon plus large pour une analyse plus centrée sur la cosmologie.

## 16.3 Définition d'une nouvelle métrique - vitesse

### 16.3.1 Introduction - notion de métrique

La communauté astronomique s'intéressant aux supernovae étudie des spectres proches pour essayer de classifier les différentes supernovae de type Ia observées et comprendre leur explosion et le processus de propagation de flamme associé (notamment s'il s'agit d'une déflagration ou d'une détonation). Pour classifier ces données, de multiples indicateurs spectraux ont été définis.

Le premier d'entre eux est le  $\mathcal{R}_{SiII}$  celui de Nugent et al. (1995), qui lie le rapport des amplitudes de deux raies de silicium à la luminosité de la supernova. Depuis, d'autres ont été définis et diverses classifications ont été tentées (voir par exemple Hachinger et al. (2006) pour une récente tentative en ce sens).

L'un des problèmes est qu'il est possible de définir de nombreux indicateurs sur un spectre de données (ne serait-ce qu'en variant les raies choisies dans le rapport : il existe par exemple le  $\mathcal{R}_{SiS}$ , le  $\mathcal{R}_{CaII}$ ...). Un autre est que ces mesures sont souvent très subjectives : elles dépendent fréquemment de comment la

mesure à été faite (notamment quelle zone exacte de longueur d'onde a été sélectionnée autour d'un pic ou d'une raie d'absorption).

Comme je l'ai déjà mentionné dans la section 9.3.3, SNfactory s'est donné pour but de définir des quantités sans cette subjectivité de mesure, nommées **métrique**, puis de choisir par analyse en composantes principales ou par analyse multidimensionnelle celles qui sont pertinentes. Ces métriques se doivent d'être robustes (notamment applicables à des spectres à faible signal sur bruit tels ceux des expériences à haut redshift) et autant que possible automatisées. Un travail dans ce sens a déjà été abordé par Bongard et al. (2006)

Ma pierre à cet édifice est une définition d'une métrique concernant la vitesse des raies. Je présenterai dans la section suivante la vitesse telle qu'elle est définie actuellement, puis ensuite la définition de la métrique vitesse.

### 16.3.2 Mesure de vitesses - méthode habituelle

Ce que l'on nomme vitesse se mesure en comparant la longueur d'onde observée pour le minimum d'une raie donnée à sa valeur de référence au repos (voir figure 16.2). La vitesse d'expansion associé à une raie de longueur d'onde au repos  $\lambda_0$  est alors estimée par la formule usuelle (équation 1.4) et correspond à un décalage vers le bleu dû à la matière en expansion vers l'observateur :

$$v = \frac{\lambda_0 - \lambda_{obs}}{\lambda_0} \cdot c \quad (16.1)$$

Ce calcul n'est évidemment valable que dans le référentiel propre de la supernova, où tout effet de décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers a été corrigé.

Une telle procédure implique de savoir identifier correctement les raies observées, pour pouvoir appliquer la valeur correcte de  $\lambda_0$  (voir par exemple figure 2.2). En pratique, ce n'est pas simple : la plupart des raies d'absorption d'une supernova sont la superposition de plusieurs éléments différents : c'est le phénomène de "blending". Nous verrons dans le chapitre 17 que cela concerne de manière évidente la raie SII $\lambda$ 5972.

Par ailleurs, il faut également mesurer de manière précise le minimum de vitesse. Hachinger et al. (2006) explicite les deux méthodes qui sont employées pour mesurer le minimum d'une raie : soit ajuster une gaussienne sur le minimum, soit simplement faire une évaluation à l'oeil de sa position. Ces propositions ne sont pas sans poser problèmes : il existe un grand arbitraire dans ces techniques : La plupart des raies ne présentent pas de forme gaussienne, quand elles ne sont pas franchement asymétriques ; un ajustement dépend du modèle choisi et de sa description de la raie ; il peut s'ensuivre une dépendance forte du domaine de longueur d'onde fitté. Pour couronner le tout, l'ajustement suppose l'existence d'un pseudo-continuum, qu'il n'est pas toujours facile d'évaluer lorsqu'on a une succession de petites raies d'absorptions et/ou de pics d'émission, l'arbitraire lié à un ajustement gaussien sur un continuum est probablement plus fort dans le cas de raies bruitées.

### 16.3.3 Métrique mesure de point fixe - principe

J'ai donc développé un outil qui pallie certains de ces défauts. Le but est de fournir une mesure statistiquement définie, qui dépend beaucoup moins d'un arbitraire que l'ajustement gaussien (ou a fortiori la mesure à l'estimation visuelle). Il s'agit en fait d'une mesure des extrema du spectre.

Le principe de base de la mesure est explicité sur la figure 16.3 ; il consiste à comparer le barycentre au centre d'une fenêtre de largeur donnée qu'on déplace et de sélectionner les points pour lesquels le barycentre coïncide avec le centre de la fenêtre.



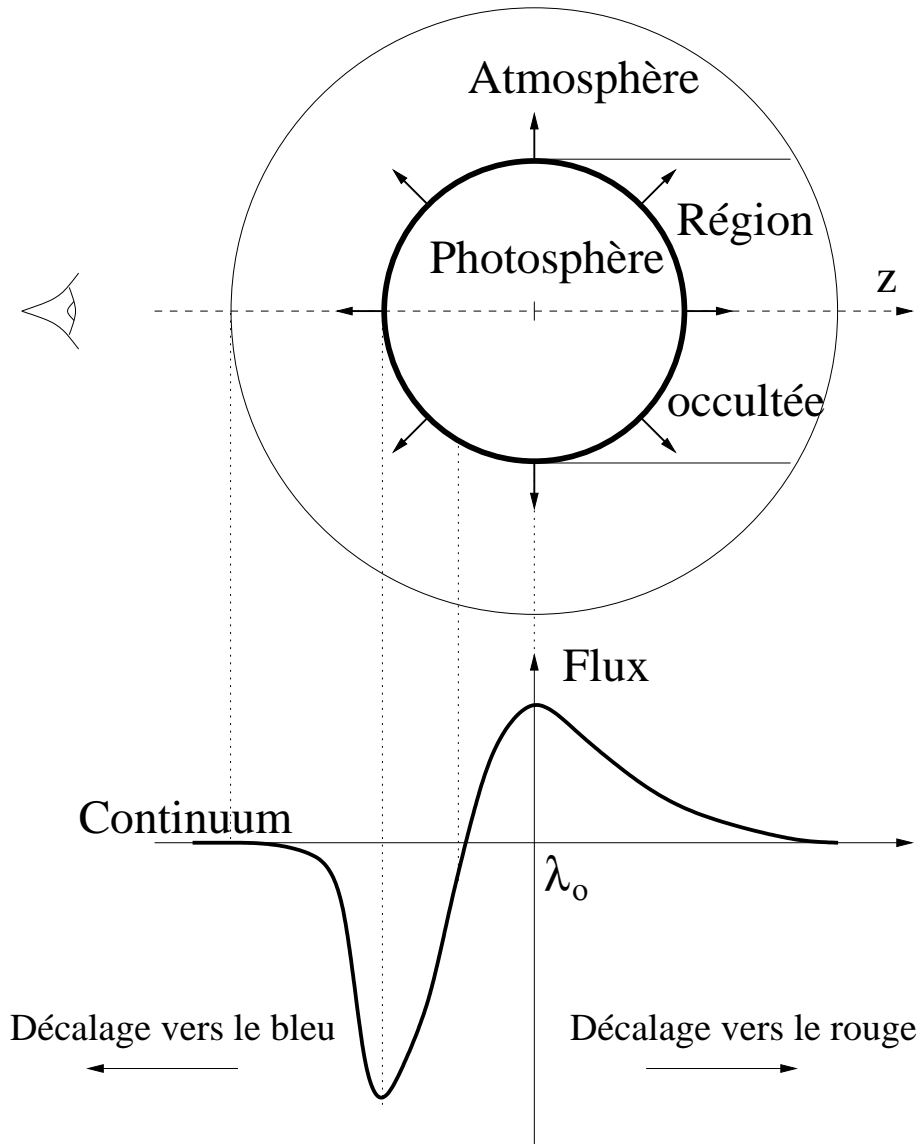


FIG. 16.2 – Profil P-Cygni d'une raie formée au sein d'une atmosphère en expansion homologue ( $r = v \cdot t$ ). Les photons de longueur d'onde  $\lambda_0$  sont émis dans toutes les directions, et interagissent avec les ions environnants. Les photons émis dans une direction voisine de la ligne de vue sont décalés vers le bleu, tandis que ceux émis dans une direction opposée à la ligne de vue, qui après interaction avec la matière réémettent d'autres photons qui parviennent finalement à l'observateur, sont décalés vers le rouge. Plus la vitesse d'expansion de l'atmosphère est élevée, plus le décalage vers le bleu sera important.

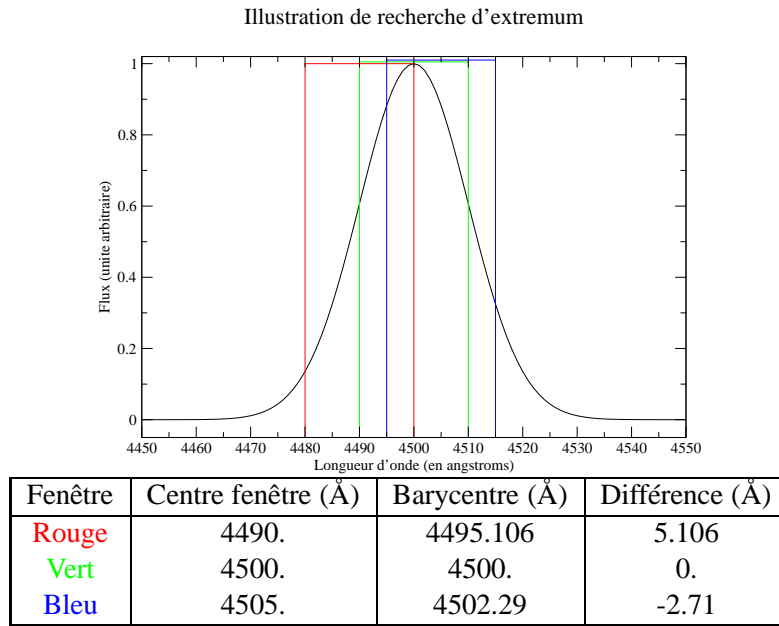


FIG. 16.3 – Trois fenêtres d'une taille donnée sont définies. Pour chacune d'entre elles, on compare la position du barycentre au position du centre de la fenêtre. Les valeurs de la longueur d'onde pour lesquelles les deux sont égaux correspondent à des points fixes de la courbe mesurée. Dans le cas simple d'une gaussienne présentée ici, ce point fixe est simplement la position du maximum.

### 16.3.4 Algorithme de détermination de tous les extrema

En pratique, la définition des extrema suit la procédure suivante :

1. Une taille de fenêtre  $taille_{F,ref}$  est définie pour une longueur d'onde de référence  $\lambda_{ref}$ .
2. On parcourt le spectre. Pour chaque bin de longueur d'onde de ce spectre, on définit une taille de fenêtre indépendante des effets de dilatation dus à la vitesse :

$$etendue_F = etendue_{F,ref} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \quad (16.2)$$

centrée sur la valeur centrale du bin, où  $\lambda_{ref}$  est une longueur d'onde arbitraire et  $etendue_{F,ref}$  la taille de la fenêtre pour cette longueur d'onde.

3. Dans cette fenêtre, on calcule le barycentre et on le compare au centre :

$$barycentre - centre = \frac{\int_F \lambda \cdot flux \, d\lambda}{\int_F flux \, d\lambda} - centre \quad (16.3)$$

Le flux des deux bins extrêmes, à cheval entre l'intérieur et l'extérieur de l'intervalle de longueur d'onde de la fenêtre, est partagé linéairement entre l'intérieur et l'extérieur.

4. On reprend le processus avec le bin suivant jusqu'à ce que tout le spectre soit décrit.
5. On dispose alors d'un "spectre"  $barycentre - centre$  (voir figure 16.4). Ses concordances avec 0 représentent les points fixes/extrema du spectre observé. Pour chaque changement de signe entre deux bins,  $barycentre - centre$  est calculé de manière plus fine (tous les 0.01 Å) pour déterminer la valeur la plus proche de 0.

6. On dispose alors des extrema. Leur variance peut être facilement obtenue :

$$V(\text{extremum}) = \left( \frac{\int_F \sigma^2 \cdot (\lambda_2 \int_F \text{flux} \cdot d\lambda_1 - \int_F \text{flux} \cdot \lambda_1 \cdot d\lambda_1) d\lambda_2}{\int_F \text{flux} \cdot d\lambda_1} \right)^2 \quad (16.4)$$

Cette méthode présente l'avantage d'être statistiquement bien définie ; plusieurs itérations indépendantes donneront le même résultat. Le prix à payer est l'introduction d'une donnée arbitraire : la largeur de la fenêtre. Nous verrons dans la suite que la dépendance de ce paramètre est relativement limitée (voir figures 16.4 et 16.5) ; de plus, si l'on sélectionne une taille de fenêtre donnée pour plusieurs supernovae différentes on peut légitimement les comparer.

### 16.3.5 Mesure d'une vitesse de raie donnée

#### Philosophie de la métrique-vitesse

Une fois que nous disposons de tous les points fixes, on peut alors chercher celui correspondant à la raie choisie. Cette étape repose sur l'évaluation du spectre par l'utilisateur (il doit identifier la raie choisie) tout comme la méthode classique (un utilisateur y choisit la raie sur laquelle il fait son ajustement) ; la différence majeure est qu'en dehors de cet inévitable choix d'identification tout est automatique et reproductible.

On peut passer en unité de vitesse par la relation 16.1 si on le souhaite (maintenant qu'une raie et donc une longueur d'onde au repos est connue) ; cette étape a été choisie pour pouvoir comparer aux valeurs de vitesses présentes dans la littérature. Il faut toutefois garder à l'esprit que cela ne représente vraiment une vitesse que dans un cas idéal où la raie est pure et ne représente qu'un élément ; ce qui n'est pas le cas en réalité (peu de beaux profils P-Cygni sont vraiment visibles dans un spectre...).

L'approche choisie est plutôt phénoménologique : la "vitesse" a été mesurée pour éventuellement classer les supernovae en sous-groupes ; le sens physique n'est pas requis dans mon approche. Il est préférable de penser "métrique-vitesse" que vitesse. Dans le cas d'une raie telle que SiII $\lambda$ 6355, la signification physique est relativement correcte : cette raie est peu contaminée par d'autres éléments ; en revanche, la raie de SiII $\lambda$ 5972 devient vite contaminée par du fer. Pour certains spectres une forte raie est toujours apparente dans l'intervalle 5700-5900 Å mais la métrique-vitesse subit une augmentation drastique à un certain moment. L'interprétation de cette augmentation n'est évidemment pas une augmentation brusque de la vitesse d'expansion (par ailleurs non décelée pour les autres raies) mais le signe du changement de la composition du spectre. Cette information est intéressante à mon avis ; j'ai donc à chaque fois continué la mesure tant que la raie est perceptible.

#### Mesure pratique de la métrique-vitesse

En pratique, les points fixes ont été cherchés pour plusieurs tailles de fenêtre (ici de 10 à 150 Å avec un pas de 2 Å). Cela permet de tracer l'évolution d'un point fixe en fonction de la taille de la fenêtre (voir figure 16.5).

Après avoir regardé le spectre et le graphe recensant les points fixes, l'utilisateur peut définir un intervalle visuellement autour de la valeur correcte (dans l'exemple de la figure 16.5 il peut par exemple définir 6100 - 6150).

Le processus est alors itéré sur toutes les poses d'une même supernova pour obtenir l'évolution de la métrique-vitesse de la raie en fonction du temps.

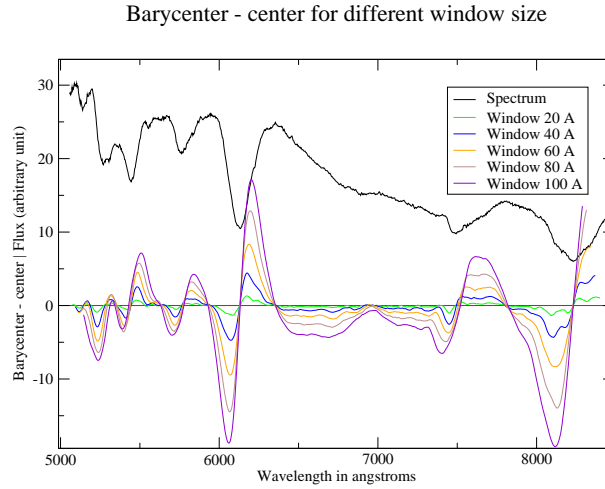


FIG. 16.4 – Spectre barycentre - centre calculé pour différentes tailles de fenêtre à  $\lambda_{ref} = 3000 \text{ \AA}$ . Le spectre de l'objet étudié - une pose de SN2006D - a également été placé en noir. La ligne  $y = 0$  a été tracée en rouge. On voit que les extrêma sont convenablement trouvés (ce sont les intersections des courbes avec l'axe  $y = 0$ ) et que la dépendance en fonction de la taille de la fenêtre est limitée.

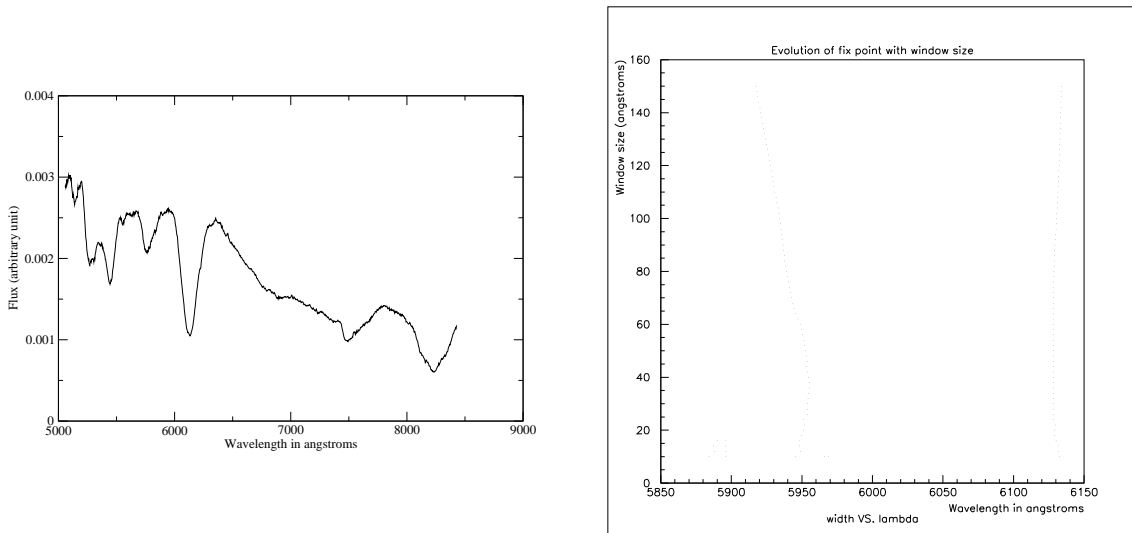


FIG. 16.5 – Exemple de mesure de métrique-vitesse : raie de  $\text{SiII}\lambda 6355$  pour le spectre à -1 jour de SN2006D (à gauche). Les points fixes trouvés sur un intervalle correspondant à une vitesse raisonnable (comprise entre  $3000$  et  $25000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) sont montrés (ici un réajustement a été fait, aucun point ne se trouvant par exemple entre  $6150$  et  $6292 \text{ \AA}$  par exemple) sur la figure de droite. En abscisse, la longueur d'onde, et en ordonnée, les différentes largeurs de fenêtre pour  $\lambda_{ref} = 3000 \text{ \AA}$ . Tous les points fixes ayant une signification (voir section 16.3.7 pour une définition de ce terme) supérieure à  $3\sigma$  sont reportés sur cette figure. Ici, deux extrêma se distinguent à toutes les échelles. Un coup d'oeil sur la figure permet d'identifier celui entre  $6100$  et  $6150 \text{ \AA}$  à la raie de  $\text{SiII}\lambda 6355$ .

---

### 16.3.6 Comparaison avec une méthode classique sur une supernova publique : SN2002bo

J'ai choisi ici une supernova publique de la base SUSPECT <sup>1</sup> sur laquelle j'ai effectué l'étude en points fixes décrite dans la section précédente que j'ai ensuite comparé à quelques résultats de l'article (Benetti et al. 2004) dont ces spectres sont originaires.

Les spectres de SUSPECT ne sont pas déroutés mais ont été replacés dans le référentiel propre de l'étoile (SN2002bo est située dans la galaxie NGC3190 dont le redshift (0.0043) est connu).

Cette supernova a été choisie car la couverture temporelle est très bonne (22 spectres sont disponibles ; je me suis cantonné à l'intervalle [-14,+28] pour cette étude) et il existe une version publiée des vitesses mesurées par une méthode classique (Benetti et al. 2004).

Les spectres SUSPECT ne disposent pas de variances associées ; aucune coupure de signification n'a pu être appliquée (voir section 16.3.7).

La comparaison des mesures de vitesses de SiII $\lambda$ 6355 se trouve figure 16.6.

### 16.3.7 Significance

Pour chacun des points fixes trouvés, on peut tenter d'évaluer la pertinence de ce point fixe en calculant une **significance**.

Encore une fois, une méthode assez simple a été utilisée : le flux de la fenêtre est comparé aux flux de deux demi-fenêtres adjacentes  $E_1$  et  $E_2$  de part et d'autre de la fenêtre courante  $I$  dont la somme des étendues est comparable à l'étendue de la fenêtre courante (voir figure 16.7).

1. Les fenêtres  $E_1$  et  $E_2$  sont définies de telle sorte que :

$$\lambda_I - \frac{\text{étendue}_I}{2} = \lambda_{E_1} + \frac{\text{étendue}_{E_1}}{4} \quad (16.5)$$

$$\lambda_I + \frac{\text{étendue}_I}{2} = \lambda_{E_2} - \frac{\text{étendue}_{E_2}}{4} \quad (16.6)$$

où étendue<sub>f</sub>, f étant l'une des fenêtres, suit l'équation 16.2 (il existe donc une solution unique aisément calculable en résolvant ce système). Elles font donc à très peu de choses près la moitié de la taille de la fenêtre courante (la très légère différence, de l'ordre de quelques centièmes d'angstroms, provient de la variation de la taille en fonction de la longueur d'onde.).

2. Pour chacune des fenêtres  $I$ ,  $E_1$  et  $E_2$ , le flux et la variance vont être calculés. Pour éviter tout doute sur la différence de taille des fenêtres, ces quantités vont être divisées par l'étendue de chaque fenêtre f.

$$F_f \triangleq flux_{\text{modifié},f} = \frac{1}{\text{étendue}_f} \cdot \int_F flux(\lambda) d\lambda \quad (16.7)$$

$$V_f \triangleq variance_{\text{modifié},f} = \frac{1}{\text{étendue}_f} \cdot \int_F variance(\lambda) d\lambda \quad (16.8)$$

3. Une fois ces quantités définies, je peux définir une signification telle que :

$$Significance = \frac{F_I - 0.5 \cdot (F_{E_1} + F_{E_2})}{\sqrt{V_I^2 + 0.5 \cdot (V_{E_1}^2 + V_{E_2}^2)}} \quad (16.9)$$

---

<sup>1</sup><http://bruford.nhn.ou.edu/suspect/index1.html>

L'intérêt de la signification ainsi décrite est qu'elle ne nécessite pas de connaissance d'un continuum ou d'un pseudo-continuum. En contrepartie, l'inconvénient est qu'il existe une contamination par les pics voisins (mais de fait quelle que soit la méthode utilisée une telle contamination est de toute façon inévitable). D'autre part, on n'a pas la possibilité d'obtenir cette information sur les bords du spectre, puisqu'il faut qu'une demi-fenêtre soit définissable à gauche ou à droite de la fenêtre courante<sup>2</sup>.

Un exemple de calcul de signification sera abordé dans la section 17.3 relative à SN2006D, une supernova très proche présentant à 4 endroits de ses spectres pré-maximum des raies visibles de carbone.

### 16.3.8 Mesure pratique des vitesses

En pratique, les 4 raies mesurées sur toutes les supernovae de mon échantillon l'ont été pour 4 tailles de fenêtre différentes (avec  $\lambda_{\text{référence}}$  toujours égal à 3000 Å) : 40, 60, 80 et 100 Å. Pour une raie large comme SiII $\lambda$ 6355, les mesures varient peu, mais on obtient des résultats très différents pour les raies du soufre qui sont très étroites ; un écart de 1000  $km.s^{-1}$  est alors envisageable. Dans le cas de ces raies fines, j'ai donc pris le parti de prendre la taille de fenêtre la plus étroite de mon panel.

Une telle stratégie n'est pas optimale, mais elle permet de comparer d'une supernova à l'autre si le choix de largeur de fenêtre est le même.

Des améliorations sont facilement envisageables : dans la procédure ci-dessus, la signification n'est utilisée que pour faire une coupure à  $5\sigma$  des raies. On peut imaginer par exemple de chercher pour chacune des raies la taille de fenêtre pour laquelle la signification est optimale (cette taille de fenêtre varierait alors d'une pose à l'autre de la séquence temporelle) pour une gamme de taille de fenêtres raisonnables.

### 16.3.9 Choix des longueurs d'onde de référence

Aussi étrange que cela puisse paraître, un choix a dû être fait pour identifier les positions de référence des raies étudiées. Dans la littérature, la raie caractéristique des supernovae est par exemple nommée tantôt SiII $\lambda$ 6348, tantôt SiII $\lambda$ 6355. La raison en est simple : cette "raie" est en fait un doublet composée de la contributions de 2 raies différentes de SiII. La plus importante de ces raies est à 6348 Å ; une autre raie à 6371 Å y contribue également. Dans la pratique, ces différentes raies ne sont jamais résolues dans les spectres de supernovae, d'où une identification commune.

Pour déterminer la longueur d'onde "moyenne" de la raie, une moyenne pondérée est appliquée. Le poids appliqué est la force de l'oscillateur de la raie, une quantité déterminée par la physique atomique. J'ai utilisé les données du site de Daniel Kasen : [http://supernova.lbl.gov/~dnkasen/tutorial/SNIa\\_max\\_linelist.txt](http://supernova.lbl.gov/~dnkasen/tutorial/SNIa_max_linelist.txt), récapitulées dans le tableau 16.1. Une recherche plus détaillée d'autres raies peut être déterminée grâce au site <http://www.cfa.harvard.edu/amdata/ampdata/kurucz23/sekur.html>, qui permet de chercher toutes les raies d'un élément donné dans un intervalle donné.

## 16.4 Courbes de lumière synthétiques

L'objectif à long terme de SNIFS est de pouvoir fournir des courbes de lumière synthétiques : en assumant une calibration en flux de très bonne qualité des spectres, une convolution par n'importe quel

<sup>2</sup>Comme on divise par l'étendue il est possible de ruser et de prendre une fenêtre plus petite sur le côté posant problème. Dans le code la formule a été écrite de manière générale (i.e. avec une taille de fenêtre extérieure ajustable) mais une modification de taille de fenêtre extérieure n'a pas été appliquée en pratique pour les pics extrêmes ; aucune signification n'a été calculée pour eux

Raie du spectre de SN	Raies atomiques	gf
SII $\lambda$ 5449	5432.80	2.04644
	5453.85	3.60579
	5473.61	0.755092
SII $\lambda$ 5623	5606.15	1.43219
	5640.35	1.40281
SiII $\lambda$ 5972	5957.56	0.500035
	5978.93	1.00925
SiII $\lambda$ 6355	6347.11	1.98153
	6371.37	0.993116

TAB. 16.1 – Constitution des 4 raies choisies pour l'analyse de supernovae. La longueur d'onde choisie pour identifier la raie du spectre de supernova est la moyenne des raies atomiques pondérées par la quantité *gf*.

filtre permet d'obtenir un point de photométrie. Une séquence temporelle bien fournie devrait donc permettre d'obtenir des courbes de lumière de qualité.

Pour le moment, la calibration absolue en flux n'est pas encore maîtrisée : seules les nuits photométriques permettent une calibration en flux, et encore certains problèmes résiduels empêchent d'obtenir un résultat optimal (voir le chapitre 12). Pour les nuits non-photométriques, la meilleure solution actuelle est d'estimer nuit à nuit la variation d'intensité des étoiles de la voie photométrique pour obtenir un facteur correctif. L'obtention de ce facteur est encore grossière, notamment en raison de problèmes non résolus sur la voie photométrique.

Néanmoins, il est toujours possible d'obtenir une première esquisse de courbe de lumière, même si la précision est loin d'être satisfaisante.

Pour calculer une courbe de lumière synthétique, il faut se placer dans le référentiel au repos de la supernova, i.e. corriger de l'effet de décalage vers le rouge. On peut alors convoluer le spectre par des filtres quelconques. J'ai choisi pour mon analyse les filtres de Bessel (voir figure 16.8 à gauche). Tous les filtres ne sont pas utilisables pour toutes les supernovae : il faut que le spectre recouvre tout le filtre. Cela dépend donc de son redshift : un spectre proche sera par exemple peu décalé vers le bleu lors du passage dans le référentiel propre de la supernova et donc sera vraisemblablement ne recouvrira pas entièrement le domaine du filtre U. Inversement, en raison de la coupure imposée pour le moment à 8500 Å (section 13.8), le filtre R n'est jamais complètement défini.

J'ai pris le parti de calculer systématiquement la courbe de lumière dans les filtres de Bessel UBVRI et de préciser dans la légende de chaque figure quelle part de l'aire du filtre est couverte par les spectres de la supernova. L'instrument étant dans notre cas toujours le même, cette couverture de filtre est la même pour l'intégralité de la séquence temporelle. On ne peut bien entendu prétendre que nous avons réalisé une vraie courbe de lumière synthétique que dans le cas où le recouvrement est complet (voir figure 16.8).

La conversion en magnitude est effectuée en utilisant une table de référence contenant le spectre de Véga pour le calcul du point zéro. Ce spectre de Véga a été converti en  $photons.m^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}$  pour avoir la même unité que le spectre observé (lui-même ayant été converti dans cette unité en même temps que le passage dans le référentiel propre de la SN - voir section 16.1), puis la magnitude a été obtenue par la formule :

$$m_A = -2.5 \cdot \log_{10} \frac{f_{SN,A}}{f_{Vega,A}} \quad (16.10)$$

où

$$f_{SN,A} = \int T_A(\lambda) \cdot f_{SN}(\lambda) d\lambda \quad (16.11)$$

$$f_{Vega,A} = \int T_A(\lambda) \cdot f_{Vega}(\lambda) d\lambda \quad (16.12)$$

## 16.5 Courbe de lumière V de la voie d'acquisition

Lors de l'opération de pointé du télescope, une pose dans le filtre V d'une cinquantaine de secondes de l'étoile est prise avec un filtre V pour affiner le pointé et mettre la supernova au centre du POP. Ces poses d'acquisition peuvent également être utilisées pour obtenir une courbe de lumière dans la bande V : en effet, ces poses contiennent outre la supernova d'autres étoiles, et ces étoiles peuvent être utilisés pour avoir une mesure relative de l'atténuation de l'atmosphère d'une nuit à l'autre. Grâce à cette estimation, nous disposons d'une courbe de lumière plus fiable pour le moment que celles de nos courbes de lumière synthétiques, pour lesquelles la correction photométrique est incertaine puisqu'elle suppose la même atmosphère pendant les poses de la supernova et de la standard de calibration.

L'utilisation ensuite de *poloka*, un logiciel d'astrométrie de la collaboration SNLS, permet alors d'ajuster la courbe de lumière et d'obtenir la date du maximum de luminosité dans le filtre B<sup>3</sup> et le stretch d'après la méthode SALT (voir 4.4.4). La date du maximum peut alors être connue à mieux que trois jours ; l'évaluation du stretch est plus problématique car un seul filtre est disponible<sup>4</sup>.

Des tests sur des données SNLS en utilisant un ou 5 filtres montrent qu'une erreur allant de 0. à 0.08 sur le stretch est à considérer en n'utilisant qu'un seul filtre).

La barre d'erreur donnée est issue de l'ajustement et ne prend pas en compte les effets systématiques.

<sup>3</sup>On notera une différence de convention entre *poloka* et nos spectres : *poloka* donne une date julienne modifiée MJD tandis que nos spectres contiennent l'information sous la forme du jour julien. La différence entre les deux est juste une différence de point zéro de 2400000.5 jours.

<sup>4</sup>Des tests de comparaison entre 1 et 5 filtres sur une dizaine de supernovae SNLS montrent que la plupart du temps l'estimation de stretch dans un seul filtre montre une différence de l'ordre de 0.05 sur le stretch ; quelques cas montrent cependant une différence bien plus importante.



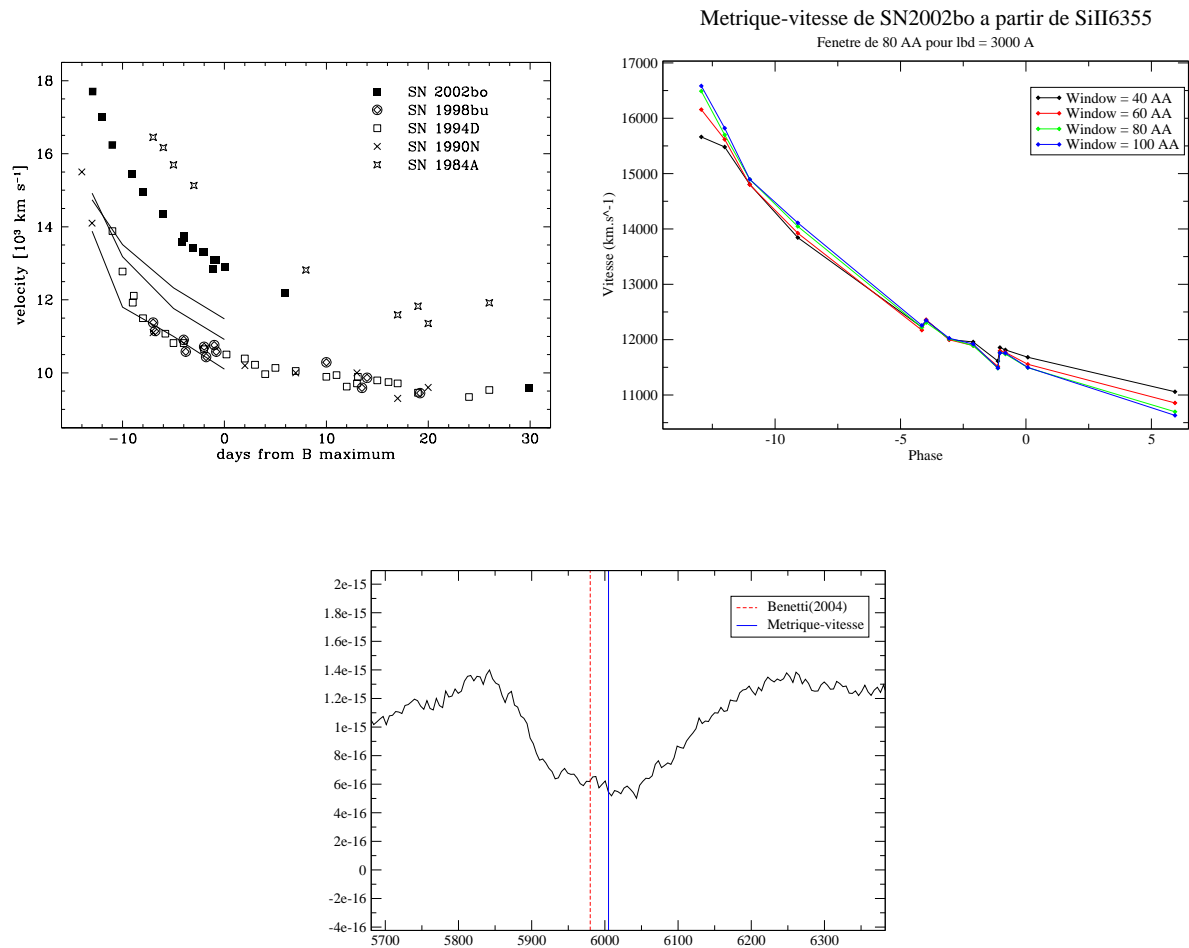


FIG. 16.6 – En haut à gauche, vitesses d'expansion de SN2002bo issues de la raie de SiII à 6355 Å comparées à quelques autres supernovae dans Benetti et al. (2004). En haut à droite, mesure équivalente avec la méthode de points fixes; le maximum a été évalué à  $JD = 2452386.5$  d'après Benetti et al. (2004). On remarque un accord correct de forme entre les deux, mais on observe un décalage systématique entre les deux. Ce décalage n'est pas imputable à la taille de la fenêtre. En bas, illustration de la différence sur le cas du tout premier point. En rouge et pointillés, position approximative du minimum de Benetti et al. (2004), en bleu et traits pleins, position du minimum de la métrique vitesse pour une taille de 80 Å.

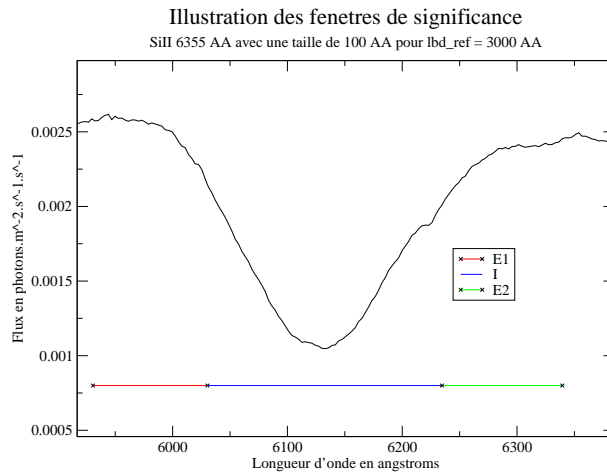


FIG. 16.7 – Exemple de fenêtres utilisées pour le calcul de signficance. Ici on regarde la raie SiII $\lambda$ 6355 de la pose à -1 jour de SN2006D; la fenêtre courante I est centrée sur la valeur du point fixe.. La taille de fenêtre est ici de 100 Å pour une longueur d'onde de référence de 3000 Å (la fenêtre mesure donc un peu plus de 200 Å ici). Les deux fenêtres E<sub>1</sub> et E<sub>2</sub> sont définies de telle manière qu'elles soient immédiatement adjacentes à I et mesurent à peu près la moitié de sa taille (voir texte). Le flux compris dans la fenêtre I va être comparé à celui des fenêtres E1 et E2 pour voir s'il s'écarte significativement de la moyenne de ces deux demi-fenêtres voisines.

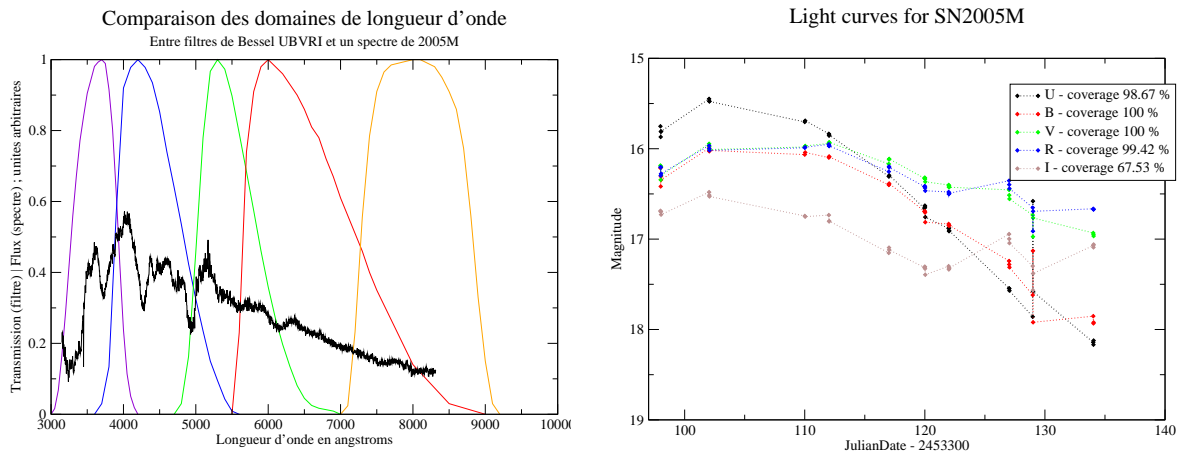


FIG. 16.8 – A gauche, filtres de Bessel UBVR I auxquels sont surimposés un spectre de la séquence temporelle de SN2005M (dans le référentiel de la supernova). On voit que le spectre ne couvre pas intégralement les filtres U et I. La part de l'aire couverte par les spectres est de ce fait précisé sur le graphe des courbes de lumière (à droite). Lorsque toute la couverture de SNIFS sera maîtrisée (jusqu'à 10000 Å), on devrait donc pouvoir synthétiser correctement (i.e. avec une couverture de 100 %) le filtre I.

---

## Références

- Benetti, S., P. Meikle, M. Stehle, G. Altavilla, S. Desidera, G. Folatelli, A. Goobar, S. Mattila, J. Mendez, H. Navasardyan, A. Pastorello, F. Patat, M. Riello, P. Ruiz-Lapuente, D. Tsvetkov, M. Turatto, P. Mazzali, and W. Hillebrandt (2004, February). Supernova 2002bo : inadequacy of the single parameter description. *MNRAS* 348, 261–278.
- Bongard, S., E. Baron, G. Smadja, D. Branch, and P. H. Hauschildt (2006, August). Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators. *ApJ* 647, 513–524.
- Hachinger, S., P. A. Mazzali, and S. Benetti (2006, July). Exploring the spectroscopic diversity of Type Ia supernovae. *MNRAS* 370, 299–318.
- Nugent, P., M. Phillips, E. Baron, D. Branch, and P. Hauschildt (1995, December). Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae. *ApJ* 455, L147+.

## Chapitre 17

# Analyse des premières supernovae de SNfactory

### 17.1 Introduction

J'ai étudié la cinquantaine de supernovae disponibles au 22 juillet 2006 ; je vais présenter ici quelques résultats pour une dizaine de supernovae choisies en raison de leur qualité (i.e. en général pré-maximum, avec un bon signal sur bruit et avec une galaxie-hôte très limitée). La plupart ne seraient pas utilisables pour la cosmologie car elles ne sont pas dans le flot de Hubble ; la raison est que j'ai choisi principalement des supernovae issues de recherche ciblant des galaxies proches, deux seulement provenant de la recherche en aveugle de SNfactory. Etant donné que nous ne disposons pas d'un étalonnage en flux absolu fiable, et que de ce fait nous ne pouvons pas donner de points pour le diagramme de Hubble, cette restriction n'est pas trop limitative.

L'étalonnage est effectué selon la méthode explicitée chapitre 12 ; l'hypothèse que les nuits sont photométriques. Une correction sommaire par l'utilisation de la voie photométrique est ensuite appliquée (voir section 16.1). L'association des standards et des continous utilisés pour l'étalonnage est faite par un traitement central automatisé ; le choix est de prendre la standard la plus proche au niveau temporel de la supernova. Le choix ne tient pas pour l'heure compte de la qualité des poses ; il arrive de devoir sélectionner une autre étoile à la main en cas de problèmes (par exemple une étoile standard très excentrée).

Dans la suite de ce chapitre, je vais d'abord commencer par présenter quelques problèmes couramment rencontrés (aussi bien physiques que techniques), puis je ferai une analyse d'une supernova choisie (SN2006D) à l'aide des outils présentés chapitre 16. Les autres supernovae sont traitées dans l'annexe D. Je comparerai alors les métriques-vitesses obtenues pour ces différentes supernovae avant de comparer les métriques-vitesses d'une supernova à l'autre. Il faut noter que quelques problèmes au niveau de la création de cubes (notamment au niveau de la soustraction du fond au niveau du CCD et au niveau du programme de nettoyage des rayons cosmiques) ont été améliorés depuis le traitement de ces données mais trop tardivement pour que l'analyse ici présente utilise ces données de meilleure qualité.

Nom	Redshift	Nb jours	Nb poses	Temps total (s)	Date début	Date fin	Etendue (j)	Note	
SN2004ef	0.030985	13	31	30739.6	08/09/2004	16/10/2005	403	Ic	
SN2004gk	-0.000407	9	22	8629.89	27/11/2004	25/02/2006	455		
SN2005M	0.022012	14	43	40791.2	24/01/2005	02/12/2005	312		
SN2005bc	0.012272	18	36	30551.2	04/04/2005	29/05/2005	55		
SN2005cf	0.006461	12	21	16023.6	03/06/2005	08/07/2005	35		
SN2005cg	0.03	10	28	28039.2	05/06/2005	30/06/2005	25		
SNF20050728-000	0.05	9	12	11751	30/07/2005	22/09/2005	54		
SN2005el	0.014910	19	25	23651.1	26/09/2005	20/11/2005	55		
SN2005eu	0.035	16	19	19900.8	06/10/2005	20/11/2005	45		
SN2006D	0.008526	13	14	17300.76	14/01/2006	27/04/2006	103		Raies de carbone
SN2006X	0.005240	10	13	12400.95	08/02/2006	10/05/2006	91		Extinction particulière

TAB. 17.1 – Liste de quelques supernovae choisie parmi les 50 suivies jusqu’au 25 juillet 2006. Elles sont classées par dates de première observation avec SNIFS. Les supernovae indiquées en bleu ont été trouvées par NEAT (exclusivement ou indépendamment d’une autre détection par un autre projet). Les redshifts en rouge ont été estimés par  $SN$ -fit tandis que les autres sont tirés de la galaxie-hôte.

## 17.2 Problèmes rencontrés lors de l'analyse

Lors de l'analyse des 50 objets suivis au 23 juillet 2006, quelques problèmes ont surgi de manière plus ou moins récurrente. L'ensemble des données analysées correspond à la réduction de 4000 poses de science et d'étalonnage, dont environ 900 poses de supernovae et 500 poses d'étoiles standards.

Je vais dresser ici un rapide panorama des problèmes rencontrés :

### 17.2.1 Les données manquantes et les problèmes de bases de données

Un nombre non négligeable de poses (de l'ordre de 5 à 10 %) ne sont en fait pas utilisables car il manque l'une des données essentielles à l'étalonnage. Il peut s'agir d'un continuum manquant, d'un arc manquant ou d'une absence de standards pendant la nuit incriminée. Les poses continuum sont cherchées à trois jours de la nuit étudiée, car lors du début de la prise de données cette donnée n'était pas prise systématiquement chaque nuit.

Contrairement à ce qu'on pourrait penser, cela arrive encore parfois dans les nuits les plus récentes : la nuit du 14 novembre 2005 est ainsi perdue faute d'étoiles standards prises. Cela s'explique par la mauvaise qualité de la nuit très nuageuse, pendant laquelle seules des poses de référence de supernovae ont été prises, à l'exception de deux spectres de SN2005el, inutilisables en l'absence de standard.

Quelques poses sont perdues temporairement pour des raisons moins graves : le traitement central peut ne pas trouver certains objets suite à quelques coupures mal placées ou manquants (par exemple nous n'avons plus de tables de référence pour HZ4 ou P177D mais le traitement central n'exclut pas ces étoiles standards lors de l'association). Ces quelques cas particuliers devraient être facilement récupérables, en mettant un veto sur ces standards ou en ajoutant leurs tables (elles avaient été enlevées car les spectres de ces étoiles contenaient trop de pics ; pour un étalonnage en flux, plus le spectre est lisse, plus l'étalonnage est facile).

### 17.2.2 Les problèmes d'extraction

Certaines poses de supernovae ou de standards posent problème au niveau de l'extraction. Les causes peuvent être multiples :

#### Cosmiques mal retirés

Il peut arriver qu'un rayon cosmique soit mal extrait, faussant ainsi l'extraction qui cherche alors à reproduire plus ou moins ce pic. Le problème est que il n'est pas toujours évident de déceler un pic (voir figure 17.1). L'exemple illustré sur cette figure a donné lieu à un travail de débogage sur le code d'effacement de cosmique et ne devrait plus se reproduire ; il est cependant difficile d'être sûr que quelques cosmiques ne se glissent pas parmi nos cubes.

#### Mauvais centrage

Il arrive qu'une pose (de standard ou de SN) soit mal centrée, donnant une reconstruction en flux moins fiable (dans un cas idéal simulé CubExtrac peut extraire un signal en grande partie excentrée, mais sur les données réelles cela réduit considérablement les contraintes sur la forme de la PSF et le flux obtenu est loin d'être fiable). L'excentrage peut être plus ou moins fort ; il faut néanmoins garder à l'esprit que notre champ de vue étant assez étroit, l'étoile peut très rapidement sortir du champ pour certaines longueurs d'onde en raison de la réfraction différentielle atmosphérique. Pour certaines supernovae, plusieurs jours peuvent être perdus si les coordonnées utilisées ne sont pas précises et ne sont pas changées rapidement (voir figure 17.2).

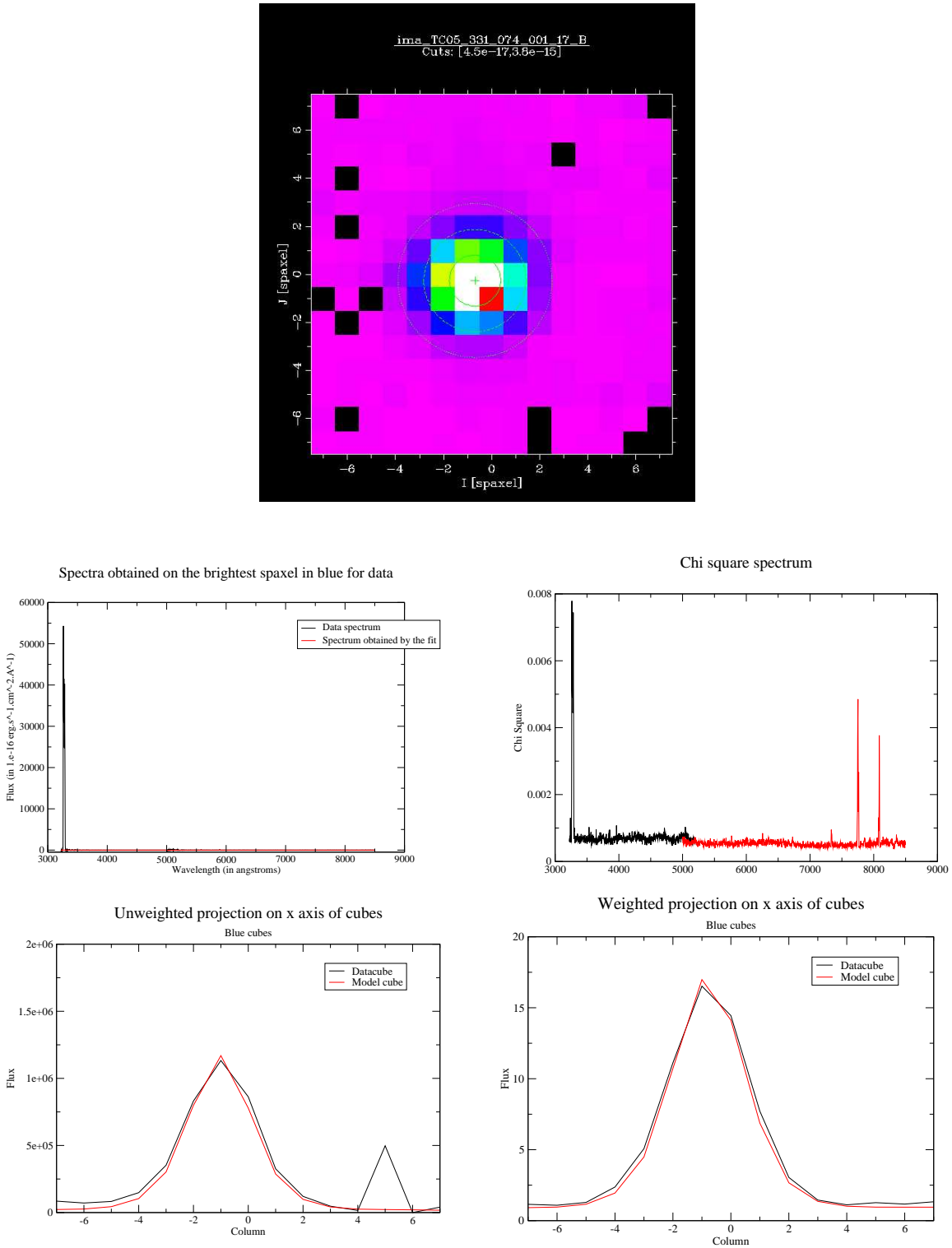


FIG. 17.1 – Extraction d’une pose de GD71 (05\_331\_074\_001) servant à calibrer une pose de SNF20051113-000. Si l’on regarde l’image 2D du cube (en haut), rien ne transparait. En revanche, un coup d’oeil sur le spaxel le plus brillant du cube bleu ou sur le spectre de  $\chi^2$  montre de manière évidente un cosmique mal retiré (au milieu). Le profil (section 11.9.4) ne rend compte de ce cosmique que dans le cas où l’on fait une somme simple (en bas à gauche); une somme pondéré (en bas à droite) ne montre pas le cosmique, indiquant que le traitement lors de la création du cube a associé une variance assez élevée en ce point, compensant en partie l’influence du cosmique (insuffisamment néanmoins au vu du spectre de  $\chi^2$ ).

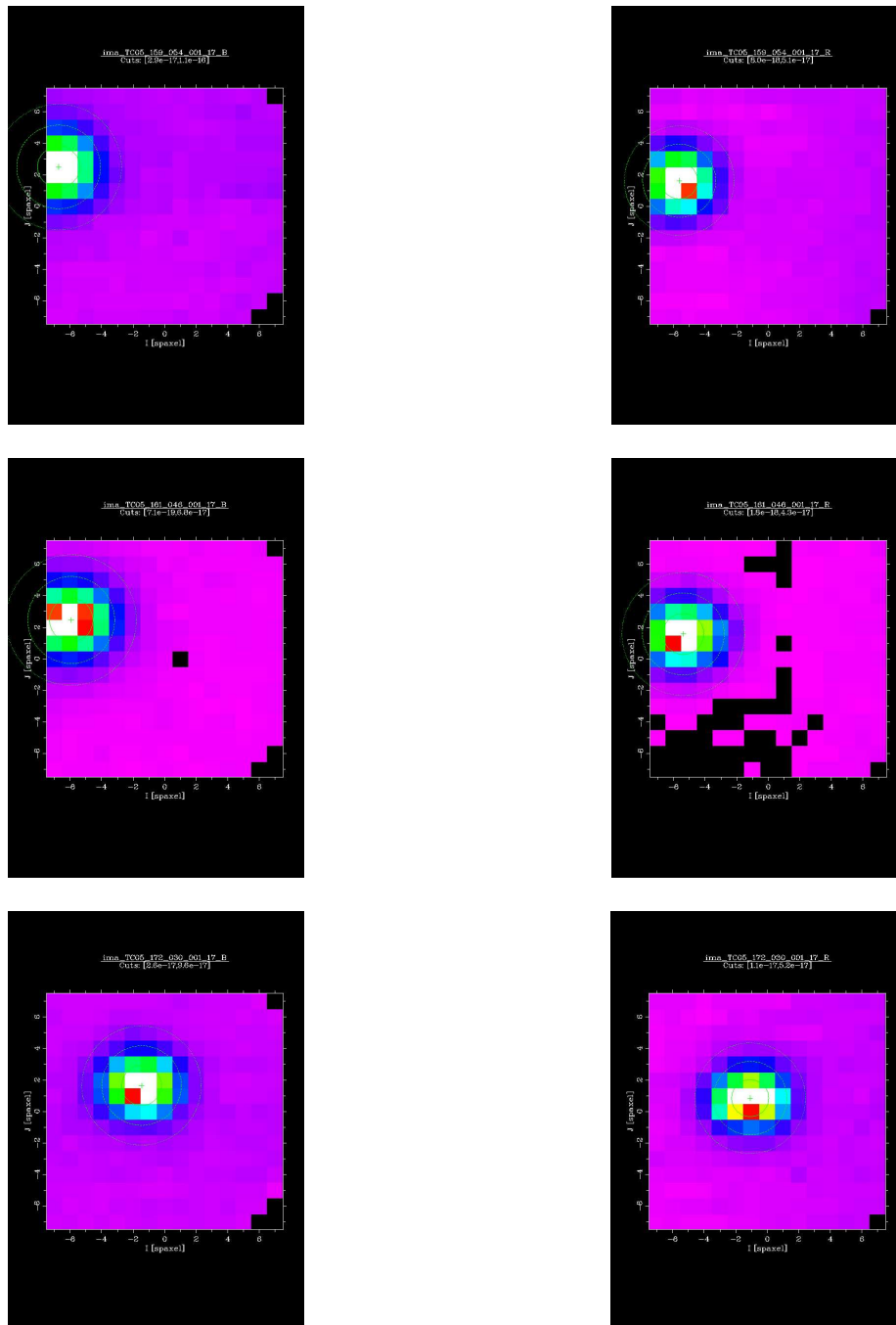


FIG. 17.2 – Poses de SN2005cg sur plusieurs nuits consécutives. Pour toutes ces poses, l'image de gauche représente la voie bleue et celle de droite la voie rouge. En haut et au milieu, les nuits 159 et 161, montrant un fort excentrage de la supernova (vrai pour toutes les poses de cette supernovae de ces nuits). De meilleures coordonnées ont été utilisées pour la nuit 172 (en bas) mais même alors le centrage n'est pas extraordinaire.



---

## La galaxie

Ce point a déjà été abordé dans la section 11.8. En l'état, nous ne disposons pas d'extraction en présence de fond galactique, et une extraction sur fond continu est faite, avec éventuellement un masque pour cacher une zone trop contaminée par la galaxie. L'hypothèse de fond quasi-continu est réaliste seulement dans quelques cas (une dizaine sur les 50 objets disponibles fin juillet) ; pour les autres l'étalonnage en flux est à prendre avec grande précaution.

### 17.2.3 Les conditions d'observation

Les poses peuvent également être limitée par les conditions d'observation, terme dans lequel je regroupe deux effets :

#### Influence de la lune

SNIFS prend des données trois fois par semaine quelle que soit la lunaison. Il arrive donc de prendre des données lorsque la lune est quasiment pleine ; les effets peuvent alors être délétères et miner complètement nos poses de science (voir figure 17.3). La lunaison depuis le début d'activité de SNIFS a été incluse dans l'annexe B. L'influence de la pleine lune affecte la voie bleue de manière bien plus notable que la voie rouge, en raison de la couleur bleue du ciel. Un travail spécifique sur le programme d'extraction pour renforcer la convergence vers la solution physique reste à implémenter pour les poses à haut ciel (en imposant par exemple une limite aux valeurs de variation à mi-hauteur).

#### Les conditions climatiques

Une autre difficulté pour l'interprétation des données est le manque d'information sur la qualité des nuits. Ce rôle doit être rempli par la voie photométrique ; mais son utilisation systématique requiert encore pas mal de travail. Une correction sommaire a été appliquée sur le sous-échantillon présenté ici ; cependant ce n'a pas été le cas pour l'analyse générale des 50 objets suivis. Pour certaines nuits, il est possible de se rendre compte de la mauvaise qualité - soit par nos estimateurs de photométrie (voir annexe C) soit par le compte rendu de l'observateur de la nuit étudiée (voir D.5).

### 17.2.4 Problème d'échantillon

L'échantillon observé a également montré quelques tendances :

#### Manque de pré-maximum

Sur les 50 supernovae suivies au 20 juillet 2006 :

- 18 (11 publiques, 7 objets de la recherche SNfactory) pour lesquelles la phase est obscure, pour diverses raisons : certaines car au 20 juillet seuls les premiers points étaient accessibles, d'autres parce que les courbes de lumière synthétiques non corrigées par la voie photométriques sont irréalistes ou simplement insuffisamment tranchées, avec par exemple pour l'une d'entre elle une magnitude oscillant entre -15.5 et -16, c'est-à-dire moins que notre précision actuelle. . .
- 3 supernovae SNfactory abandonnées car leur extraction est illusoire sans un code d'extraction galactique extrêmement robuste.
- 11 supernovae dont le premier point est post maximum (3 SN publiques, 8 SN SNfactory)
- 4 supernovae dont le premier point est très proche du maximum (1 SN publique, 3 SN SNfactory).
- 14 supernovae pour lesquelles au moins deux points pré-maximum sont disponibles (10 SN publiques, 4 SN SNfactory)

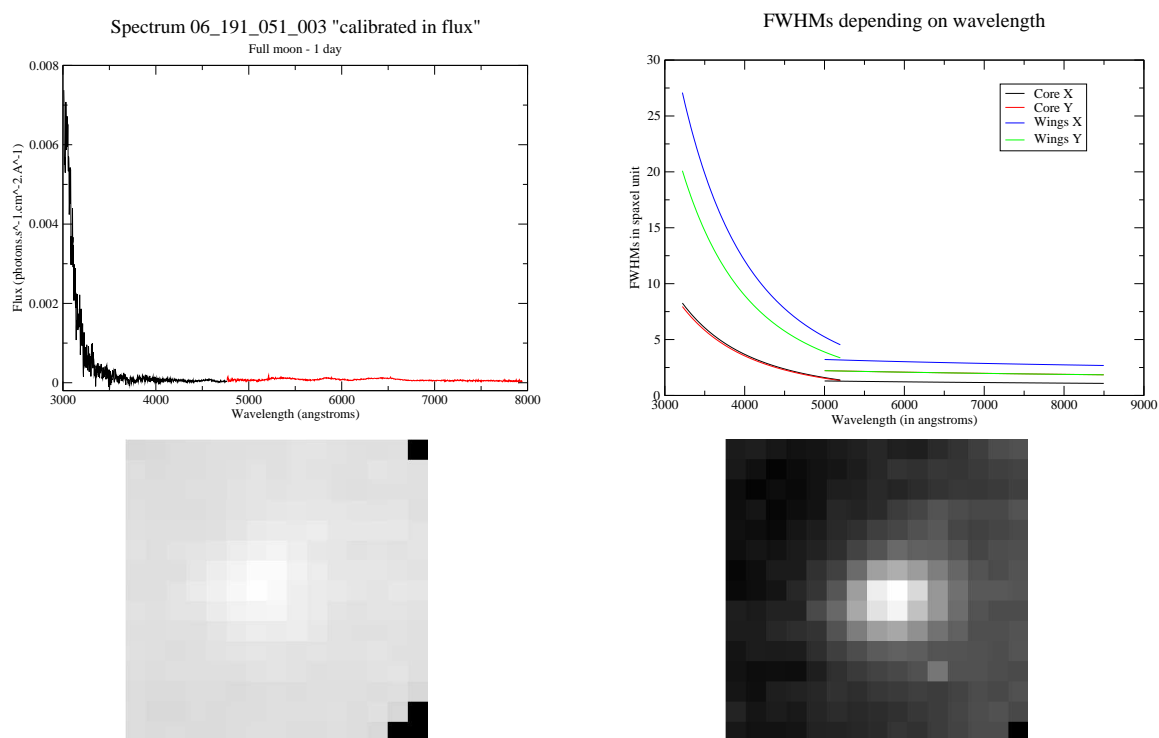


FIG. 17.3 – Pose de SNF20060618-014 ( $z \approx 0.07$ ) une vingtaine de jours après le maximum. Le spectre (en haut à gauche) est complètement contaminé par la lune ; la faiblesse de la supernova ne peut être invoquée car des poses ultérieures montrent un spectre crédible de supernova. En bas, les images des deux voies : le flux au centre n'est supérieur que de 20 % au flux des spaxels du bord pour la voie bleue et de 60 % dans la voie rouge ; cela explique que l'ajustement utilise dans ce cas une largeur à mi-hauteur bien plus importante que la taille du détecteur (en haut à droite).

---

Comme cela a été vu section 9.1, des progrès importants ont été réalisés concernant la recherche de supernovae ; il faut espérer que dans les mois qui viennent la part de supernovae pré-maximum augmentera significativement (c'est nécessaire pour pouvoir faire des études précises sur ces objets comme une mesure de magnitude). Il est en particulier prévu de faire une recherche proche d'une rolling-search<sup>1</sup>, où l'on reviendra trois fois par lunaison dans la même zone du ciel, contre une fois aujourd'hui.

### Répartition en redshift

Si l'on regarde la dispersion de nos supernovae en fonction du redshift, nous obtenons une moyenne et une dispersion semblant correctes au premier abord :  $\bar{z} = 0.046$  et  $rms_z = 0.028$ . Cela correspond à peu près au centre de notre intervalle, avec un léger décalage vers les redshifts les plus bas.

Maintenant, si l'on regarde la répartition de plus près, en séparant les supernovae publiques de celles de SNfactory, on se rend compte que la situation est toute autre :

- Sans surprise, les supernovae publiques sont généralement à bas voire très bas redshift. La moyenne est  $\bar{z} = 0.029$  et la dispersion est  $rms_z = 0.021$ . Beaucoup d'entre elles (y compris celles sélectionnées dans l'analyse qui suit cette section) ne sont pas dans le flot de Hubble et donc ne sont pas directement utilisables pour la cosmologie. C'est par exemple le cas de SN2006D et SN2006X, toutes deux en dessous de  $z = 0.01$ , observées malgré tout en raison de leurs propriétés spéciales (raies de carbone pour l'une et extinction particulière pour l'autre).
- Inversement, les supernovae NEAT sont en moyenne à un redshift élevé :  $\bar{z} = 0.063$  et la dispersion est  $rms_z = 0.022$ . Ce chiffre est à prendre avec réserve : les estimations de redshift sont toutes faites avec  $\mathcal{SN}$ -fit et donc précis à 0.01 près. Néanmoins, il montre la tendance de trouver des supernovae dans la gamme haute des redshifts recherchés par SNfactory ;

---

<sup>1</sup>Voir section 5.2.2 en 2007, pour une très brève illustration du concept

### 17.3 Exemple d'étude d'une supernova : SN2006D

Cette supernova très proche ( $z = 0.008526$ ) n'appartient pas au flot de Hubble et de ce fait ne remplit pas les critères des supernovae SNfactory utilisables pour la cosmologie. Elle a été suivie car elle fait partie des rares supernovae de type Ia observées présentant des raies de carbone dans ses premiers spectres. Cette supernova sera l'objet d'une lettre de la collaboration à l'*Astrophysical Journal*.

La nuit 071 est moins bonne mais les conditions météorologiques y étaient plutôt mauvaises et on était alors proche de la pleine lune (nuit 06/073).

La supernova ne présente pas de galaxie notable sur les images, sauf peut-être sur la dernière (il est difficile de se prononcer de manière tranchée car le seeing est très mauvais cette nuit-là).

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
06_014_086_001	HR3454	1.3931	1.077	1.077	8.960 / 10.225	
06_014_088_001	SN	1.1988	900.077	900.077	0.617 / 0.720	Etoile excentrée
06_016_072_001	HR4468	1.44	1.075	1.075	1.041 / 1.239	
06_016_092_001	SN	1.1582	1000.6	1000.6	0.638 / 0.711	Etoile excentrée
06_020_083_001	HD93521	1.0526	1.07	1.07	0.902 / 1.065	
06_020_087_001	SN	1.2195	1800.23	1800.23	0.925 / 1.428	
06_034_097_001	SN	1.1571	1000.08	1000.08	0.766 / 0.771	
06_034_100_001	Feige34	1.414	10.072	10.072	0.621 / 0.588	
06_039_084_001	HZ21	1.0483	600.072	600.072	0.820 / 0.717	
06_039_087_001	SN	1.1942	1000.07	1000.07	0.677 / 0.706	
06_041_087_001	GD153	1.0047	600.075	600.075	2.589 / 1.494	
06_041_089_001	SN	1.1798	1000.07	1000.07	0.648 / 0.811	
06_046_078_001	HZ43	1.0324	300.07	300.07	6.546 / 73.768	
06_046_086_001	SN	1.1922	900.071	900.071	0.619 / 0.746	
06_046_086_003	SN	1.2288	900.07	900.07	0.625 / 0.747	
06_056_061_001	GD153	1.0011	600.378	600.378	1.117 / 1.018	
06_056_067_001	SN	1.1729	1800.07	1800.07	0.661 / 0.855	
06_066_099_001	SN	1.6038	1200.07	1200.07	0.604 / 0.788	
06_066_104_001	HR5501	1.1919	1.073	1.073	4.983 / 5.486	
06_071_083_001	SN	1.5702	1200.08	1200.08	0.604 / 0.649	Mauvais seeing, nuages
06_071_090_001	HR5501	1.2443	2.072	2.072	0.507 / 0.596	
06_096_057_001	Feige56	1.0142	300.072	300.072	3.322 / 4.224	
06_096_065_001	SN	1.1714	1400.08	1400.08	0.674 / 0.704	
06_109_064_001	SN	1.3666	1400.08	1400.08	0.629 / 0.772	
06_109_070_001	HZ43	1.3873	300.075	300.075	4.188 / 44.86	
06_117_065_001	SN	1.7668	1800.07	1800.07	0.840 / 0.818	
06_117_074_001	EG131	1.2001	300.073	300.073	0.827 / 0.773	

TAB. 17.2 – Tableau récapitulatif des poses de SN2006D ainsi que des standards spectrophotométriques utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau 17.2 est donnée figure 17.4.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure 17.6.

SN2006D est une supernova particulière, puisqu'elle présente dans ses premiers spectres des raies de carbone.

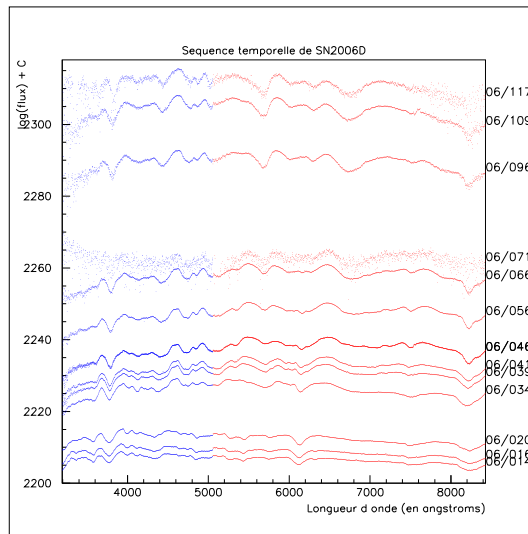


FIG. 17.4 – Série temporelle de SN2006D

Nous allons donc calculer pour ses 4 premiers spectres la signification de tous les points fixes trouvés pour une échelle de  $40 \text{ \AA}$  pour  $\lambda_{ref} = 3000 \text{ \AA}$ , qui semble une bonne échelle pour la mesure de métrique-vitesse (voir figures 17.7, 17.8, 17.9 et 17.10). Seul un pic n'est pas visible à cette échelle : le pic présent à  $\approx 5600 \text{ \AA}$ . Ce pic est extrêmement étroit et est invisible à la taille de fenêtre utilisée précédemment ; sa signification pour une plus petite largeur de raie est reportée dans le tableau 17.3.

L'évolution de la raie de CII $\lambda$ 4267 est quant à elle reportée sur la figure 17.11.

Nous avons donc établi que le spectre de SN2006D montre de manière significative des raies de carbone dans son spectre ; cela avait déjà été soupçonné dans d'autres supernovae mais pas de manière aussi évidente. Il apparaît que l'observation de ces raies requiert des spectres bien avant le maximum : seule la raie de CII $\lambda$ 4267 est présente pendant un certain nombre de jours après le maximum, mais seule la nature chimique de cette raie peut être discutée, tandis que les 4 autres raies observées dans les premiers spectres permet une identification certaine du carbone.

L'observation du carbone non consommé dans les réactions thermonucléaires aux vitesses observées pour SN2006D est importante car il est prédit par certains modèles d'explosion (Gamezo et al. 2003 ; Röpke and Hillebrandt 2005) qui se trouvent donc renforcés par cette observation.

Une lettre concernant cet objet a été soumise à l'*Astrophysical Journal* le 12 octobre 2006.

Phase	Longueur d'onde ( $\text{\AA}$ )	Significane
-7	5586.76	2.81327
-5	5596.97	4.75524
-1	5631.76	4.21698

TAB. 17.3 – Suivi de la plus étroite des raies attribuées au carbone CII sur la figure 3.10. Cette raie, extrêmement fine, a été ici suivie avec une taille de fenêtre de  $10 \text{ \AA}$  à  $\lambda_{référence} = 3000 \text{ \AA}$ . Cette raie tenue est observable pendant les trois premiers spectres de SN2006D.

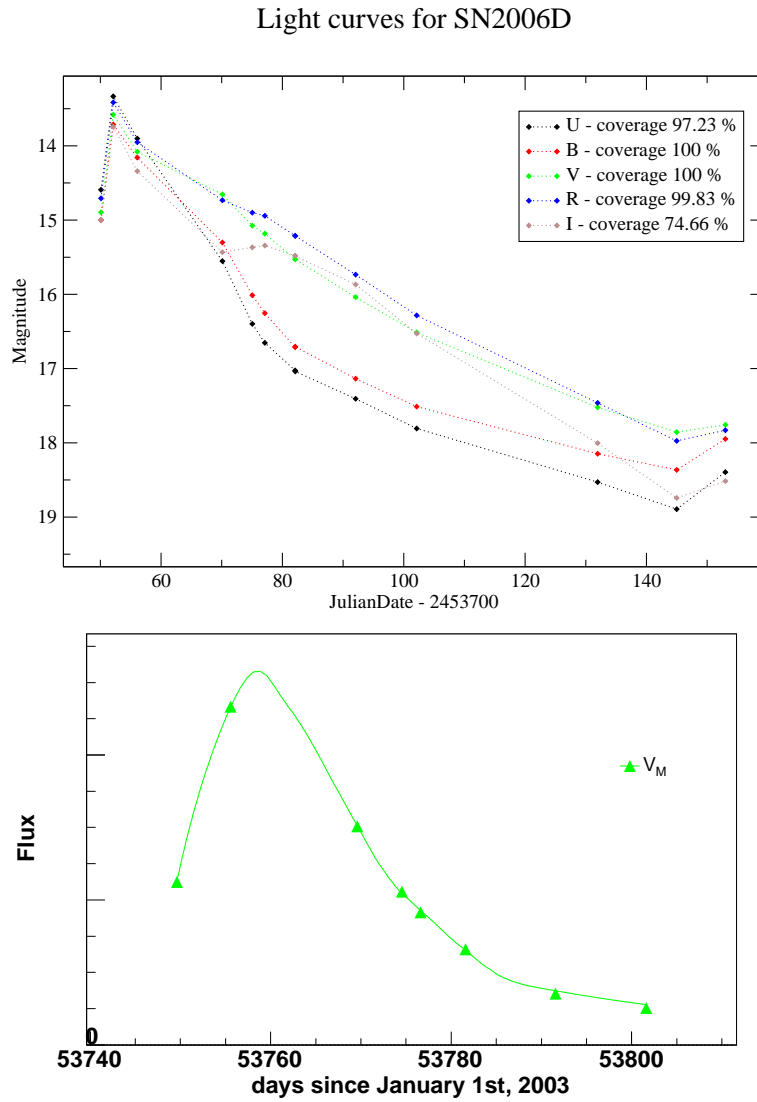


FIG. 17.5 – En haut, courbes de lumière synthétiques obtenues pour SN2006D. La nuit 071 a été enlevé : le point sortait complètement de la courbe mais les conditions climatiques déplorables et la proximité de la pleine lune expliquent aisément cet écart (également perceptible dans la séquence temporelle.) Les deux premiers points ont une plus grande incertitude que les autres car la pose est très excentrée, et l'extraction n'a de ce fait pas joint correctement les deux voies spectroscopiques. En bas, courbe de lumière V issue de la pose d'acquisition. Cette courbe donne un maximum de luminosité à la date julienne  $243758.1874832 \pm 0.0686179$ .

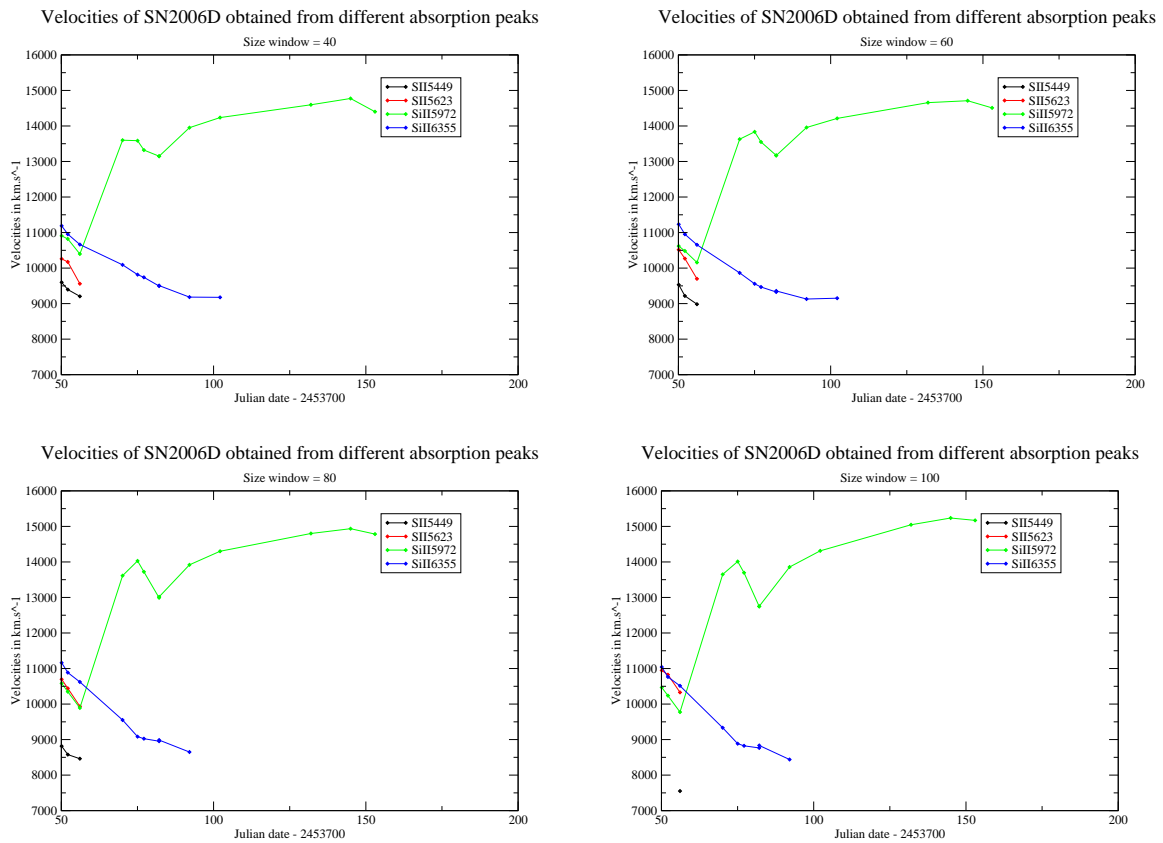
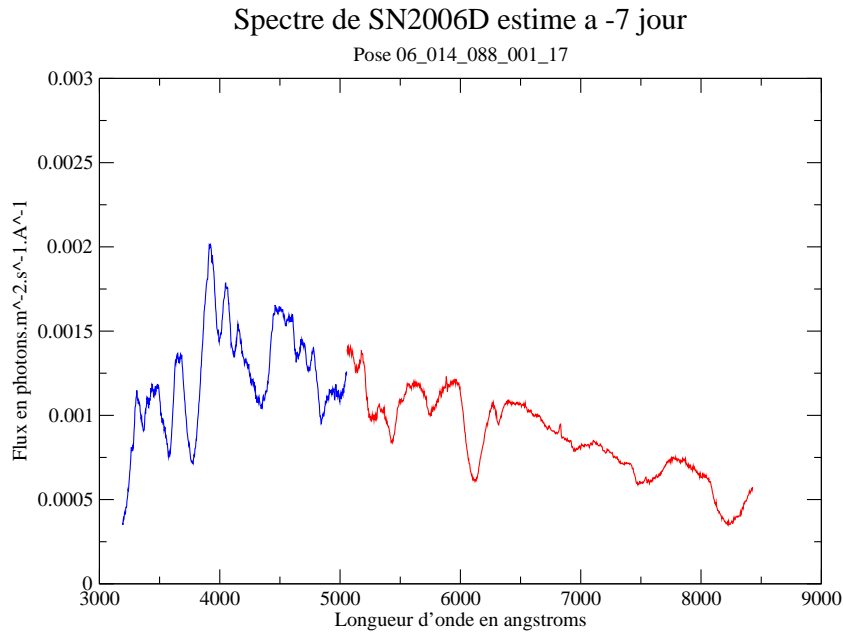


FIG. 17.6 – Métriques-vitesses mesurées pour SN2006D. Le soufre est visible peu longtemps, et “SiII $\lambda$ 5972” est très rapidement contaminé par le fer.



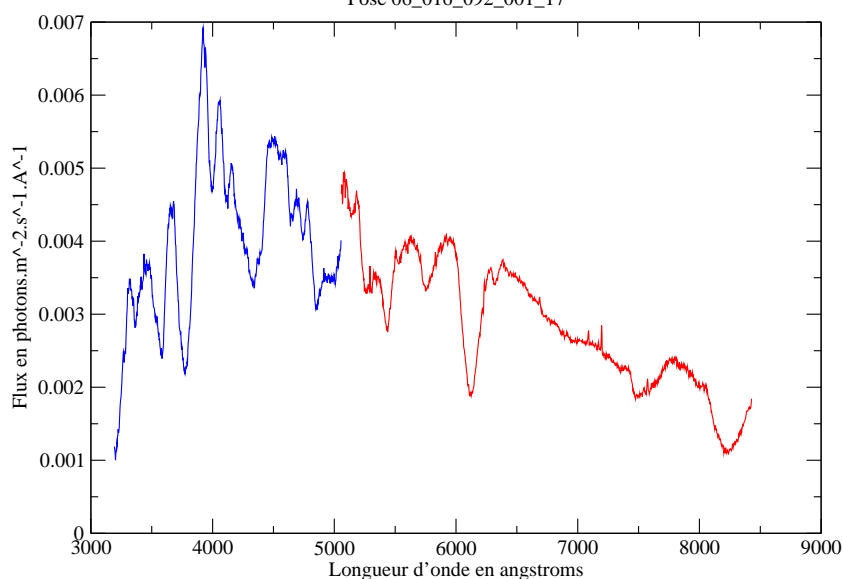
Point fixe	Significance ( $\sigma$ )	Point fixe	Significance ( $\sigma$ )
3315.75	30.3528	3363.26	22.1803
3444.25	4.8984	3457.07	4.63162
3477.4	15.5924	3577.86	48.2817
3662.42	31.4832	3771.98	41.6397
3923.83	56.0448	3996.75	59.1725
4052.87	58.9475	<b>4116.73</b>	49.4944
4155.99	31.4275	4340.56	19.5411
4485.06	17.7915	4492.02	15.169
4498.85	11.3562	<b>4559.29</b>	5.20383
4582.82	28.2856	4646.46	37.8421
4688.07	29.5794	4740.61	21.6302
4773.07	39.8289	4851.22	53.4761
4941.23	9.85522	4944.6	9.03414
4948.07	8.17362	4999.47	-99
5141.87	11.0863	5177.45	33.1227
5274.55	30.8999	5336.88	21.9863
5430.58	55.5867	5628.91	9.4396
5754.71	40.4298	5950.98	37.9507
6117.83	109.385	6269.45	55.2101
<b>6319.83</b>	37.1408	6407.67	23.1997
6786.24	4.98329	6802.09	9.65651
6963.78	24.5081	7114.81	17.0628
7495.69	45.1797	7778.04	19.3472
8232.71	50.8998		

FIG. 17.7 – Tous les pics avec leur signficance pour le spectre estimé à -7 jours du maximum de SN2006D pour une taille de fenêtre de 40 Å à  $\lambda_{ref} = 3000$ . La valeur -99 signe le fait que le point fixe est trop proche des extrêmes du spectre pour que les deux fenêtres extérieures soient définies. Les raies proches des zones de carbone comprises entre 10000 et 14000  $km.s^{-1}$  relevées figure 3.10 sont indiquées en caractères gras. Ces formes sont toutes significatives à plus de 5  $\sigma$ .



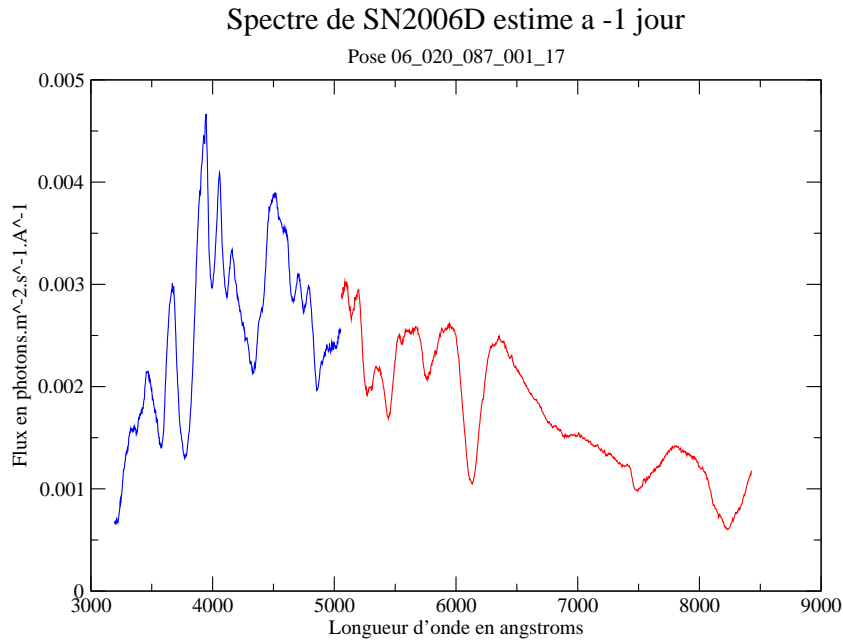
### Spectre de SN2006D estime a -5 jour

Pose 06\_016\_092\_001\_17



Point fixe	Significance ( $\sigma$ )	Point fixe	Significance ( $\sigma$ )
3320.4	28.7305	3366.61	19.4139
3456.19	11.0749	3458.03	12.2207
3467.67	13.8029	3579.12	48.8174
3666.34	41.5664	3774.05	43.0495
3926.59	66.6889	3996.65	68.6461
4054.14	60.304	<b>4118.17</b>	43.3755
4154.8	30.9047	4332.93	27.7125
4499.29	12.5728	<b>4566.79</b>	0.371178
4581.83	23.3553	4652.46	39.5745
4693.34	27.2254	4743.85	19.9295
4777.48	39.0123	4859.97	45.3552
4935.61	7.41211	4968.68	3.78032
4971.38	5.11041	4984.78	10.6412
5144.64	12.1952	5178.4	28.3545
5278.23	26.4501	5344.91	21.3445
5432.2	59.3165	5633.45	12.4342
5756.46	41.7657	5934.02	19.0319
6122.77	108.898	6282.01	33.3057
<b>6321.78</b>	12.2054	6386.85	26.2894
6983.22	4.99865	6999.26	5.81162
7041.17	2.70475	7064.25	4.52211
7150.38	8.54326	7157.5	10.6289
7496.83	45.9228	7776.8	22.7545
8231.49	45.4688		

FIG. 17.8 – Tous les pics avec leur signficance pour le spectre estimé à -5 jours du maximum de SN2006D pour une taille de fenetre de 40 Å à  $\lambda_{ref} = 3000$ . Les raies proches des zones de carbone comprises entre 10000 et 14000  $km.s^{-1}$  relevées figure 3.10 sont indiquées en caractères gras. La raie vers 4565 Å s'estompe rapidement.

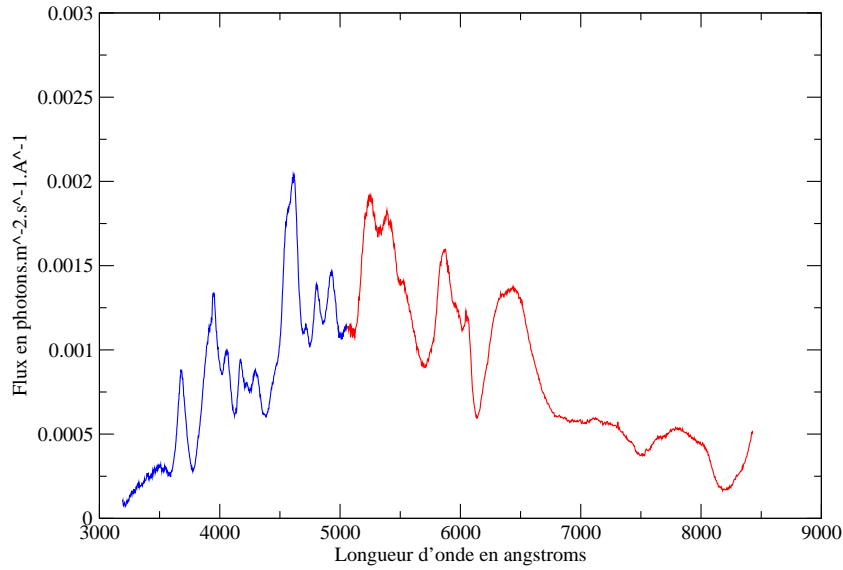


Point fixe	Significane ( $\sigma$ )	Point fixe	Significane ( $\sigma$ )
3350.19	3.21437	3365.63	12.6075
3467.22	45.6567	3575.45	91.7021
3668.43	113.641	3773.71	75.3821
3936.09	165.018	3996.31	180.73
4053.64	149.468	<b>4115.36</b>	102.828
4158.57	71.7723	4331.71	83.6268
4505.94	48.3402	4663.38	85.137
4703.73	48.5664	4752.45	36.2692
4784.71	78.9477	4863.88	111.397
5144.7	30.2448	5186.97	77.0855
5281.7	89.3129	5354.21	58.8342
5443.72	134.479	5661.4	40.5968
5764.89	103.764	5946.13	44.7466
6128.97	280.562	6360.52	43.7351
6913	22.1873	6975.2	12.0776
7494.26	116.017	7801.93	39.1767
8231.45	101.701		

FIG. 17.9 – Tous les pics avec leur significane pour le spectre estimé à -1 jour du maximum de SN2006D pour une taille de fenêtre de 40 Å à  $\lambda_{ref} = 3000$ . La valeur -99 signe le fait que le point fixe est trop proche des extrêmes du spectre pour que les deux fenêtres extérieures soient définies. Les raies proches des zones de carbone comprises entre 10000 et 14000  $km.s^{-1}$  relevées figure 3.10 sont indiquées en caractères gras. La raie la plus bleue subsiste avec une significane forte ; les autres raies sont indiscernables.

Spectre de SN2006D estime a +13 jour

Pose 06\_034\_097\_001\_17



Point fixe	Significance ( $\sigma$ )	Point fixe	Significance ( $\sigma$ )
3408.63	1.23055	3419.09	3.7809
3496.9	5.48484	3531.2	2.57671
3541.41	3.34916	3581.38	24.6946
3681.83	88.8598	3776.64	62.6246
3947.54	64.7654	4017.33	48.6015
4054.72	56.9708	<b>4123.03</b>	93.5075
4177.36	63.6702	4249.45	24.3721
4297.6	50.5989	4377.92	54.9655
4608.59	109.278	4748.82	56.4136
4809.71	70.6243	4859.95	62.6241
4927.52	69.1006	5011.56	-99
5107.35	-99	5248.83	44.7939
5326.51	32.7269	5389.32	32.4611
5701.08	52.9872	5863.77	123.178
6022.41	29.503	6041.34	97.5346
6141.09	219.092	6428.16	24.3259
6943.87	3.57358	6958.78	2.49516
7032.45	11.3555	7115.31	19.1348
7500.45	60.5125	7800.05	26.6316
8198.03	87.0015		

FIG. 17.10 – Tous les pics avec leur signficance pour le spectre estimé à +13 jours du maximum de SN2006D pour une taille de fenêtre de 40 Å à  $\lambda_{ref} = 3000$ . La valeur -99 signe le fait que le point fixe est trop proche des extrêmes du spectre pour que les deux fenêtres extérieures soient définies. Les raies proches des zones de carbone comprises entre 10000 et 14000  $km.s^{-1}$  relevées figure 3.10 sont indiquées en caractères gras. Le carbone apparaît toujours vers 4120 Å ; il est d'ailleurs possible de tracer son évolution dans les spectres ultérieurs (voir figure 17.11).

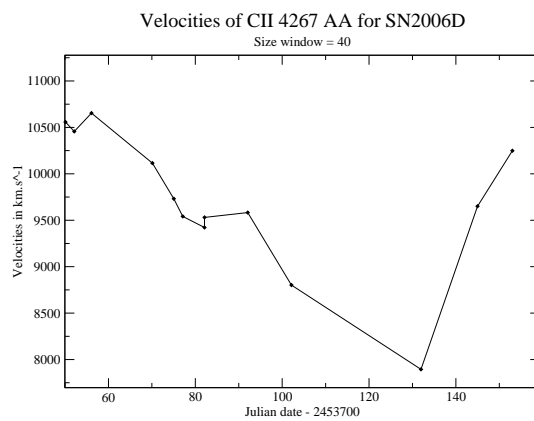


FIG. 17.11 – Evolution de CII $\lambda$ 4267. Cette raie est visiblement contaminée par d'autres éléments pour les derniers points de cette courbe.

## 17.4 Comparaison des vitesses

Avec une estimation du maximum, il est possible de remplacer la date julienne en abscisse par la phase de la supernova. Dès lors, il est possible de comparer les vitesses mesurées pour plusieurs supernovae.

Comme cela a déjà été évoqué dans la section 16.3.8, une taille de fenêtre a été choisie et les supernovae ont été comparées pour cette taille de fenêtre fixée. La taille choisie n'est pas optimale pour chaque supernova (la taille de la raie variant d'une SN à l'autre... mais de toute façon également d'une pose à l'autre pour une même supernova), mais prendre la même permet de faire une comparaison fiable.

J'ai choisi une taille de 40 Å pour les raies de SiII $\lambda$ 5972, SiII $\lambda$ 5623 et SiII $\lambda$ 5449, et une taille de 80 Å pour la raie de SiII $\lambda$ 6355, visible à toutes les échelles mais plus pertinente à cette échelle plus grande étant donné la largeur de la raie. Les vitesses ne sont pas à considérer comme des vitesses absolues, mais plutôt comme des métrique-vitesses ; si les raies de silicium varient peu en fonction de la taille de la fenêtre, c'est loin d'être le cas pour les raies de soufre, plus bruitées en général.

### 17.4.1 La raie SiII $\lambda$ 6355

J'ai commencé par mesurer la raie caractéristiques des SNIa, qui est la raie utilisée la plus couramment pour les mesures de vitesses en raison de sa netteté et de sa pureté (peu d'autres éléments contaminent cette raie autour du maximum).

La comparaison des mesures sur les 10 supernovae est présentée sur la figure 17.12. Cette raie montre de faibles signes de contamination par d'autres éléments, à partir du 20<sup>ème</sup> jour après le maximum, sauf SN2005eu pour laquelle cette contamination apparaît plus tôt.

Le comportement est relativement homogène, à deux supernovae près : SN2005M, une 1991-T like qui présente des vitesses particulièrement faibles, et SN2006X, une SNIa proche extrêmement rouge qui au contraire présente des vitesses élevées.

Il ne semble pas y avoir de corrélation particulière entre la vitesse et le stretch (noté entre parenthèses) ; il faudra cependant attendre une détermination plus sûre du stretch pour pouvoir se prononcer de manière plus ferme sur la question.

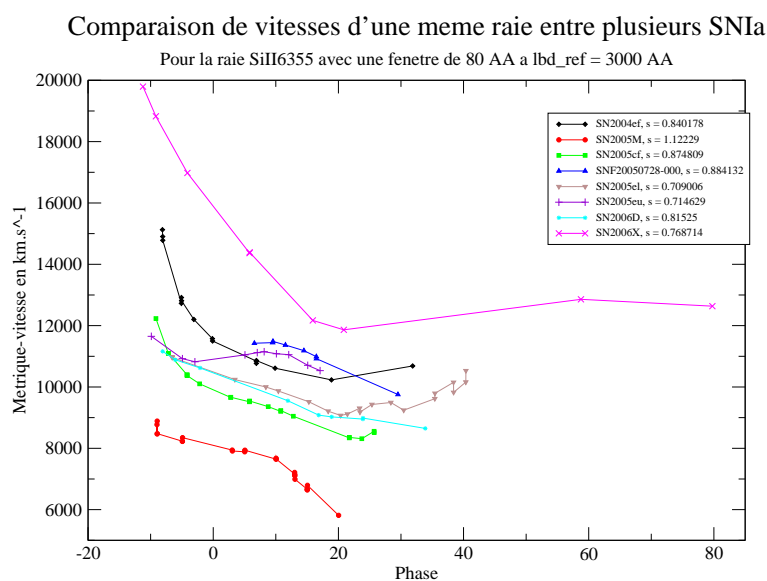


FIG. 17.12 – Vitesses obtenues d'après la raie de SiII $\lambda$ 6355.

### 17.4.2 La raie SiII $\lambda$ 5972

La raie SiII $\lambda$ 5972 a également été mesurée systématiquement sur ce lot de supernovae. Cette raie, plus fine, est connue pour être l'autre raie utilisée avec SiII $\lambda$ 6355 dans l'estimateur de luminosité  $\mathcal{R}$ SiII.

Elle est un peu moins facilement discernable que la raie SiII $\lambda$ 6355, et surtout est beaucoup moins pure : d'autres éléments contaminent très souvent cette raie. On remarque d'ailleurs sur l'échantillon (figure 17.13) une forte tendance à la contamination par d'autres raies quelques jours après le maximum, illustrée par une remontée importante de la métrique-vitesse suivie par une légère baisse précédant une augmentation de faible pente (le sens physique n'est alors certainement plus une vitesse : utiliser la longueur d'onde de référence au repos du silicium n'est pas pertinent si la raie devient principalement formée de fer !). La forme de la raie ne change parfois pratiquement pas avant et après cette transition : l'effet notable est la variation de la longueur d'onde du point fixe, qui est décalée vers le bleu subitement.

L'élément contaminant est vraisemblablement du fer, mais la situation est sans doute assez complexe : une comparaison de la hiérarchie des métriques-vitesse mesurées avec celle de SiII $\lambda$ 6355 montre un comportement très différent (l'exemple le plus évident est SN2006X). Pour SN2005M, la raie est toujours très peu discernable ; elle n'est visible que sur deux jours (totalisant 4 poses)

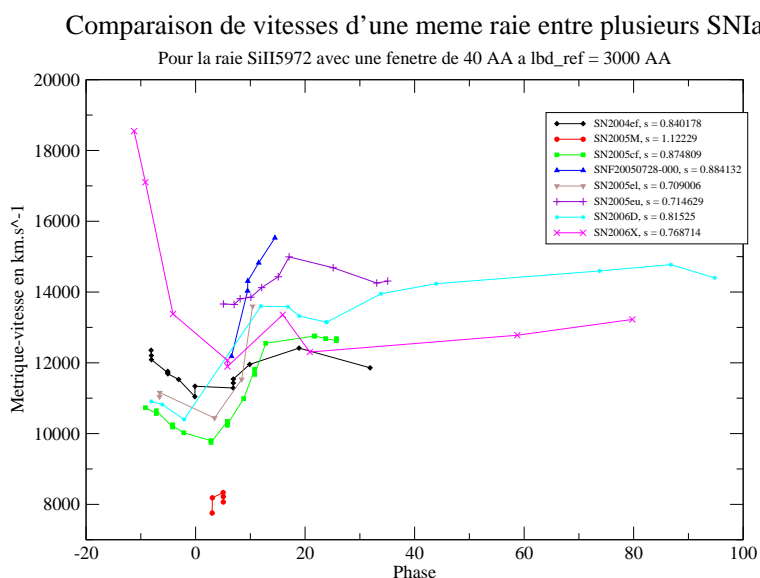


FIG. 17.13 – Vitesses obtenues d'après la raie de SiII $\lambda$ 5972.

### 17.4.3 Les raies de soufre

J'ai également mesuré deux autres métriques-vitesse associées aux raies dites "W du soufre". Ces raies, typiques des SNIa, sont plus faibles que celles de silicium, et sont surtout visibles pendant un intervalle de temps assez bref autour du maximum (le spectre change très rapidement de forme suite à l'apparition de fer).

Les métriques-vitesse associées à ces deux raies sont plus faibles que celles associées à la raie SiII $\lambda$ 6355, avec un écart typique de l'ordre de  $2000 km.s^{-1}$ . Les vitesses mesurées par les deux raies montrent un bon accord entre elles (la raie SiII $\lambda$ 5449 étant cependant moins longtemps visible que SiII $\lambda$ 5623).

La hiérarchie observée respecte dans les grandes lignes celles de SiII $\lambda$ 6355.

Si blending il y a, il n'est pas aussi visible que pour SiII $\lambda$ 5972 : ces raies sont visibles trop peu longtemps pour montrer une variation nette de comportement. Ici, seule SN2005el offre une raie proche de l'emplacement possible d'une raie de SiII $\lambda$ 5623 pendant plusieurs dizaines de jours ; il semble cependant qu'il s'agit d'un autre élément (je l'ai représenté suite au parti pris notamment pour SiII $\lambda$ 5972 de suivre la position du point fixe tant qu'une raie est visible, sans se soucier de sa composition).

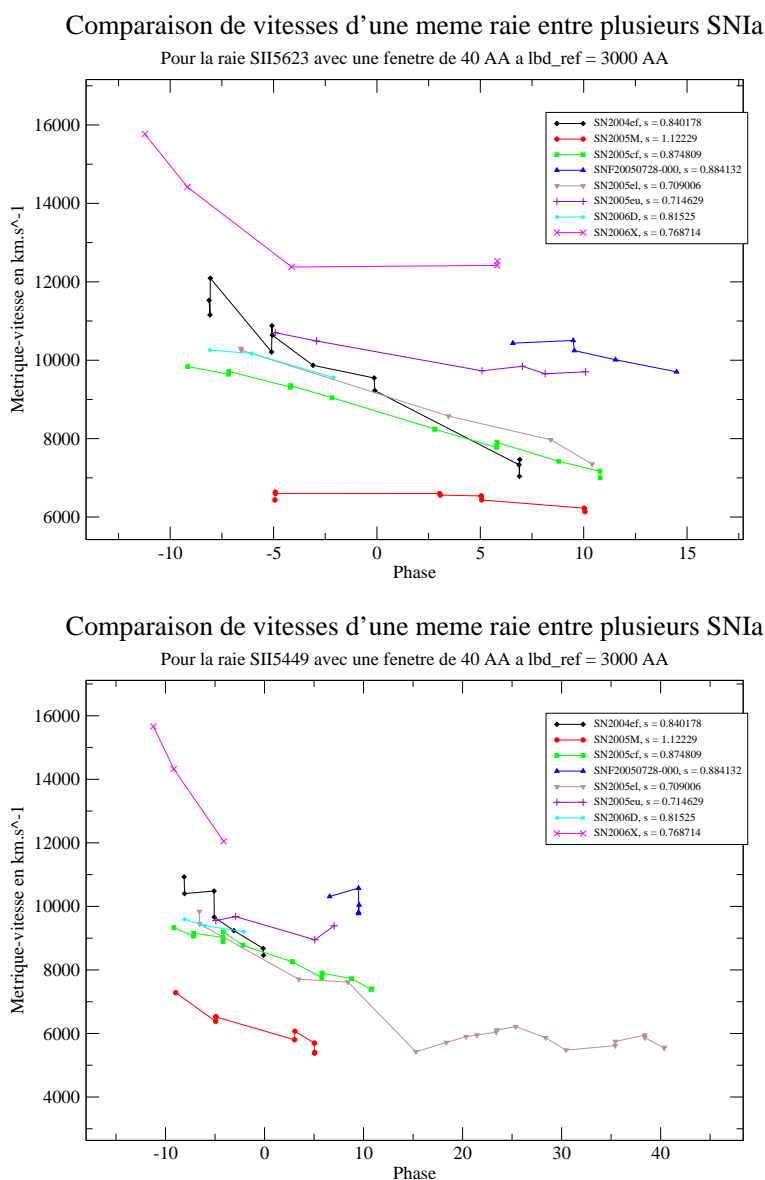


FIG. 17.14 – Vitesses obtenues d'après la raie de SiII $\lambda$ 5623 (en haut) et la raie SiII $\lambda$ 5449 (en bas).

## 17.5 Conclusion

Cette première étude, portant sur un échantillon encore très réduit, montre une disparité certaine des comportements. On notera en particulier les comportements isolés de SN2005M (1991T-like) et SN2006X (supernova très rouge).

Il semblerait qu'il n'y ait pas de corrélation directe entre le stretch et la vitesse... Cette indication est précieuse : elle montre sans équivoque que le stretch ne suffit pas à décrire seul la dispersion des supernovae, puisqu'il est incapable de restituer les différences de forme entre les différents spectres.

Une étude plus précise, avec de meilleures évaluations de stretch, est nécessaire pour confirmer ce phénomène et tenter un regroupement des vitesses observées en fonction d'autres paramètres. Cette étude plus précise sera possible par exemple quand l'étalonnage absolu en flux sera atteint : on pourra alors utiliser comme paramètre la luminosité absolue directement plutôt qu'une estimation du stretch.

Il sera alors intéressant de voir si un paramètre de couleur (tel qu'introduit dans les méthodes actuelles d'ajustement de courbes de lumière - voir section 4.4.4) permet d'expliquer la hiérarchie observée ou s'il faut faire appel à un autre paramètre pour comprendre la hiérarchie observée. La mesure d'un tel paramètre actuellement est réhilitoire en l'absence d'un étalonnage absolu en flux.



---

## Références

- Gamezo, V. N., A. M. Khokhlov, E. S. Oran, A. Y. Chtchelkanova, and R. O. Rosenberg (2003, January). Thermonuclear Supernovae : Simulations of the Deflagration Stage and Their Implications. Science 299, 77–81.
- Röpke, F. K. and W. Hillebrandt (2005, February). Full-star type Ia supernova explosion models. A&A 431, 635–645.

## chapter\*Conclusion

SNfactory est à un moment-clé de son développement : après un démarrage difficile, ponctué notamment par le manque de supernovae à observer, il semblerait que les conditions soient remplies pour permettre d'avancer notablement vers le but qui a été fixé : disposer de plus d'une centaine d'objets de qualité permettant de fixer convenablement le point-zéro sur le diagramme de Hubble. Le programme montre également une utilité pour la compréhension plus complète des supernovae de type Ia, comme l'illustrent les deux articles à l'actif de la collaboration : une supernova montrant une interaction forte avec le milieu environnant (2005gj) et une montrant des raies de carbone significatives, validant ainsi les modèles tri-dimensionnels de déflagration.

Dans cette thèse, on a pu présenter la première étude d'un lot de supernovae collectées par SNfactory. Le volume de données considérées ( $\approx 900$  spectres pour 50 objets) est déjà très compétitif par rapport à la littérature actuelle. Pour les analyser de façon homogène, de nouveaux outils ont été introduits, en particulier la métrique-vitesse, qui semble prometteuse. L'analyse sur un échantillon de 10 objets montre une grande uniformité spectrale pour 8 des 10 objets considérés ; les différences observées pour les deux autres objets (une supernova sur-lumineuse et une supernova très rouge) offre une fenêtre prometteuse pour l'étude de la diversité des SNIa.

Beaucoup reste encore à faire dans SNfactory, notamment au point de vue de la maîtrise de la calibration. Si j'ai montré dans les chapitres 14 et 15 que dans de bonnes conditions atmosphériques nous pouvions atteindre l'objectif de 1 % sur la précision en flux, il reste encore du travail d'une part pour traiter convenablement le cas des nuits non photométriques, en faisant appel à la voie photométrique, et d'autre part pour s'affranchir de la galaxie-hôte tout en gardant une précision de l'ordre de quelques pourcent.



**Sixième partie**

**Appendices**



## Annexe A

# Dénomination des fichiers dans SNfactory

### A.1 Numérotation des nuits

Dans SNfactory, les nuits sont notées en fonction du numéro de jour dans l'année. Ainsi, on parlera de la nuit 05/032 pour désigner la nuit du 1<sup>er</sup> février. J'ai retranscrit en calendrier normal sur les graphes le plus possible, mais il subsiste sans nul doute maintes références à ces appellations tout au long de ce manuscrit.

### A.2 Numéros de pose

Un fichier, quel que soit son type (cube de données, spectre, continuum . . .), comporte presque toujours une séquence YY\_DDD\_EXP\_NNN\_TT\_C, où :

- YY représente l'année en 2 caractères.
- DDD est le jour en trois caractères (voir section précédente)
- EXP représente le numéro de la pose.
- Parfois, plusieurs opérations sont effectuées au cours d'une même pose (ne serait-ce que prendre une pose d'une étoile et un arc). Dans ce cas, l'emplacement NNN dans le nom du fichier est incrémenté pour bien identifier les différentes prises et néanmoins garder à l'esprit que ces poses sont liées. Ceci est utilisé dans deux cas :
  - Une pose et son arc. La pose sera nommée par exemple 05\_032\_010\_001. . . et son arc 05\_032\_010. . . (la suite du nom de ces fichiers sera détaillée ci-dessous).
  - Pour une supernova, on peut vouloir prendre deux poses consécutivement après un seul pointé. Dans ce cas, une option permet de stocker les deux poses sous le même EXP en incrémentant NNN.
- TT précise la nature de la pose. 17 est le code d'une pose de science, 03 celui d'un arc, 07 celui d'un continuum par exemple.
- C représente la voie dont il s'agit. Il peut s'agir de B, R ou P pour respectivement les voies bleu, rouge et photométrique.

### A.3 Nomenclature des données NEAT

Les poses NEAT ont des noms du type SNF20050728-000. Ce nom s'explique simplement : 20050728 représente le jour de découverte de la supernova par NEAT, et le chiffre après le tiret est juste une numérotation pour indexer les différents candidats trouvés par NEAT la même nuit.

---

En cas de découverte indépendante de la supernova par d'autres observateurs et publication par d'autres de la supernova dans une circulaire IAUC, le nom IAUC est en général utilisé. C'est par exemple le cas de SN2005eu et SN2005gj, qui avaient été trouvées indépendamment par NEAT et d'autres observateurs.

## Annexe B

# Phases de la lune

Je mets dans cette section les lunaisons utiles de 2004 à 2006 en précisant également le numéro de nuit correspondant.

Ces phases proviennent de <http://aa.usno.navy.mil/data/docs/MoonPhase.html>.

Date	Date SNIFS	Phase
5 avril 2004	04_096	Pleine lune
12 avril 2004	04_103	Dernier quartier
19 avril 2004	04_110	Nouvelle lune
27 avril 2004	04_118	Premier quartier
4 mai 2004	04_125	Pleine lune
11 mai 2004	04_132	Dernier quartier
19 mai 2004	04_140	Nouvelle lune
27 mai 2004	04_148	Premier quartier
3 juin 2004	04_155	Pleine lune
9 juin 2004	04_161	Dernier quartier
17 juin 2004	04_169	Nouvelle lune
25 juin 2004	04_177	Premier quartier
2 juillet 2004	04_184	Pleine lune
9 juillet 2004	04_191	Dernier quartier
17 juillet 2004	04_199	Nouvelle lune
25 juillet 2004	04_207	Premier quartier
31 juillet 2004	04_213	Pleine lune
7 août 2004	04_220	Dernier quartier
16 août 2004	04_229	Nouvelle lune
23 août 2004	04_236	Premier quartier
30 août 2004	04_243	Pleine lune
6 septembre 2004	04_250	Dernier quartier
14 septembre 2004	04_258	Nouvelle lune
21 septembre 2004	04_265	Premier quartier
28 septembre 2004	04_272	Pleine lune
6 octobre 2004	04_280	Dernier quartier
14 octobre 2004	04_288	Nouvelle lune
...	...	...



Date	Date SNIFS	Phase
20 octobre 2004	04_294	Premier quartier
28 octobre 2004	04_302	Pleine lune
5 novembre 2004	04_310	Dernier quartier
12 novembre 2004	04_317	Nouvelle lune
19 novembre 2004	04_324	Premier quartier
26 novembre 2004	04_331	Pleine lune
5 décembre 2004	04_340	Dernier quartier
12 décembre 2004	04_347	Nouvelle lune
18 décembre 2004	04_353	Premier quartier
26 décembre 2004	04_361	Pleine lune
3 janvier 2005	05_003	Dernier quartier
10 janvier 2005	05_010	Nouvelle lune
17 janvier 2005	05_017	Premier quartier
25 janvier 2005	05_025	Pleine lune
2 février 2005	05_033	Dernier quartier
8 février 2005	05_039	Nouvelle lune
16 février 2005	05_047	Premier quartier
24 février 2005	05_055	Pleine lune
3 mars 2005	05_062	Dernier quartier
10 mars 2005	05_069	Nouvelle lune
17 mars 2005	05_076	Premier quartier
25 mars 2005	05_084	Pleine lune
2 avril 2005	05_092	Dernier quartier
8 avril 2005	05_098	Nouvelle lune
16 avril 2005	05_106	Premier quartier
24 avril 2005	05_114	Pleine lune
1 mai 2005	05_121	Dernier quartier
8 mai 2005	05_128	Nouvelle lune
16 mai 2005	05_136	Premier quartier
23 mai 2005	05_143	Pleine lune
30 mai 2005	05_150	Dernier quartier
6 juin 2005	05_157	Nouvelle lune
15 juin 2005	05_166	Premier quartier
22 juin 2005	05_173	Pleine lune
28 juin 2005	05_179	Dernier quartier
6 juillet 2005	05_187	Nouvelle lune
14 juillet 2005	05_195	Premier quartier
21 juillet 2005	05_202	Pleine lune
28 juillet 2005	05_209	Dernier quartier
5 août 2005	05_217	Nouvelle lune
13 août 2005	05_225	Premier quartier
19 août 2005	05_231	Pleine lune
...	...	...

Date	Date SNIFS	Phase
26 août 2005	05_238	Dernier quartier
2 septembre 2005	05_245	Dernier quartier
3 septembre 2005	05_246	Nouvelle lune
11 septembre 2005	05_254	Premier quartier
18 septembre 2005	05_261	Pleine lune
25 septembre 2005	05_268	Dernier quartier
3 octobre 2005	05_276	Nouvelle lune
10 octobre 2005	05_283	Premier quartier
17 octobre 2005	05_290	Pleine lune
25 octobre 2005	05_298	Dernier quartier
2 novembre 2005	05_306	Nouvelle lune
9 novembre 2005	05_313	Premier quartier
16 novembre 2005	05_320	Pleine lune
23 novembre 2005	05_327	Dernier quartier
1 décembre 2005	05_335	Nouvelle lune
8 décembre 2005	05_342	Premier quartier
15 décembre 2005	05_349	Pleine lune
23 décembre 2005	05_357	Dernier quartier
31 décembre 2005	05_365	Nouvelle lune
6 janvier 2006	06_006	Premier quartier
14 janvier 2006	06_014	Pleine lune
22 janvier 2006	06_022	Dernier quartier
29 janvier 2006	06_029	Nouvelle lune
5 février 2006	06_036	Premier quartier
13 février 2006	06_044	Pleine lune
21 février 2006	06_052	Dernier quartier
28 février 2006	06_059	Nouvelle lune
6 mars 2006	06_065	Premier quartier
14 mars 2006	06_073	Pleine lune
22 mars 2006	06_081	Dernier quartier
29 mars 2006	06_088	Nouvelle lune
5 avril 2006	06_095	Premier quartier
13 avril 2006	06_103	Pleine lune
21 avril 2006	06_111	Dernier quartier
27 avril 2006	06_117	Nouvelle lune
5 mai 2006	06_125	Premier quartier
13 mai 2006	06_133	Pleine lune
20 mai 2006	06_140	Dernier quartier
27 mai 2006	06_147	Nouvelle lune
3 juin 2006	06_154	Premier quartier
11 juin 2006	06_162	Pleine lune
18 juin 2006	06_169	Dernier quartier
...	...	...

---

Date	Date SNIFS	Phase
25 juin 2006	06_176	Nouvelle lune
3 juillet 2006	06_184	Premier quartier
11 juillet 2006	06_192	Pleine lune
17 juillet 2006	06_198	Dernier quartier
25 juillet 2006	06_206	Nouvelle lune
3 août 2006	06_215	Premier quartier
9 août 2006	06_221	Pleine lune
16 août 2006	06_228	Dernier quartier
23 août 2006	06_235	Nouvelle lune
31 août 2006	06_243	Premier quartier
7 septembre 2006	06_250	Pleine lune
14 septembre 2006	06_257	Dernier quartier
22 septembre 2006	06_265	Nouvelle lune
30 septembre 2006	06_273	Premier quartier

TAB. B.1 – Lunaisons entre avril 2004 et septembre 2006.

## Annexe C

# Photométrie de la nuit

Au cours de ce manuscrit, il est souvent fait allusion à la photométrie de la nuit. Il n'est toutefois pas évident d'estimer cette photométrie ; deux indicateurs sont utilisés par la collaboration, mais pour certaines nuits il est difficile de trancher entre les deux.

### C.1 NQE

NQE est une routine développée par Ludovic Saugé qui établit la stabilité de la nuit en fonction des poses de guidage de SNIFS d'une durée supérieure à un seuil donné (400 s par défaut). Chaque pose de guidage reçoit une note échelonnée entre 0 et 5 établie à partir de quelques critères : une note de 5 correspond à une stabilité de l'atténuation pendant toute la durée de la pose. Une note globale pour la nuit peut ensuite être obtenue en moyennant les notes des poses individuelles. Une nuit pour laquelle la note globale est supérieure à 4 est considérée photométrique.

L'avantage de cette méthode est que la photométrie est établie directement à partir des objets pointés par SNIFS ; il s'agit donc vraiment de la photométrie du secteur de ciel couvert par SNIFS. Son point faible est qu'elle requiert des poses longues, qui ne sont pas prises uniformément au cours de la nuit. Certaines nuits du banc de test des nuits photométriques (06\_096 par exemple, utilisée dans le chapitre 14), sont ainsi estimées photométriques mais les poses utilisées pour l'estimation sont concentrées à un moment donné de cette nuit. Ainsi pour la nuit 06\_096 les poses de Feige56 sont elles toutes prises avant la première étoile ayant servi pour NQE ; la photométrie donnée par NQE n'est alors qu'extrêmement indicative.

### C.2 SkyProbe

La photométrie peut également être évaluée à partir de SkyProbe, une sonde relevant la qualité de l'atmosphère placée sur le CFHT, un télescope proche de UH. L'avantage est que SkyProbe prend des points de mesure très régulièrement, et couvre donc généralement toute la nuit avec précision. Ceci dit, SkyProbe donne des informations sur la zone pointée par le CFHT, qui est bien souvent différente de celle observée par SNIFS au même instant ; il peut ne pas voir un nuage qui passerait au moment de l'une des poses de SNIFS.

Des exemples de graphes SkyProbe sont donnés dans le chapitre 15.

---

### C.3 Indicateurs indirects

La comparaison des courbes d'extinction ou de calibration en flux obtenues (voir le chapitre 15) permet aussi de se faire une idée, mais il existe alors le risque d'interpréter comme une non-photométrie un problème d'extraction.

La voie photométrique peut également donner une idée quand une même étoile est présente dans deux poses différentes. Ceci dit le champ de la voie photométrique, bien que plus vaste que celui de la voie spectroscopique, est encore très limité ( $9' \times 4'5$ ), et à moins d'avoir pointé deux fois sur le même objet il est peu probable qu'une même étoile soit présente dans deux poses multifiltres différentes.

## Annexe D

# Séquences temporelles, métrique-vitesses et courbes de lumière de quelques supernovae SNfactory

Cette annexe présente les supernovae utilisées dans la section 17.4 comparant les vitesses mesurées sur plusieurs supernovae. Je vais présenter ici les séquences temporelles, les courbes de lumière synthétiques et d'acquisition pour tous ces objets.

### D.1 SN2004ef

SN2004ef est la deuxième supernova suivie par SNfactory (redshift  $z = 0.030985$ ); il est donc fréquent de disposer de plusieurs poses la même nuit (les supernovae suivies étant très peu nombreuses à cette période).

Les dernières poses sont extrêmement bruitées, avec un signal à peine plus fort que le fond sous-jacent; il n'est donc pas étonnant que les extractions de la dernière nuit n'aient pas toutes convergé. Dans les nuits précédentes, quelques standards posent problème (ce qui peut porter atteinte à la calibration en flux). Pour 04\_255\_003\_001 par exemple, le  $\chi^2$  est très mauvais dans le bleu mais la reconstruction est très correcte... L'extraction est de toute façon peu fiable car l'objet est très proche du bord de SNIFS (la procédure de traitement central ne gère pas cet aspect lors du choix des standards.).

La pose 04\_257\_009\_001 est mal calibrée automatiquement car elle fait appel à une étoile standard hors champ. Une recalibration a été refaite manuellement avec la standard 04\_257\_014\_001, déjà utilisée pour une autre pose de SN2004ef de la même nuit.

Les extractions tardives sont plus délicates (la supernova ne domine plus - quand elle est discernable ! - autant en flux et le fond est loin d'être uniforme); certaines poses ont été ôtées. De manière générale, les poses tardives sont à prendre avec précaution tant qu'une extraction galactique complète n'aura pas été développée.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
04_252_009_001	SN	1.0693	1000.88	1001.41	0.553 / 0.692	
04_252_016_001	SN	1.2176	1000.99	1001.53	0.625 / 0.673	
04_252_017_001	SN	1.3082	900.967	901.469	0.552 / 0.663	
04_252_019_001	HR718	1.0289	10.073	10.073	159.591 / 166.944	
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
04_255_003_001	HR7950	1.9959	5.077	5.077	60.992 / 7.584	Etoile excentrée
04_255_004_001	SN	1.1623	1001.18	1001.37	0.757 / 0.701	
04_255_005_001	SN	1.2417	1001.17	1001.32	0.899 / 0.632	
04_255_006_001	SN	1.3442	1000.89	1001.62	1.147 / 0.635	
04_257_008_001	HR7950	1.9336	1.072	1.072	0.937 / 0.541	Etoile hors champ
04_257_009_001	SN	1.1383	901.035	901.399	0.956 / 0.655	Recalibrée manuellement
04_257_010_001	SN	1.2022	900.674	901.845	1.082 / 0.652	
04_257_014_001	HR9087	1.2357	1.075	1.075	5.308 / 3.896	
04_260_006_001	SN	1.0795	1000.72	1001.7	0.785 / 0.710	Etoile très excentrée
04_260_008_001	SN	1.1844	1000.73	1001.78	1.168 / 1.570	
04_260_013_001	HR718	1.0246	1.076	1.076	25.705 / 35.715	
04_267_037_001	SN	1.1713	1001.19	1001.32	0.613 / 0.694	
04_267_038_001	SN	1.251	1001.15	1001.39	0.630 / 0.665	
04_267_039_001	SN	1.3556	1001.12	1001.42	0.671 / 0.687	
04_267_044_001	HR718	1.0236	1.069	1.069	11.184 / 16.084	
04_270_003_001	SN	1.2423	1001.24	1001.32	0.592 / 0.680	
04_270_008_001	HR718	1.0211	1.076	1.076	15.053 / 25.644	
04_279_007_001	SN	1.515	1001.13	1001.4	0.662 / 0.698	
04_279_012_001	HR718	1.0289	1.071	1.071	5.950 / 6.265	
04_280_004_001	-	-	-	-	-	Pas de standard
04_280_005_001	-	-	-	-	-	Pas de standard
04_292_003_001	SN	1.6512	1001.24	1001.3	0.824 / 0.694	
04_292_004_001	SN	1.8962	1001.25	1001.31	0.641 / 0.704	
04_292_010_001	GD71	1.0161	501.668	501.668	1.149 / 0.842	
04_296_027_001	SN	1.8215	1001.24	1001.34	0.596 / 0.700	Ignorée
04_296_028_001	SN	2.1403	1001.22	1001.31	0.585 / 0.688	Ignorée
04_296_029_001	SN	2.6487	1001.35	1001.35	0.600 / 0.767	Ignorée
04_296_034_001	HR718	1.277	1.076	1.076	0.535 / 0.589	
04_313_002_001	SN	1.0123	1001.08	1001.41	0.658 / 0.768	Ignorée
04_313_003_001	SN	1.0328	1000.95	1001.38	0.670 / 0.875	Ignorée
04_313_004_001	SN	1.0644	999.912	1001.13	0.713 / 0.758	Ignorée
04_313_006_001	HR718	1.1578	1.07	1.07	2.307 / 6.309	

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.1 est donnée figure D.1.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.3.

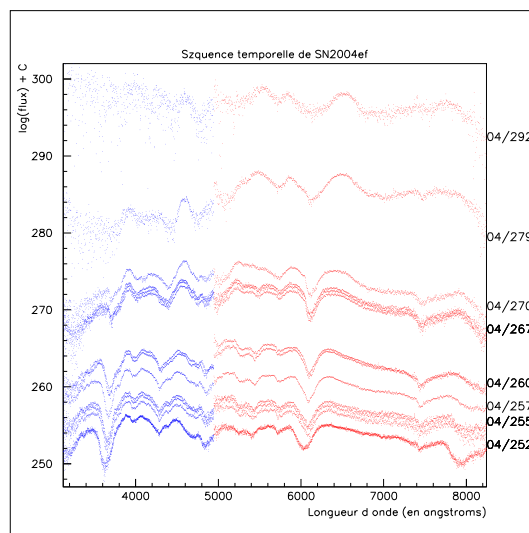


FIG. D.1 – Série temporelle de SN2004ef



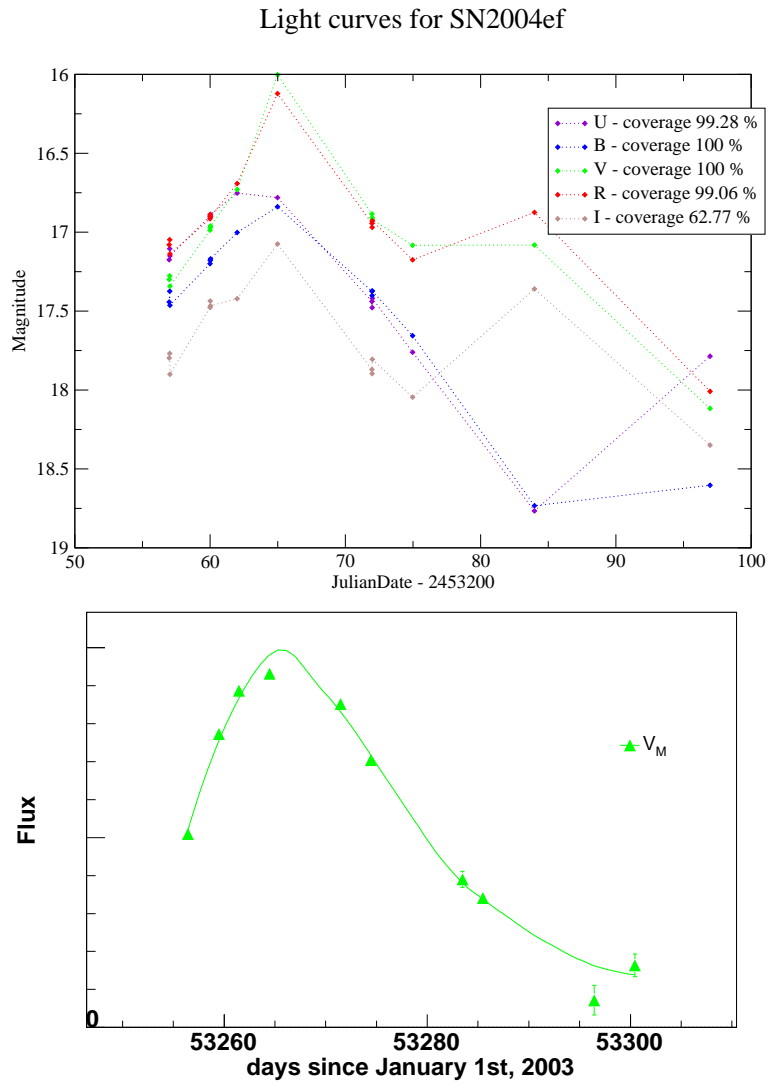


FIG. D.2 – En haut, courbes de lumière stynthétiques obtenues pour SN2004ef. Les derniers points U,B sont douteux (le signal est très faible et bruité) ; néanmoins on voit clairement apparaître un maximum secondaire dans les bandes VRI. En bas, courbe de lumière V obtenue par la pose d'acquisition. Cette pose a servi à estimer la phase du maximum en V à la date julienne  $2453265.0893298 \pm 0.1295806$ .

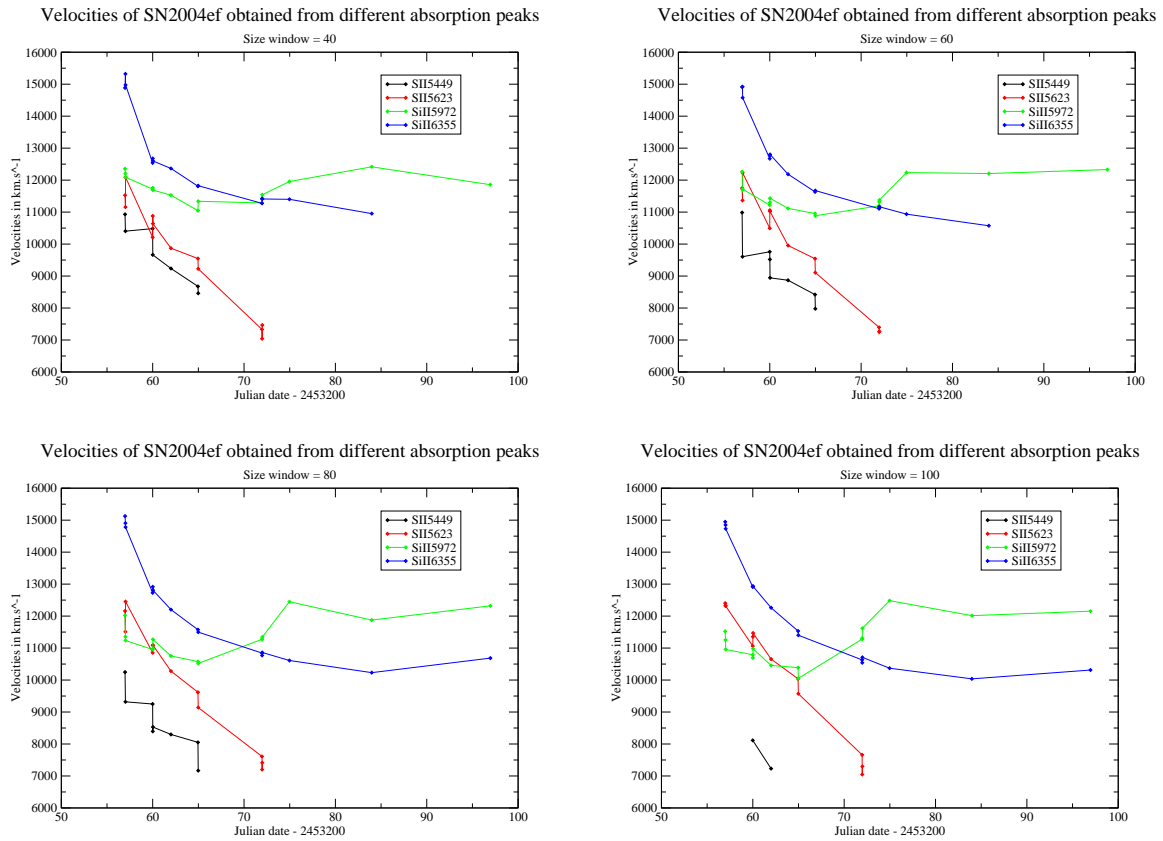


FIG. D.3 – Vitesses mesurées pour SN2004ef. Les premiers points ont une grande erreur car les spectres des trois poses de la même nuit, bien que similaires sont assez bruités. L'aspect discontinu des vitesses de SII sont le résultat de variation de position du point fixe légère, de moins de 5 Å. D'après D.2 le maximum est estimé autour de l'abscisse 65 ; peu de temps après on voit que la raie de SII $\lambda$ 5972 est contaminée par le fer.

## D.2 SN2004gk

Cette supernova extrêmement proche ( $z = -0.000407$ ) est la seule supernovae de type Ic suivie par SNIFS. Je donne ici sa séquence spectrale ainsi que ses courbes de lumières photométriques à titre indicatif.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi_{dof}^2$ Psf42	Note
04_332_028_001	SN	1.5299	300.074	301.294	0.658 / 0.800	
04_332_029_001	SN	1.4522	299.935	301.155	0.709 / 0.910	
04_332_030_001	SN	1.385	299.428	300.648	0.732 / <b>0.801</b>	
04_332_033_001	HR4478	1.2577	1.07	1.07	<b>11.672</b> / 14.551	
04_335_032_001	SN	1.4252	300.553	301.536	0.595 / 0.745	
04_335_033_001	SN	1.3593	299.717	300.937	0.599 / 0.744	
04_335_034_001	GD71	1.7944	501.718	501.718	1.027 / 1.007	
04_338_013_001	HR1544	1.1154	1.075	1.075	<b>8.522</b> / 12.197	
04_338_020_001	SN	1.5667	299.975	301.195	0.604 / 0.697	
04_338_021_001	SN	1.481	300.287	301.402	0.582 / 0.762	
04_340_016_001	SN	1.1817	300.052	301.272	<b>3.256</b> / 0.664	Excentrée ; PSF allongée
04_340_017_001	SN	1.1481	300.186	301.406	<b>0.719</b> / 0.671	PSF très allongée
04_340_018_001	SN	1.1191	300.206	301.346	0.587 / 0.647	PSF très allongée
04_340_020_001	HD93521	1.05	5.076	5.076	1.720 / 1.143	
04_345_006_001	HR1544	1.5243	1.076	1.076	13.485 / <b>17.212</b>	
04_345_008_001	SN	1.3603	300.943	301.355	0.585 / <b>0.597</b>	Hors champ
04_345_009_001	SN	1.2876	300.17	301.39	0.596 / <b>0.661</b>	Hors champ
04_345_010_001	SN	1.2366	299.785	301.005	<b>0.700</b> / <b>0.667</b>	Hors champ
04_345_011_001	SN	1.1715	299.531	300.751	0.852 / 0.698	
04_345_012_001	SN	1.133	299.919	301.139	0.751 / 0.680	
04_345_013_001	SN	1.1032	299.856	301.076	0.701 / 0.727	
04_345_014_001	HD93521	1.0505	5.072	5.072	6.336 / 3.469	
04_350_022_001	HD93521	1.0523	5.07	5.07	33.994 / <b>25.924</b>	
04_350_023_001	SN	1.0452	399.198	400.418	0.632 / 1.115	
04_360_029_001	HR4468	1.2762	1.076	1.076	11.386 / <b>10.762</b>	
04_360_033_001	SN	1.0986	400.259	401.416	0.591 / 0.770	
04_360_034_001	SN	1.0748	400.346	401.313	0.564 / 0.796	
04_362_029_001	HR4468	1.2572	1.076	1.076	<b>22.986</b> / <b>39.597</b>	
04_362_031_001	SN	1.1261	400.033	401.253	0.675 / 0.753	
04_362_032_001	SN	1.0979	400.246	401.365	0.665 / 0.729	
06_056_074_001	P041C	1.6316	300.073	300.073	0.858 / 1.315	

TAB. D.1 – Tableau récapitulatif des poses de SN2004gk ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.1 est donnée figure D.4.

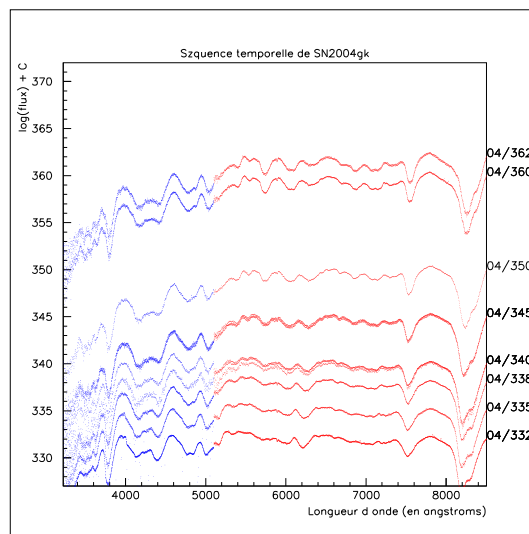


FIG. D.4 – Série temporelle de SN2004gk, SNIc très proche.

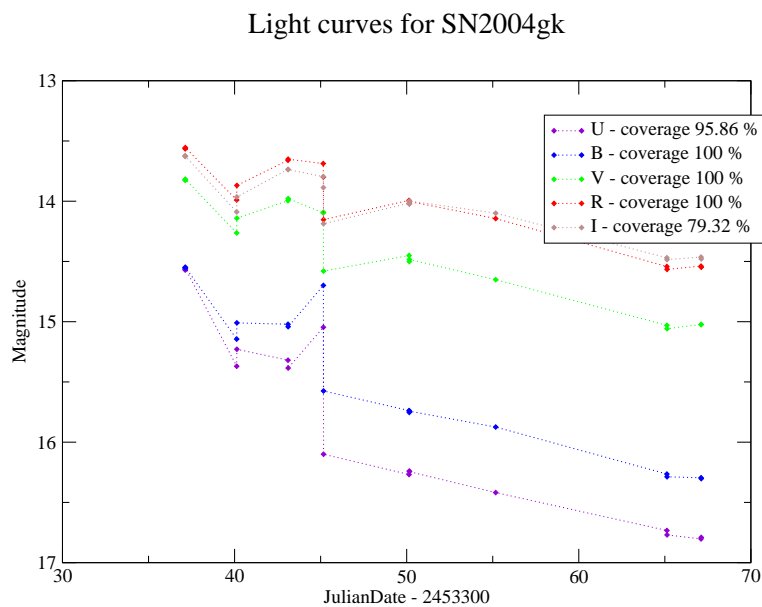


FIG. D.5 – Courbes de lumière obtenues pour SN2004gk. La calibration en flux est visiblement mauvaise pour cette supernova, vraisemblablement à cause de la non-photométrie de certaines nuits. On remarquera la couleur rouge très marquée de cette SNIc.

### D.3 SN2005M

SN2005M ( $z = 0.022012$ ) est un cas très favorable : la galaxie sous-jacente est très faible (on la devine uniquement dans les images des dernières nuits), et l'extraction est donc similaire à une extraction de standard. La séquence temporelle obtenue résulte directement du traitement automatique ; aucune pose n'a dû être enlevée, recalibrée ou réextraite. On notera que dans ce cas favorable un bon accord entre les deux voies est observé.

SN2005M est une supernovae de type 1991T : elle est surlumineuse, présente un stretch important (estimé à  $1.12223 \pm 0.01238$ ) et a très peu de raies spectrales dans ses premiers spectres.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_024_003_001	SN	-	-	-	-	Pas de standard
05_024_004_001	SN	-	-	-	-	Hors champ
05_024_005_001	SN	-	-	-	-	Pas de standard
05_027_030_001	SN	1.0018	1000.69	1001.4	0.671 / 0.697	
05_027_031_001	SN	1.0123	1000.26	1001.48	0.642 / 0.682	
05_027_032_001	SN	1.0309	1000.52	1001.48	0.640 / 0.643	
05_027_033_001	SN	1.0597	1000.54	1001.54	0.670 / 0.773	
05_027_034_001	HD93521	1.0553	5.07	5.07	3.596 / 3.236	
05_031_020_001	SN	1.0784	1000.74	1001.36	0.704 / 0.798	
05_031_021_001	SN	1.1253	1000.78	1001.39	0.658 / 0.736	
05_031_022_001	SN	1.1872	1000.79	1001.32	0.649 / 0.752	
05_031_023_001	HD93521	1.1086	5.069	5.069	3.498 / 2.816	
05_039_019_001	HR4468	1.1919	1.068	1.068	1.999 / 2.649	
05_039_020_001	SN	1.0597	1000.79	1001.36	0.719 / 0.721	
05_039_021_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
05_039_022_001	SN	1.1541	1000.8	1001.36	0.719 / 0.686	
05_039_023_001	HD93521	1.0935	5.071	5.071	3.924 / 3.019	
05_041_020_001	HR4468	1.1763	1.068	1.068	5.852 / 4.598	
05_041_021_001	SN	1.0783	1000.54	1001.39	0.725 / 0.722	
05_041_022_001	SN	1.1252	1000.58	1001.43	0.684 / 0.713	
05_041_023_001	SN	1.187	1000.62	1001.4	0.671 / 0.792	
05_041_024_001	HD93521	1.11	5.073	5.073	8.940 / 5.752	
05_046_021_001	SN	1.0912	1000.77	1001.35	9.356 / <b>0.706</b>	
05_046_022_001	SN	1.1423	1000.75	1001.35	0.649 / 0.693	
05_046_023_001	SN	1.2095	1000.56	1001.36	0.635 / 0.690	
05_046_024_001	HD93521	1.1194	5.071	5.071	11.660 / 6.782	
05_049_016_001	SN	1.0475	1000.61	1001.4	0.662 / 0.656	
05_049_017_001	SN	1.0833	1000.43	1001.65	0.667 / 0.667	
05_049_018_001	SN	1.1318	1000.77	1001.29	0.637 / 0.673	
05_049_019_001	SN	1.1957	1000.7	1001.33	0.631 / 0.666	
05_049_020_001	SN	1.2789	999.974	1001.19	0.656 / 0.653	
05_049_021_001	HD93521	1.1525	5.068	5.068	1.624 / 1.004	
05_051_006_001	HR4468	1.173	1.072	1.072	6.746 / 7.194	
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_051_007_001	SN	1.0835	1000.58	1001.41	0.600 / 0.677	Pas de continuum
05_051_008_001	SN	1.1331	1000.54	1001.35	0.601 / 0.698	
05_051_009_001	SN	1.1987	1000.39	1001.53	0.590 / 0.705	
05_051_010_001	SN	1.2826	1000.25	1001.39	0.601 / 0.672	
05_051_011_001	SN	-	-	-	-	
05_051_012_001	HD93521	1.2084	5.073	5.073	3.868 / 2.540	
05_056_019_001	HD93521	1.087	5.068	5.068	13.193 / 10.089	
05_056_020_001	SN	1.2548	1000.74	1001.4	0.664 / 0.901	
05_056_021_001	SN	1.3566	1000.71	1001.33	0.659 / 0.669	
05_056_022_001	SN	1.4913	1000.72	1001.33	0.678 / 0.662	
05_056_023_001	HR5501	1.1326	1.077	1.077	4.454 / 3.481	
05_058_017_001	HD93521	1.057	5.069	5.069	1.652 / 1.073	
05_058_018_001	SN	1.1451	1000.62	1001.51	0.655 / 0.679	
05_058_019_001	SN	1.2137	1000.42	1001.41	0.633 / 0.777	
05_058_020_001	SN	1.303	1000.72	1001.38	0.673 / 0.663	
05_058_021_001	HR5501	1.2166	1.068	1.068	0.794 / 1.095	
05_063_015_001	SN	1.4641	1000.43	1001.4	0.659 / 0.729	
05_063_016_001	SN	1.6316	1000.8	1001.34	0.645 / 0.855	
05_063_017_001	SN	1.8589	1000.38	1001.4	0.629 / 0.739	
05_063_018_001	HR4468	1.4496	1.074	1.074	14.715 / 17.036	
05_304_093_001	SN	1.1206	999.408	1000.08	0.685 / 0.757	
05_304_095_001	HR3454	1.0619	1.071	1.071	10.819 / 12.557	
05_331_092_001	SN	1.0279	1000.08	1000.08	0.614 / 0.706	
05_331_098_001	HR3454	1.059	1.072	1.072	1.636 / 1.404	

TAB. D.2 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005M ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.2 est donnée figure D.6.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.8.

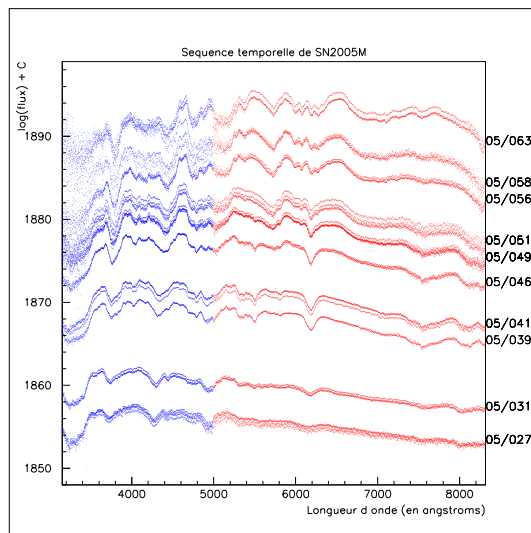


FIG. D.6 – Série temporelle de SN2005M

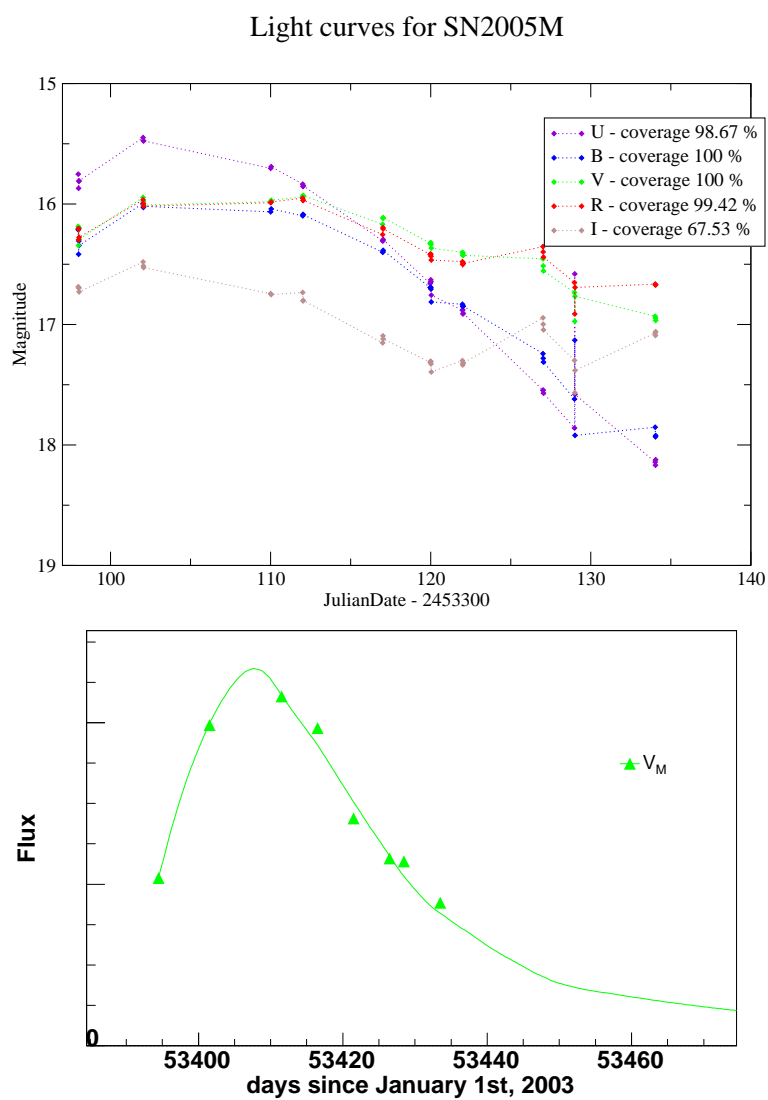


FIG. D.7 – En haut, courbes de lumière synthétiques obtenues pour SN2005M. L'abscisse 129, présentant 3 poses en désaccord, s'explique par une extraction de mauvaise qualité (cette nuit est trois jours après la pleine lune et le fond est encore fort). En bas, courbe de lumière en V issue de la pose d'acquisition. Le maximum a été estimé à  $2453406.97138 \pm 0.094182$



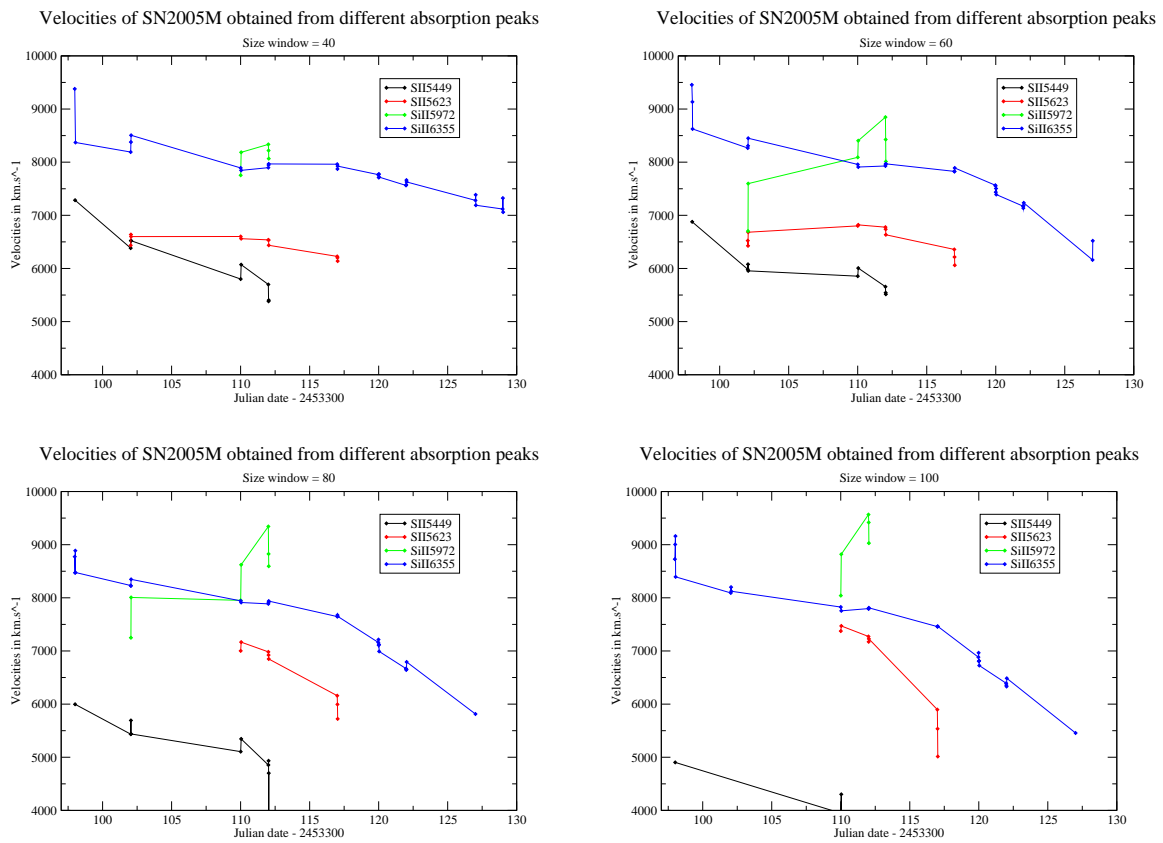


FIG. D.8 – Vitesses mesurées pour SN2005M. La mesure des premiers spectres est entachée d'une grande incertitude : les raies sont mêlées à un bruit de fond important.

## D.4 SN2005bc

SN2005bc est une supernova proche ( $z = 0.012272$ ) dans une galaxie assez étendue mais relativement diffuse. L'influence de la galaxie croît notablement sur les images à mesure que l'on s'éloigne de la première pose ; d'où sans doute la dégradation de la netteté des spectres. Les poses se prêtent toutefois très mal à un masque.

La pose 05\_121\_028 a été enlevée car sa calibration était douteuse (elle est incompatible avec 05\_121\_027, est très bruitée, à haut airmass sur un intervalle de temps moindre...). Elle a été prise très peu de temps avant le lever du jour.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_094_025_001	SN	1.1443	1001.59	1001.84	1.099 / 0.902	
05_094_028_001	HR5501	1.5915	1.075	1.075	0.966 / 1.076	
05_101_029_001	SN	1.5301	501.272	501.272	0.576 / <b>0.757</b>	
05_101_031_001	HR7596	1.122	1.073	1.073	4.933 / 10.092	
05_104_025_001	HR5501	1.1245	1.075	1.075	<b>6.791</b> / <b>14.318</b>	
05_104_026_001	SN	1.1427	501.538	501.538	0.667 / 0.780	
05_104_027_001	SN	1.1713	501.475	501.475	0.659 / 0.765	
05_109_020_001	HR5501	1.0585	1.077	1.077	2.285 / 2.537	
05_109_024_001	SN	1.13	501.352	501.352	0.573 / 0.759	
05_109_025_001	SN	1.1563	501.422	501.422	0.615 / 0.779	
05_111_025_001	HR5501	1.1974	1.078	1.078	2.831 / 3.832	
05_111_026_001	SN	1.2158	501.527	501.527	0.599 / 0.740	
05_111_027_001	SN	1.2571	502.022	502.022	0.578 / 0.767	
05_111_028_001	SN	1.3054	501.513	501.513	0.571 / 0.742	
05_114_021_001	SN	1.2242	501.35	501.35	0.613 / 0.736	
05_114_022_001	HR7596	1.4058	1.069	1.069	2.221 / 3.658	
05_116_025_001	SN	1.2772	751.298	751.298	<b>0.619</b> / <b>0.943</b>	
05_116_026_001	SN	1.3454	751.309	751.309	0.583 / 0.882	
05_116_027_001	HR7596	1.2472	1.077	1.077	<b>2.920</b> / <b>6.708</b>	
05_119_026_001	SN	1.8644	1001.35	1001.52	0.631 / 0.869	
05_119_028_001	HR7596	1.0685	1.071	1.071	2.470 / <b>3.643</b>	
05_121_027_001	SN	1.9768	1001.57	1001.57	0.710 / <b>1.830</b>	
05_121_028_001	SN	2.2399	501.467	501.616	<b>0.653</b> / <b>0.814</b>	Enlevée
05_121_029_001	HR7596	1.0646	1.075	1.075	4.220 / <b>6.401</b>	
05_124_021_001	SN	1.266	1001.55	1001.55	0.669 / 0.892	
05_124_025_001	HR7596	1.0958	1.075	1.075	<b>1.962</b> / <b>4.028</b>	
05_126_020_001	SN	1.4406	1001.5	1001.5	0.602 / 1.023	
05_126_021_001	SN	1.5712	1001.39	1001.39	0.593 / <b>1.329</b>	
05_126_025_001	HR7596	1.0853	1.075	1.075	3.226 / 7.318	
05_129_020_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
05_132_047_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
05_132_048_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
05_132_049_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_134_025_001	SN	1.1888	1001.83	1001.93	0.531 / 1.170	Rouge exclu Bleu exclu
05_134_026_001	SN	1.2499	1001.56	1001.56	0.591 / 0.990	
05_134_027_001	SN	1.3277	1001.45	1001.45	0.599 / 0.990	
05_134_037_001	HR7596	1.0611	1.076	1.076	6.915 / 10.335	
05_136_027_001	SN	1.2045	1001.4	1001.4	0.763 / 0.973	
05_136_035_001	SN	1.368	1001.54	1001.66	0.684 / 1.623	
05_136_036_001	SN	1.478	1001.35	1001.35	0.677 / 1.002	
05_136_044_001	HR7596	1.0622	1.072	1.072	5.928 / 11.797	
05_141_026_001	SN	1.2415	1001.36	1001.36	0.667 / 0.956	
05_141_028_001	SN	1.4529	1001.67	1001.67	0.614 / 0.940	
05_141_030_001	HR7596	1.1364	1.07	1.07	5.097 / 6.625	
05_146_025_001	SN	1.2795	1001.48	1001.48	0.610 / 1.038	
05_146_026_001	SN	1.3654	1001.36	1001.36	0.627 / 0.915	
05_146_027_001	SN	1.475	1001.27	1001.27	0.661 / 0.957	
05_146_031_001	HR7596	1.1153	1.068	1.068	1.973 / 4.484	
05_149_028_001	SN	1.5957	1001.37	1001.37	0.612 / 0.919	
05_149_029_001	SN	1.7722	1001.86	1001.86	0.622 / 0.908	
05_149_030_001	SN	2.0063	1001.39	1001.39	0.598 / 0.861	
05_149_033_001	HR7596	1.062	1.076	1.076	2.401 / 4.635	

TAB. D.3 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005bc ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.3 est donnée figure D.9.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.11.

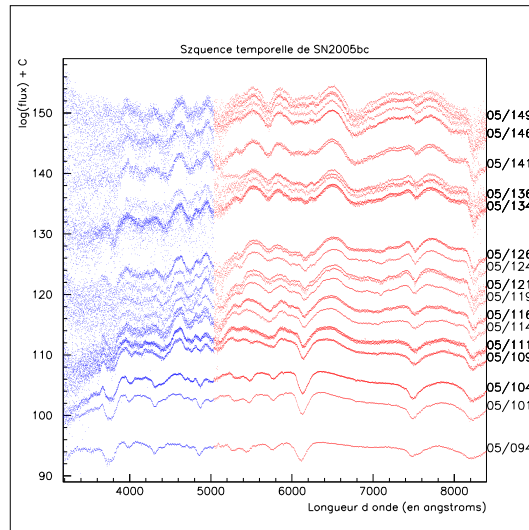


FIG. D.9 – Série temporelle de SN2005bc

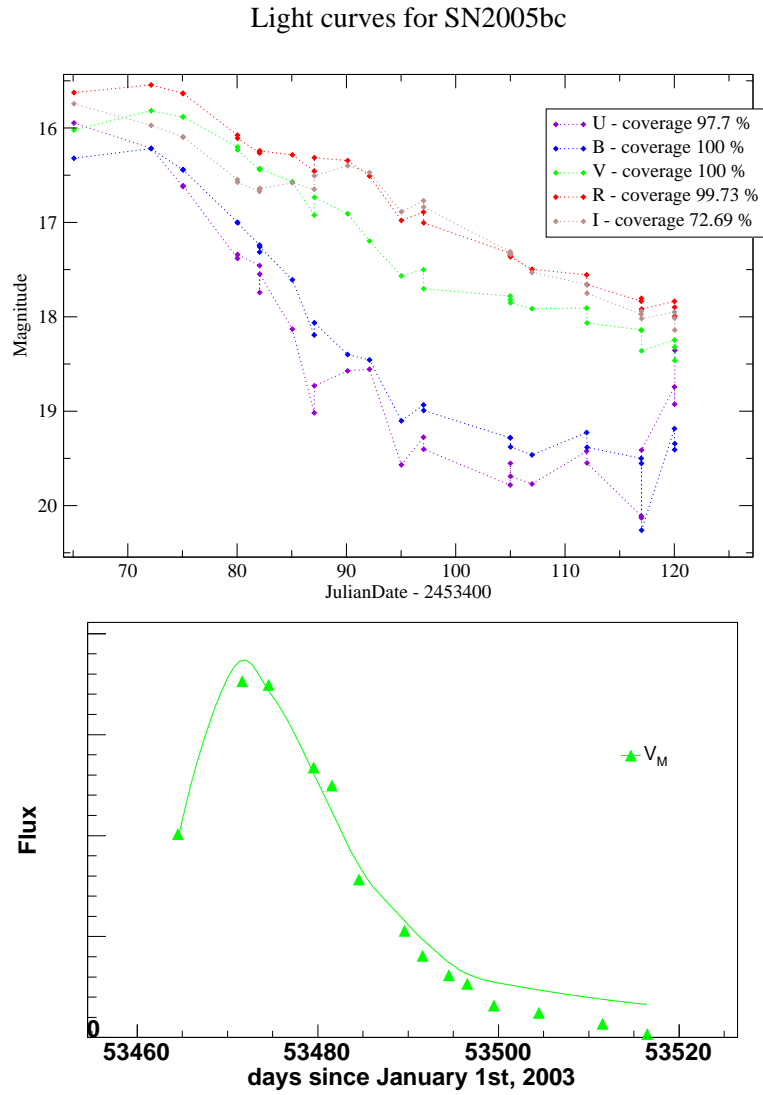


FIG. D.10 – Courbes de lumière obtenues pour SN2005bc. La qualité semble relativement satisfaisante étant donné l'absence de prise en compte de photométrie de la nuit. En bas, courbe de lumière en V issue de la voie d'acquisition. Le maximum est obtenu d'après l'ajustement pour la date julienne  $2453471.2066264 \pm 0.0088055$ .

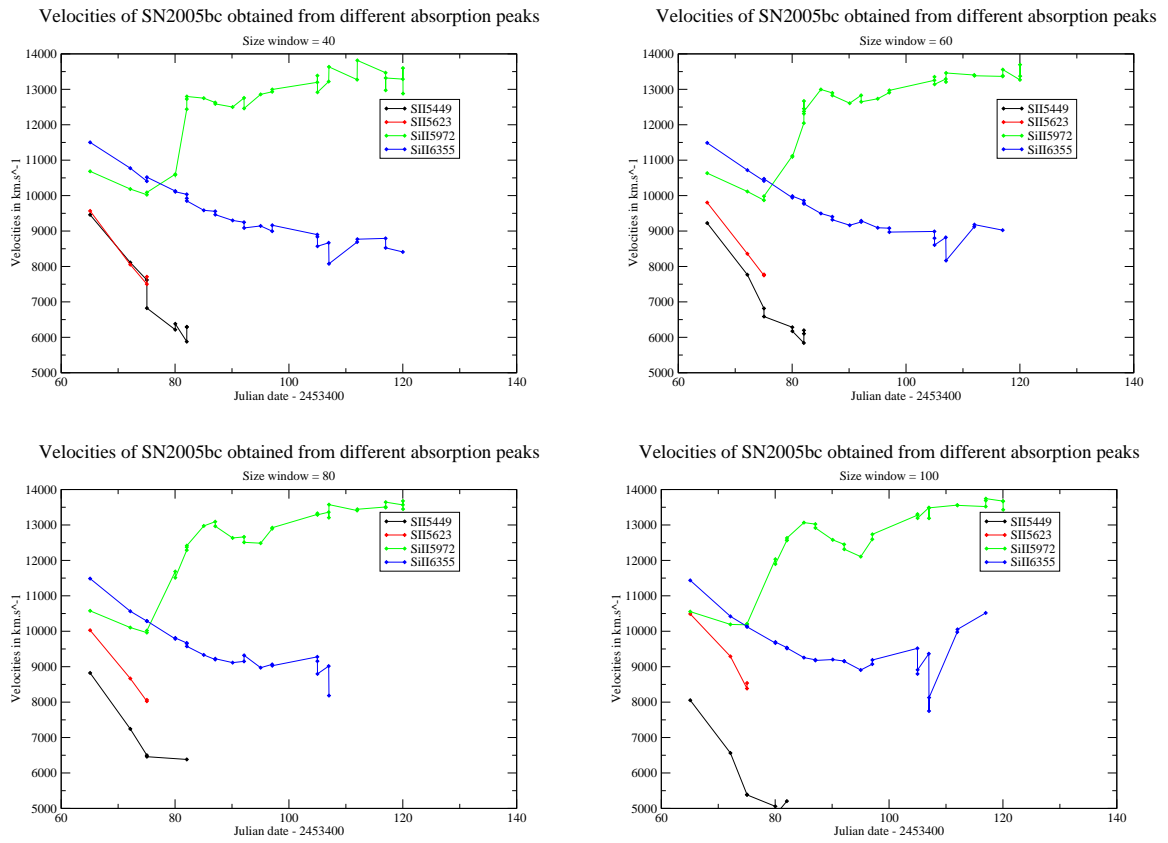


FIG. D.11 – Vitesses mesurées pour SN2005bc. On observe une décroissance rapide des raies du soufre.

## D.5 SN2005cf

SN2005cf est une supernova très proche ( $z = 0.006461$ ) ne présentant pas de fond galactique apparent ; son extraction est donc similaire à celle d'une standard. La séquence temporelle est donc correcte dès la sortie de la procédure automatique ; la continuité entre les deux voies est satisfaisante.

La pose 05\_159\_045 a été enlevée car elle présente un niveau de flux différent des deux autres poses de la même nuit ; l'explication étant ici un nuage mentionné par le shifter. Je mets également la courbe de lumière sans retirer ce point car cela illustre parfaitement la nécessité d'un contrôle par la voie photométrique, qui devrait souligner ces effets et à terme être en mesure de les corriger. La nuit 05\_169 a été retirée car elle présente une atténuation extrêmement élevée et instable (voir figure D.15).

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_154_022_001	SN	1.8806	1001.37	1001.37	0.667 / 0.814	
05_154_024_001	HR7596	1.0714	1.071	1.071	1.427 / 2.432	
05_156_037_001	SN	1.6733	1001.29	1001.29	0.773 / 0.945	
05_156_038_001	SN	1.8502	501.728	501.728	0.851 / 0.914	
05_156_041_001	HR7596	1.0706	1.076	1.076	2.331 / 2.895	
05_159_043_001	SN	1.6124	501.56	501.56	0.637 / 0.708	Excentrée
05_159_044_001	SN	1.7309	501.807	501.807	0.632 / 0.715	Excentrée
05_159_045_001	SN	1.8766	501.481	501.481	0.586 / 0.670	Excentrée, nuage
05_159_047_001	HR7596	1.0741	1.077	1.077	0.983 / 2.252	
05_161_041_001	SN	1.952	501.336	501.336	0.749 / 0.833	Excentrée
05_161_043_001	HR7596	1.0701	1.077	1.077	1.395 / 2.655	
05_166_031_001	SN	1.699	501.471	501.471	1.078 / 1.266	Excentrée
05_166_032_001	SN	1.8374	501.355	501.355	0.832 / 1.078	Excentrée
05_166_034_001	HR7596	1.078	1.076	1.076	3.556 / 6.288	
05_169_044_001	SN	1.6866	501.45	501.45	0.633 / 0.693	Excentrée
05_169_045_001	SN	1.8222	501.669	501.669	0.596 / 0.683	Excentrée
05_169_046_001	SN	1.9903	501.567	501.567	0.545 / 0.631	Excentrée
05_169_048_001	HR7596	1.0792	1.075	1.075	0.669 / 0.802	
05_172_027_001	SN	1.7875	1001.42	1001.42	0.747 / 0.804	Excentrée
05_172_028_001	HR7596	1.095	1.074	1.074	1.681 / 4.945	
05_174_066_001	SN	1.7776	1001.53	1001.53	2.043 / 4.067	
05_174_067_001	SN	2.0435	1001.33	1001.33	1.850 / 3.692	
05_174_068_001	HR7596	1.074	1.076	1.076	2.576 / 3.249	
05_176_083_001	SN	2.3309	1001.35	1001.35	1.381 / 2.914	Excentrée
05_176_085_001	HR7596	1.0638	1.07	1.07	2.032 / 2.749	
05_185_101_001		1.88	90.076	90.076	0.677 / 1.332	
05_185_104_001	SN	1.5891	1000.15	1000.15	0.596 / 1.184	
05_185_105_001	SN	1.8066	1000.86	1000.86	0.640 / 1.168	
05_185_107_001	HR7596	1.0894	1.069	1.069	4.110 / 7.827	
05_187_084_001	SN	1.7484	1000.21	1000.21	0.664 / 0.746	
05_187_086_001	HR7596	1.0998	1.078	1.078	1.536 / 2.683	
05_189_077_001	SN	1.4334	1000.07	1000.07	0.600 / 0.835	
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_189_078_001	SN	1.5688	1000.07	1000.07	0.573 / 0.779	
05_189_080_001	HR7596	1.1357	1.077	1.077	6.782 / 12.554	

TAB. D.4 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005cf ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.4 est donnée figure D.12.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.16.

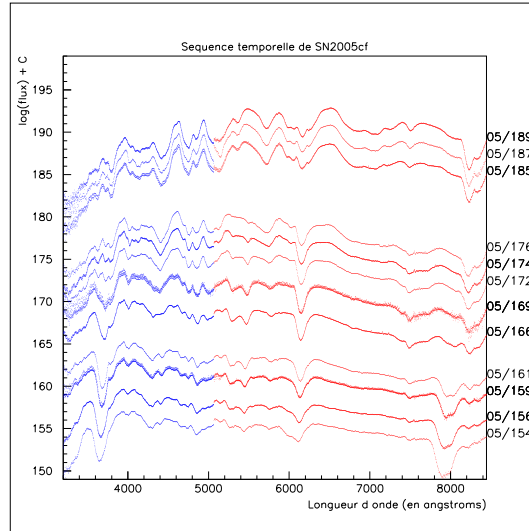


FIG. D.12 – Série temporelle de SN2005cf

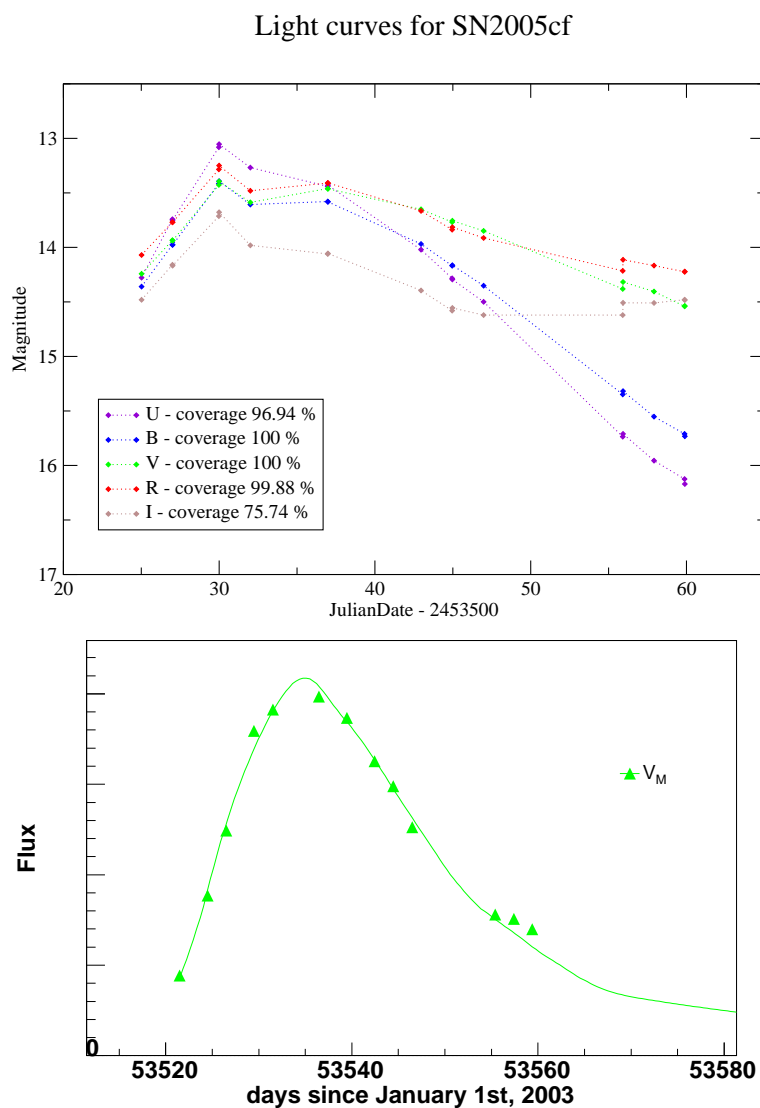


FIG. D.13 – Courbes de lumière obtenues pour SN2005cf après suppression de poses problématiques (voir figure D.14). La pose d’acquisition en V indique un maximum à la date julienne  $53533.6729153 \pm 0.0552$ . On remarque que cette valeur s’accommode mal des 5 points des courbes de lumière synthétique à l’abscisse 32 : il semble probable ici que les points à cette abscisse soient sous-évalués en flux. La nuit en question semble plutôt stable d’après SkyProbe (figure D.15 à droite) mais est mal évaluée par NQE ; ce dernier diagnostic est a priori plus fiable car il se base sur les zones de ciel observées par SNIFS (voir annexe C).



### Light curves for SN2005cf

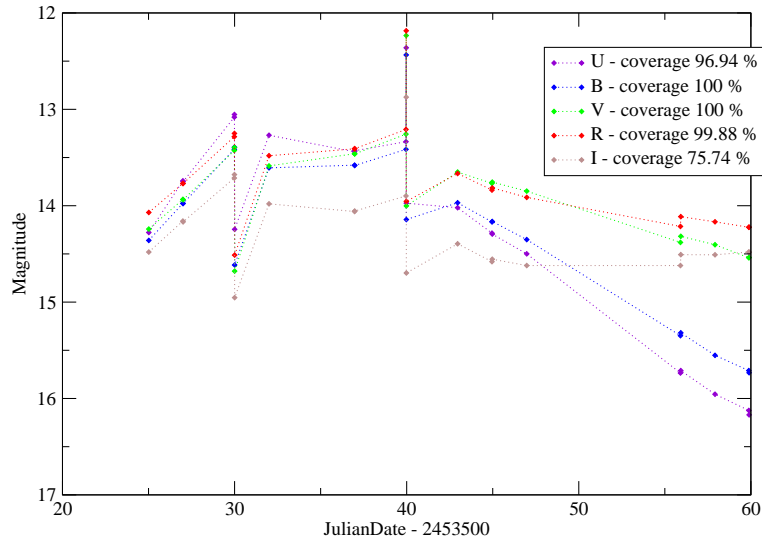


FIG. D.14 – Courbes de lumière synthétiques obtenues pour SN2005cf avant suppression des poses 05\_159\_045 et de la nuit 169. La comparaison avec les courbes de lumière après suppression de ces points (figure D.13) illustre l'importance d'une procédure d'identification de la photométrie des poses et de la nuit : sans la note du shifter, il aurait été impossible d'identifier la cause de la différence de flux lors de la nuit 159 par la seule voie spectroscopique, toutes les extractions s'étant déroulées proprement. La nuit 169 est plus facile à identifier car elle est un cas extrême (voir figure D.15), mais cela illustre bien que dans un cas plus mesuré cela peut induire une erreur importante pas facilement décelable. La voie photométrique s'avérera un outil précieux pour identifier et corriger de telles discordances.

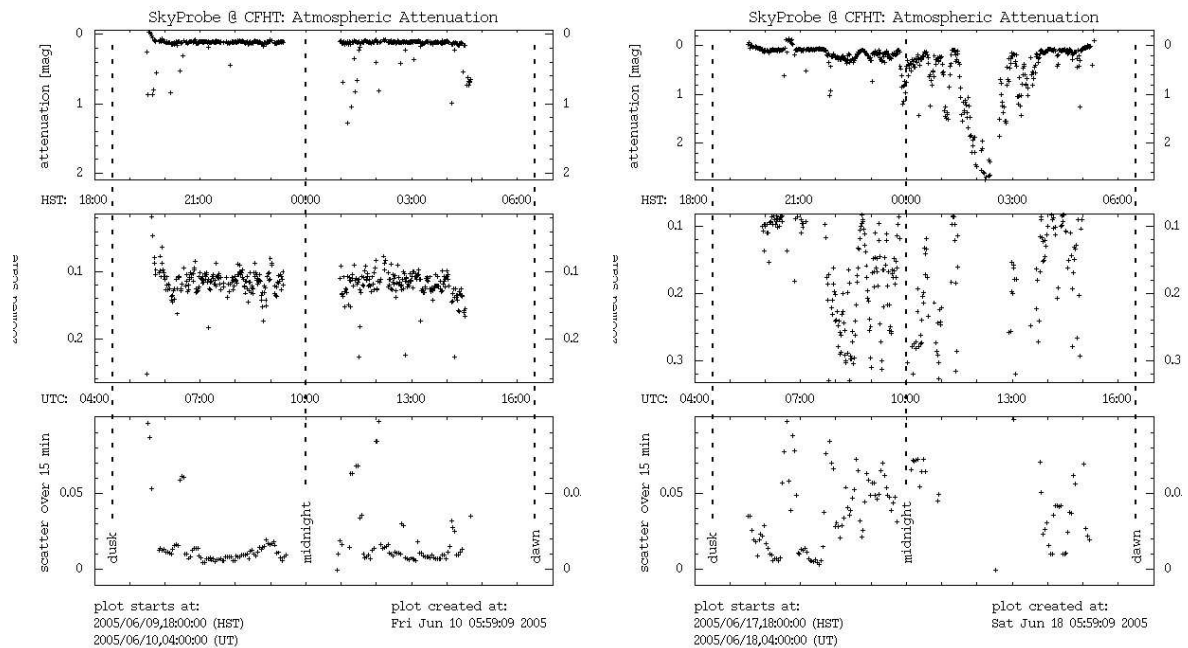


FIG. D.15 – Données SkyProbe des nuits 05\_161 (à gauche) et 05\_169 (à droite). La nuit 169 est de toute évidence non-photométrique ; la nuit 161 semble stable mais de fait ce diagnostic est contredit par NQE qui lui attribue une mauvaise note, et par la forme étranges des courbes de lumière aux alentours du maximum.

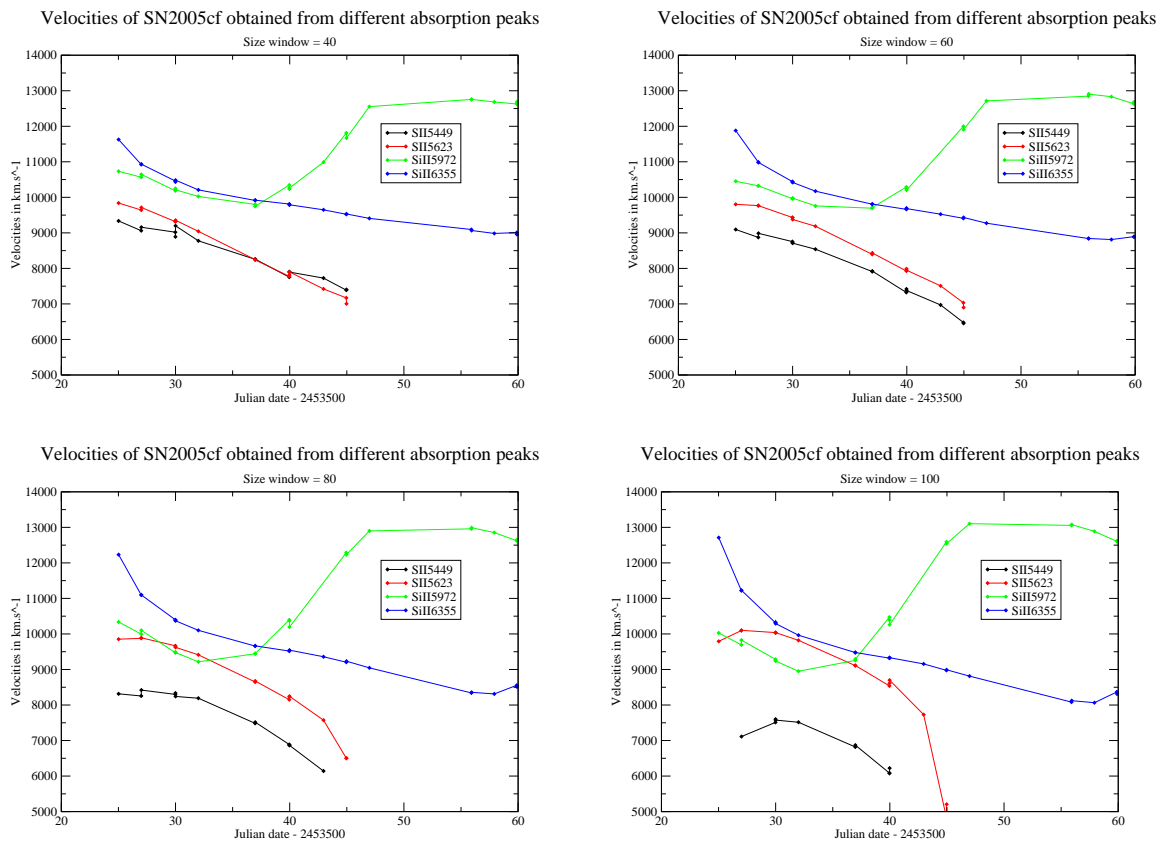


FIG. D.16 – Vitesses mesurées pour SN2005cf. On remarquera l'écart pour SII $\lambda$ 5449 entre les deux tailles de fenêtre : la raie reste bien visible longtemps pour cette supernova mais est trop petite pour être bien suivie à 80 Å : à cette échelle, c'est plutôt le pic suivant la raie qui est identifié.

## D.6 SN2005cg

SN2005cg ne présente pas de galaxie évidente sur les images. Quelques extractions ont posé problème et ont dû être retirées de la séquence temporelle. Les extractions restantes semblent crédibles avec une bonne continuité entre les deux voies, ce qui est inattendu étant donné le très mauvais pointage de nombre de poses.

Les extractions problématiques résultent d'un centrage de mauvaise qualité : le centroïde est très proche du bord gauche. Sur les 10 extractions de la nuit 161 (5 poses  $\times$  2 voies), deux sont problématiques (consistantes avec zéro) ; les deux poses correspondant à ces extractions (045 et 048) ont été enlevées. Ce problème de mauvais centrage est présent dans d'autres nuits : 159, 164 (3 poses sur 4. . . Mais la standard de calibration est aussi hors champ !). Pour la nuit 166, les deux poses sont bien centrées sur le rouge mais il n'y a rien dans le bleu ; par construction la séquence temporelle ne présente que les poses pour lesquelles les deux voies sont disponibles.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_156_041_001	HR7596	1.0706	1.076	1.076	2.331 / 2.895	
05_156_043_001	SN	1.1302	1000.86	1001.39	0.577 / 0.684	
05_156_045_001	SN	1.0738	1000.62	1001.41	0.603 / 0.654	
05_156_049_001	HR7596	1.1595	1.074	1.074	<b>2.512</b> / 4.636	
05_159_047_001	HR7596	1.0741	1.077	1.077	0.983 / 2.252	
05_159_050_001	SN	1.1166	1000.79	1001.35	<b>2.606</b> / 0.640	Excentrée, bleu retiré
05_159_051_001	SN	1.0867	1000.15	1001.37	0.627 / 0.637	Excentrée
05_159_052_001	SN	1.0687	1000.63	1001.64	0.584 / 0.665	Excentrée
05_159_053_001	SN	1.0614	1000.76	1001.47	<b>2.816</b> / 0.632	Excentrée, bleu retiré
05_159_054_001	SN	1.0673	1000.87	1001.39	0.601 / 0.668	Excentrée
05_159_055_001	HR7596	1.2135	1.069	1.069	1.129 / 1.422	
05_161_043_001	HR7596	1.0701	1.077	1.077	1.395 / 2.655	
05_161_045_001	SN	1.1295	1000.74	1001.45	<b>3.360</b> / 0.735	Excentrée, retirée
05_161_046_001	SN	1.0952	1000.54	1001.41	0.658 / 0.650	Excentrée
05_161_047_001	SN	1.0734	1000.94	1001.38	0.665 / 0.630	Excentrée
05_161_048_001	SN	1.0627	1000.78	1001.33	0.630 / <b>4.579</b>	Excentrée, retirée
05_161_049_001	SN	1.0651	1000.81	1001.39	0.661 / 0.675	Excentrée
05_161_050_001	HR7596	1.201	1.068	1.068	1.031 / 1.285	
05_164_037_001	HR7596	1.065	1.072	1.072	0.715 / 0.585	Etoile hors champ
05_164_038_001	SN	1.0683	999.42	1000.64	0.611 / 0.648	Excentrée
05_164_039_001	SN	1.0614	999.415	1000.64	0.640 / <b>5.480</b>	Excentrée
05_164_040_001	SN	1.0697	999.356	1000.58	0.665 / 0.682	Excentrée
05_164_041_001	SN	1.089	999.026	1000.25	0.636 / 0.714	
05_166_046_001	SN	1.0616	999.151	1000.37	<b>395.81</b> / 0.273	Bleu hors champ
05_166_047_001	SN	1.0647	993.777	994.997	0.739 / 0.658	Bleu hors champ
05_166_048_001	HR7596	1.3398	1.07	1.07	4.998 / 7.439	
05_169_048_001	HR7596	1.0792	1.075	1.075	<b>0.669</b> / <b>0.802</b>	
05_169_050_001	SN	1.154	999.875	1001.09	0.570 / <b>0.788</b>	Guidage incorrect
05_169_051_001	SN	1.0842	999.128	1000.35	0.558 / 0.692	
05_169_052_001	SN	1.0669	999.327	1000.55	0.589 / 0.654	
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_169_053_001	SN	1.0613	999.367	1000.59	0.549 / 0.693	
05_169_054_001	HR9087	1.3889	1.077	1.077	3.742 / 5.316	
05_172_028_001	HR7596	1.095	1.074	1.074	1.681 / 4.945	
05_172_029_001	SN	1.2078	999.183	1000.4	0.606 / 0.655	
05_172_030_001	SN	1.1512	998.815	1000.03	0.612 / 0.644	
05_172_031_001	SN	1.1104	999.228	1000.45	0.610 / 0.654	
05_172_033_001	HR9087	1.8187	1.077	1.077	<b>2.237</b> / 3.939	
05_174_068_001	HR7596	1.074	1.076	1.076	2.576 / 3.249	
05_174_069_001	SN	1.1543	998.766	999.986	0.610 / 0.640	
05_179_086_001	SN	1.1541	998.863	1000.08	0.589 / 0.626	Excentrée
05_179_088_001	HR7950	1.3793	1.071	1.071	47.598 / 47.351	Excentrée
05_181_093_001	SN	1.0732	1000.17	1000.17	0.566 / 0.651	
05_181_095_001	HR7596	1.0952	1.077	1.077	2.926 / <b>6.693</b>	

TAB. D.5 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005cg ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.5 est donnée figure D.17.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.19.

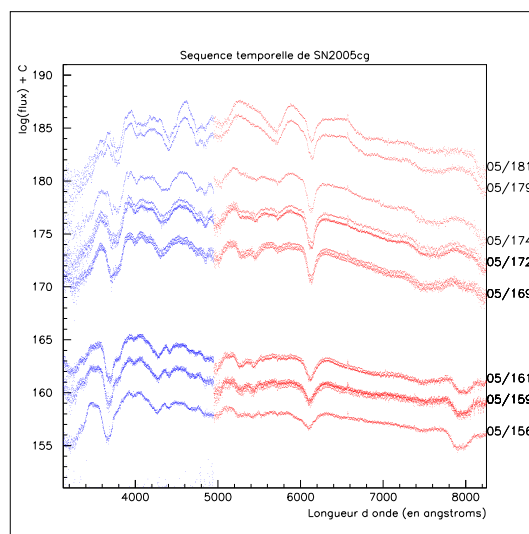


FIG. D.17 – Série temporelle de SN2005cg

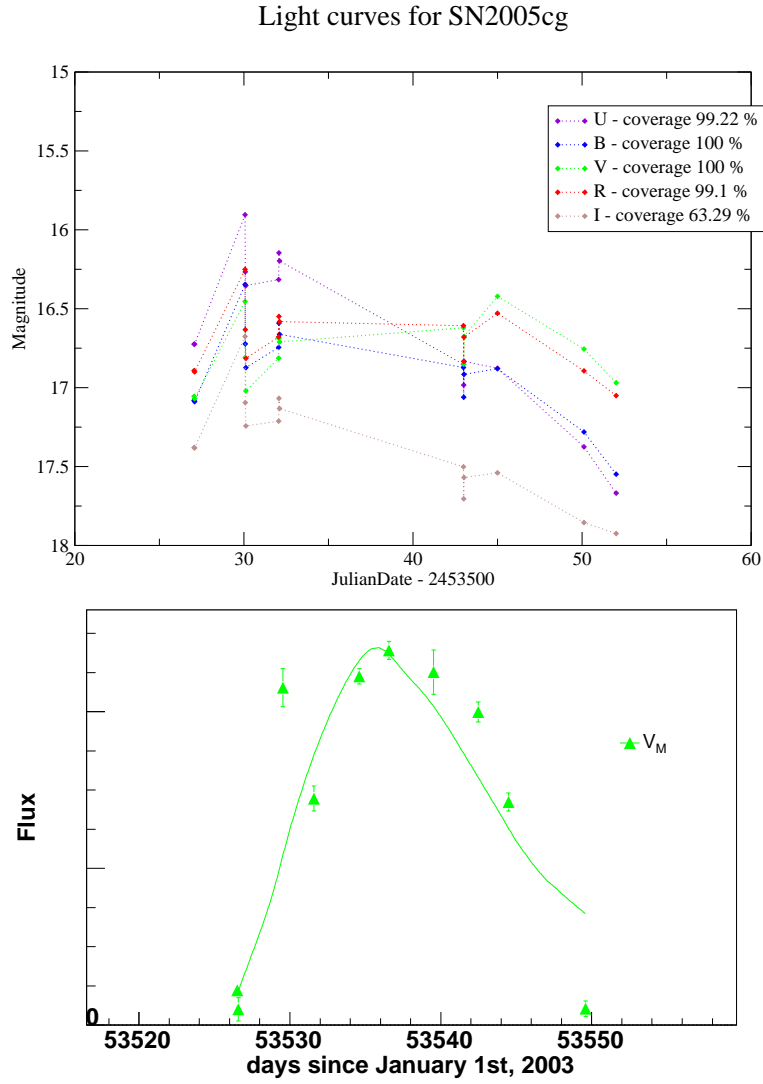


FIG. D.18 – Courbes de lumière obtenues pour SN2005cg. Elles sont de piètre qualité, mais cela est peu surprenant étant donné le très mauvais centrage des poses. La nuit 169 a été retirée en raison de sa non-photométrie (voir figure D.15.) La pose d'acquisition donne un ajustement de médiocre qualité, avec par exemple un stretch irréaliste de  $0.51532 \pm 0.00552$ . Le maximum obtenu est  $243535.337862 \pm 0.056113$ , mais une valeur de 2453537.5 a été prise d'après une appréciation visuelle des points de cette courbe.

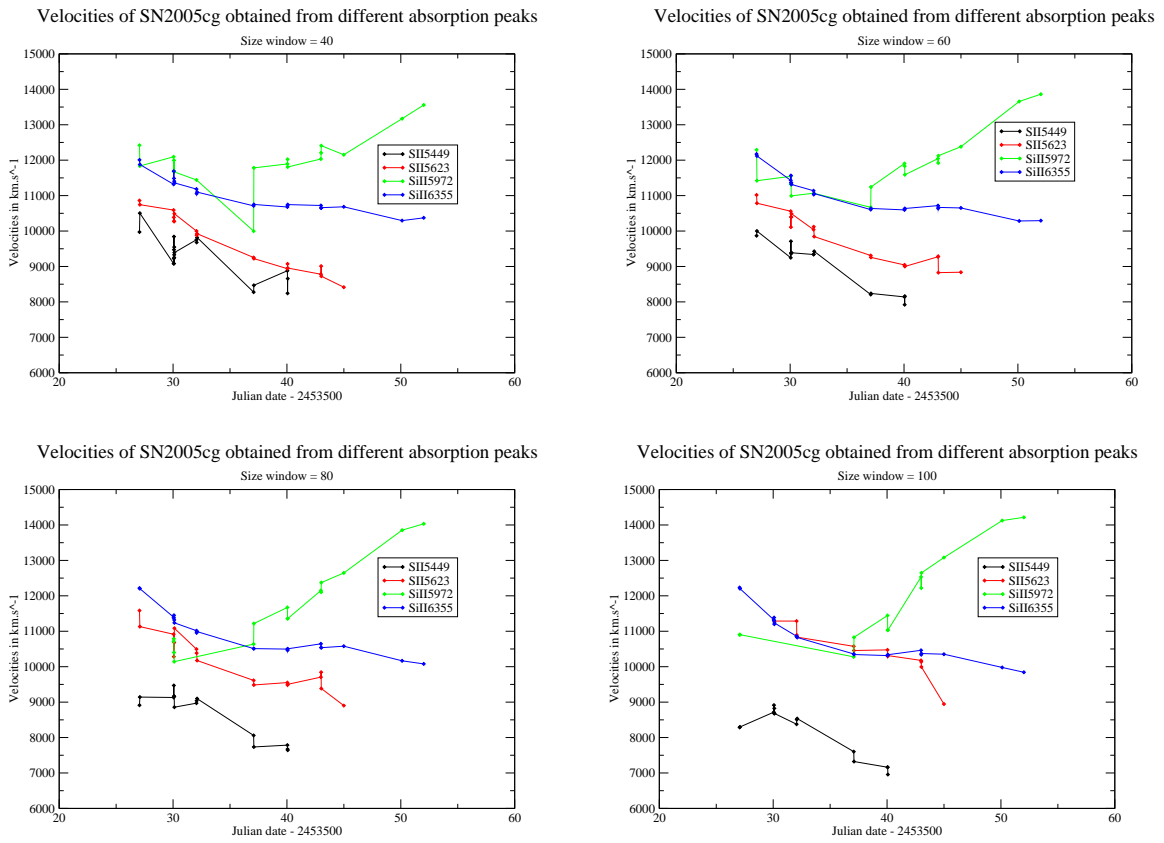


FIG. D.19 – Vitesses mesurées pour SN2005cg.

## D.7 SNF20050728-000

SNF20050728-000 est une supernova ( $z \approx 0.05$ ) fournie par NEAT. Elle présente un fond galactique très diffus, présent de manière notable seulement dans les images des dernières poses. Comme habituellement avec une galaxie faible, il n'y a pas ici de problème de continuité entre les deux voies.

Nous avons manqué de chance sur cet objet : une pose était prévue pour la nuit 05\_216 mais il y a eu plusieurs problèmes lors de son acquisition et elle a été abandonnée. Ces points existent donc pour la pose d'acquisition mais pas les spectres afférents. La perte du premier point est problématique : sur les courbes de vitesses en fin de chapitre cette SN semblera post-max malgré l'existence d'un point avant son maximum.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_211_089_001	SN	-	-	-	-	Problème traitement
05_221_078_001	SN	1.3783	999.852	1000.08	0.532 / 0.662	
05_221_080_001	HR718	1.0304	1.075	1.075	9.784 / 22.054	
05_224_056_001	HR8634	1.0328	1.075	1.075	76.320 / 87.011	
05_224_060_001	SN	1.4097	1000.07	1000.07	0.539 / 0.655	
05_224_070_001	SN	1.3579	999.797	1000.08	369.33 / 0.669	
05_224_072_001	HR8634	1.3514	1.069	1.069	27.655 / 30.449	
05_226_061_001	SN	1.3561	999.972	1000.07	0.547 / 0.637	
05_226_063_001	HR718	1.053	1.069	1.069	23.424 / 30.308	
05_229_079_001	SN	1.3808	1000.07	1000.07	0.536 / 0.666	
05_229_081_001	HR718	1.1608	1.073	1.073	23.535 / 39.887	
05_231_042_001	HR7950	1.492	1.075	1.075	50.841 / 74.266	
05_231_046_001	SN	1.4181	1000.48	1000.48	0.630 / 0.657	
05_231_046_003	SN	1.3793	1000.07	1000.07	0.639 / 0.679	
05_244_052_001	HR8634	1.3049	1.07	1.07	9.559 / 14.540	
05_244_056_001	SN	1.4087	749.215	750.07	0.556 / 0.831	
05_251_047_001	HR9087	1.1162	1.073	1.073	4.525 / 3.542	
05_251_053_001	SN	1.4095	1000.5	1000.5	0.630 / 0.702	

TAB. D.6 – Tableau récapitulatif des poses de SNF20050728-000 ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.6 est donnée figure D.20.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.22.

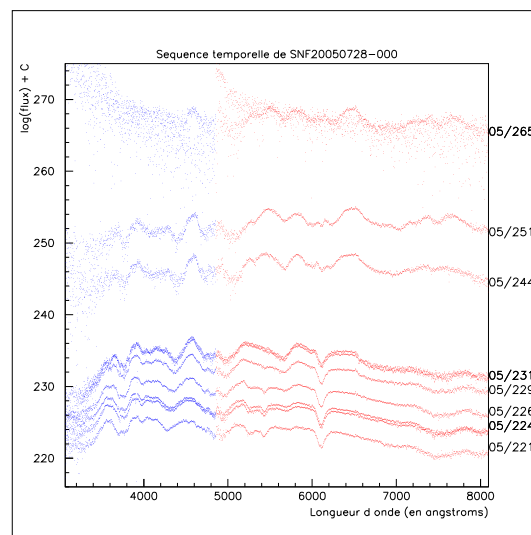


FIG. D.20 – Série temporelle de SNF20050728-000



Light curves for SNF20050728-000

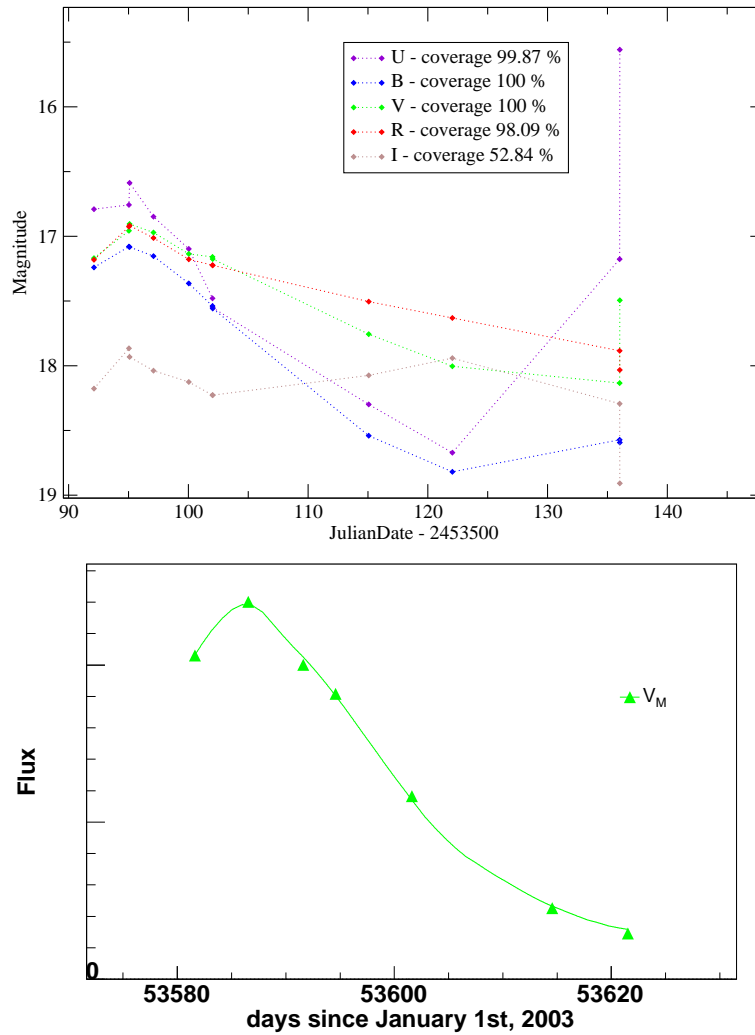
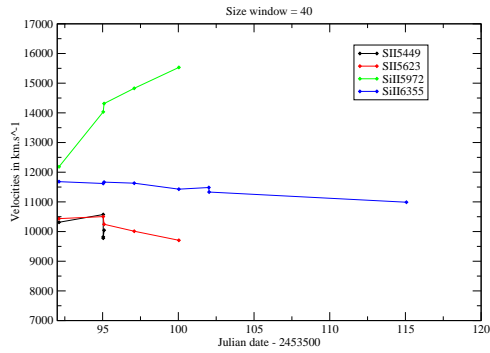
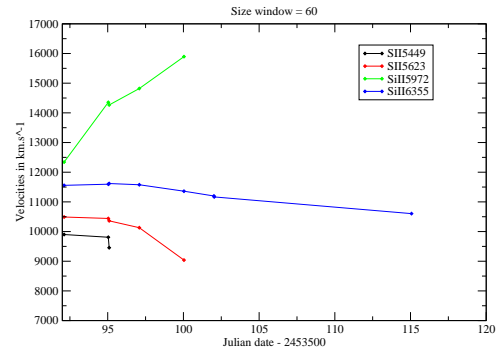


FIG. D.21 – Courbes de lumière obtenues pour SNF20050728-000. Le premier point, le seul pré-maximum d'après la courbe de la pose d'acquisition (en bas) ne figure pas sur les courbes de lumière synthétiques à cause d'un problème au niveau de sa calibration lors du traitement central. Les derniers points sont à prendre avec précaution (la séquence temporelle montre que les spectres y sont bruités). Le maximum est estimé à la date julienne  $2453585.5439066 \pm 0.1395309$ .

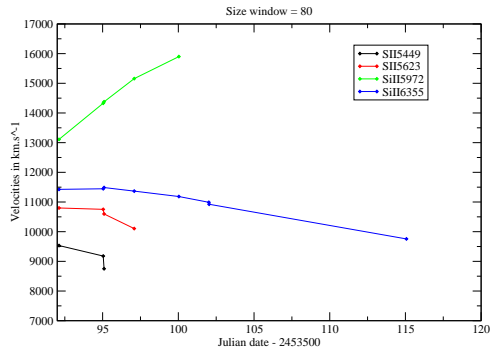
Velocities of SNF20050728-000 obtained from different absorption peaks



Velocities of SNF20050728-000 obtained from different absorption peaks



Velocities of SNF20050728-000 obtained from different absorption peaks



Velocities of SNF20050728-000 obtained from different absorption peaks

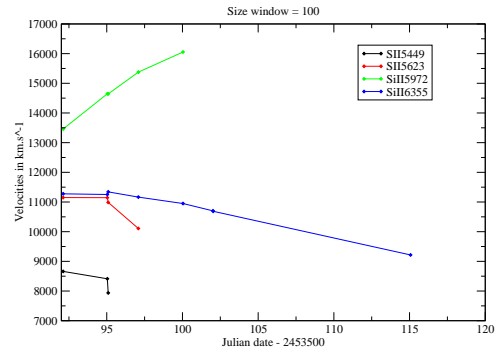


FIG. D.22 – Vitesses mesurées pour SNF20050728-000. Les décroissances observées sont particulièrement lentes ici, mais cela s'explique par la phase avancée du premier spectre. SiII $\lambda$ 5972 est tout de suite contaminée par d'autres éléments.

## D.8 SN2005el

Une supernova très proche ( $z = 0.014910$ ) présentant un fond diffus à peine perceptible. Une galaxie est pourtant bien présente, comme en témoignent les poses les plus tardives ; cela signifie juste qu'elle est très faible devant le flux de la supernova. De manière étrange, l'image de la nuit 279 montre un fond assez fort, ce qui n'est pas le cas des nuits suivantes, alors que c'est entre la nouvelle lune et le premier quartier. C'est sans doute dû au fait que la pose de cette nuit a été prise peu de temps avant le lever du soleil. C'est la seule pose d'ailleurs qui montre une discontinuité marquée entre les deux voies.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_269_066_001	SN	1.0414	750.076	750.076	0.710 / 0.681	Pas de continuum
05_269_068_001	GD71	1.0225	600.073	600.073	1.719 / 1.113	
05_269_070_001	SN	1.0359	750.073	750.073	0.617 / 0.697	
05_276_071_001	SN	-	-	-		
05_279_076_001	LTT2415	1.494	300.069	300.069	0.677 / 1.058	
05_279_080_001	SN	1.0821	750.074	750.074	1.542 / 1.429	
05_281_075_001	SN	-	-	-		
05_284_066_001	SN	1.0375	1000.07	1000.07	0.702 / 0.686	
05_284_070_001	LTT2415	1.4979	300.073	300.073	1.333 / 1.591	
05_286_093_001	SN	1.0396	1000.07	1000.07	0.636 / 0.739	
05_286_095_001	LTT2415	1.4834	300.075	300.075	1.070 / <b>1.739</b>	Problème traitement
05_291_076_001	SN	1.25	1000.08	1000.08	0.624 / 0.690	
05_291_096_001	Feige34	1.6055	300.072	300.072	4.937 / 3.202	
05_294_083_001	SN	1.0334	1000.07	1000.07	0.654 / 0.766	
05_294_101_001	LTT2415	1.5877	300.069	300.069	<b>1.117</b> / 2.359	
05_296_068_001	GD71	1.1192	600.791	600.791	0.769 / 0.827	
05_296_073_001	SN	1.0347	1000.07	1000.07	0.608 / 0.671	
05_297_082_001	Feige34	1.6433	300.071	300.071	10.423 / 6.981	
05_297_084_001	SN	1.1958	1000.08	1000.08	0.596 / 0.724	
05_299_064_001	LTT2415	1.497	300.069	300.069	1.096 / <b>1.934</b>	
05_299_068_001	SN	1.0755	1000.07	1000.07	0.543 / 0.724	
05_299_075_001	SN	1.2615	900.07	900.07	0.613 / 0.656	
05_301_066_001	GD71	1.0202	600.069	600.069	1.505 / 1.017	
05_301_068_001	SN	1.0366	1000.07	1000.07	1.357 / 0.729	
05_304_085_001	SN	1.0696	1000.08	1000.08	0.541 / 0.775	
05_304_089_001	LTT2415	1.5625	300.069	300.069	1.101 / 2.216	
05_306_103_001	SN	1.2783	1000.26	1000.26	0.647 / 0.668	
05_306_107_001	HR3454	1.0549	1.069	1.069	<b>20.738</b> / <b>26.152</b>	
05_311_087_001	SN	1.2025	1000.08	1000.08	0.495 / 0.713	
05_311_087_003	SN	1.2808	1000.42	1000.42	0.499 / 0.734	
05_311_089_001	LTT2415	1.7947	300.078	300.078	4.057 / <b>10.948</b>	
05_314_085_001	SN	1.2031	1000.07	1000.07	0.620 / 0.671	
05_314_085_003	SN	1.2816	1000.07	1000.07	0.621 / 0.685	
05_314_087_001	LTT2415	1.7957	300.068	300.068	0.835 / 1.189	
...	...	...	...	...	...	

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_316_087_001	LTT2415	1.4855	300.078	300.078	1.939 / 4.046	Pas de standard Pas de standard
05_316_089_001	SN	1.0915	1000.07	1000.07	0.672 / 0.662	
05_316_089_003	SN	1.1333	1000.07	1000.07	0.635 / 0.674	
05_318_078_001	SN	-	-	-		
05_318_078_003	SN	-	-	-		
05_324_078_001	SN	1.1888	1000.08	1000.08	0.571 / 0.708	
05_324_080_001	LTT2415	1.6626	300.07	300.07	1.033 / 1.797	

TAB. D.7 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005el ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.7 est donnée figure D.23.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.25.

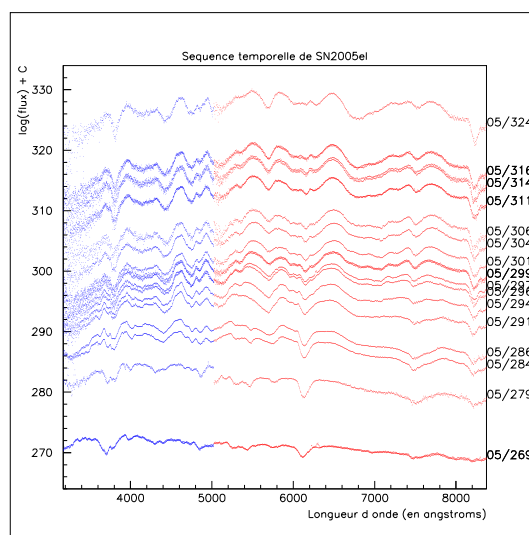


FIG. D.23 – Série temporelle de SN2005el

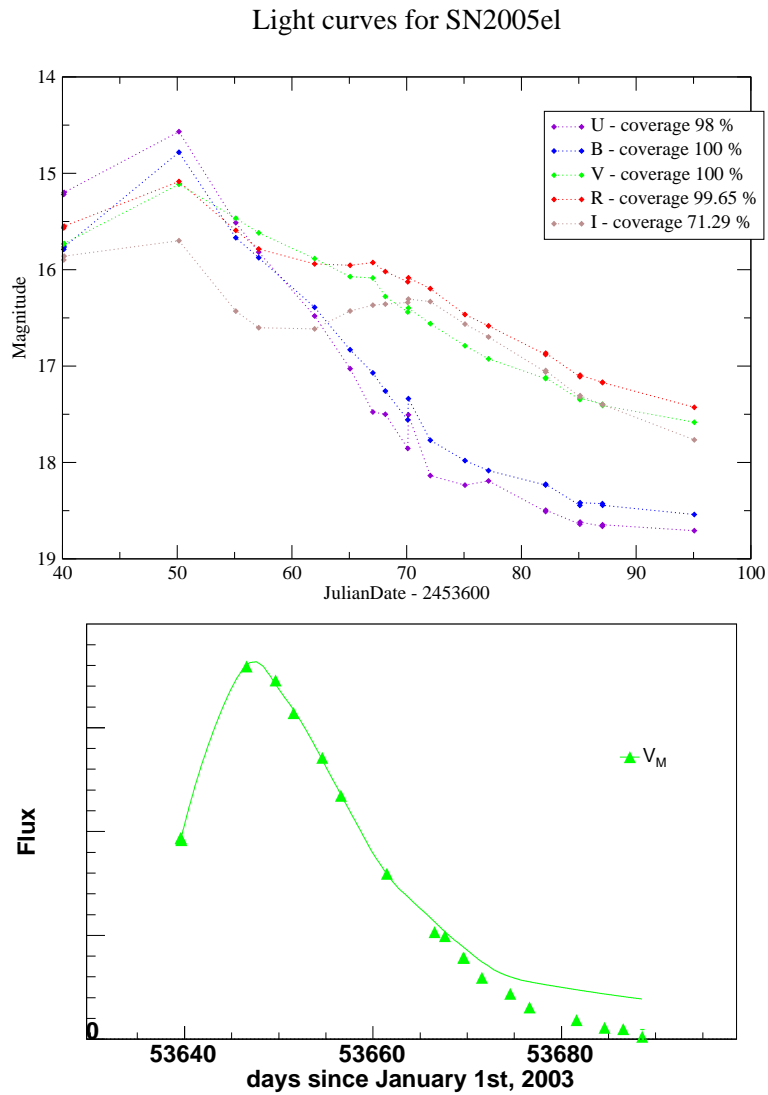


FIG. D.24 – Courbes de lumière obtenues pour SN2005el. La remontée observée pour les deux filtres U et B à l'abscisse 70 correspond aux deux poses de la nuit 299; une comparaison avec les données avant calibration en flux indique que la différence de flux observée est due à la correction de l'extinction. Cela permet d'expliquer également pourquoi le rouge est moins affecté. En bas, courbe de lumière V issue de la pose d'acquisition. L'ajustement donne un maximum de  $2453646.6960721 \pm 0.062936$

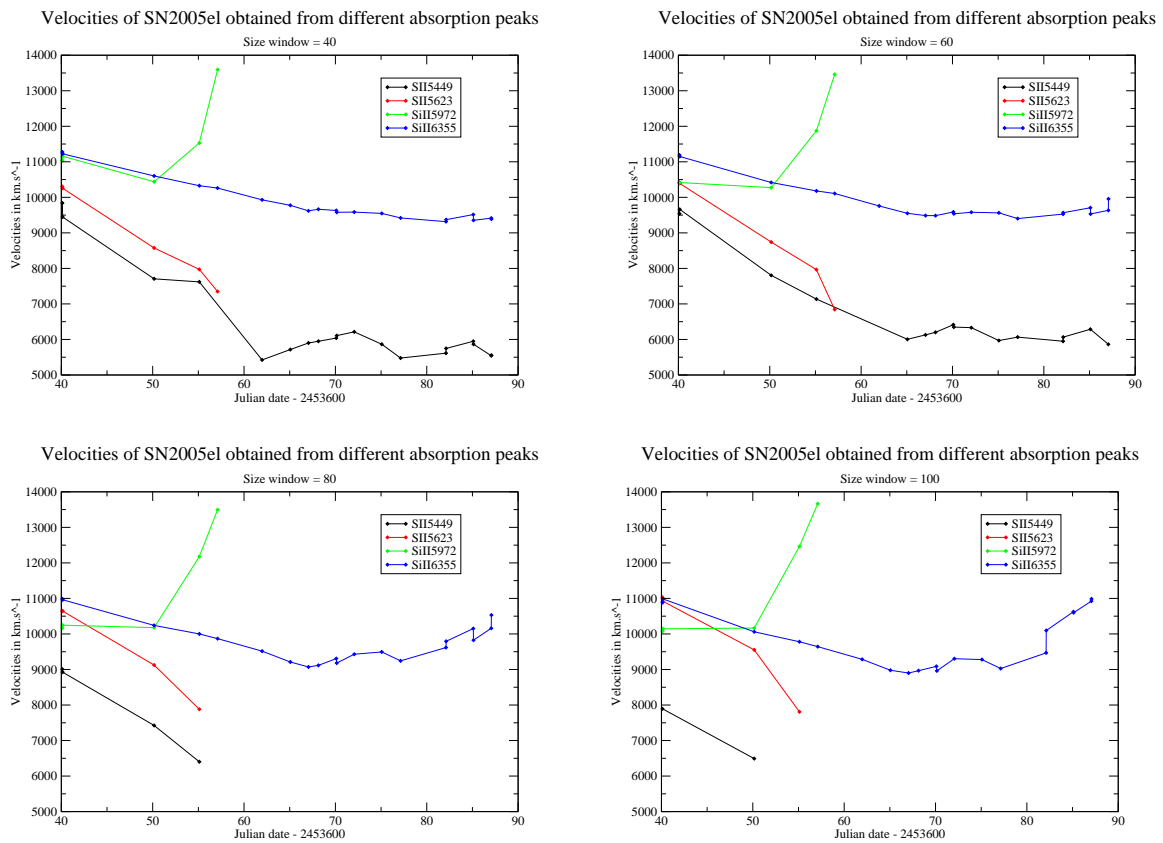


FIG. D.25 – Vitesses mesurées pour SN2005el. Pour cette supernova, on a à peine le temps de déceler SiII $\lambda$ 5972 qu'il devient contaminé par le fer. Une fois de plus, on remarque une forte différence selon la taille de la fenêtre pour le soufre : une grande fenêtre n'est pas adaptée pour suivre des raies fines.

## D.9 SN2005eu

SN2005eu ( $z \approx 0.035$ ) est une supernova IAUC trouvé indépendamment par NEAT. Elle est situé quasiment au centre de sa galaxie : selon ces poses, cette dernière apparaît légèrement sous le profil de PSF ou un peu décalée vers le coin inférieur droit. La distance entre SN et coeur galactique est trop faible pour rendre utile l'application d'un masque ; les extractions sont néanmoins nettes et semblent s'être bien passées (même s'il ne faut pas trop s'y fier : la galaxie est ici non négligeable et l'hypothèse de fond continu fausse). La continuité entre les deux voies semble être assurée, ce qui est plutôt rare en présence d'une galaxie.

La voie bleue est mal résolue la nuit 322 à cause de la pleine lune (nuit 320) ; elles sont donc exclues dans la suite.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note	
05_279_068_001	SN	1.0689	1000.07	1000.07	0.626 / <b>1.040</b>	Problème traitement	
05_279_076_001	LTT2415	1.494	300.069	300.069	0.677 / 1.058		
05_281_064_001	SN	-	-	-			
05_284_055_001	SN	1.0409	1000.33	1000.33	<b>0.690</b> / 0.925		
05_284_057_001	GD71	1.1378	600.068	600.068	3.537 / 1.092		
05_286_082_001	SN	1.0411	1000.08	1000.08	0.847 / <b>1.193</b>		
05_286_091_001	GD71	1.0165	600.069	600.069	1.784 / 1.099		
05_294_077_001	SN	1.0792	1000.07	1000.07	0.668 / <b>1.218</b>		
05_294_101_001	LTT2415	1.5877	300.069	300.069	<b>1.117</b> / 2.359		
05_296_064_001	SN	1.0241	1000.07	1000.07	0.627 / 0.816		
05_296_068_001	GD71	1.1192	600.791	600.791	0.769 / 0.827		
05_297_073_001	HR1544	1.0218	1.069	1.069	11.372 / 12.862		
05_297_076_001	SN	1.3845	1000.07	1000.07	0.641 / 1.310		
05_299_060_001	SN	1.172	1000.07	1000.07	0.585 / 1.277		
05_299_064_001	LTT2415	1.497	300.069	300.069	1.096 / <b>1.934</b>		
05_301_062_001	SN	1.1156	1000.17	1000.17	<b>0.635</b> / 1.230		
05_301_066_001	GD71	1.0202	600.069	600.069	1.505 / 1.017		
05_304_073_001	GD71	1.1371	600.071	600.071	0.852 / 0.824		
05_304_078_001	SN	1.1934	999.273	1000.08	<b>0.631</b> / 0.865		Mauvais guidage
05_304_081_001	SN	1.3065	1000.07	1000.07	0.605 / 1.129		
05_306_084_001	GD71	1.073	600.069	600.069	0.895 / 0.840		
05_306_086_001	SN	1.1907	1000.07	1000.07	0.683 / 0.818		
05_311_078_001	GD71	1.0193	600.778	600.778	1.962 / 1.212		
05_311_082_003	SN	1.6573	1000.07	1000.07	0.562 / <b>1.134</b>		
05_314_076_001	GD71	1.0227	600.07	600.07	1.242 / 1.099		
05_314_081_001	SN	1.6992	1200.07	1200.07	0.715 / 1.212		
05_316_077_001	SN	1.1164	1000.08	1000.08	0.675 / 1.133		
05_316_077_003	SN	1.1692	1000.45	1000.45	0.651 / 1.125		
05_316_079_001	GD71	1.0229	600.075	600.075	1.639 / 1.105		
05_322_049_001	SN	1.6109	1400.07	1400.07	0.653 / 0.971	Bleu exclu	
05_322_055_001	Feige34	1.4125	300.076	300.076	6.875 / 4.652		
...	...	...	...	...	...		

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi^2_{dof}$ Psf42	Note
05_324_071_001	G191B2B	1.2026	300.071	300.071	3.979 / 1.581	
05_324_073_001	SN	1.5521	1300.08	1300.08	0.650 / <b>1.318</b>	

TAB. D.8 – Tableau récapitulatif des poses de SN2005eu ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.8 est donnée figure D.26.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.28.

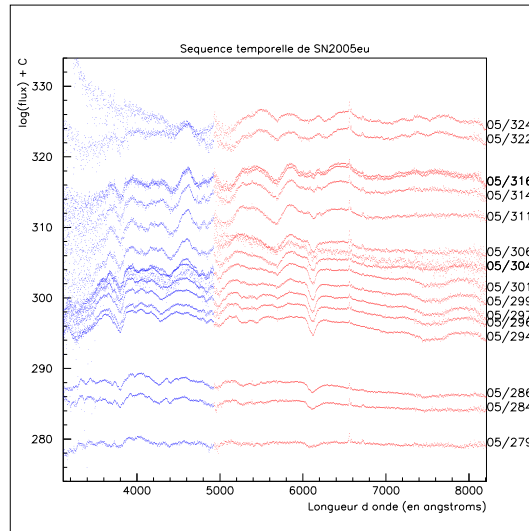


FIG. D.26 – Série temporelle de SN2005eu



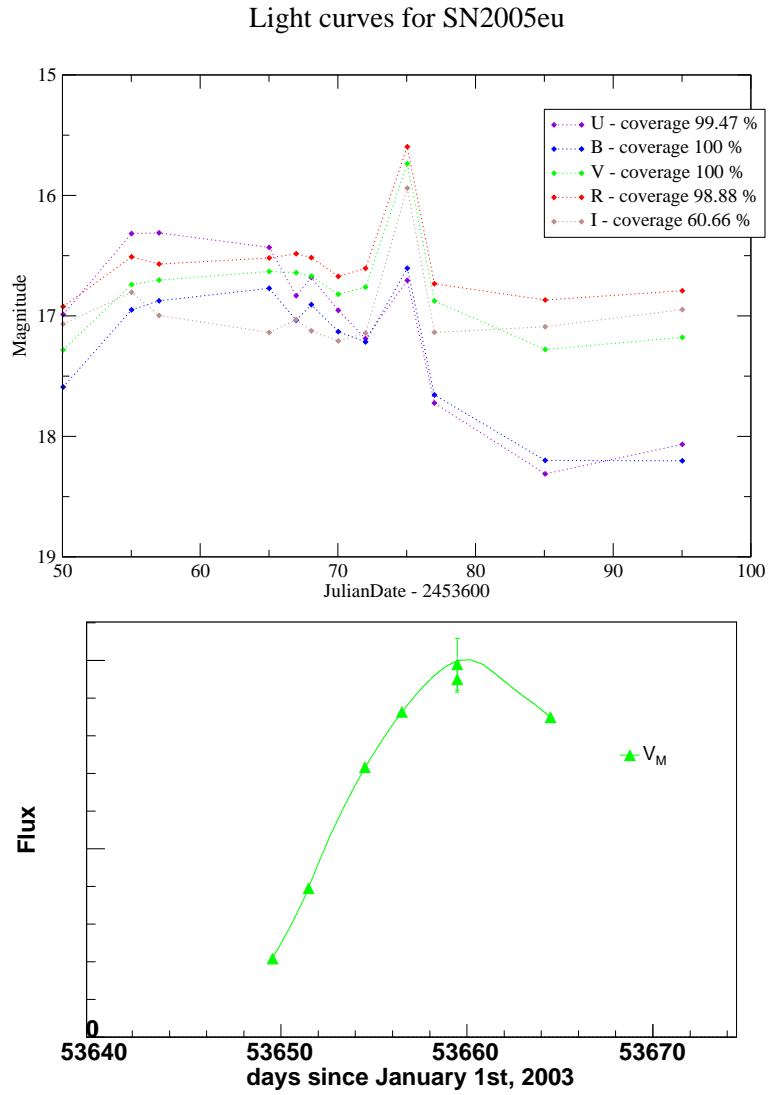


FIG. D.27 – Courbes de lumière obtenues pour SN2005eu. Le pic à l'abscisse 75 provient de la nuit 304 ; la raison qui vient à l'esprit est un problème de photométrie (les extractions de SN sont correctes, celle de la standard est impeccable.). La pose d'acquisition en V place le maximum à la date julienne  $2453659.9379573 \pm 0.0440244$ .

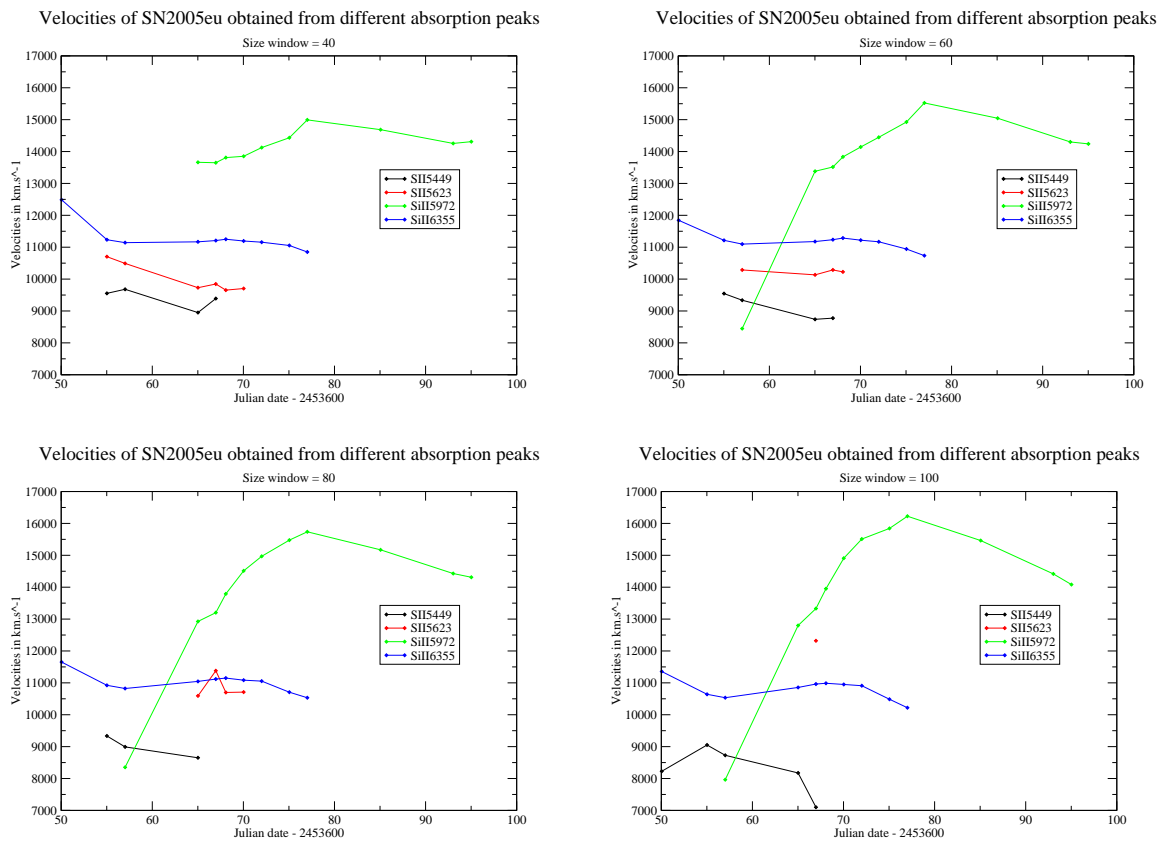


FIG. D.28 – Vitesses mesurées pour SN2005eu. SiII $\lambda$ 5972 est quasiment indiscernable : la raie indiquée comme telle est ici une raie dont le principal contributeur est le fer.

## D.10 SN2006X

A l'instar de SN2006D, cette supernova est très proche ( $z = 0.005240$ ) et ne remplit pas les critères pour une utilisation cosmologique. Elle a été suivie car son extinction est particulière ; cela peut permettre de quantifier un biais éventuel des échantillons de supernova observés pour la cosmologie.

Le bleu de la nuit 130, proche de la pleine lune (133) a été exclu car la contamination de la lune est trop grande.

La pose 06\_096\_076\_001 est temporairement exclue : la standard assignée automatiquement par le traitement central est P177D, pour laquelle la table de référence n'est pas accessible.

La pose 099 est très bruitée : les conditions météorologiques étaient très mauvaises, et l'étoile de guidage souvent occultée par les nuages. Cette nuit a été enlevée pour la courbe de lumière.

Pose	Etoile	Airmass	T bleu (s)	T rouge(s)	$\chi_{dof}^2$ Psf42	Note
06_039_075_001	SN	1.172	1000.56	1000.56	0.683 / 0.977	Très excentré, Echec B Problème traitement
06_039_084_001	HZ21	1.0483	600.072	600.072	0.820 / 0.717	
06_041_072_001	Feige56	1.0255	300.495	300.495	14.898 / <b>18.213</b>	
06_041_075_001	SN	1.0106	1000.08	1000.08	<b>5.845</b> / 0.881	
06_041_085_001	SN	-	-	-	-	
06_041_087_001	GD153	1.0047	600.075	600.075	2.589 / 1.494	
06_046_078_001	HZ43	1.0324	300.07	300.07	6.546 / <b>73.768</b>	
06_046_082_003	SN	1.0235	600.074	600.074	0.871 / <b>4.064</b>	
06_056_059_001	SN	1.0031	600.075	600.075	0.657 / 1.026	
06_056_059_003	SN	1.003	600.073	600.073	0.685 / <b>1.027</b>	
06_056_061_001	GD153	1.0011	600.378	600.378	<b>1.117</b> / 1.018	
06_066_097_001	SN	1.3454	600.07	600.07	0.625 / 1.128	
06_066_104_001	HR5501	1.1919	1.073	1.073	4.983 / 5.486	
06_071_067_001	GD153	1.0013	600.077	600.077	0.783 / 0.640	
06_071_078_001	SN	1.1584	1200.07	1200.07	0.662 / 0.891	
06_096_076_001	SN	1.3904	1200.07	1200.07	0.626 / 0.900	
06_096_078_001	P177D	1.13	600.07	600.07	0.910 / 1.738	
06_099_067_001	SN	1.4491	1200.08	1200.08	<b>0.606</b> / <b>0.723</b>	B exclu
06_099_071_001	EG131	1.7521	300.072	300.072	0.917 / 1.424	
06_109_061_001	SN	1.1417	1400.07	1400.07	0.647 / 0.775	
06_109_070_001	HZ43	1.3873	300.075	300.075	4.188 / 44.86	B exclu
06_130_046_002	SN	1.5385	1400.47	1400.47	0.655 / 0.686	
06_130_055_001	EG131	1.3151	300.069	300.069	0.878 / 1.195	

TAB. D.9 – Tableau récapitulatif des poses de SN2006X ainsi que des standards de calibration utilisées.

La séquence temporelle de cette supernova, réalisée à l'aide des points conservés du tableau D.9 est donnée figure D.29.

Les vitesses mesurées à partir des 4 raies sont quant à elles disponibles sur la figure D.31.

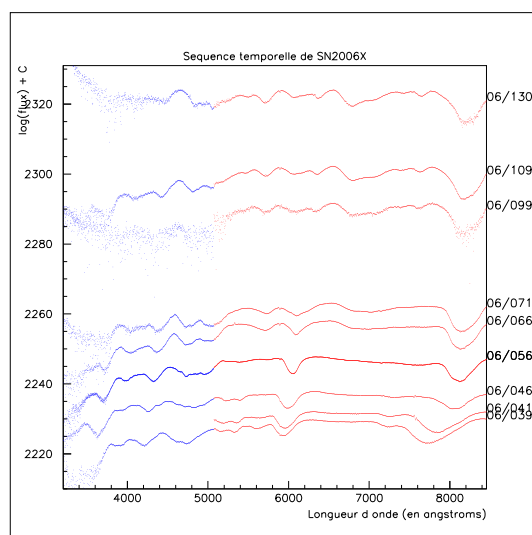


FIG. D.29 – Série temporelle de SN2006X

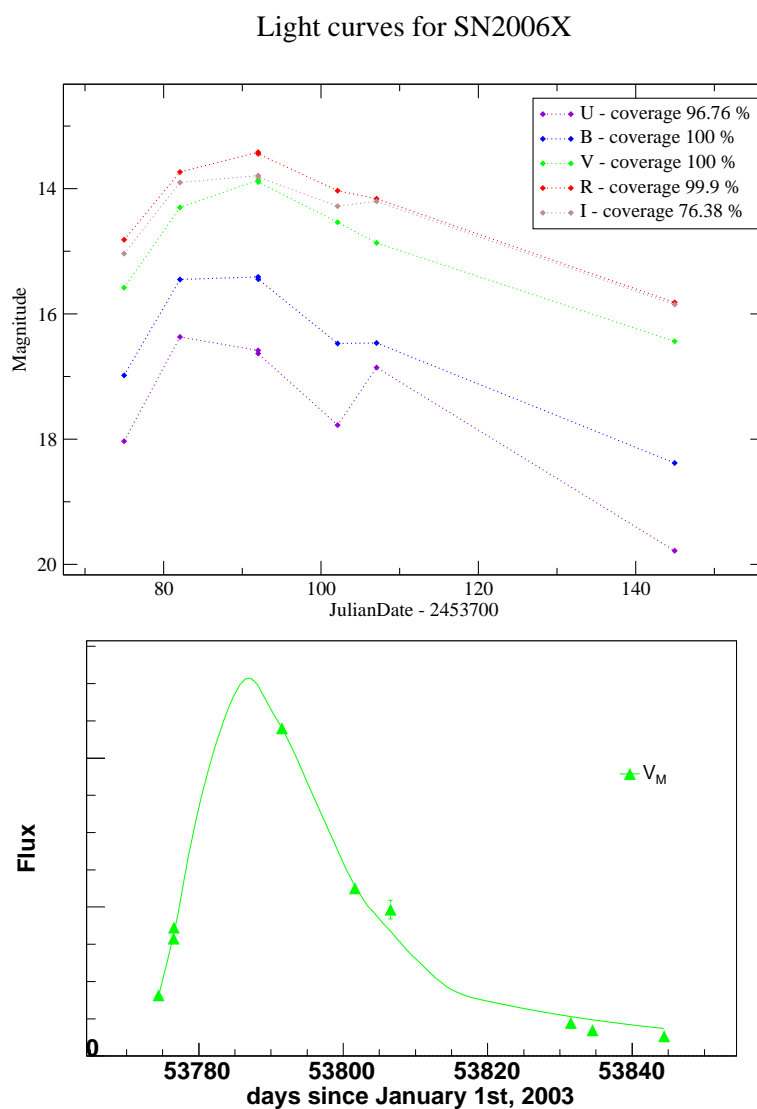


FIG. D.30 – Courbes de lumière obtenues pour SN2006X. Un point semble pose problème dans les filtres bleus, correspondant à la nuit 06\_066, qui a une atténuation très variable d’après SkyProbe. La courbe de la pose d’acquisition donne un maximum à la date julienne  $2453786.1981319 \pm 0.1642965$ .

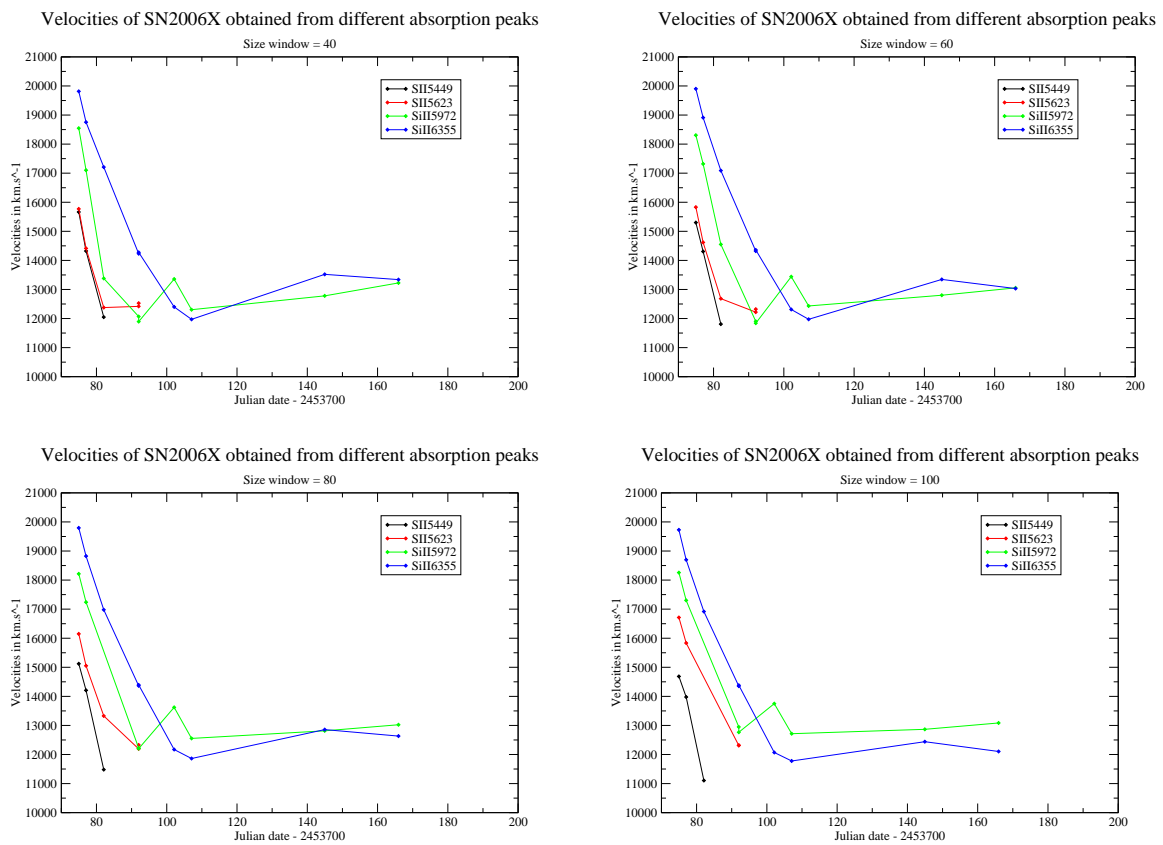


FIG. D.31 – *Vitesse mesurées pour SN2006X. Ces vitesses sont très élevées et on observe une très forte décroissance jusqu'à quelques jours après le maximum.*

## RESUME

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'expérience SuperNova factory, une collaboration franco-américaine associant une vingtaine de chercheurs. Le but de cette expérience est d'améliorer l'utilisation des supernovae de type Ia en cosmologie en affinant notre compréhension de la diversité des SNIa et en augmentant la statistique disponible à bas redshift ( $0.03 \leq z \leq 0.08$ ).

Après avoir présenté ces aspects, j'ai présenté plus spécifiquement l'expérience SNfactory. Cette expérience se compose de deux versants : l'un d'eux est la recherche de supernovae avec les données de la caméra QUEST-II installée sur un télescope du Mont Palomar (Californie) et l'autre est le suivi grâce à un instrument dédié nommé SNIFS installé en permanence sur le télescope de l'Université de Hawaï au sommet du Mauna Kea.

Mon travail a porté sur les voies spectroscopiques de SNIFS : une simulation d'un cube de données et une méthode d'extraction de spectres par minimisation de  $\chi^2$  sont présentées ici, ainsi qu'une discussion sur le choix de la PSF à adopter. L'objectif de précision de la calibration en flux de 1 % lors de nuits photométriques peut être atteint à l'aide d'une telle extraction.

J'ai enfin présenté une analyse d'un échantillon de dix supernovae, notamment en mesurant la vitesse d'expansion calculée à partir du décalage vers le bleu de 4 raies du spectre à l'aide d'une méthode novatrice. Ces mesures montrent que 20 % de l'échantillon présente un comportement notablement différent du comportement moyen.

## ABSTRACT

This thesis takes place within the SuperNova factory experiment, which includes about 20 french and american searchers. The purpose is to improve the usage of type Ia supernovae in cosmology, both by improving our understanding of supernovae diversity and by increasing statistics for low redshift ( $0.03 \leq z \leq 0.08$ ).

After a brief introduction to these aspects, I focused more specifically the SNfactory experiment, which includes two components : a search of supernovae with data from QUEST-II camera on a telescope on the Mont Palomar (California) and a follow-up with the SNIFS instrument, specifically designed for this task and mounted permanently on the University of Hawaii telescope on the Mauna Kea.

My task concerned SNIFS spectroscopic channels : a simulation of a datacube and a spectrum extraction method are thus presented here, with a discussion about the PSF to choose. The goal of 1 % precision in flux calibration in photometric nights seems to be reachable with my extraction code.

I finally presented an analysis of 10 SNIFS supernovae, including a measurement of expanding velocity evaluated from blueshift of 4 spectrum features with a new method I designed which is more robust and reproducible method. These measures point out that 20 % of the sample is clearly different from the average behaviour.