



**HAL**  
open science

## The nearby SuperNova Factory : des CCD a la cosmologie.

Emmanuel Gangler

► **To cite this version:**

Emmanuel Gangler. The nearby SuperNova Factory: des CCD a la cosmologie.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. tel-00854994

**HAL Id: tel-00854994**

**<https://theses.hal.science/tel-00854994>**

Submitted on 28 Aug 2013

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

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

Université de Lyon, F-69622, France ;  
Université de Lyon 1, Villeurbanne ;  
CNRS/IN2P3, Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Mémoire pour l'obtention d'une

Habilitation à diriger des recherches

Présenté par

M. Emmanuel GANGLER

---

**The nearby SuperNova Factory :**  
**des CCD à la cosmologie.**

---

A soutenir le 29 septembre 2011 devant le jury composé de :

M. Réza	Ansari	<i>Rapporteur</i>
M. Pierre	Astier	<i>Rapporteur</i>
M. Jules	Gascon	
M. Jean	Orloff	
M. James	Rich	<i>Rapporteur</i>
M. Gérard	Smadja	



*« Dicebat Bernardus Carnotensis nos esse quasi nanos, gigantium humeris incidentes, ut possimus plura eis et remotiora videre, non utique proprii visus acumine, aut eminentia corporis, sed quia in altum subvehimur et extollimur magnitudine gigantea. »*

*Jean de Salisbury*



# Remerciements

*A l'heure où s'achève la rédaction de cet opuscule, il me sera difficile de rendre hommage nominativement à tous ceux qui ont, d'une façon ou d'une autre, contribué à le rendre possible, qu'ils soient les amis qui m'ont prêté un jour leur canapé-lit, les collègues avec qui la recherche se fait au jour-le-jour, tous ceux qui m'ont d'une façon ou d'une autre conseillé ou inspiré. De même qu'un arbre peut suffire à symboliser une forêt, derrière les quelques personnes dont les noms apparaîtront ci-dessous ce sont bien d'autres qui se cachent dans l'ombre.*

*Mes premières pensées sont pour mes parents et mes professeurs, pour tous ceux qui m'ont formé, depuis les petites sections jusqu'aux plus grandes : la tâche d'éveiller les esprits est en effet l'une des plus nobles qui soit, et il serait criminel de ne pas rendre hommage au dévouement de tous ces enseignants, une tâche souvent ingrate et hélas de moins en moins valorisée par notre société. De Madame Tolmer, institutrice d'école élémentaire à Pierre Astier, directeur de thèse, en passant par Jean-Paul Bouchoux, et tant d'autres, soyez de tout coeur remercié pour votre travail précieux.*

*Il n'y aurait cependant pas d'enseignants sans étudiants ; tous ceux à qui j'ai enseigné, tous ceux que j'ai eu le plaisir d'encadrer, ou plutôt de diriger selon la novlangue universitaire en vigueur, ont apporté leur petite pierre à cette habilitation. Ils s'appellent donc Fatima, Stéphane, Nathalie P., Olivier, Léonie... et tous m'ont apporté un quelque chose en retour. Parmi eux, trois méritent une mention spéciale : Satya Gontcho, qui m'a fait forte impression à l'aube de ses études universitaires et à qui je souhaite ce qu'il y a de mieux pour son parcours de future chercheuse, Nathalie Blanc, qui m'a démontré qu'encadrer un thésard n'était pas toujours un exercice facile, et Nicolas Chotard, qui m'a lui démontré à l'inverse que cela pouvait être un réel plaisir, et qui a fourni une masse de travail que j'aurais été bien incapable d'assumer seul. Je ne l'en remercierai jamais assez.*

*Mes remerciements vont aussi à mes collègues proches, à tous ceux avec qui j'ai partagé des moments dans et hors la recherche, qu'ils soient des anciens de l'équipe neutrino du LPNHE, ou à l'IPNL dans l'équipe Ions Lourds et bien entendu dans le groupe Supernova. Il y aurait bien trop à dire et des choses bien trop personnelles pour leur rendre pleinement hommage. Je partage avec certains presque 10 années de recherche commune, comme c'est le cas pour Yannick Copin et Gérard Smadja, membres historiques et véritables piliers du groupe, et dont le niveau scientifique ainsi que l'ardeur ont fait de la création de ce groupe un succès. J'en connais d'autres depuis plus longtemps encore comme Alain Castera ou le grand Duduche. Que dire, si ce n'est que j'ai une pensée bien entendu pour les thésards qui nous côtoient ou sont déjà partis, de Sébastien Bongard à Mickaël Rigault en passant par Clément Buton, ainsi que pour tous les post-docs qui trop souvent ne font que passer, Gaëlle Boudoul, Ludovic Saugé, et bien entendu Rui Pereira, à qui toute la collaboration doit une fière chandelle.*

*Au-delà des collègues proches, je dois beaucoup à tous ceux qui ont œuvré pour la collaboration SNfactory, qu'ils soient au CRAL, au LBL ou au LPNHE, ainsi qu'à tous les supernovistes français. Même si les relations entre instituts ne sont pas toujours évidentes, l'émulation et la*

## REMERCIEMENTS

---

*compétition scientifique sont hautement stimulantes, et je considère nombre d'entre eux comme des amis autant que comme des collègues.*

*Enfin, sans le soutien sans défaut de Bernard Ille, directeur de l'IPNL, je ne serai certainement pas en train d'écrire ces lignes : je lui dois beaucoup, ainsi qu'à tout le laboratoire. Certes, lorsque j'y mis les pieds pour la première fois, ma première réaction fut, à la vue du hall d'entrée qui tombait en déliquescence : « je ne veux surtout pas être affecté ici ». Vous, collègues de l'IPNL qui lisez ces lignes, secrétaire, bibliothécaire, technicien, ingénieur, chercheur, enseignant, sachez que vous m'avez vite convaincu que cette appréhension n'était pas justifiée, et que la longue route que nous avons fait ensemble en valait la peine. Et pour ceux qui ne sont pas de ce laboratoire, qu'ils se contentent de savoir que le hall a été repeint depuis peu, ce qui prouve que l'AERES sert finalement à quelque chose !*

*La recherche est une grande famille, et au cours de mon parcours j'ai pu tisser des contacts et des liens, avoir des discussions fructueuses et intelligentes avec bon nombre de collègues d'autres laboratoires, notamment lors de mon passage à la commission, et maintenant au LPC. Cette liste-là serait bien trop longue à établir, j'espère seulement que les occasions nous seront données d'interagir encore, et pour longtemps. Parmi ceux-ci, je tiens à remercier chaleureusement ceux qui ont gentiment accepté de faire partie du jury, et en particulier les rapporteurs pour leur lecture attentive.*

*Mais la famille à laquelle je veux penser maintenant, c'est celle, plus modeste, qui a su me supporter pendant les quelques mois où je mettais en forme ce manuscrit et les longues années où je suis rentré parfois un peu tard à la maison. Hélène, Gabriel et Félix, il est maintenant temps que je m'occupe aussi un peu de vous, mais c'est une autre histoire, et qui sera contée une autre fois.*

# Table des matières

<b>Préambule</b>	<b>1</b>
<b>1 Supernovae de Type 1a : une observable pour la cosmologie</b>	<b>3</b>
1.1 La méthode des chandelles standard . . . . .	3
1.1.1 Echelle des distances dans l’Univers . . . . .	4
1.1.2 B.A. Ba de cosmologie . . . . .	7
1.2 L’objet Supernova . . . . .	9
1.2.1 Progéniteur . . . . .	9
1.2.2 Explosion . . . . .	12
1.2.3 Standardisation . . . . .	13
<i>Contributions</i> . . . . .	15
<b>2 Nearby Supernova Factory</b>	<b>17</b>
2.1 Objectif scientifique . . . . .	18
2.2 Recherche des supernovae . . . . .	19
2.3 Spectrophotométrie : l’instrument SNIFS . . . . .	22
2.4 Prise des données . . . . .	25
2.4.1 Les divers types de poses . . . . .	25
2.4.2 Opération de l’instrument . . . . .	27
2.4.3 Qualité en ligne des données . . . . .	28
2.5 Réduction des données . . . . .	29
2.5.1 Traitement de l’image . . . . .	29
2.5.2 Reconstruction du cube . . . . .	30
2.5.3 Extraction du flux . . . . .	31
2.5.4 Etalonnage . . . . .	33
2.5.5 Soustraction galactique . . . . .	33
2.5.6 Analyse des courbes de lumière . . . . .	33
2.5.7 Qualité des données . . . . .	36
<i>Contributions</i> . . . . .	39
<b>3 Utilisation et mise en oeuvre des CCD pour la spectrographie</b>	<b>41</b>
3.1 Principe général d’un capteur CCD. . . . .	42
3.1.1 Formation du signal . . . . .	42
3.1.2 Mise en oeuvre matérielle . . . . .	43
3.2 Réception et qualification des CCD de SNIFS . . . . .	45
3.3 Signatures instrumentales et algorithme de preprocessing . . . . .	45
3.3.1 Piédestal . . . . .	45
3.3.2 Bruit et artefacts de lecture . . . . .	46



## TABLE DES MATIÈRES

---

3.3.3	Gain . . . . .	47
3.3.4	Défauts cosmétiques . . . . .	50
3.3.5	Efficacité de transfert de charge . . . . .	52
3.3.6	Biais . . . . .	54
3.3.7	Courant d'obscurité . . . . .	55
3.3.8	Uniformité . . . . .	58
3.3.9	Rémanence . . . . .	61
3.3.10	Cosmiques . . . . .	61
3.3.11	(Non)-Linéarité . . . . .	63
	<i>Contributions</i> . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Analyse de la variabilité spectrale</b>	<b>67</b>
4.1	Calcul automatique des indicateurs . . . . .	68
4.2	Indicateurs spectraux . . . . .	71
4.2.1	Raies du silicium . . . . .	71
4.2.2	Raies du Calcium . . . . .	74
4.2.3	Analyse en composantes principales . . . . .	76
4.3	La loi de couleur au maximum . . . . .	79
4.3.1	Loi de couleur ou loi d'extinction . . . . .	79
4.3.2	Calcul des magnitudes . . . . .	81
4.3.3	Corrections par les paramètres intrinsèques . . . . .	82
4.3.4	loi de couleur . . . . .	82
4.3.5	Résultats . . . . .	85
	<i>Contributions</i> . . . . .	86
	<b>En guise de conclusion</b>	<b>87</b>
	<b>Annexes</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Autres travaux</b>	<b>91</b>
A.1	NOMAD . . . . .	91
A.1.1	Reconstruction . . . . .	91
A.1.2	Analyse . . . . .	92
A.2	Ions Lourds . . . . .	92
A.2.1	ALICE . . . . .	92
A.2.2	NA60 . . . . .	93
A.3	ToMuVol . . . . .	94
	<i>Autres contributions</i>	<b>95</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>97</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>99</b>
	<b>Références</b>	<b>101</b>

# Préambule

Nonobstant la figure de style imposée par l'exercice académique que constitue le présent ouvrage, qui voudrait que l'on présente de façon téléologique un parcours professionnel et intellectuel, la carrière d'un chercheur n'est pas un long fleuve tranquille. En dépit d'une injonction naturelle de creuser un même sillon afin d'en connaître les moindres pépites et les moindres embûches jusqu'à en avoir épuisé la substance, elle est faite de hasards, d'espoirs subits, d'accidents de parcours, de diverticules en tout genre. Après une thèse au LPNHE passée à pourchasser les neutrinos dodus, prolongée d'une année grâce à cette institution qu'était le Service National en Coopération, les aléas de l'affectation au CNRS, embrouillés par les savants calculs d'apothicaire de diverses directions, m'ont conduit à l'IPNL dans le groupe des ions lourds, sur une thématique passablement éloignée de mes préoccupations. Jeune, soucieux de respecter une sorte de contrat moral dont les termes étaient pourtant biaisés, je me suis donc impliqué quatre années durant dans la libération des quarks en-dehors de leurs condensats ou plutôt dans divers dispositifs instrumentaux censés l'observer, avant de profiter de la création impromptue d'un groupe dédié à l'observation des supernovae dans un but cosmologique pour retourner à mes aspirations premières. C'était en 2001, et j'y travaille encore.

Les hasards de l'existence devaient cependant se rappeler à moi en 2006, année où je déménageai à Clermont-Ferrand pour des raisons familiales. Il n'était alors plus question de gaspiller le savoir-faire acquis au cours des ans en poursuivant des problématiques nouvelles, aussi continuais-je à entretenir l'IPNL de mes assiduités tout en tissant des liens avec le LPC afin d'y trouver suffisamment de connivences pour pouvoir y poursuivre des travaux d'intérêt cosmologique. Il me fallait cependant un ancrage dans un des projets du laboratoire, sorte de rituel destiné à montrer patte blanche, et l'opportunité de contribuer à une expérience de muographie du Puy de Dôme s'étant alors présentée en 2009, je me mis à collaborer à ce projet en marge de mes investigations premières.

Dans ce contexte, rendre compte des divers sujets sur lesquels je me suis impliqué aurait conduit à une juxtaposition hétéroclite voire indigeste de faits, d'interrogations et de contributions diverses. Afin de lui garder une cohérence, j'ai donc dans ce document préféré insister sur la thématique qui me définit le plus, celle qui est la continuation de mes rêves d'enfant regardant les étoiles : la cosmologie observationnelle.

Il ne sera cependant pas question dans la suite d'un développement intégral de tous les travaux effectués, mais plutôt de proposer un parcours à travers ceux-ci, depuis les motivations cosmologiques et les interrogations sur les supernovae, qui feront l'objet du premier chapitre, la description de l'expérience SNfactory et le schéma général de la réduction de données, évoqués au chapitre suivant, avec une présentation plus détaillée des capteurs CCD de l'instrument dans un chapitre qui leur sera consacré, jusqu'aux premiers résultats de l'analyse au dernier chapitre. En fin de chacun de ces chapitres sera rassemblé une liste des travaux s'y rapportant. Pour autant, je ne passerai pas entièrement sous silence les autres activités mentionnés dans ce préambule dont une liste succincte pourra être consultée en annexe.



# Chapitre 1

## Supernovae de Type 1a : une observable pour la cosmologie

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>La méthode des chandelles standard</b>	<b>3</b>
1.1.1	Echelle des distances dans l'Univers	4
1.1.2	B.A. Ba de cosmologie	7
<b>1.2</b>	<b>L'objet Supernova</b>	<b>9</b>
1.2.1	Progéniteur	9
1.2.2	Explosion	12
1.2.3	Standardisation	13
	<i>Contributions</i>	<b>15</b>

---

### 1.1 La méthode des chandelles standard

Déterminer les distances dans l'Univers est un fantasme de l'observateur, en effet, la dimension de profondeur n'est accessible que par un calcul, les données primaires qui nous sont fournies étant en général en deux dimensions, convertibles en coordonnées sphériques à quelques calculs d'astrométrie près. L'histoire nous a appris à nous méfier cependant des jugements hâtifs portés sur cette troisième dimension, l'Univers n'ayant pas cessé de s'agrandir depuis les déterminations d'Aristarque de Samos au III<sup>ème</sup> siècle avant J.-C. qui plaçait le soleil à 19 rayons Terre-Lune (Heath, 1913). En effet, cette mesure qui donnait une échelle approximative de la distance des diverses planètes fut à l'origine du système du mode géocentrique original de Tycho Brahé qui ne pouvait admettre que la Terre se mût car cela aurait du donner lieu à une parallaxe observable pour les étoiles de la sphère des fixes. Les observations de Bradley au XVIII<sup>ème</sup> siècle finirent par prouver que c'était bien la Terre qui se mouvait, et donc que que les étoiles étaient bien plus lointaines que les dimensions du système solaire, les mesures de parallaxe au siècle suivant par Bessel ayant permis de déterminer la distance des plus proches d'entre elles à quelques  $10^5$  fois la distance Terre-Soleil, soit plusieurs années-lumières. Une nouvelle révolution sur la taille de l'Univers eut lieu dans les années 1920 lorsqu'Hubble démontra que les étoiles de notre Voie Lactée visibles de façon distinctes, n'étaient représentatives que d'un univers très local, et que les galaxies étaient en fait des amas d'étoiles situées à des millions d'années-lumières, et dont la vitesse d'éloignement était relative à leur distance : l'idée d'un univers en expansion était née. Aussi, l'image actuelle d'un univers contraint par une origine des temps, si elle représente l'état

de l'art en ce qui concerne le modèle standard du Big Bang sera peut-être un jour battue en brèche, même si les moyens observationnels nous manquent à l'heure actuelle pour tester des âges bien inférieurs à la nucléosynthèse primordiale ou des scénarios de multivers tels qu'impliqués par les théories d'inflation chaotiques de [Linde \(1983\)](#).

### 1.1.1 Echelle des distances dans l'Univers

La cosmologie observationnelle s'intéressant aux propriétés macroscopiques de l'Univers, il va nous falloir déterminer les distances sur des échelles où le paradigme d'un univers homogène et isotrope s'applique, qu'on peut définir comme plusieurs fois le rayon comobile de l'horizon du son au moment du gel des oscillations acoustiques des baryons, soit 153,3 Mpc ([Komatsu et coll., 2009](#); [Percival et coll., 2010](#)). Pour parvenir à définir une distance à de telles échelles, plusieurs sondes vont devoir être employées, chacune étant adaptée à un régime particulier de mesure. On ne cherchera pas ici à être exhaustif sur ces méthodes, le lecteur intéressé trouvera une revue dans [Freedman et Madore \(2010\)](#), mais uniquement à donner un aperçu des problématiques pouvant concerner la mesure des distances des supernovae.

Le phénomène physique permettant de déterminer les distances à l'échelle du système solaire est l'invariance de la vitesse de la lumière. Celle-ci permet en effet de définir le mètre à partir de la seconde, elle-même définie à  $10^{-14}$  près. La conversion en distance dans le système solaire se fait par des mesures d'écho radar et par le suivi des satellites qui constituent autant de masses témoins telles que définies en relativité générale. Cela permet de déterminer les distances au niveau du système solaire avec une grande précision : ainsi, l'Unité Astronomique est définie à 3 mètres près seulement, soit une précision relative de  $10^{-11}$  [USNO et coll. \(2011\)](#).

Cette précision est largement suffisante dès lors qu'il s'agit d'utiliser les mouvements de la Terre ou des sondes pour déterminer les distances des étoiles proches par la méthode de la parallaxe. Le meilleur catalogue actuellement disponible est celui d'Hipparcos, qui fournit une précision médiane de 0,8 mas ([Perryman et coll., 1997](#); [van Leeuwen, 2007](#)) et peut descendre jusqu'à 0,1 mas pour certains des objets les plus brillants. Ainsi, nous pouvons disposer d'une mesure géométrique pour l'Univers proche jusqu'à des distances de l'ordre du kiloparsec. Le lancement en 2012 du satellite Gaïa qui opérera sur le même principe qu'Hipparcos devrait permettre d'améliorer les précisions obtenues d'un à deux ordres de grandeur, jusqu'à quelques dizaines de  $\mu\text{as}$  ([Perryman et coll., 2001](#)).

Si les distances des objets galactiques proches peuvent être déterminées par la mesure de leur parallaxe, il faut avoir recours à d'autres méthodes pour mesurer des objets plus lointains. L'une des méthodes génériques la plus répandue est celle des chandelles standard. Etant donné un objet de luminosité  $L$ , il est possible de déterminer sa distance, dite de luminosité, par la mesure du flux  $\mathcal{F}$  qu'on en reçoit :

$$\mathcal{F} = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (1.1)$$

La problématique est alors de trouver des objets à la fois suffisamment lumineux pour être observés de loin, et dont la luminosité est identique d'un objet à l'autre, ou du moins peut être déterminée par des corrections empiriques. Dans l'ordre des distances accessibles, cette méthode couvre l'extrémité de la branche des géantes rouges (TRGB) ([Lee et coll., 1993](#); [Rizzi et coll., 2007](#), et références)<sup>1</sup>, les céphéides (voir par ex. [Madore et Freedman, 1991](#); [Freedman et coll.,](#)

---

<sup>1</sup>Une littérature abondante accompagne bien entendu chacun de ces indicateurs. Les références indiquées ici sont loin d'être exhaustives, nous nous sommes contenté de distinguer quelques étapes, qui permettent au lecteur curieux d'avoir accès par les références incluses et le réseau de citations à une vision plus complète.

2001; Sandage et coll., 2006), les supernovae de type II (Schmidt et coll., 1992), les supernovae de Type Ia (ou SNIa, détaillées plus loin), et les GRB (Bloom et coll., 2003). Tous ces indicateurs n'ont cependant pas la même précision, et seuls ceux pour lesquels la reproductibilité est assurée par un mécanisme physique permettant également de contraindre le premier ordre de variabilité sont aujourd'hui exploitables : la standardisation des supernovae de type II ou des GRB sont loin d'être compétitifs dans les mesures de cosmologie, même si elle ouvrirait la voie à des gammes intéressantes en décalage vers le rouge.

La standardisation des objets répond souvent à un schéma de même nature, les détails dépendant de l'objet considéré. La luminosité des géantes rouges est contrainte par le moment de l'allumage du coeur d'hélium de l'étoile : celui-ci étant formé d'un gaz d'électrons dégénérés, seule la température d'allumage de la réaction entre en compte, elle-même contrainte par la physique nucléaire. Ainsi, les seules corrections à apporter à la luminosité seront la masse de l'enveloppe et les effets de métallicité. La physique des céphéides, elle, contraint la relation période-luminosité-couleur, ou loi de Leavitt (Madore et Freedman, 1991) : en effet, la loi de Stefan-Boltzman relie la luminosité au rayon et à la température de l'objet. Le rayon définit la pulsation propre, et donc la période d'oscillation des objets, tandis que la température se mesure par leur couleur. En tenant compte de la région étroite de l'espace des paramètres qui permet à une instabilité de se développer dans les étoiles en train de brûler leur hélium, il en ressort au premier ordre une relation période-luminosité, avec une petite correction de couleur à apporter. Cette vision au premier ordre doit néanmoins être nuancée à cause des effets de métallicité, qui affectent les constantes intervenant dans la relation de correction. Enfin, en ce qui concerne les SNIa, le principe physique sous-jacent est l'existence de la masse limite de Chandrasekhar pour les objets à coeur dégénéré, qui contraint les conditions initiales de l'explosion et donc la quantité de  $^{56}\text{Ni}$  produit, qu'il est possible de reconstruire par la mesure de la courbe de lumière — nous détaillerons ce processus plus loin. On s'attend à ce que des effets de métallicité interviennent aux deuxième ordre sur les relations de standardisation, mais ils n'ont pas été formellement détectés à ce jour.

Pour les trois objets considérés, nous obtenons donc le schéma général suivant de correction : il faut prendre en compte des effets liés aux variabilités autorisées par les lois physiques, au titre desquelles la métallicité est un phénomène du second ordre susceptible d'entraîner un biais de mesure, et qu'il faut donc contrôler. Cependant, la situation complexifiée par la présence de poussières sur la ligne de visée, ce qui demande une correction supplémentaire. En effet, l'absorption par celles-ci entraîne une diminution du flux mesuré, ainsi qu'un rougissement car l'absorption est plus importante dans le bleu. La loi de Cardelli et coll. (1989) permet de relier la différence de couleur par rapport à un objet non éteint,  $E(B - V)$  à l'absorption totale  $A_V$ , en fonction d'un seul paramètre,

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (1.2)$$

Connaissant la valeur moyenne de  $R_V = 3,1$ , mesurée dans la Voie Lactée, il est donc possible en principe de corriger de l'extinction par les poussières. Toutefois, il faut pour cela disposer d'un point de référence pour les couleurs, et aussi soit de contraindre  $R_V$ , soit de faire l'hypothèse que sa valeur dans d'autres galaxies est semblable à celle mesurée dans la Voie Lactée. Cette correction de couleur est l'une des sources d'incertitude dominante de la méthode des chandelles standard, en particulier pour les SNIa.

Cependant, il ne suffit pas de savoir se ramener à une luminosité moyenne pour obtenir une échelle de distance : encore faut-il disposer d'une statistique suffisante d'objets dont la distance est déterminée par une autre méthode qui définit le point zéro. En ce qui concerne

les céphéides, le Grand nuage de Magellan a longtemps été l'étalon primaire de distance, et a servi de point de comparaison pour plus de 21 techniques différentes (Benedict et coll., 2002). Sa métallicité différente de celle de la Voie Lactée et des autres galaxies spirales en fait cependant un mauvais étalon, et la mesure la plus précise à ce jour (Riess et coll., 2011) utilise en fait la galaxie NGC 4258 comme étalon primaire. Cette galaxie à noyau actif, distante de 7,2 Mpc, abrite en effet en son centre un disque d'accrétion qui se présente par la tranche et qui possède une émission maser liée à la transition radio  $6_{16} - 5_{23}$  de l'eau. La mesure du décalage Doppler à l'aide d'observations VLBI de cette émission et son suivi au cours d'une période de temps d'une dizaine d'années permet de modéliser la géométrie du disque d'accrétion. Cela conduit à une précision de 3% sur sa distance (Humphreys et coll., 2008), précision aujourd'hui limitante pour la détermination de la constante de Hubble.

Les supernovae de Type Ia ne bénéficient pas d'un tel point zéro accessible par une méthode géométrique ; une mesure absolue de leurs distances, ou ce qui revient au même de leur magnitude absolue, doit passer par une référence secondaire : ce sont des galaxies hôtes de supernovae dont la distance peut être également déterminée à l'aide de céphéides. Les distances de huit de ces galaxies ont ainsi été déterminées avec une précision de 2% relativement à NGC 4258, ce qui en tenant compte de l'incertitude sur la magnitude moyenne corrigée des supernovae et de celle sur la distance de l'ancre permet de déterminer une échelle absolue de distance à 4,1% près.

L'utilisation des céphéides comme des supernovae de type Ia ne permet cependant que de déterminer la distance de certains objets : par exemple, seulement 59 galaxies ont une estimation de leur distance effectuée à l'aide de céphéides. Pour les galaxies spirales, la méthode dite de Tully-Fischer qui utilise une relation empirique entre le plateau de vitesse de rotation et la luminosité de l'objet permet de déterminer les distances jusqu'à un décalage vers le rouge de 0,04 (Tully et Fisher, 1977; Courtois et coll., 2011).

Cependant, l'indicateur de distance le plus communément utilisé est le décalage vers le rouge  $z$  induit par l'expansion de l'univers. Ce n'est qu'une mesure indirecte qui repose sur la mesure de la constante de Hubble et sur un modèle cosmologique aux grandes distances, et qui permet de convertir les vitesses de récession en distance. La mesure directe la plus précise de cette dernière repose sur l'estimation des distances faites par Riess et coll. (2011), et donne  $H_0 = 74,8 \pm 3,1 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . L'observation du fonds diffus cosmologique fournit une estimation indépendante de la constante de Hubble, mais nécessite une hypothèse cosmologique : les résultats des 5 premières années de WMAP dans le cadre du modèle  $\Lambda$ CDM fournissent  $H_0 = 71,9_{-2,7}^{+2,6} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Dunkley et coll., 2009; Komatsu et coll., 2009). Si ce résultat est similaire à celui fourni avec la mesure directe, il dépend toutefois de l'hypothèse cosmologique retenue et dans le cas plus général d'un univers courbe, il faut faire intervenir la mesure additionnelle des BAO et des SNIa pour contraindre la valeur de  $H_0$ .

L'échelle de mesure des distances dans l'univers peut donc être résumée ainsi : dans notre Voie Lactée, la précision sera obtenue par des mesures de parallaxe, dans l'Univers proche, le plus grand nombre de détermination sera fourni par la méthode de Tully-Fisher, tandis que la meilleure précision sera donnée par les mesures de géantes rouges, de céphéides, ou celle des rares galaxies avec émission maser. Enfin, à plus grande distance, seule la mesure du décalage vers le rouge est en général accessible. Dans ce contexte, l'observation de SNIa prend tout son intérêt : c'est l'une des rares mesures à la fois précise et accessible aux grandes échelles, et qui permet de confronter une mesure de distance avec le décalage vers le rouge, et donc de reconstruire l'histoire de l'expansion de l'univers. De plus, comme nous le verrons dans la section suivante, la détermination du point 0 et donc l'ancrage à une échelle déterminée par une autre méthode n'est pas nécessaire pour contraindre les paramètres cosmologiques.

### 1.1.2 B.A. Ba de cosmologie

Copeland et coll. (2006) ayant fait une revue extensive sur le sujet, nous nous bornerons à résumer le principal. L'approximation dans laquelle se placent les études cosmologiques est celle de l'univers homogène et isotrope, ce qui correspond à des échelles pour lesquelles les perturbations liées aux structures sont moyennées. Les équations de Friedman-Lemaître appliquées à la métrique de Robertson-Walker permettent de déterminer l'évolution du paramètre d'échelle  $a(t)$  en fonction des divers constituants de l'univers, caractérisés par leur équation d'état  $p_i = w_i \rho_i$ . Dans certains cas, il peut être utile d'utiliser une équation d'état effective  $p_i = w_i(z) \rho_i$  qui dépend du décalage vers le rouge,  $z$ . En écrivant l'équation de la géodésique d'un photon, il devient alors possible de relier la distance de luminosité aux paramètres cosmologiques :

$$d_L = \begin{cases} \frac{1+z}{H_0} |\Omega_k|^{-1/2} \mathcal{S} \left[ |\Omega_k|^{-1/2} \int_0^z \frac{dz'}{h(z')} \right] & \text{si } \Omega_k \neq 0 \\ \text{ou} & \\ \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{h(z')} & \text{si } \Omega_k = 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

avec

$$h(z) = \left[ (1+z)^2 \Omega_k + \sum_i \Omega_i \exp \left( 3 \int_0^z \frac{1+w_i(z')}{1+z'} dz' \right) \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

où  $\Omega_i = 8\pi G \rho_i / (3H_0^2)$  représente le rapport de la densité du constituant  $i$  à la densité critique à l'époque présente,  $\Omega_k = 1 - \sum_i \Omega_i$  la courbure,  $\mathcal{S} = \sinh$  pour  $\Omega_k > 0$  (univers ouvert) ou  $\mathcal{S} = \sin$  pour  $\Omega_k < 0$  (univers fermé) et  $H_0$  est selon la notation consacrée la constante de Hubble à l'époque actuelle.

Dans le cas d'un univers plat ( $\Omega_k = 0$ ) ne comportant que de la matière et une constante cosmologique d'équation d'état  $w_\Lambda(z) = -1$ , ou modèle  $\Lambda$ CDM, cette dernière expression se simplifie grandement car

$$h(z) = [(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda]^{1/2} \quad (1.6)$$

L'utilisation des SNIa pour contraindre les paramètres cosmologiques demande donc l'observation simultanée des flux et du décalage vers le rouge. Il est à noter que la constante de Hubble,  $H_0$ , est dégénérée avec la luminosité moyenne des supernovae dans l'expression du flux (Eq. 1.1), et ne constitue donc pas une observable contrainte par la seule mesure des supernovae en absence d'un point zéro connu par ailleurs. Les mesures faites à la fin du siècle dernier sont à l'origine de la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers (Riess et coll., 1998; Perlmutter et coll., 1999) et du modèle de concordance actuel. Les données combinées des supernovae, des BAO et de WMAP donnent ainsi  $\Omega_\Lambda = 0,726 \pm 0,015$  et contraignent à 95% CL la courbure  $-0,0179 < \Omega_k < 0,0081$  ainsi que l'équation d'état de l'énergie noire  $-0,14 < 1+w < 0,12$  (Komatsu et coll., 2009), ce qui valide la plausibilité du modèle  $\Lambda$ CDM.

L'observation d'une expansion accélérée conduit à plusieurs interprétations possibles, et nous nous contenterons d'en mentionner quelques unes. Les équations d'Einstein relient la métrique au tenseur énergie impulsion par

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu} \quad (1.7)$$



L'expansion accélérée est la conséquence d'une constante cosmologique non nulle, mais s'y limiter conduit à de nouveaux questionnements : tout d'abord, la densité d'énergie impliquée par la constante cosmologique est de  $\rho_\Lambda = 10^{-47} \text{GeV}^4$ , ce qui est plus faible par bien des ordres de grandeur que ce qui est prédit par des mécanismes de physique des particules, à moins qu'il n'y ait des mécanismes de compensation très précis : c'est ce qu'on appelle le *fine tuning*. Si la théorie des cordes offre quelques pistes pour obtenir une valeur faible de  $\Lambda$  via certains scénarios de compactification, cette approche n'est pour l'instant pas conclusive. Le principe anthropique est également invoqué : dans le cadre d'un modèle d'univers inflationnaire pouvant prévoir une infinité de réalisations avec des valeurs  $\Lambda$  différentes, comme celui de de Linde, seuls les univers où cette valeur a permis la naissance à l'Homme peuvent être, par définition, observés. Ce principe a le principal inconvénient qu'il n'est guère falsifiable, et nous laisserons le lecteur juger de sa pertinence scientifique.

Si la présence d'une simple constante cosmologique n'est pas satisfaisante, on peut considérer dans les équations d'Einstein le terme en  $\Lambda g_{\mu\nu}$  dans l'autre membre de l'équation où il joue le rôle d'une énergie — d'où le terme énergie noire. La modélisation revient alors à déterminer les propriétés d'un ou plusieurs champs  $\phi$  dont la dynamique reproduirait celle de l'énergie noire telle qu'elle est observée. Parmi ces modèles, ceux dits de quintessence font intervenir un champ scalaire muni d'une forme d'action standard

$$S = \int dx^4 \sqrt{-|g|} \left[ -\frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - V(\phi) \right] \quad (1.8)$$

et l'enjeu est d'aboutir à un modèle cohérent qui reproduise la phénoménologie de l'énergie noire en tenant compte de l'ensemble des observables, tout en ouvrant des pistes sur la nature du champ  $\phi$  inspirée par des modèles de physique des particules : les modèles de supergravité sont des candidats de choix, ainsi que ceux qui font intervenir l'axion, un pseudo-boson de Goldstone qui permet d'expliquer naturellement la faible valeur de  $\Lambda$ . Ces différents modèles prédisent des formes différentes pour  $w_X(z)$  et sont donc falsifiables.

Une autre interprétation consiste à considérer l'accélération de l'expansion comme une modification des lois de la relativité générale : il s'agit alors de modifier le membre de gauche de l'équation d'Einstein en incorporant  $\Lambda$  à la dynamique. Les modèles dits en  $f(R)$  sont parmi les plus étudiés (voir par ex. [Sotiriou et Faraoni 2010](#) pour une revue), et procèdent du remplacement de l'action d'Einstein-Hilbert par

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int dx^4 \sqrt{-|g|} f(R) \quad (1.9)$$

Avec  $f(R) \approx R$  dans le régime habituel, mais qui s'en écarte dans le régime des faibles accélérations.

Enfin, la dernière approche consiste non pas à accepter comme telle la présence de  $\Lambda$  ou à en rechercher les causes sous forme d'énergie noire ou de modification des équations d'Einstein, mais à montrer que la phénoménologie induite s'explique parce qu'on aurait négligé certains phénomènes, en particulier les effets des inhomogénéités — on trouvera une revue dans [Buchert \(2008\)](#). L'effet principal des inhomogénéités est d'induire dans une description moyennée des équations d'Einstein, un terme répulsif apparent du même signe qu'une constante cosmologique, dit terme de *backreaction*. Si l'état des travaux n'est pas suffisant pour en déterminer l'amplitude, cet effet est néanmoins connu pour devoir exister.

Ces diverses interprétations offrent toutes une conséquence phénoménologique observable en terme d'équation d'état effective,  $w(z)$ . Si les précisions actuelles sont suffisantes pour contraindre  $w(z = 0)$ , l'amélioration des mesures et la réduction des incertitudes, tant statistiques que

systématiques, est nécessaire pour discriminer les divers modèles et fournir une mesure de la variation en fonction de  $z$ . Les travaux en cours sur les supernovae s'inscrivent dans cette perspective.

## 1.2 L'objet Supernova

Les supernovae de type Ia se définissent spectralement par l'absence de raies d'hydrogène et d'hélium, et par la présence d'une raie importante du Si II  $\lambda 6355$ . Elles se caractérisent également par leur spectre nébulaire qui contient encore des raies larges, tandis que celui des supernovae de type Ic a des raies en émission bien définies. Si on sait bien les distinguer spectralement, en revanche, le mécanisme de leur explosion est encore largement débattue, et les questions y afférent peuvent être résumées ainsi. En premier lieu, plusieurs hypothèses sont possible quant au progéniteur : deux classes de modèles sont en effet invoquées, les modèles dits simplement dégénérés (SD), dans lesquels n'intervient qu'une seule naine blanche, ou les modèles doublement dégénérés, qui résultent de la coalescence de deux coeurs compacts. Ensuite, le développement de l'explosion elle-même donne lieu à de nombreuses hypothèses, d'abord sur le lieu d'ignition, ensuite sur la nature de la propagation : déflagration ou détonation, éventuellement suivie d'une seconde détonation. Enfin, la synthèse des spectres part de la composition des éjecta et en déduit l'évolution spectral temporelle. Mais même si elle ne fait intervenir que des processus physiques de transport lumineux bien connus, elle demande de grands temps de calcul, et ne permet pas de résoudre aisément le problème inverse : étant donné une série spectrale observée de supernova, quelle est la composition et la structure en vitesse des éjecta ? Nous passerons donc brièvement en revue ces facteurs d'incertitudes sur notre compréhension de l'objet, afin de souligner l'importance et les difficultés liées à une modélisation nécessairement empirique du flux reçu de l'objet.

### 1.2.1 Progéniteur

La question du progéniteur, si elle suscite une littérature abondante, ne bénéficie que de très peu d'articles de revue, et encore sont-ils anciens ou partiels (Branch et coll., 1995; Kotak, 2008). Le mécanisme à l'origine de l'explosion des SNIa a été proposé initialement par Hoyle et Fowler (1960), qui détermina que les supernovae de type I (la distinction Ia/Ib/c date de 1990) étaient dues à l'explosion thermonucléaire de naines blanches. Whelan et Iben (1973) a proposé le mécanisme, dit *single degenerate* ou SD, par lequel cette explosion était due à une naine blanche C+O dans un système binaire qui accrète de la matière d'un compagnon jusqu'à s'approcher suffisamment de la masse de Chandrasekhar,  $1,4 M_{\odot}$ . La nature de ce compagnon peut être soit une étoile sur la séquence principale, soit une géante rouge. Peu après Iben et Tutukov (1984) et Webbink (1984) ont introduit le mécanisme, dit *double degenerate* ou DD, par lequel l'explosion résulte de la coalescence de deux coeurs dégénérés. Même si à l'heure actuelle rien n'est tranché entre ces deux mécanismes, il est établi que l'un des objets doit être un coeur dégénéré C+O : en effet, l'ignition d'une naine blanche de type He se fera lorsqu'elle atteindra  $0,7 M_{\odot}$  et produira certes du  $^{56}\text{Ni}$ , mais pas tous les éléments intermédiaires observés dans les spectres de supernova, ce qui exclut donc ce progéniteur comme voie naturelle de production des SNIa. Quand aux coeurs O+Ne+Mg approchant de la masse de Chandrasekhar, on s'attend à ce qu'ils implosent en étoiles à neutrons plutôt que de produire des SNIa<sup>2</sup>. Quoiqu'il en soit, la présence d'une naine blanche C+O implique une étoile de masse comprise entre 3 et  $8 M_{\odot}$ ,

<sup>2</sup>Voir les références citées par Branch et coll. (1995)

quand à son compagnon dans le cas d'un modèle simplement dégénéré, il doit être à un stade moins évolué de sa séquence stellaire, et peut donc être moins massif.

Afin de distinguer les deux classes de scénarios, plusieurs observations peuvent être invoquées. Tout d'abord, l'existence de plusieurs sous-classes de supernovae ouvre la question de la coexistence de plusieurs mécanismes. En effet, en se basant sur des caractéristiques spectrales [Branch et coll. \(2006\)](#) ont défini plusieurs sous-classes : les normales, dont le type représentatif est 1994D, les sous-lumineuses ou type 1999bg, les supernovae à raie du Si II  $\lambda 6355$  étroite, aussi connues comme les surlumineuses de type 1991T (dont SN2002cx pourrait être un sous-type distinct, [Li et coll., 2003](#)), et enfin une classe définie par des raies larges du Si II  $\lambda 6355$  également liée à un fort gradient de vitesse de cette raie au cours du temps ([Benetti et coll., 2005](#)). Citons enfin les supernovae dites super-Chandrasekhar, telles que 2003fg ou 2007if dont la luminosité ne peut s'expliquer que par une masse de  $^{56}\text{Ni}$  supérieure à la masse de Chandrasekhar. Les questions qui se posent face à une telle typologie est celle de l'existence d'un continuum de conditions physiques permettant de passer de l'un à l'autre, ou de conditions différentes, ce qui pourrait accréditer l'existence de plusieurs mécanismes.

La luminosité bolométrique de la supernova est liée au premier ordre à la masse de  $^{56}\text{Ni}$  synthétisée ([Arnett, 1982](#)). Il est possible de la mesurer par l'observation des courbes de lumière ([Stritzinger et coll., 2006](#)). La dispersion observée est importante, de 0,2 à 1,0  $M_{\odot}$  ([Howell et coll., 2009](#)), mais compatible avec une explosion à la masse de Chandrasekhar, et donc avec un scénario de type SD. Cependant, les supernovae sous-lumineuses de type 1991bg ont une masse reconstruite inférieure à 0,1  $M_{\odot}$ , et on peut se demander si elles obéissent au même mécanisme d'explosion, ou si elles seraient la trace d'explosions sub-Chandrasekhar. Enfin, SN2007if est l'objet le plus lumineux jamais observé, et les données de SNfactory ont permis de reconstruire  $M_{^{56}\text{Ni}} = 1,6M_{\odot}$  ([Scalzo et coll., 2010](#)). Cet objet ne peut s'expliquer que dans un cadre DD, cependant, ses caractéristiques spectrales sont bien identifiées et différentes des supernovae dites normales. Si le modèle DD était dominant, on s'attendrait en revanche à une très large gamme de systèmes binaires pouvant conduire à une explosion, et on devrait avoir un continuum de masses produites. Ces observations favoriseraient plutôt le modèle SD comme la voie principale de production des SNIa, avec en plus une voie DD sous-dominante et peut-être quelques explosions sub-Chandrasekhar.

L'étude du milieu circumstellaire permet de chercher la présence d'éjectas du compagnon de la naine blanche dans le cas SD. En particulier on s'attendrait à trouver la présence d'hydrogène ou d'hélium dans le spectre précoce des objets, et une telle observation a été effectuée sur SN2005gj par la collaboration SNfactory ([Aldering et coll., 2006](#)). Cependant, seuls deux objets de ce type on pu être observés, et qui présentent des caractéristiques spectrales particulières : ces objets ne sont pas nécessairement représentatifs du canal de production dominant. De plus, on s'attendrait à un signal observable d'hydrogène dans la phase nébulaire, qui n'a pas été observé. [Patat et coll. \(2007\)](#) ont détecté une absorption par les raies du Na I D attribués à du matériel en expansion à une vitesse de 100 km/s autour d'une supernova, SN2006X, ce qui indique une mécanisme de type SD, à condition que l'objet soit représentatif des supernovae ordinaires. L'émission dans les X mous liée au matériel absorbé par le compagnon constitue une autre signature du matériel circumstellaire. Récemment, une estimation de ce flux par [Gilfanov et Bogdán \(2010\)](#) dans les galaxies de type précoce, a montré qu'il était trop faible par rapport à ce qui était attendu dans un scénario SD, déclenchant une controverse : les résultats réinterprétés par [Hachisu et coll. \(2010\)](#) montrent que la phase pendant laquelle l'objet est émetteur X est plus courte que ce qui est attendu, rendant les observations finalement compatibles avec avec le scénario SD.

Quant aux recherches directes du compagnon de la naine blanche, elles sont délicates avant l'explosion car les objets en question sont de faible magnitude. Dans le cas du modèle SD,

l'évolution de l'objet au cours de son accrétion de masse passe par un stade où l'hydrogène accrété s'allume en flash répétitifs. Le système de nova récurrente RS Ophiuchi qui présente des flashs tous les 22 ans a été identifié comme un progéniteur de SNIa [Walder et coll. \(2008\)](#). Cependant, à cause de la diminution régulière de l'orbite du compagnon liée au transfert de masse, il n'est pas encore possible de dire si la SNIa issue de ce système sera de type SD ou DD. La recherche de systèmes binaires de naines blanches qui coalesceraient en un temps suffisamment court pour donner naissance à des SNIa permet aussi d'étudier le canal DD, et un catalogue a été établi par [Napiwotzki et coll. \(2004\)](#). Cependant, la grande diversité des conditions initiales ne donne lieu qu'à un seul candidat comme progéniteur pour une SNIa sur les 120 étudiés. Les images d'archive du *Hubble Space Telescope* ont servi à rechercher la trace d'étoiles brillantes sur le lieu d'explosion de supernovae, mais n'ont permis à ce jour de mettre que des limites peu contraignantes de l'ordre de 4 à 9  $M_{\odot}$  sur la masse du compagnon ([Maoz et Mannucci, 2008](#)). Enfin, dans le cas SD, il est possible de rechercher le reste du compagnon après l'explosion, qui a soufflé une partie de l'enveloppe, ce qui crée un trou dans la structure des éjectas ([Marietta et coll., 2000](#)) et pourrait être une source de variabilité du flux reçu. Enfin, [Ruiz-Lapuente et coll. \(2004\)](#) a prétendu avoir trouvé un tel candidat dans le reste de la supernova de Tycho Brahe, situé à une distance de 2 à 5 kpc, mais ce résultat est controversé [Ihara et coll. \(2007\)](#). On le voit, la recherche directe des progéniteurs n'est pas conclusive.

Les différents modèles doivent également être compatibles avec le taux d'explosion des SNIa en fonction de l'âge du progéniteur, ou DTD pour *delayed time distribution*, qui est observable à travers une reconstruction de l'historique de la formation stellaire. Que ce soient les taux mesurés par les relevés lointains (voir par ex. [Brandt et coll., 2010](#)) ou ceux inférés des amas de galaxies ([Maoz et coll., 2010](#)), les observations sont depuis quelques années cohérentes avec un mécanisme faisant intervenir deux populations, même s'il existe un continuum entre les deux : l'une qui exploserait rapidement après la formation stellaire, avec une moitié d'événements, dits rapides, compris dans les premières 420 Myr à 1 Gyr, et une deuxième composante, dite retardée pouvant produire des explosions jusqu'à un temps de Hubble. L'association de ces composantes avec des natures de progéniteurs différents est encore délicate : on observe certes que les supernovae dites rapides sont plus lumineuses en moyenne, et d'autre part sont favorisées par les mécanismes de type SD, alors que les mécanismes de type DD sont plus compatibles avec des supernovae retardées. Cependant, le nombre observé de supernovae, qu'on invoque l'un ou l'autre mécanisme ou un mélange des deux, est insuffisant pour reproduire l'enrichissement en fer de l'univers, et d'autre part il n'y a pas de lien clair entre le mécanisme d'explosion et luminosité observée : rien ne dit que la différence de luminosité entre rapide et retardée ne vient pas d'effets de composition du progéniteur, telle sa métallicité.

S'il est difficile de tirer des conclusions définitives sur la nature du progéniteur, le scénario SD a longtemps été préféré, même si toutes ses prédictions ne sont pas observées, et qu'il coexiste vraisemblablement avec d'autres mécanismes d'explosion. Cependant, la recherche récente montre un regain d'intérêt pour le scénario DD qui satisfait bon nombre de contraintes observationnelles, même si les simulations de l'explosion dans ce mode ont encore du mal à reproduire les spectres observés. dont le principal inconvénient est de parvenir à prédire les spectres observés après explosion. Toutefois, la nature générale du scénario n'est pas la seule à influencer les variations de luminosité reçue : la nature de l'environnement joue un rôle, et l'une des questions brûlantes actuellement concerne les différences liées à la nature des galaxies hôtes, à défaut de pouvoir tester directement la nature du progéniteur. Ainsi, si les supernovae sont intrinsèquement plus lumineuses dans les galaxies actives formatrices d'étoiles, il semblerait que les procédures actuelles de standardisation que nous décrirons plus loin ne suffisent pas à interpréter en totalité les différences observées ([Sullivan et coll., 2010](#); [Lampeitl et coll., 2010](#)).

### 1.2.2 Explosion

S'il existe plusieurs scénarios concernant les progéniteurs des SNIa, les principes régissant la physique de l'explosion passé l'instant initial sont plutôt bien compris, même si la modélisation fine de la propagation turbulente du front de flamme thermonucléaire sur des ordres de grandeur du millimètre au millier de kilomètre est hors de portée des calculateurs et qu'il est nécessaire de faire des approximations. On trouvera une revue claire de l'état de l'art en ce domaine dans [Röpke et coll. \(2011\)](#), dont nous nous contenterons de rappeler les grandes lignes.

Dans le cadre du scénario SD, à l'approche de la masse de Chandrasekhar, la densité centrale devient suffisante pour permettre la fusion du carbone. Celle-ci n'est pas tout d'abord explosive, car la chaleur se transporte convectivement et de façon turbulente, jusqu'à ce que l'augmentation de température soit suffisante pour provoquer des points chauds et initier un front de flamme. La distribution de ces points chauds est cependant encore largement non contrainte, et c'est une hypothèse importante de la modélisation.

Une fois l'explosion initiée, le seul scénario robuste implique une déflagration dont le front doit être turbulent ([Nomoto et coll., 1984](#)) : en effet la densité est à peu près constante dans toute la naine blanche, et une détonation ne produirait que des éléments du groupe du fer, au détriment des éléments intermédiaires (Si, Ca, Mg, S) qui sont observés dans les spectres. Une déflagration laminaire, elle, serait affectée par une expansion trop rapide de l'enveloppe, et s'éteindrait rapidement. Cependant, le modèle de déflagration turbulente ne produit que  $0,3 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$ , ce qui est insuffisant pour rendre compte des SNIa normales - mais pourrait être un mécanisme permettant d'expliquer certaines SNIa particulières, telles SN2002cx. Pour produire suffisamment de  $^{56}\text{Ni}$ , il faut supposer la transition de la propagation de flamme vers une détonation, un scénario proposé par [Khokhlov \(1991\)](#). Les spectres et courbes de lumière obtenus dans le cadre de ce scénario sont compatibles avec les observations ([Kasen et coll., 2009](#)).

Cependant un autre mécanisme, longtemps peu étudié, permet de reproduire les spectres observés : celui de la double-détonation d'une naine blanche en-dessous de la masse de Chandrasekhar. Le principe en est le suivant : la couche extérieure de la naine blanche, constituée d'hélium issu de l'accrétion de matière d'un compagnon, finit dans certains régimes d'accumulation par détoner. Cette détonation engendre une onde de choc susceptible d'initier une détonation secondaire du noyau C+O, ainsi qu'un objet préchauffé au moment où cette seconde détonation survient, ce qui permet de synthétiser des éléments intermédiaires. Au prix de l'hypothèse que la couche d'hélium soit suffisamment fine, il est possible de parvenir à un accord satisfaisant avec les spectres des supernovae observées ([Sim et coll., 2010](#)).

Enfin, les simulations faisant intervenir des progéniteurs DD ne parviennent à produire des SNIa que si la masse des deux coeurs dégénérés est similaire, et l'explosion ne produit qu'un événement sous-lumineux, de type 1991bg. Du point de vue des simulations, ce canal n'est pas dominant. Cependant, l'étude des coalescences de naines blanches montre que dans le cas d'une binaire asymétrique, le coeur le plus léger se disloque, donnant naissance à un anneau de matière peu à peu accrété par le compagnon, ce qui ouvre une voie pour réhabiliter ce modèle comme canal de formation principal.

Ce qui va intéresser le cosmologue dans cette discussion sur le mécanisme d'explosion, ce sont les sources de variations d'un objet à l'autre. Le modèle le plus étudié de ce point de vue est la détonation retardée. La luminosité de l'objet est pilotée au premier ordre par la masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite. Une variation des conditions de l'ignition — liées à la structure turbulente lors de la combustion nucléaire du carbone — peut permettre de l'expliquer, mais cela ne fait que repousser le questionnement en amont sur une étape mal maîtrisée du processus. Un autre effet attendu est celui de la variation de la métallicité du progéniteur ([Timmes et coll., 2003](#); [Howell](#)

et coll., 2009). En effet, la présence initiale de CNO dans le progéniteur de la naine blanche donne du  $^{22}\text{Ne}$  lorsqu'il quitte la séquence principale pour brûler son hélium. Ce noyau, riche en neutrons, va perturber la nucléosynthèse explosive en produisant du  $^{58}\text{Ni}$  et du  $^{54}\text{Fe}$ , stables. Un environnement plus métallique va donc produire une supernova moins lumineuse, ce qui a été mis en évidence via des effets d'environnement, même si leur amplitude induit une variation de luminosité inférieure à ce qui est constaté. Enfin, il faut noter que dans le cadre d'un modèle de double détonation, de même que dans le cadre de la coalescence de deux binaires, la masse initiale de la naine blanche n'est pas contrainte, ce qui fournit un mécanisme naturel pour expliquer une variation de la masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite.

En plus de la production plus ou moins importante de  $^{56}\text{Ni}$ , d'autres phénomènes peuvent induire des variations spectrales des objets. La présence d'un front turbulent peut en effet induire un mélange plus ou moins important du matériel synthétisé, mais comme montré par Woosley et coll. (2007), il faut introduire une corrélation entre le degré de mélange et la masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite pour retrouver les courbes expérimentales reliant la luminosité maximale et la forme de la courbe de lumière. Enfin, puisqu'il existe une source d'asymétrie dans les explosions, qu'il s'agisse du point d'ignition de l'hélium dans le modèle de double détonation (Kromer et coll., 2010), ou d'une explosion décalée du centre à cause de la convection induite par la combustion du carbone dans le modèle de détonation retardée (Maeda et coll., 2010), ou d'un plan de symétrie dans le cas DD, la direction de l'observateur par rapport au système de l'explosion peut expliquer une partie des variations spectrales observées.

### 1.2.3 Standardisation

L'état actuel de la modélisation théorique de l'explosion des supernovae ne permet donc pas de prédire la distribution spectrale en énergie avec suffisamment de précision pour déterminer directement une distance à partir du flux observé et des caractéristiques spectrales de l'objet. Il faudra avoir recours à une procédure empirique de standardisation. Malgré toutes les sources invoquées de variabilité, la luminosité des supernova peut être remarquablement bien décrite par un modèle à deux paramètres : couleur et allure de la courbe de lumière. Une dizaine de modélisations différentes ont été utilisées par le passé, mais elles recourent en général aux mêmes principes, avec cependant des différences notables. Nous nous concentrerons sur MLCS2K2 (Jha et coll., 2007) et SALT2 (Guy et coll., 2007) qui sont parmi les plus usitées et cela permettra de souligner les différences entre les diverses approches, celle de SALT2 étant selon nous la plus conceptuellement aboutie.

La première décision à prendre pour bâtir un modèle est celle de la prise en compte du flux absolu de l'objet. MLCS2K2 est ainsi un estimateur de distance, en ce sens qu'il relie directement les propriétés des courbes de lumière à une magnitude absolue : à la fin de l'ajustement d'une supernova au modèle, la magnitude fournie est directement comparable au module de distance. En revanche, dans le cadre de SALT2, seuls les paramètres de la courbe de lumière sont ajustés : la phase au maximum, la luminosité observée,  $m_B^*$ ,  $x_1$  qui est un paramètre de forme rendant compte de la relation *brighter-slower* et  $c$  qui décrit la couleur de l'objet. La correction à apporter à la luminosité ajustée afin de minimiser les résidus au diagramme de Hubble n'est définie que dans un second temps, par

$$\mu_B = m_B^* - M + \alpha x_1 - \beta c \quad (1.10)$$

où  $M$  est la magnitude absolue, et  $\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres ajustés. Cette formulation est très proche de celle de MLCS2k2, à quelques détails près. Cette dernière s'écrit en effet au maximum

de luminosité

$$m_X = M_X + \mu_0 + P_x \Delta + Q_x \Delta^2 + \left( a_x + \frac{b_X}{R_V} \right) A_V^0 \quad (1.11)$$

où  $M_X$  est la magnitude absolue en bande  $X$ ,  $\mu_0$  le module de distance,  $\Delta$  le paramètre de forme de courbe de lumière, qu'on peut relier à  $x_1$  par un développement polynomial, et  $A_V^0$  l'absorption en bande V, qui définit la couleur de l'objet via une loi de type [Cardelli et coll. \(1989\)](#). L'allure fonctionnelle est semblable, mis à part un terme quadratique en  $\Delta$  : la formation spectrale est en effet non-linéaire, et il n'est pas surprenant que la modélisation doive en tenir compte. Par exemple, au maximum la raie du Si II  $\lambda 6355$  est connue pour saturer et varier de façon non-linéaire avec Si II  $\lambda 5972$ , (voir par exemple [Branch et coll. \(2009\)](#)). Toutefois, [Conley et coll. \(2008\)](#) ont montré que l'effet de ce terme quadratique est faible *in fine*. Plusieurs différences restent cependant importantes : tout d'abord, MLCS2K2 suppose que la couleur de la supernova est uniquement due à une extinction par les poussières de la galaxie hôte : cela revient à fixer le paramètre  $R_V$  ainsi que la forme fonctionnelle  $\left( a_x + \frac{b_X}{R_V} \right)$  là où SALT2 utilise une loi de couleur libre, et attribue l'effet de couleur à un mélange entre des effets intrinsèques à la supernova et extrinsèques comme l'extinction. Il se trouve que le choix de  $R_V$  est donc déterminant pour la standardisation, et après plusieurs études ([Hicken et coll., 2009b](#)), il est apparu que la meilleure valeur est de  $R_V = 1,7$ , proche de la valeur impliquée par le  $\beta$  de l'ajustement SALT2, mais éloigné de la moyenne galactique, de  $R_V = 3,1$ . La raison de cette différence sera commentée dans le dernier chapitre de cet ouvrage, et l'incohérence apparente entre les deux valeurs a fait couler beaucoup d'encre : la différence revenait à dire que les propriétés des poussières étaient différentes selon la sonde utilisée pour les mesurer, à moins qu'on ne puisse l'expliquer par les propriétés intrinsèques des SNIa.

L'autre différence majeure en terme de mise en oeuvre du modèle est que MLCS2K2 ne considère que les courbes de lumière en bande large, là où SALT2 s'appuie sur une modélisation de la distribution spectrale en énergie :

$$S(\lambda, \phi) = x_0 S_0(\lambda, \phi) [1 + x_1 S_1(\lambda, \phi)] \exp[-c CL(\lambda)] \quad (1.12)$$

où  $S$  est la distribution spectrale en énergie dépendant de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la phase  $\phi$ ,  $S_i$  des patrons spectraux,  $(x_i, c)$  des paramètres ajustés sur les courbes de lumière et  $CL(\lambda)$  une loi de couleur indépendante de la phase. L'entraînement du modèle MLCS2K2 doit donc faire appel à de nombreuses corrections de filtres liées au décalage vers le rouge pour les ramener dans les bandes dans le référentiel au repos, ou corrections K. Pour cela, ils utilisent un modèle spectral externe, et qui ne prend pas en compte les corrections de stretch, là où SALT2 intègre directement le nombre de photons reçus dans la bande passante du filtre observationnel, c'est à dire sans faire de correction K à proprement parler.

Le choix de faire un estimateur de distance implique également des différences concernant le lot d'entraînement : dans le cas de MLCS2k2, il faut en effet disposer d'un estimateur de distance fiable pour celui-ci, et donc se restreindre en décalage vers le rouge afin de n'être pollué ni par les vitesses particulières ni par les effets cosmologiques — à moins de réajuster tout l'entraînement une fois déterminés les paramètres cosmologiques. Enfin, le dernier problème conceptuel de MLCS2K2 vient de la prise en compte d'une absorption dans le formalisme : le point zéro de cette dernière n'est en effet pas connu, et définir un ensemble sans extinction, par exemple en sélectionnant uniquement des supernovae dans des galaxies elliptiques, d'une part diminue considérablement la statistique disponible pour l'entraînement, et d'autre part ne garantit pas l'absence de poussière, par exemple liée au matériel circumstellaire. Le modèle

MLCS2k2 prend alors en compte un *prior* sur la dispersion intrinsèque en couleur des supernovae pour définir son zéro, ce qui est une source de biais systématique.

Pour autant, même si le modèle SALT2 est conceptuellement mieux défini, un certain nombre de questions demeurent : en effet, l'ajustement cosmologique montre que la standardisation des objets n'est pas parfaite, et qu'il faut tenir compte d'une dispersion intrinsèque en luminosité d'un objet à l'autre de l'ordre de 0,09 magnitudes (Guy et coll., 2010). De plus l'interprétation de la valeur ajustée de  $\beta = 3,1$  en terme d'extinction conduit à  $R_V = 2,1$ , une valeur significativement plus faible que la moyenne observée dans la Voie Lactée ou les Nuages de Magellan. Est-ce dû à des propriétés exotiques de la poussière en fonction de l'environnement, ce qui conduirait à des effets d'évolution dont il faudrait tenir compte, ou bien est-ce lié à de l'absorption au voisinage immédiat de la SNIa, comme proposé par Goobar (2008), ou encore à une composante de couleur intrinsèque à l'objet qui aurait pour effet de fausser l'interprétation en termes de poussières, ou enfin à une mauvaise prise en compte des dispersions intrinsèques (Chotard et coll., 2011) ?

La réponse à ces questions passe par l'amélioration de la modélisation empirique des supernovae, éventuellement appuyée par des indices provenant de leur compréhension théorique, même si cette dernière est insuffisante pour fournir un modèle numérique. En particulier, les questions à éclaircir sont les suivantes : Combien de paramètres intrinsèques est-on capable de discerner ? Faut-il tenir compte de termes de correction quadratiques ou même d'ordre supérieur ? La couleur est-elle liée à une extinction, et si oui, la loi de cette dernière est-elle compatible ou non avec la valeur galactique ? Pour répondre à ces questions, un lot de référence dans le flot de Hubble (c'est à dire non affecté par les vitesses particulières) est nécessaire afin de permettre une reconstruction de la distribution spectrale en énergie moyennant une interpolation minimale. C'est l'un des buts de l'expérience *Nearby Supernova Factory*.

## Contributions

*Si les considérations cosmologiques contenues dans ce chapitre n'ont pas donné lieu à un travail de recherche proprement dit, leur connaissance est nécessaire à qui veut faire de la cosmologie, et a servi de support aux présentations que j'ai faites aux journées de prospective du LPC (2007 et 2010) afin d'y promouvoir une activité sur le LSST. D'autre part elles ont servi de support à de nombreuses conférences grand-public : Newton, de la gravitation à la pomme, la Tête dans les étoiles, l'Origine des éléments ou encore De quoi est fait notre Univers, ainsi qu'à plusieurs émissions de radio et d'autres actions vers le grand public (fête de la science, bar des sciences, fête du CRAL, ...). Enfin, le très bon stage de TIPE de Satya Gontcho que j'ai encadré avait pour sujet l'extraction des paramètres cosmologiques à partir des données de la première année de SNLS.*

*Quant aux considérations sur la physique des supernovae, outre qu'elles ont servi à étayer l'analyse décrite au chapitre 4, elles ont donné lieu à des publications de la collaboration SNfactory dont je suis signataire. Dans Aldering et coll. (2006), nous avons relaté nos observations d'une SNIa exhibant une raie d'hydrogène fine, SN2005gj, ce qui démontre la présence de matériel circumstellaire lié au progéniteur, pour lequel une hypothèse de masse initiale supérieure à  $4M_{\odot}$  peut être établie. Dans Thomas et coll. (2007), nous montrons la présence de carbone non brûlé à basse vitesse dans SN2006D, une observation compatible avec les scénarios de pure déflagration, au contraire des détonations retardées pour lesquelles la présence de carbone non brûlé ne devrait apparaître qu'à très haute vitesse. Enfin, nous avons publié deux articles concernant la supernova super-Chandrasekhar 2007if, Scalzo et coll. (2010) et Childress et coll. (2011).*

*D'autres articles se rapportent plus à la cosmologie proprement dite : la pertinence de SNfactory est décrite dans Kerschhaggl et coll. (2011), tandis que Bailey et coll. (2009) développe*



## CHAPITRE 1. SUPERNOVAE DE TYPE 1A : UNE OBSERVABLE POUR LA COSMOLOGIE

---

*une nouvelle méthode de standardisation. Enfin, le contenu de [Chotard et coll. \(2011\)](#) fera l'objet du chapitre 4.*

## Chapitre 2

# Nearby Supernova Factory

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Objectif scientifique</b>	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Recherche des supernovae</b>	<b>19</b>
<b>2.3</b>	<b>Spectrophotométrie : l'instrument SNIFS</b>	<b>22</b>
<b>2.4</b>	<b>Prise des données</b>	<b>25</b>
2.4.1	Les divers types de poses	25
2.4.2	Opération de l'instrument	27
2.4.3	Qualité en ligne des données	28
<b>2.5</b>	<b>Réduction des données</b>	<b>29</b>
2.5.1	Traitement de l'image	29
2.5.2	Reconstruction du cube	30
2.5.3	Extraction du flux	31
2.5.4	Etalonnage	33
2.5.5	Soustraction galactique	33
2.5.6	Analyse des courbes de lumière	33
2.5.7	Qualité des données	36
	<i>Contributions</i>	<b>39</b>

---

L'observation des supernovae se heurte à un écueil : l'objet est transitoire, et il convient de le détecter et de procéder aux mesures nécessaires durant le temps limité où il est observable, de l'ordre d'une quinzaine de jour avant le maximum de luminosité à quelques mois ensuite. La phase nébulaire de l'objet, observable sur terre environ un an après l'explosion initiale, n'est pas suffisamment lumineuse pour être utilisable en cosmologie, qui se concentre donc sur la période précédent le maximum et la trentaine à cinquantaîne de jours qui suivent, pendant lesquels la luminosité bolométrique est pilotée par la période du  $^{56}\text{Co}$ , de 77 jours environ. Les premières mesures consistaient en des campagnes en « Cow-Boy », où il s'agissait d'obtenir du temps de télescope par avance pour quelques nuits, y compris des moyens de spectroscopie, et de faire une réduction rapide online en espérant que la pêche soit bonne. Cependant, l'arrivée des relevés grand champ comme le SNLS (Astier et coll., 2006; Guy et coll., 2010 et refs. incluses) ou SDSS (Frieman et coll., 2008; Kessler et coll., 2009) a considérablement changé la donne, en permettant un suivi photométrique régulier d'une même fraction du ciel, indispensable à la réduction des incertitudes systématiques. Cependant, ces relevées à décalage vers le rouge cosmologique souffrent d'un rapport signal sur bruit limitant pour les études spectrales et les résultats ont longtemps incorporé un lot hétérogène de supernovae proches : ce n'est que récemment que nous disposons d'un lot étendu de 185 supernovae obtenues par le relevé CfA (Hicken et coll., 2009a).

La collaboration *Nearby Supernova Factory* (SNfactory, Aldering et coll., 2002) s'est mise en place en 2001, à une époque où il n'y avait que 17 supernovae proches ( $z < 0,15$ ) contribuant au diagramme de Hubble. Elle a mis l'accent sur l'acquisition de séries temporelles spectrophotométriques d'environ 300 SNIa proches mais dans le flot de Hubble ( $0,03 < z < 0,08$ ), le domaine pouvant contribuer le mieux à augmenter le bras de levier pour la détermination des paramètres cosmologiques, comme confirmé par Linder (2006). L'obtention non pas de points de mesure photométriques mais de séries temporelles spectrophotométriques étalonnées absolument en flux a donné lieu à un lot de données sans compétiteur direct. Pour cela, le développement d'un instrument dédié, un spectrographe à champ intégral pour la spectrophotométrie, SNIFS, a été nécessaire, et l'instrument a été monté de façon permanente sur le télescope UH 2,2m à Hawaii en avril 2004. La prise de données principale de l'expérience a eu lieu de 2005 à 2008, avec en 2009 et 2010 l'acquisition de références une fois les supernovae devenues indétectables. Depuis 2011, une nouvelle série de prise de données est en cours, avec un objectif scientifique légèrement différent, et une nouvelle source de supernovae, le projet PTF (Law et coll., 2009). En parallèle, une suite scientifique de l'expérience consisterait en l'acquisition d'un échantillon de séries temporelles spectrophotométriques à plus grand décalage vers le rouge, afin d'étudier directement les effets d'évolution. Le projet FIREBALL à la proposition duquel nous avons contribué mais qui ne fut pas sélectionné constituait une première étape permettant d'atteindre  $z = 0,5$ . Cependant, le coût en temps d'observation de l'obtention de spectres à haut rapport signal sur bruit dans l'univers jeune rend une demande de temps difficile à obtenir tant que le cas scientifique n'aura pas été totalement établi par l'analyse des données de SNfactory. Il est en effet crucial de déterminer si un sous-ensemble de phases correctement mesurées permet de capturer l'essentiel de la variabilité de l'objet, ou si les méthodes photométriques telles que celles qui seront mises en oeuvre par LSST peuvent suffire à les obtenir.

## 2.1 Objectif scientifique

Avec une série spectrotemporelle de 300 SNIa proches, les objectifs scientifiques de SNfactory sont les suivants :

- Le premier objectif était la réduction des incertitudes statistiques liées au faible nombre d'objets proches disponibles : en effet, les supernovae proches contraignent le paramètre de nuisance  $LH_0^2$  présent dans l'expression du flux reçu. Cela implique de prendre des supernovae dans le flot de Hubble, soit  $z > 0,03$  afin de minimiser l'incertitude liée aux vitesses particulières des galaxies hôtes. D'autre part, l'obtention d'un rapport signal sur bruit suffisant nécessite de se restreindre à des objets lumineux, d'où une limite initiale de sélection des objets à  $z = 0,08$ . Un lot de 300 supernovae, avec un étalonnage en flux à quelques pourcent, est en effet suffisant pour atteindre le point à partir duquel l'amélioration de la figure de mérite cosmologique<sup>1</sup> marque en pas lorsqu'on inclut 2000 supernovae entre  $0,3 < z < 0,9$  tel qu'il était prévu pour le projet spatial SNAP. L'arrivée de lots photométriques de supernovae importants depuis 2009 (CfA, SDSS) a cependant relativisé l'impact du lot de SNfactory sur le diagramme de Hubble, et le projet SNF-II se concentre désormais sur l'utilisation conjointe des données SNfactory avec les mesures photométriques disponibles pour les mêmes objets, ce qui n'était pas le cas pour la phase I de l'expérience, dans laquelle seules quelques supernovae de SNfactory peuvent être comparées à des données de photométrie provenant d'autres sources ;

---

<sup>1</sup>définie par la Dark Energy Task Force comme l'inverse de l'aire du contour d'incertitude sur les deux premiers paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire.

- Le lot de données obtenu est en revanche incontournable pour l’entraînement de modèles empiriques : la présence de données calibrées directement sous forme de densité spectrale en énergie avec un suivi en phase sur l’évolution de l’objet simplifie en effet grandement la modélisation de cette densité. Même en absence d’amélioration du modèle, le lot de SNfactory est destiné à servir de référence ;
- La présence de spectres de référence permet aussi de faire des mesures qui s’affranchissent des corrections  $K$ . En effet, sur nos données il est possible d’intégrer directement des filtres synthétiques décalés vers le rouge d’une quantité arbitraire, et ainsi de construire des diagramme de Hubble dans des systèmes de filtres comparables, là où le système de filtres des relevés photométriques est fixé une fois pour toutes. Cette méthode, en défrichage, ne peut pas être étendue aux relevés photométriques, mais elle permet potentiellement de fournir des spectres de références les plus proches possibles de ceux des objets lointains pour le calcul de ces corrections  $K$  en absence de toute modélisation sous-jacente ;
- Les séries spectrales permettent également d’améliorer la modélisation des supernovae : en effet, un spectre de SNfactory contient potentiellement 2000 points de mesures, là où on en n’obtient typiquement que 5 en photométrie. Le recherche de corrélations entre les structures spectrales et la luminosité de l’objet permet d’ouvrir des pistes quant à l’amélioration de la modélisation. [Nugent et coll. \(1995\)](#) ont ouvert la voie en montrant une corrélation possible entre des rapports de raies du Si et du Ca avec la magnitude absolue des objets. Depuis, de nombreux indicateurs spectraux ont été étudiés, mais mis à part la profondeur équivalent de la raie Si II  $\lambda 4131$  ([Arsenijevic et coll., 2008](#)) ou les corrélations de la vitesse du Si II  $\lambda 6355$  avec les couleurs de objets [Wang et coll. \(2009\)](#), le lien entre indicateurs et standardisation est un sujet encore en friche. Les études menées dessus feront l’objet de la dernière partie de cet ouvrage ainsi que de la thèse de Nicolas [Chotard \(2011\)](#). La présence de corrélation entre les propriétés spectrales et la luminosité des objets permettra donc d’une part d’améliorer potentiellement la modélisation de la distribution spectrale en énergie, en éclaircissant le mystère de la loi de couleur, ou en fournissant d’autres variabilités intrinsèques que le *stretch* ou ses variantes ([Chotard et coll., 2011](#)) ;
- Les indicateurs spectraux — ou toute autre métrique développée sur les spectres — vont également fournir un levier pour étudier les effets d’évolution : en effet, l’espace des paramètres échantillonné à bas décalage vers le rouge est susceptible d’être différent de celui échantillonné dans un univers plus jeune, ou de dépendre de la nature de la galaxie hôte, comme discuté au chapitre précédent. Même si des variabilités secondaires des objets n’ont qu’un rôle faible par rapport à la diminution des résidus au diagramme de Hubble, leur suivi sera une indication forte de l’incertitude d’extrapolation faite entre les bas et haut décalages vers le rouge ;
- Enfin, l’obtention de séries spectroscopiques temporelles calibrées va permettre d’étudier une nouvelle façon de comparer les supernovae proches et les lointaines : une étude est en cours au sein de la collaboration afin de déterminer s’il est possible d’apparier des supernovae entre elles, qui ne différeraient que par une extinction. Si tel est le cas, il deviendrait alors possible d’établir un diagramme de Hubble par paires identiques, qui ne souffriraient donc pas de biais liés aux procédures de standardisation. Cette méthode n’en est cependant qu’à l’état exploratoire ([Fakhouri et coll., 2011](#)).

## 2.2 Recherche des supernovae

Un projet de suivi spectroscopique nécessite un programme autonome de détection des supernovae. Pour cela, il convient de balayer un volume suffisant d’univers. Dans le cadre des

SNIa proches, deux méthodes existent : la première consiste à optimiser l'efficacité de la recherche en ne pointant que sur des amas de galaxies connus. C'est la stratégie sur laquelle repose le lot par ailleurs hétérogène des supernovae proches de CfA (Hicken et coll., 2009a). L'inconvénient de cette technique est un biais de sélection en fonction de l'environnement de la supernova, elle est cependant la seule qui permette actuellement un taux de découverte suffisant à très bas décalage vers le rouge. SNfactory utilise au contraire une méthodologie dite non ciblée, ou de recherche en aveugle, censée reproduire la méthodologie des recherches à grands  $z$ . Il s'agit de balayer plusieurs centaines de degrés carrés (notés  $\square$ ) sur le ciel par nuit, et après réduction des données de chercher les candidats SNIa. Les données ont été fournies par la caméra QUEST-II du Palomar 1,2m, de surface sensible  $9,6\square$  et équipée de 4 filtres (Baltay et coll., 2007). La recherche des supernovae se greffe sur le programme de recherche d'astéroïdes NEAT, ce qui explique que la recherche se fasse en bande R, de magnitude limite 21, ce qui n'est pas limitant par rapport aux capacités de suivi spectroscopique, pour lesquelles la magnitude limite en V est de 19,5, ce qui correspond au maximum de luminosité d'une supernova à  $z = 0,13$ , soit au-delà de la limite ciblée de  $z < 0,08$ .

L'une des difficultés de la recherche, menée par nos collègues américains conjointement avec d'autres programmes, est que les zones de ciel d'intérêt pour les supernovae ne coïncident pas avec celles du programme principal : en particulier, la recherche d'astéroïdes se concentre sur le plan de l'écliptique, là où la recherche de supernovae tendrait à l'éviter. Enfin, pour assurer un taux de remplissage suffisant de la queue d'observation spectroscopique, il faut pouvoir suivre idéalement une dizaine d'objets, tout en en typant deux ou trois par nuit. Cela implique à la fois un flux suffisant de candidats à observer, ce qui est fourni par les  $450\square$  observés en moyenne par nuit, mais aussi une pureté suffisante des candidats. Contrairement aux relevés en mode *rolling search* qui revisitent les mêmes champs régulièrement et peuvent faire un tri a posteriori, l'alerte doit ici se faire au plus près de la première détection. Une méthode de *boosted decision tree* a été développée pour fournir une pureté suffisante des candidats (Bailey et coll., 2007), et donc une liste suffisamment réduite d'objets soumis à vérification manuelle avant d'être envoyés à la spectroscopie pour confirmation. On peut cependant regretter que le biais provenant de cette procédure n'ait pas été évalué de façon extensive, notamment en ce qui concerne la distance au centre galactique, ce qui limitera certaines études portant sur l'ensemble de notre échantillon.

Au total, la recherche des supernovae a fourni plus de 7000 détections, parmi lesquelles 1031 supernovae ont été identifiées, sur une surface totale couverte d'environ  $2\pi$  sr (voir table 2.1 et figure 2.1). La recherche des supernovae n'ayant pas été opérationnelle immédiatement avec le taux escompté, nous avons utilisé des sources publiques de supernovae. Cela a été également le

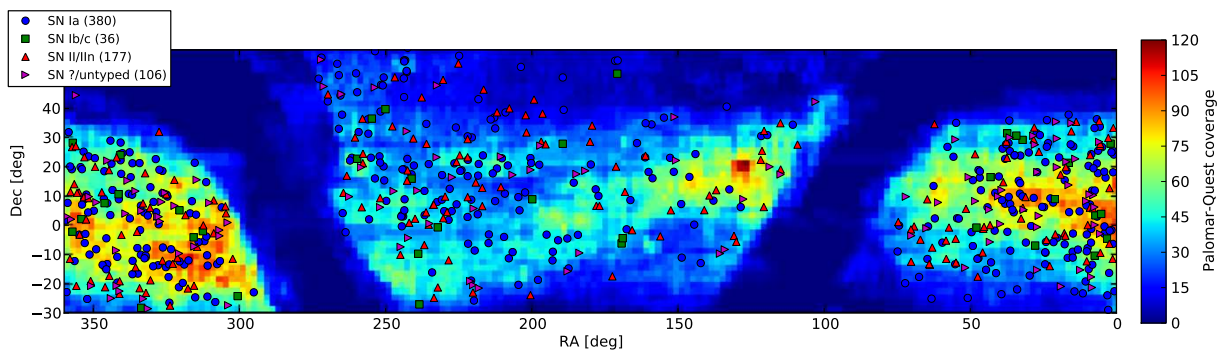


FIG. 2.1: Portion du ciel observée par le programme QUEST-NEAT, avec l'indication des détections des supernovae confirmées ainsi que des candidats spectrés.

TAB. 2.1: Echantillon des supernovae du programme. La ligne « QUEST » indique l'ensemble des détections soumises à décision, la ligne « + spectre » indique le nombre d'objets SNfactory pour lesquels un spectre a été acquis, la ligne « Autres » le nombre d'objets spectrés hors source SNfactory. Enfin, la ligne « Total suivies » indique le nombre de SNIa avec au moins 6 spectres le long de la courbe de lumière. La colonne « Détection » indique le nombre total de détections faites, et la suite indique leur origine : ONI est l'abréviation d'Objet Non Identifié (volant ou pas), « Erreur » indique un artefact de soustraction, « Variable » une étoile variable et on distingue les candidats SN des SN confirmées, dont certaines l'ont été par d'autres mesures que notre spectroscopie. Le tableau du bas donne le détail par type de supernova.

Source	Détections	ONI	Erreur	AGN	Astéroïde	Variable	Candidat SN	SN
QUEST	7017	888	489	261	2453	1136	759	1031
+ spectre	859	42	5	27	4	74	41	660
Autres	–	–	–	–	–	–	12	90

Source	SN total	Non typées	Ia	Ib/c	SNII/IIn
QUEST	1031	407	396	37	191
+spectre	660	67	380	36	177
Autres	90	3	64	6	17
Total suivies	199	–	194	2	3

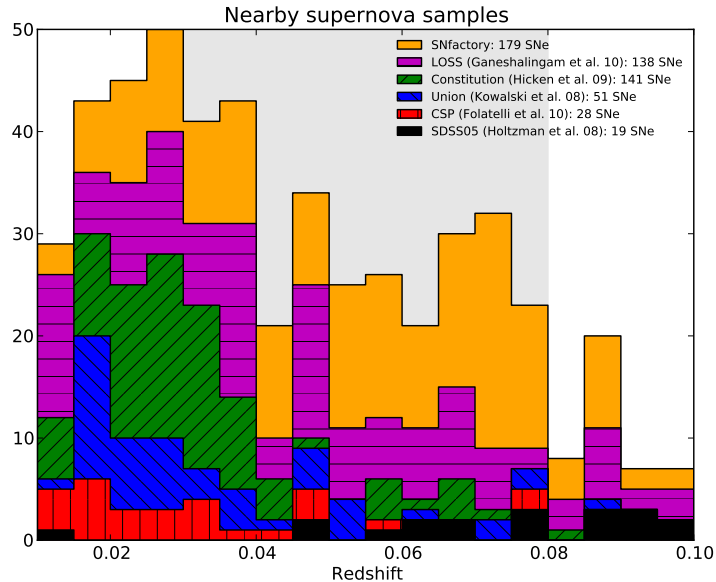


FIG. 2.2: Nombre de supernovae disponibles dans la gamme  $0,01 < z < 0,1$ , selon les sources. La zone cible de SNfactory est indiquée en grisé, soit  $0,03 < z < 0,08$

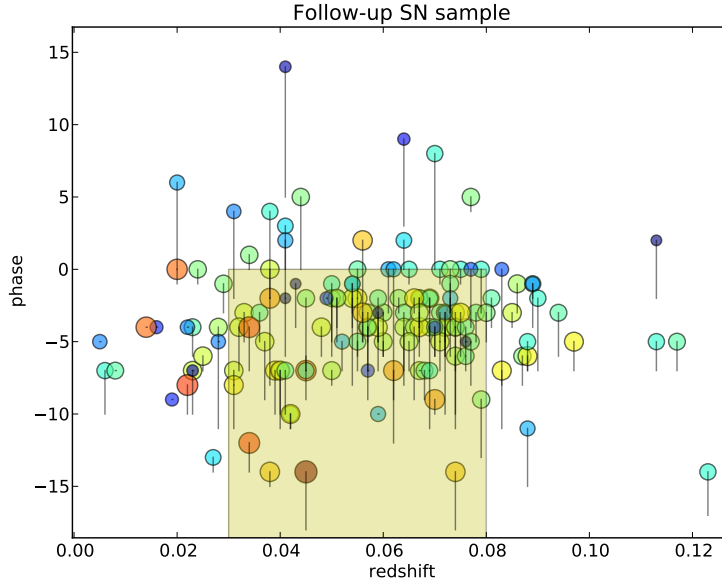


FIG. 2.3: Répartition des SNIa suivies en fonction du décalage vers le rouge et de la phase du premier spectre. L’aire des cercles est proportionnelle au nombre de spectres acquis, soulignée par un code couleur, les traits verticaux représentent le délai de latence entre la détection par QUEST, donné par l’extrémité basse du trait, et le premier spectre SNfactory. Le rectangle représente la zone fiducielle cible du projet.

cas lorsqu’une supernova publique était d’un intérêt suffisant pour déclencher un suivi. Au total, 190 supernovae sont disponibles pour l’analyse cosmologique, avec plus de 6 spectres pris le long de leur courbe de lumière pour un total de 3017 spectres, soit une moyenne de 15,5 spectres par objet. La figure 2.2 montre le décalage vers le rouge des supernovae de l’échantillon SNfactory, limité au domaine utile en décalage vers le rouge. Dans le flot de Hubble, à partir de  $z > 0,04$  les données accumulées comblent un vide existant, et peuvent donc jouer un rôle important pour calibrer les objets dans le flot de Hubble, et servir de point d’ancrage du diagramme du même nom. La figure 2.3 montre la répartition en phase des supernovae, la phase étant ici celle déterminée à la découverte. La phase médiane du premier spectre est de -4 jours avant le maximum, et 90% des supernovae suivies ont un premier spectre avant leur maximum de luminosité. Le délai moyen entre l’acquisition du premier spectre et la découverte est de 2,7 jours.

## 2.3 Spectrophotométrie : l’instrument SNIFS

La spectrophotométrie d’objets transitoires est une technique novatrice qui a nécessité la construction d’un spectrographe à champ intégral dédié, SNIFS (Lantz et coll., 2004), dont le schéma optique est décrit figure 2.4. Le faisceau incident du télescope est réparti entre 3 voies optiques : d’une part, un ensemble d’imagerie et de guidage composé de deux CCD accolés constitue la voie dite photométrique de l’instrument, d’autre part une fraction du champ incident peut être renvoyée grâce à un prisme mobile vers une lame dichroïque, qui sépare le faisceau entre deux voies de spectrographie. En outre, une seconde voie d’entrée de lumière pour l’étalonnage, qui reproduit l’ouverture du faisceau ainsi que le vignettage du au miroir secondaire, permet

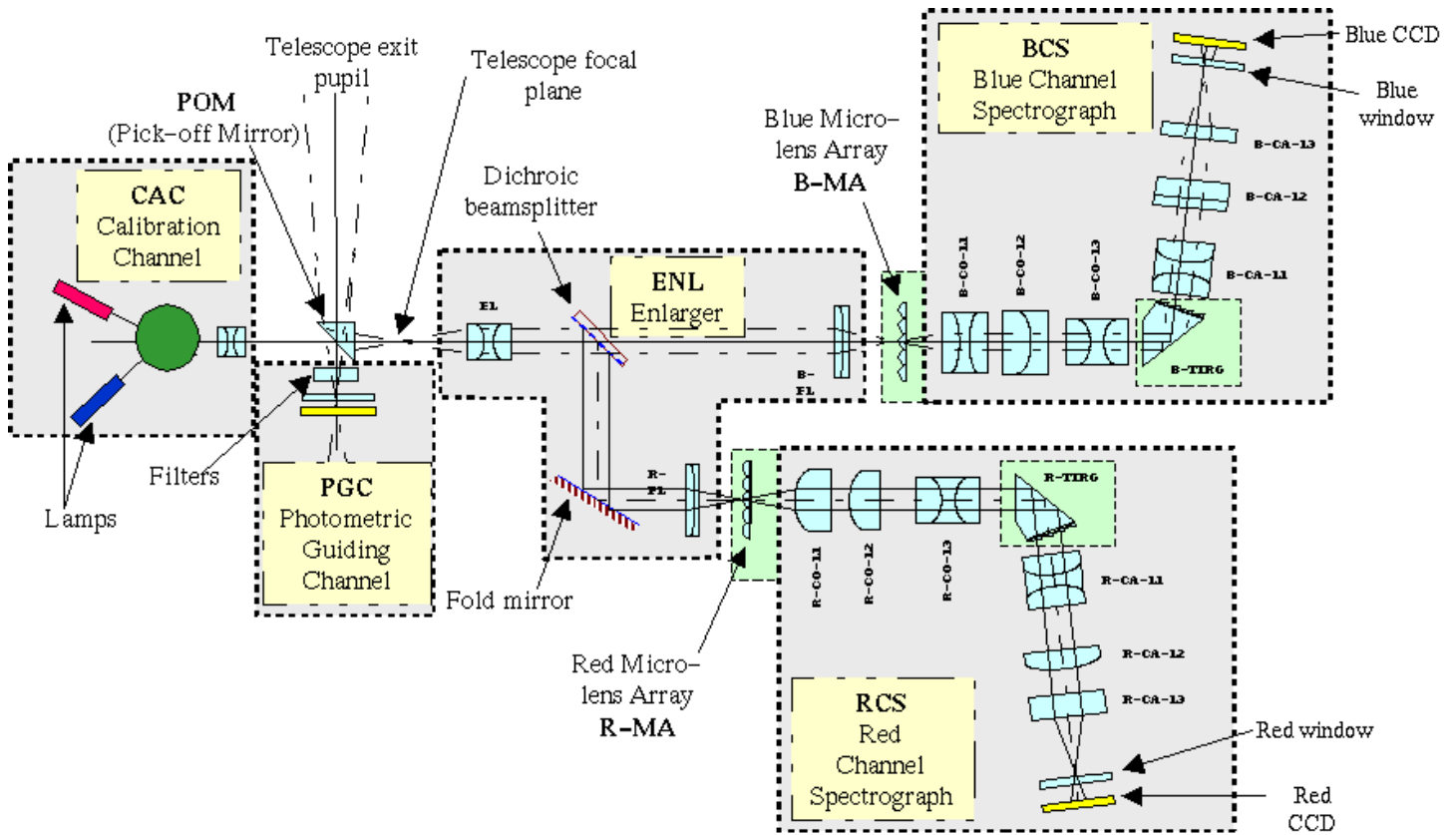


FIG. 2.4: Schéma optique de l'instrument SNIFS.

lorsque le prisme de renvoi est retiré d'illuminer les canaux de spectroscopie avec des lampes, soit à spectre continu, soit à arc.

La gamme spectrale va de 3200 à 10000 Å, ce qui couvre tout le domaine visible étendu, afin d'échantillonner la plus grande part possible des structures spectrales des supernovae. Sur une telle gamme de plus d'une octave, il était nécessaire de faire deux canaux, séparés par un dichroïque de longueur d'onde de coupure à 5400 Å. Un réseau de 15x15 microlentilles couvrant 6" × 6" découpe ensuite le champ incident en autant de spaxels et les l'image des micropupilles correspondantes est diffractée par un grisme, blazé de façon à optimiser le flux dans l'ordre 1 à la longueur d'onde moyenne du canal considéré, avant d'être projetées sur un détecteur CCD, avec un angle de rotation de 3,8°, afin que les 225 spectres ne se chevauchent pas sur le détecteur. Chaque voie est optimisée dans ses traitements de surface et son dessin optique par rapport à la longueur d'onde concernée, la voie bleue étant échantillonnée à 2,4 Å, la voie rouge à 2,9 Å, afin de respecter le critère de Shannon pour la résolution spectrale.

La voie photométrique et de guidage (voir figure 2.5) remplit, elle, plusieurs rôles. Elle sert à faire coïncider les champs observés avec les chartes de pointé (ou *finding charts*) lors de l'acquisition d'une nouvelle cible et à imager un champ de référence non loin de l'objet étudié afin de pouvoir mesurer la PSF<sup>2</sup> des étoiles de ce champ, ainsi que de faire leur photométrie afin de disposer des coefficients permettant d'étalonner la pose par rapport à une pose de référence prise en nuit photométrique. En vue de surveiller l'absorption par l'atmosphère en différentes

<sup>2</sup>Point Spread Function, liée aux turbulences atmosphériques, à l'asservissement du pointé et aux aberrations optiques.



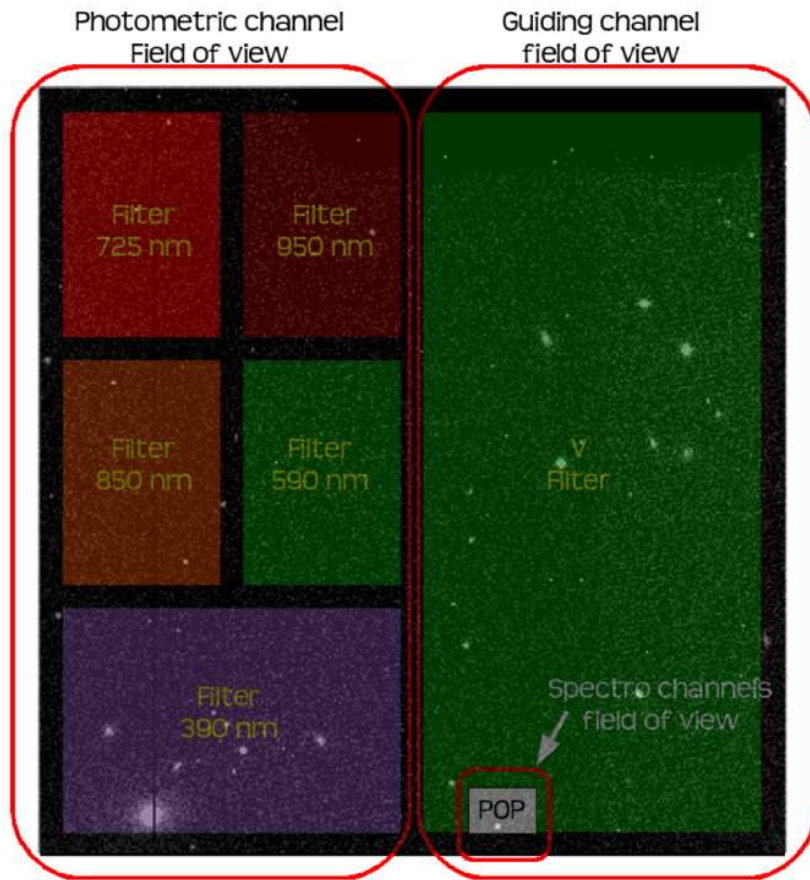


FIG. 2.5: Schéma de la voie photométrique. A gauche, le CCD équipé d'un multifiltre, à droite, la voie de guidage, avec indication de l'emplacement du miroir de renvoi (POP).

longueurs d'onde, cette voie est équipée d'un multifiltre. Par ailleurs, l'instrument étant monté sur un foyer Cassegrain replié, il convient d'assurer le guidage avec le même instrument que celui de mesure, la voie de guidage habituelle du télescope ne recevant pas de lumière à cause du miroir de renvoi. Le canal photométrique est donc double, composé de deux CCD accolés, l'une servant pour la photométrie, l'autre pour le guidage et cadencée rapidement pendant la pose. Le champ couvert par ces deux CCD est de  $9,4' \times 9,4'$ , suréchantillonné à  $0,14''$  par pixel, afin de pouvoir mesurer précisément la forme de la PSF.

Cet instrument a été monté sur le télescope UH à Hawaii en 2004, au cours d'une mission de longue durée suivie de 3 mois de commissioning, pendant lesquelles il a fallu tester in situ les scripts d'acquisition. La prise de données de science a commencé en 2004, mais le véritable mode de fonctionnement n'a été stabilisé qu'en 2006, avec une cadence doublée sur le ciel par rapport aux estimations initiales : nous observons pendant 40% du temps de télescope, avec une nuit d'observation toutes les 2 ou 3 nuits, et une pause hivernale typiquement de décembre à mars. Les nuits d'hiver sont en certes plus longues, mais l'expérience nous a montré que les conditions météorologiques entraînent un fort taux de nuits perdues.

## 2.4 Prise des données

### 2.4.1 Les divers types de poses

Les données prises par l'instrument sont de plusieurs nature : d'une part les poses de science sur les supernovae, qui consistent en une première acquisition de l'objet rapide, une comparaison aux chartes de pointé afin de placer l'objet dans le champ du spectrographe et suivie d'une acquisition de spectres pendant typiquement 30 minutes, et d'autre part des poses destinées à l'étalonnage. La figure 2.6 montre à titre d'exemple un échantillon des ces poses concernant la supernova SNF20080522-000 prise le 5 juin 2008, dans la voie rouge du spectrographe, et qui nous servira de fil conducteur dans ce chapitre. Les poses d'étalonnage sont de plusieurs types :

- Les poses **BIAS** et **DARK** : ce sont des poses pendant laquelle les CCD sont lus sans avoir été illuminés. Elles sont idéalement prises de nuit - à cause des fuites de lumière possibles dans l'instrument - lorsque le télescope est fermé pour cause de mauvais temps. En pratique, les fuites de lumière sont négligeables sauf lorsque le dôme est ouvert en plein jour, et ces poses sont également prises de jour, afin notamment de vidanger régulièrement les CCD ;
- Les poses **ARC** : ce sont des poses pendant lesquelles l'instrument est éclairé par des lampes à arc, à argon pour la voie R, à mercure-cadmium pour la voie B, afin de repérer les positions des spectres sur les CCD. En effet, les mouvements du télescope induisent des flexions mécanique dans l'instrument qui peuvent entraîner des déplacement jusqu'à 6 pixels, ce qui est l'ordre de grandeur de l'intervalle entre deux spectres. Egalement, ces poses servent à calibrer finement les spectres en longueur d'onde. Cependant, les études que nous avons effectué montrent qu'il y a un hystérésis mécanique, et qu'il n'est pas possible de tabuler les centroïdes des arcs en basculant le télescope hors temps noir. Il est donc nécessaire de disposer d'une pose **ARC** par pose de science ;
- Les poses **CONTINU** : ce sont des poses pendant lesquelles les CCD sont éclairés par des lampes à spectre continu. Ces poses servent à fournir un étalonnage relatif en flux des 225 spectres de chaque voie. Cet étalonnage va dépendre de deux composantes : la première est une transmission de l'instrument considérée comme fixe pendant une nuit donnée, et l'obtention d'une courbe de réponse micro-lentille par micro-lentille se fait grâce à un nombre limité de poses, prises en début, milieu et fin de nuit : il convient en effet de limiter le temps dévolu à ces poses qui prend sur le temps d'acquisition de science. Par ailleurs, le filtre dichroïque est sensible aux variations d'humidité de l'atmosphère, et l'adsorption de molécules d'eau va légèrement décaler sa bande passante. La corrélation entre les variations de celle-ci et l'humidité mesurée par une sonde ne permet cependant pas de faire une correction hors-ligne, et la méthode la plus robuste consiste à mesurer *in situ* la bande passante en faisant l'acquisition d'une zone de CCD réduite à une dizaine de spectres — ce qui permet une lecture rapide — pendant l'étape de comparaison du pointé actuel du télescope avec les chartes de pointé ;
- Les poses **DOME** : la voie d'étalonnage interne à l'instrument ne permet pas d'illuminer la voie photométrique de l'instrument pour calculer les corrections d'uniformité (ou *flat field*). Telle était la mission des poses de type **DOME**, dans lesquelles une lampe externe illumine le dôme (avec un écran réflecteur avant que ce dernier ne soit arraché par un coup de vent) qui est imagé par l'instrument. Cependant, les réflexions internes n'ont pas permis d'obtenir au final une illumination uniforme, ce qui a compliqué la tâche de la réduction photométrique (Pereira, 2008). Les poses **DOME** permettent également de comparer les flux de la voie photométrique avec ceux du spectrographe, ce qui a donné lieu à quelques études ponctuelles. De plus, contrairement aux lampes d'étalonnage internes qui saturent les voies

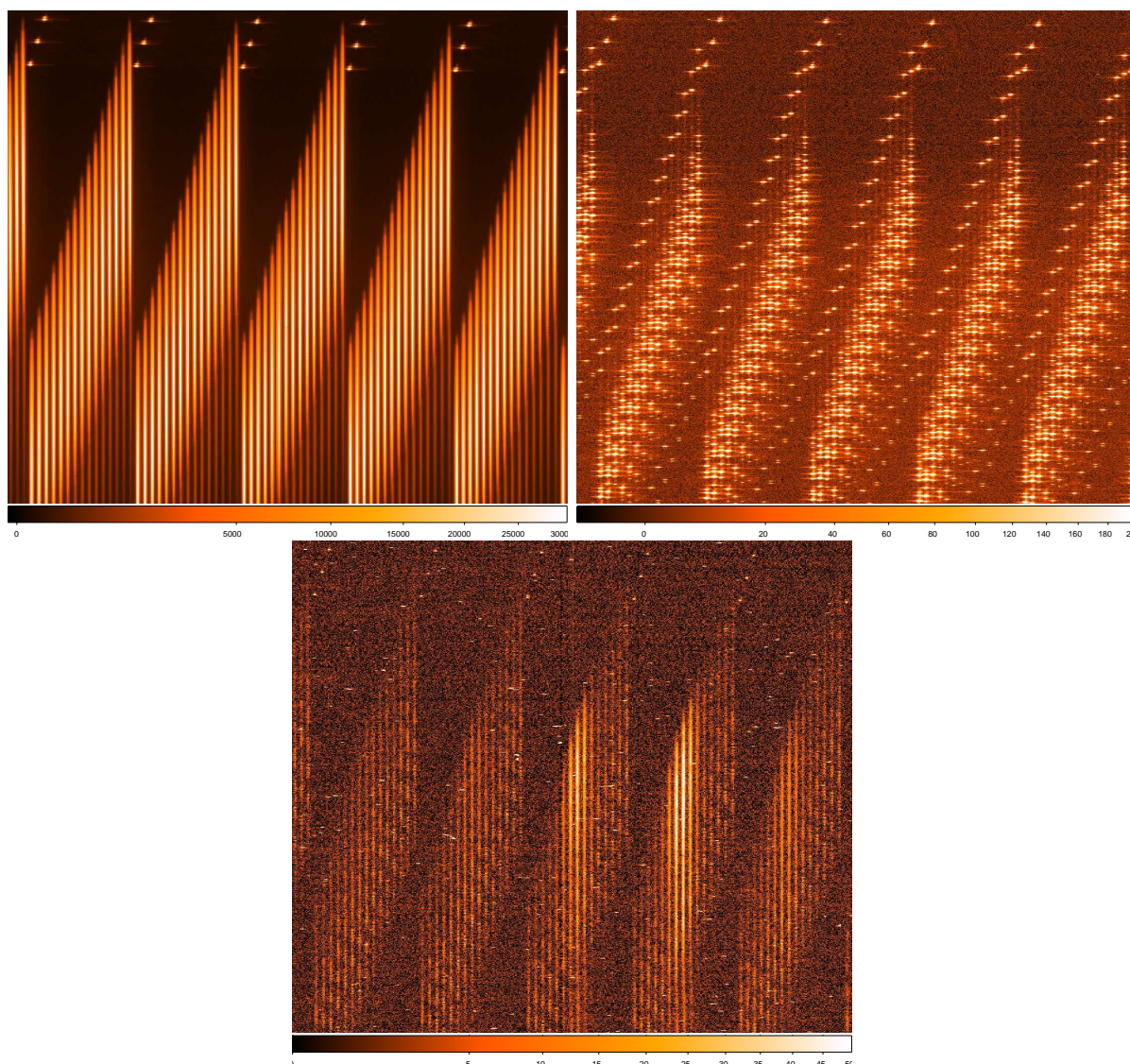


FIG. 2.6: Allure des différents spectres projetés sur les CCD dans la voie rouge. En haut à gauche, une pose d'étalonnage utilisant une lampe à spectre CONTINU. On observe en haut de la pose l'ordre 0 de diffraction, et en bas un résidu d'ordre 2, visible sur une image à haute intensité lumineuse. Les 225 spectres de SNIFS sont rangés par paquets de 15 de façon à ne pas se chevaucher. En haut à droite, une pose utilisant une lampe ARC, destinée à ajuster la position des spectres par rapport à des longueurs d'ondes connues. Un oeil attentif pourra constater la présence d'un fonds diffus, lié soit à des réflexions parasites de la lumière dans le spectrographe, soit à des effets à longue distance de la PSF du spectrographe. En bas, une pose de science : on observe que seuls les spectres du milieu ont un fort rapport signal sur bruit, lié à la présence d'un objet centré dans le champ. Sur le côté, les spectres ont quelques raies lumineuses : ce sont des raies du ciel. Enfin, de nombreux cosmiques sont également visibles sous forme de points blancs. L'échelle verticale a été compressée sur toutes ces images afin de montrer tous les ordres de diffraction.

- de spectroscopie en quelques secondes, les poses DOME ont un temps de pose possible jusqu'à 1000 secondes, ce qui est idéal pour étudier la linéarité des détecteurs ;
- Les poses CIEL : contrairement aux poses DOME, le flux lumineux incident de ces poses ne peut pas être contrôlé. Elles servent néanmoins à qualifier la qualité du champ plat obtenu après étalonnage par les poses CONTINU. Elles ne font cependant pas partie de la chaîne automatique de réduction des données et ne sont utilisées qu'à titre de contrôle ;
  - Les poses StdStar : ces poses ne sont pas un type particulier de poses, car ce sont des poses de science, mais pour lesquelles l'objet spectro-imagé est une étoile étalon spectrophotométrique. Ces étoiles se rangent en deux catégories : 29 étoiles standard longues, dont des naines blanches calibrées absolument via un modèle théorique telles GD71 (Bohlin, 2007), de temps de pose supérieur à 100 secondes, et 10 étoiles standard brillantes, de temps de pose 1 s, du catalogue HR. Ces étoiles sont utilisées pour l'étalonnage absolu en flux de l'instrument, ce qui se fait via une modélisation de la transmission atmosphérique. On parvient ainsi à obtenir un modèle de transmission par nuit d'observation. Par ailleurs, la mesure répétée de ces étoiles — nous disposons d'environ 200 mesures pour les principales — permet de vérifier la qualité de notre étalonnage photométrique, en les considérant comme si elles étaient de type Supernova et en comparant la stabilité de leurs courbes de lumière ;
  - les poses FinalRef : ce sont en fait des poses de science prises une année après la détection de la supernova, destinées à fournir une référence de la galaxie hôte de cette dernière. En effet, la dernière étape de la réduction des données consiste à séparer les contributions des supernovae de celles de leur hôte.

### 2.4.2 Opération de l'instrument

L'ensemble de ces diverses poses est géré à travers un planning établi chaque nuit et lu par un script automatisé de contrôle de l'instrument, AIC, qui appelle séquentiellement des scripts en `sh` qui ordonnent les séquences d'instructions logiques, en envoyant les commandes de bas niveau aux agents logiciels à travers le système `director`. Ces agents sont au nombre de 5, trois d'entre eux contrôlent les CCD de l'instrument à travers une carte `lotuspci` qui communique avec une LeachBox, l'un d'entre eux est un agent d'interface avec un PC104 qui contrôle les parties mobiles de l'instrument, roue à filtre, miroir de renvoi, moteurs de focalisation des collimateurs et caméras, ainsi que l'allumage des lampes, et enfin, un dernier agent communique avec le système de contrôle de télescope, dont le pilotage est donc totalement automatisé, les opérateurs humains (TO) n'étant là que pour les opérations nécessitant des privilèges, telles la réinitialisation du système ou la désactivation des sécurités liées à une sonde défectueuse.

La prise des données se fait à distance, via 3 ordinateurs au sommet accessibles par une passerelle dédiée, rendue nécessaire par la fréquence des attaques informatiques contre la passerelle officielle du télescope, qui font tourner des serveurs VNC. Un canal de *chat* utilisant le système commercial AIM permet aux shifteurs de communiquer entre eux, ainsi qu'avec le TO. Ce canal dispose également de Crowbot (Poon et coll., 2008), un robot qui sert à la transmission des informations de haut niveau ainsi qu'à l'enregistrement des conversations, les paramètres passés par les scripts étant eux aussi enregistrés, mais directement au niveau de la prise de donnée. Un système de *logbook* électronique est également en place afin de rapporter le statut des opérations programmées, et servir de point de départ pour les opérations de post-processing de la nuit. Enfin, un système de traitement de données en ligne et de contrôle des données a été mis en place afin de fournir des éléments d'analyse directe aux shifteurs. SNfactory a ainsi été une expérience pionnière dans le contrôle à distance de ses instruments (Antilogus et coll., 2008).

### 2.4.3 Qualité en ligne des données

Dans le cadre de la surveillance en ligne de la qualité des données, la rapidité de traitement et de délivrance d'une alerte est cruciale, afin de permettre à l'observateur d'avoir un retour rapide, idéalement avant d'avoir commencé l'acquisition d'une nouvelle pose qui risque en cas de défaillance d'être elle aussi affectée. Le premier niveau de l'analyse en ligne tourne donc sur les données préprocessées et utilise une analyse statistique de l'histogramme des valeurs observées sur les pixels du CCD. En effet, comme le montre la figure 2.7, l'allure de cet histogramme dépend du type de pose observé, et certaines quantités seront pertinentes pour définir un niveau d'éclairage de la pose. L'analyse utilise les données suivantes :

- Le niveau moyen après coupure à  $5\sigma$ , qui est représentatif à la fois du niveau des poses BIAS et DARK, mais qui peut également repérer un fond de ciel important ;
- Le niveau correspondant au quantile des 1% pixels les plus lumineux, représentatif du niveau dans les poses à spectres continus, comme les pose CONTINU, les poses CIEL et les poses DOME.
- Le niveau correspondant au quantile des 1‰ pixels les plus lumineux, indicatif du niveau de certaines poses de science ;
- Le niveau correspondant au quantile des  $10^{-4}$  pixels les plus lumineux, représentatif de

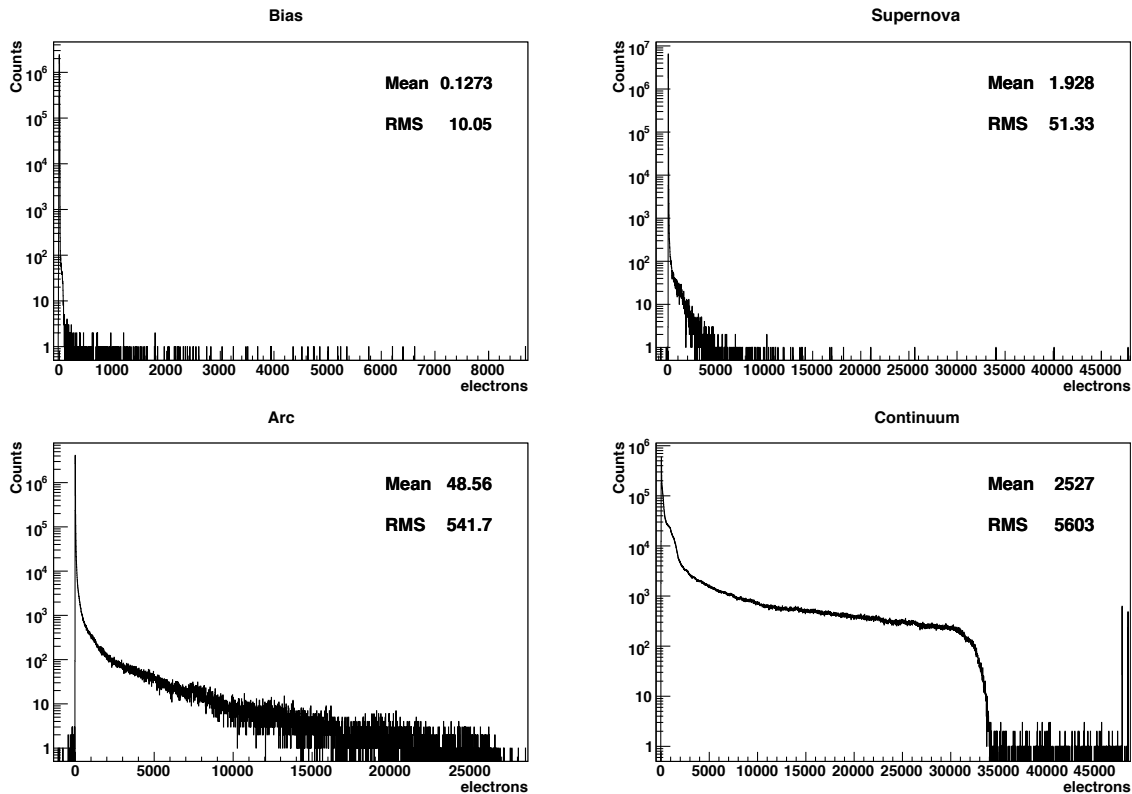


FIG. 2.7: Histogrammes du signal observé sur tous les pixels du CCD en fonction du type de pose. Le pic aux alentours de 0 correspond aux pixels non illuminés, tandis que l'allure de l'histogramme des pixels illuminés dépend du type de pose. la queue de distribution contient à la fois des pixels touchés par des rayons cosmiques, et des pixels dit chauds, à fort courant d'obscurité. Enfin, pour les poses de type CONTINU, la saturation logique liée à l'ordre 0 de diffraction s'observe à environ 47000 électrons.

- certaines poses de science, ainsi que des poses d’Arcs ;
- Le nombre de pixels saturés, sachant que la présence des ordres 0 du faisceau diffracté implique que leur nombre soit non nul, typiquement jusqu’à  $10^3$  ;
- Le niveau de bruit mesuré dans l’overscan (voir chapitre 3, censément stable ;
- Et enfin le nombre de pixels dont le niveau est inférieur à la moyenne moins  $5\sigma$ , nombre qui doit idéalement être inférieur à  $10^3$  compte-tenu des non-gaussianités du signal incident.

Un jeu d’environ 100 coupures a été établi, permettant de détecter les défauts de fonctionnement majeurs les plus courants, parmi lesquels la saturation du signal physique, les lampes d’étalonnage qui ne fonctionnent plus, ou encore la présence de poses corrompues lors de leur lecture. La seule erreur qu’il n’est pas possible de détecter à coup sûr est l’absence d’objet en entrée du spectrographe, la présence de raies de ciel pouvant être confondue avant extraction avec un signal : tout au plus est-il possible d’émettre un « Warning » lorsque le niveau détecté est trop faible. Le contrôle de qualité inclus donc, mais dans une deuxième étape, le contrôle manuel par l’observateur des vignettes spatiales du signal reconstruit dans le cube.

Le système en ligne de qualité des données est également interfacé avec la base de donnée hors ligne, afin d’étiqueter les poses jugées mauvaises et de les supprimer du pipeline de réduction.

## 2.5 Réduction des données

### 2.5.1 Traitement de l’image

La réduction des données de SNfactory se fait par une cascade de processus élémentaires qui s’emboîtent pour former un pipeline de réduction. La première étape, dite de preprocessing, consiste à soustraire des poses brutes les signatures instrumentales des CCD. Nous détaillerons plus avant cette étape dans le chapitre 3. Une fois ces signatures soustraites, le signal déposé sur le CCD est étalonné en électrons par pixel. On trouvera au bas de la figure 2.6 le résultat de la pose résultante pour SNF20080522-000, pour la nuit du 5 juin 2008, appelée aussi nuit 157.

Avant de passer à l’étape d’extraction du cube proprement dite, la lumière parasite doit être soustraite. Ce processus est en fait mal défini, car il faudrait idéalement ajuster en même temps

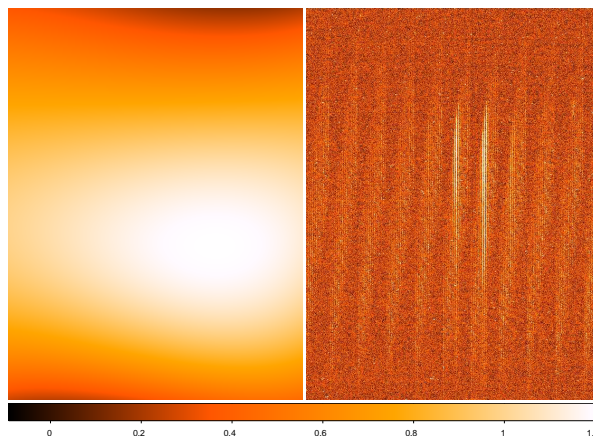


FIG. 2.8: *A gauche* : Carte de la lumière parasite pour la pose de science. Il faut noter que le maximum d’amplitude de la lumière parasite ne correspond pas au maximum d’amplitude de la lumière incidente (*à droite*), ce qui rend peu plausible la simple explication par une mauvaise prise en compte des ailes de la PSF.

le signal extrait et le bruit de fond continu en minimisant les résidus de soustraction à la pose. Cependant, l'extraction des spectres un par un est déjà un processus gourmand en temps de calcul, et une telle minimisation globale n'a pas été envisagée pour des raisons pratiques. Aussi un traitement ad hoc est appliqué, qui consiste à passer un filtre minimum après un filtre médian pour rechercher les minima locaux avec une fenêtre suffisante pour englober les régions sans signal situées dans l'inter-spectre entre deux séries de 15 microlentilles. Une interpolation sous forme de spline est ensuite effectuée dans les régions autour de ces minima locaux, restreintes à une hauteur de signal de  $\pm 3\sigma$  autour de la médiane de la région. Nous avons estimé le biais de zéro de cette procédure à 0,2 électrons, tandis qu'à haut signal, l'amplitude de la soustraction est de l'ordre de 2%. Les études de non-linéarité effectuées par simulations Monte-Carlo ne semblent plus mettre en cause cette étape du processus en fin de chaîne d'étalonnage comme source de non-linéarité. Un exemple du motif reconstruit de la lumière diffuse dans la pose de science déjà prise en exemple est visible figure 2.8, l'amplitude maximale étant de 1,2 électrons, pour un signal incident piquant à 78 électrons.

### 2.5.2 Reconstruction du cube

L'extraction des spectres afin de produire le cube 3D a été de la responsabilité de Y. Copin, et est décrite par de nombreuses thèses SNfactory, nous renvoyons le lecteur à celle de Nathalie Blanc (2006) pour une version condensée, ou à celle de Yannick Copin (2000) dans le cadre d'un autre instrument pour une version plus détaillée. Nous nous bornerons ici à dire que la pose d'ARC associée à la pose de science, après avoir été préprocessée, est analysée afin de déterminer le décalage par rapport à une pose ARC de référence. Ce décalage est ensuite utilisé pour décaler le modèle optique qui donne  $\mathcal{C}(i_0, j_0 | \lambda, l)$ , les centroïdes en coordonnées CCD associés à la lentille  $l$  pour la longueur d'onde  $\lambda$ , ainsi que le profil horizontal de la PSF associé, dit de cross-dispersion,  $\mathcal{G}(i - i_0 | \lambda, l)$ . Une extraction dite optimale du signal est alors appliquée qui donne le flux reconstruit en fonction de  $(j, l)$ , interpolé ensuite en longueur d'onde pour donner un flux en fonction de  $(\lambda, l)$ . Les poses ARC sont alors extraites elles aussi pour affiner la calibration

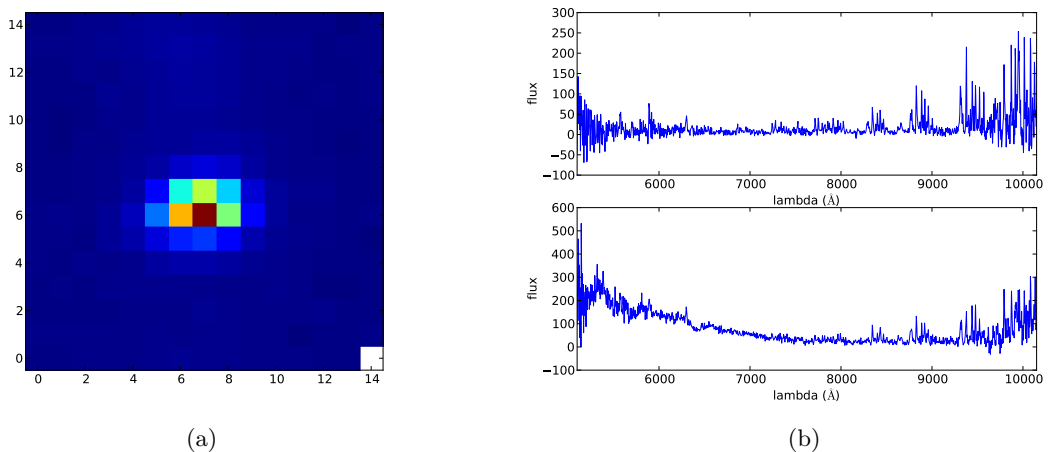


FIG. 2.9: Le cube de données une fois extrait et corrigé de la transmission instrumentale. (a) Allure spatiale des données dans le cube, la supernova est visible au centre, le point en bas à droite souffre de vignettage et est donc exclu des données. (b) Exemple de spectres pour deux micro-lentilles, la première dans la zone du ciel, et la seconde centrée sur la supernova.

en longueur d'onde. Les données obtenues sont alors sous la forme d'un cube à deux dimensions spatiales et une dimension spectrale, et le flux est donc de la forme  $F(x,y,\lambda)$ .

Les poses CONTINU de la nuit sont extraites de la même manière, et leur flux utilisé pour effectuer une correction d'uniformité spatiale et spectrale. Une correction de bande passante pour la lame dichroïque est également appliquée en vol en utilisant la pose CONTINU associée à la pose de science. Ensuite, un filtre anti-cosmique est appliqué : en effet, ceux-ci étant très localisés sur le CCD, ils produisent un point aberrant en  $(x,y,\lambda)$ . Il serait également possible de retirer les cosmiques au niveau du CCD, mais nous renvoyons la discussion au prochain chapitre. Il reste néanmoins des coïncidences fortuites entre cosmiques dans les données. Au final, le cube de données obtenu est étalonné en flux relativement à un spectre thermique de lampe donc sans composantes de haute fréquence. La figure 2.9 représente le cube ainsi extrait à partir des données de notre exemple.

### 2.5.3 Extraction du flux

L'étape suivante est l'extraction des spectres des objets astrophysiques à partir des données du cube, qui consistent le plus souvent en un objet ponctuel, fût-il supernova ou étoile standard, éventuellement superposé à un fonds diffus de galaxie hôte dans le cas des SNIa. Il faut donc disposer d'un algorithme permettant de reconstruire le flux d'une source ponctuelle. Pour cela l'une des difficultés majeures vient de la méconnaissance de la PSF spatiale, inconnue a priori. Une autre difficulté vient de la réfraction atmosphérique différentielle effective (ADR), telle qu'intégrée durant le temps de pose. Un certain nombre d'étudiants en thèse se sont penchés sur cette question, Nathalie Blanc, Sébastien Gilles, Guillaume Rigaudier et Clément Buton en particulier.

La thèse de Nathalie Blanc (2006) s'est concentrée sur l'extraction à partir des seules données

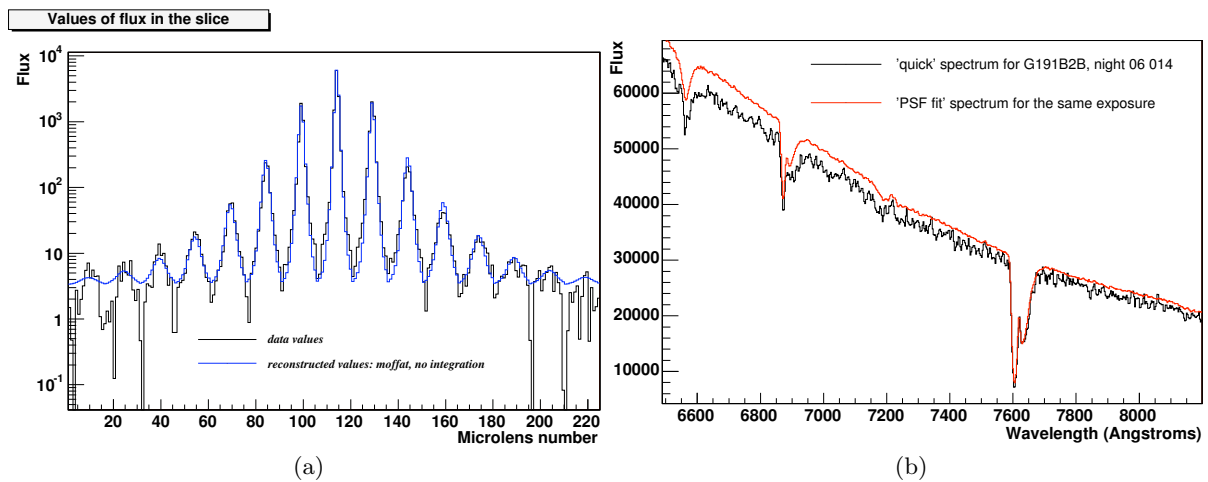


FIG. 2.10: Extraction de source ponctuelle : deux figures résumant le travail de thèse de Nathalie Blanc. (a) Comparaison d'une forme fonctionnelle de Moffat aux données d'une tranche de cube intégrée en  $\lambda$  : les données spatiales du cube sont présentées dans l'ordre  $x + 15 * y$  afin de pouvoir être visualisées en une dimension. (b) Comparaison du flux extrait par la méthode de PSF à une méthode de photométrie d'ouverture : la première donne non seulement un meilleur rapport signal sur bruit, mais permet aussi de reconstituer une partie du flux perdu hors champ à cause de la réfraction atmosphérique différentielle et du champ relativement peu étendu du spectrographe. (Figure thèse N. Blanc).



du spectrographe, et a abouti à une précision de reconstruction en flux de 5 à 10%, en utilisant comme meilleure forme fonctionnelle de la PSF une fonction Moffat elliptique d'axes principaux  $x$  et  $y$  (voir figure 2.10) : par chance, ces directions correspondent aux axes cardinaux à un petit angle près, et le télescope étant à monture azimutale, cela entraîne une imprécision de guidage différente dans les deux axes, ce qui justifie l'approximation utilisée. L'ADR a elle été reconstruite directement sur les données en utilisant le coefficient de masse d'air provenant des informations de pointé, et en ajustant la direction projetée dans le plan du spectrographe pose par pose. L'extraction du flux se fait en deux étapes : afin de déterminer les paramètres de la PSF et de l'ADR, le cube est d'abord intégré en longueur d'onde en tranches larges afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Ensuite, une fois les paramètres de forme fixés, l'extraction de flux proprement dite est faite par une simple méthode de  $\chi^2$ .

L'extraction de source ponctuelle a été améliorée ensuite (voir figure 2.11 : Clément Buton a déterminé empiriquement une meilleure forme fonctionnelle, sous la forme d'une fonction Moffat représentant la PSF atmosphérique (aussi appelée seeing) plus une gaussienne, représentant les erreurs additionnelles, notamment en provenance du guidage. Une relation empirique établie entre les paramètres de la Moffat et de la gaussienne, sans doute liée à une rétroaction entre le seeing et la précision du pointé, permet de réduire le nombre de paramètres à ajuster. Cependant, utiliser les mêmes données pour ajuster la PSF et extraire le flux est une procédure non linéaire, non exempte de biais. L'idéal serait de pouvoir transposer la PSF mesurée dans le canal photométrique à l'extraction de flux spectral. Pour cela, deux approches ont été développées, l'une, empirique, qui consiste à utiliser la forme fonctionnelle de la PSF de Clément Buton, à ajuster ses paramètres sur le canal photométrique, et à en déduire une loi de corrélation avec les mêmes paramètres mesurés dans les canaux spectrographiques. Cette méthode permet pour l'instant de donner une bonne approximation de départ pour l'ajustement, de l'ordre de 3–4%. A cause de la courbure de champ qui induit des variations spatiales de la PSF liée aux aberrations optiques, une autre approche serait de déterminer un modèle optique complet du télescope, et de convoluer les résultats avec une PSF atmosphérique ainsi que celle provenant du guidage pour transporter ensuite

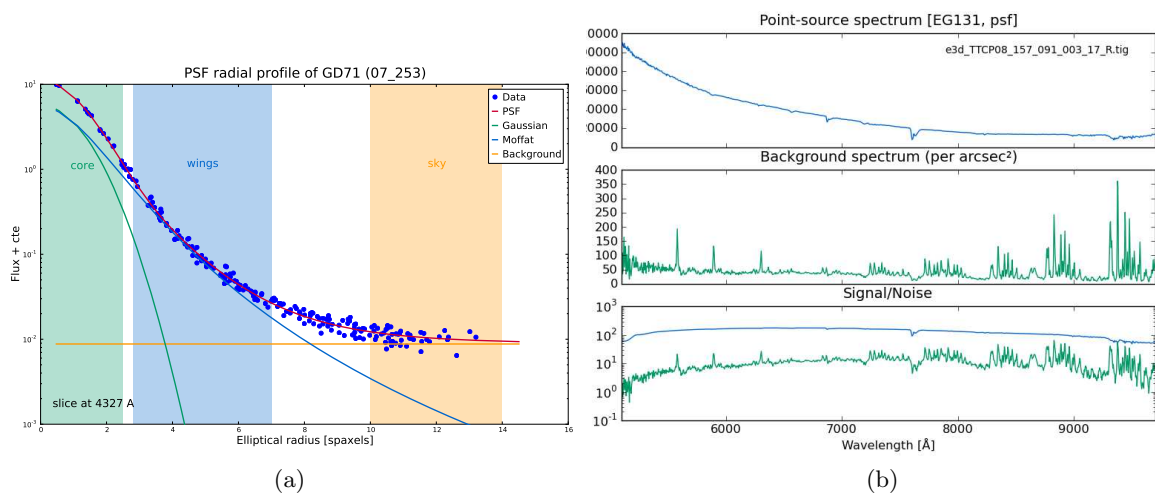


FIG. 2.11: (a) Forme fonctionnelle actuellement en vigueur pour l'ajustement de PSF spectro-spatiale (Figure thèse C. Buton). (b) Spectre extrait d'EG131, une étoile standard prise la même nuit que la pose suivie en exemple de SNF20080522-000 : en haut est donnée le flux de l'objet en unités arbitraires, au milieu le flux du fond de ciel, et en bas le rapport signal sur bruit.

les paramètres au champ de spectroscopie. Une première étude a été effectuée par Guillaume Rigaudier, mais pour l’instant ce procédé complexe n’est pas suffisamment abouti pour permettre une exploitation en production.

#### 2.5.4 Etalonnage

Une fois le flux obtenu, il reste à déterminer son étalonnage absolu. Ce dernier repose sur le flux mesuré des étoiles standard longues de la nuit, comparé à leur tables de références, afin de mesurer l’absorption atmosphérique objet par objet. En exploitant le fait que les étoiles standard sont prises à des masses d’air différentes (Buton, 2009), il est possible de déterminer les différentes composantes de l’absorption atmosphérique : l’absorption Rayleigh, fixée d’après la pression atmosphérique, l’absorption par l’ozone, par les aérosols, ainsi que les absorptions liées aux raies telluriques, H<sub>2</sub>O et O<sub>2</sub>. La figure 2.12 montre la mise en oeuvre de ces ajustements pour la nuit que nous suivons à titre d’exemple.

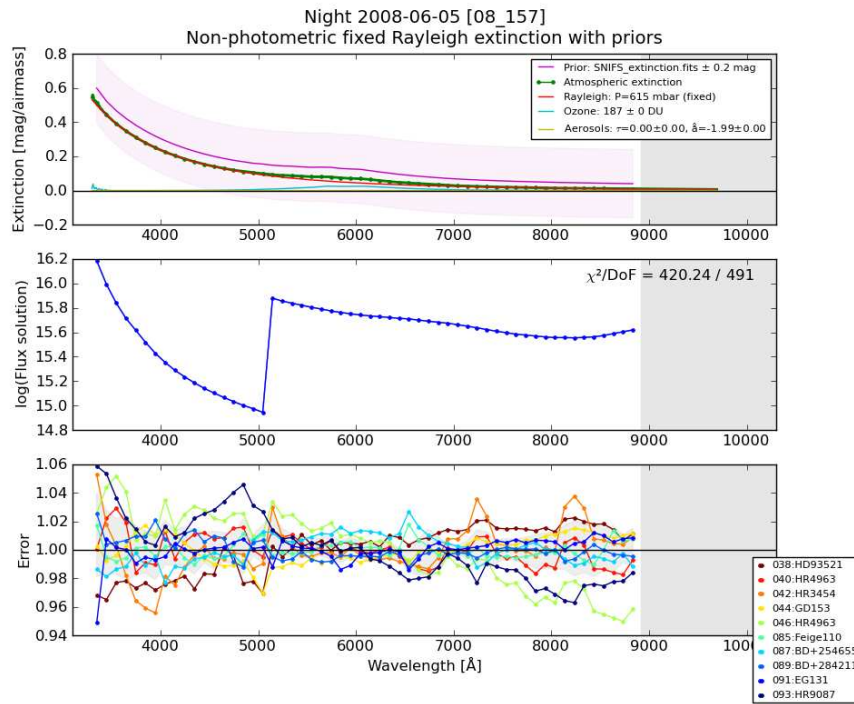
Une fois la correction atmosphérique effectuée, il faut encore se ramener à un étalonnage absolu en flux : en effet, la solution en flux se fait relativement à un coefficient gris d’absorption. L’utilisation des rapports de flux des objets du canal photométrique entre les poses prises en nuit photométrique et celles prises en nuit non photométrique permet de lever cette dégénérescence (Pereira, 2008). La figure 2.13 illustre le fonctionnement de cette étape.

#### 2.5.5 Soustraction galactique

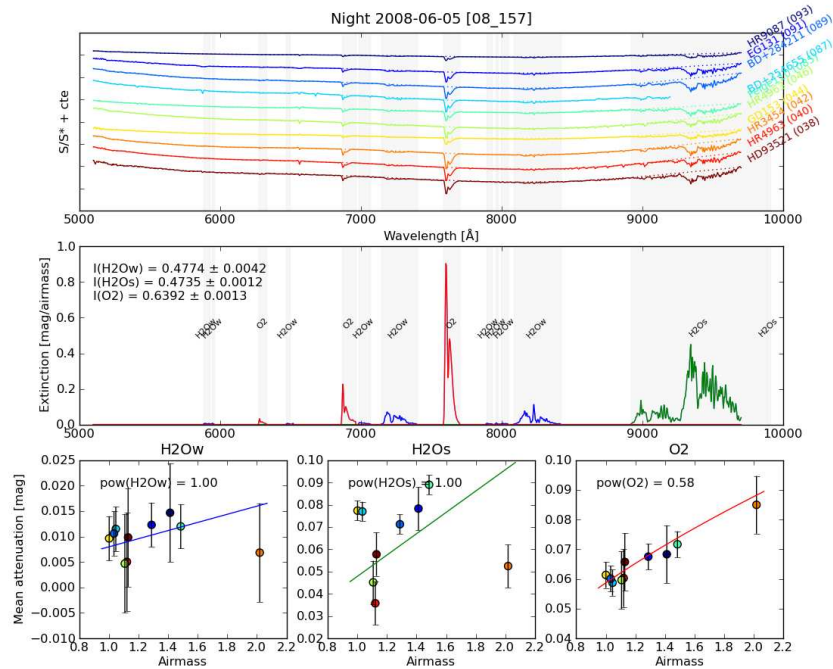
Les données étant étalonnées en flux, il reste à en soustraire la galaxie sous-jacente. Cette étape est encore en développement, et les anciennes productions utilisaient en guise de soustraction un modèle de fond diffus linéaire, de type  $\alpha_x x + \alpha_y y + C$ , qui était utilisé en place d’un fond constant pour modéliser le ciel dans le code d’extraction de source ponctuelle. La soustraction galactique, elle, nécessite de modéliser la galaxie sous-jacente. Pour ce faire, il faut aligner les poses spatialement, ce qui ne pose pas de grande difficulté tant que la supernova est présente, mais devient délicat lorsqu’on travaille sur la pose de référence finale : en effet, pour cette dernière, il faut déduire le positionnement du décalage observé dans la voie photométrique entre cette pose et les poses avec la supernova visible. Cependant, la non-reproductibilité de positionnement du prisme de renvoi, le POP, ne permet d’aligner spatialement qu’avec une résolution de 0,3 arc seconde, ce qui est limitant pour établir le modèle. Ce dernier (S. Bongard, soumis) est établi dans une zone qui dépasse le champ d’observation : en effet, il est d’une part redressé de l’ADR, et d’autre part, les ailes de la PSF font intervenir une partie du flux qui se situe hors du champ. Bien entendu, la partie reconstruite hors-champ l’est avec une précision faible, mais comme seule la partie qui va rentrer dans le champ et polluer la supernova à cause des queues de PSF est importante, au final, ce n’est pas gênant. La figure 2.14 montre le modèle établi pour l’hôte de la supernova SNF20080522-000 prise en exemple. L’application de ce modèle n’entraîne pas de résidus structurés spatialement lors de l’extraction du flux de cette supernova, qui se fait sur le même modèle que l’extraction du flux des étoiles standard, mais après soustraction du modèle galactique convolué par la PSF courante.

#### 2.5.6 Analyse des courbes de lumière

Nous disposons maintenant pour chaque époque d’observation d’un spectre étalonné en flux et soustrait de la contribution de sa galaxie hôte : cela donne l’objet de base de l’analyse des supernova, la série spectrotemporelle, présentée pour SNF20080522-000 sur la figure 2.15. A partir de cette série, il est possible d’analyser les données de façon représentative de ce qui est



(a)



(b)

FIG. 2.12: (a) En fait, forme ajustée de l'extinction atmosphérique, au milieu, la solution en flux, qui représente le coefficient multiplicatif à appliquer aux spectres extrait pour obtenir un étalonnage absolu, et en bas étoile par étoile l'erreur au modèle. (b) : détermination de l'absorption par les raies telluriques : pour chaque groupe de raies, l'atténuation est calculée en fonction de la masse d'air, avant d'appliquer le modèle ajusté comme correction.

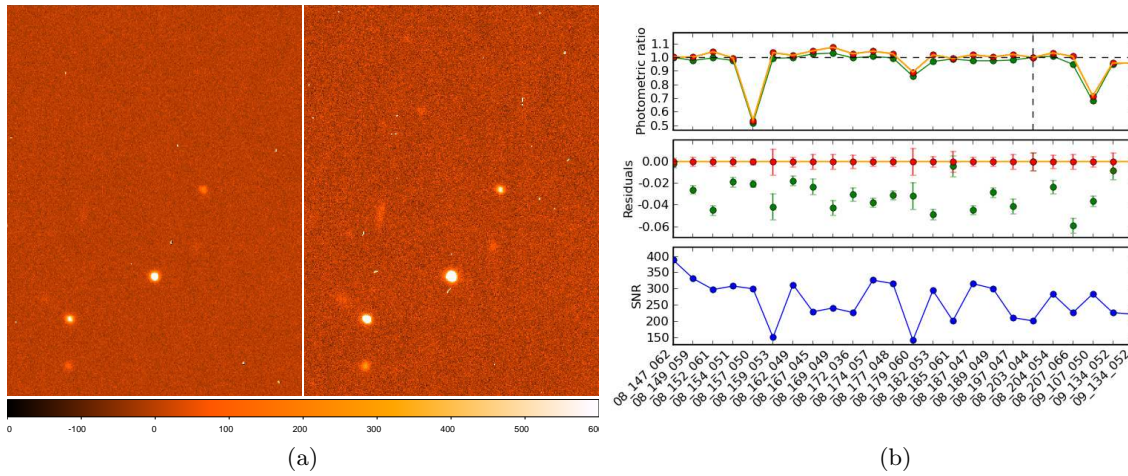


FIG. 2.13: Les ratios photométriques : (a) comparaison du filtre 3 de la voie photométrique entre les nuits 157 et 203 de 2008, la première étant celle de notre exemple, et la seconde celle prise comme référence de nuit photométrique. Les code de couleurs sont alignées, et on peut constater de visu que le flux est plus faible dans la pose montrée à gauche, ce qui est confirmé (b) par le calcul des rapports photométriques le long de la courbe de lumière de l’objet qui montre une absorption de près de 50% pour la nuit 157. La nuit 203, prise comme référence, et indiquée par des pointillés.

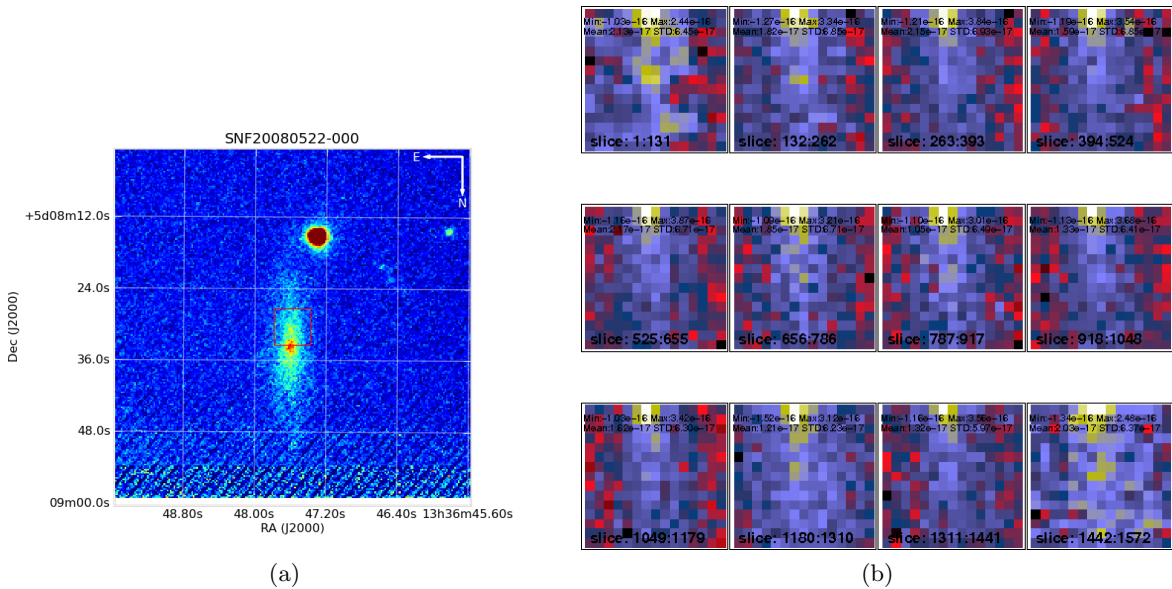


FIG. 2.14: (a) Les images d’acquisition de SNF20080522-000, prises au moment du pointé du télescope, et additionnées entre elles. La position du POP est montrée par un carré rouge, et on y distingue le flux intégré de la supernova. (b) Le modèle galactique établie pour la soustraction, à diverses longueur d’ondes : il est bien similaire au flux observé en photométrie car entre les deux images il faut appliquer une transformation  $y \leftrightarrow -y$

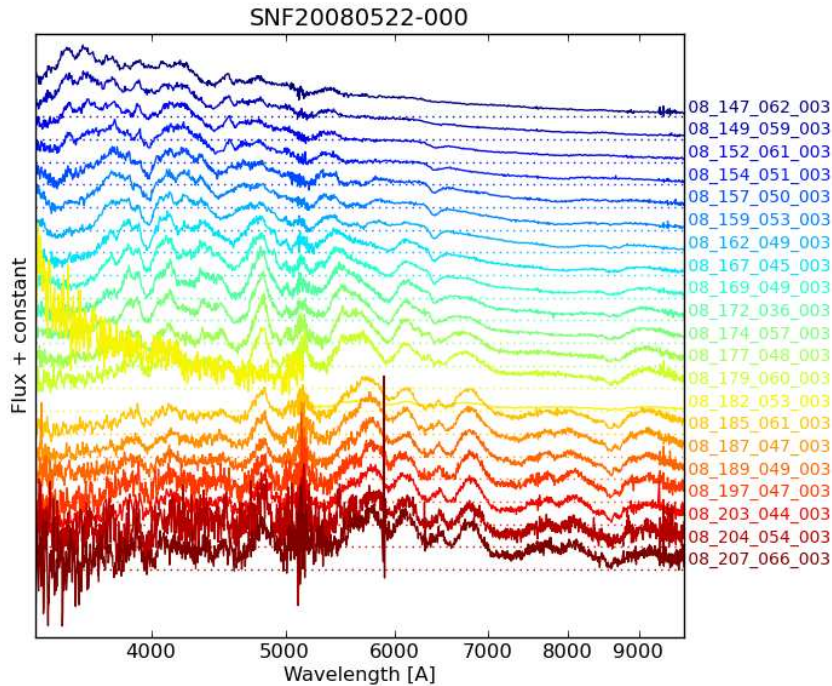


FIG. 2.15: Série temporelle spectrale de SNF20080522-000. Un décalage arbitraire en flux entre les spectres a été appliqué. L'un des spectres, en jaune, correspond à une nuit où l'extraction du flux de la voie B a échoué et sera éliminé à l'étape suivante, celle de l'ajustement de la courbe de lumière.

fait dans les relevés photométriques : il suffit pour cela d'intégrer les spectres dans des filtres synthétiques, de type créneau, choisis afin de couvrir l'intégralité du domaine spectral, excepté la région polluée par les raies telluriques de l'eau au-delà de 9200 Å ainsi que la région centrée sur la coupure de la lame dichroïque, de 5100 à 5200Å. Les filtres retenus sont présentés table 2.2 et la courbe de lumière de notre supernova sur la figure 2.16. Une fois ces données obtenues, un ajustement de type SALT2 (Guy et coll., 2007)<sup>3</sup> permet de déterminer les paramètres de la courbe de lumière, et une fois tous ceux-ci obtenus, de minimiser les résidus au diagramme de Hubble présentés figure 2.17. Ceux-ci sont au final de 0,15 mag, soit du même ordre de grandeur que ce qui est observé par d'autres groupes sur leur lot de supernovae.

### 2.5.7 Qualité des données

Ce nombre ne suffit cependant pas à lui seul pour déterminer la qualité de nos données : en effet, il intègre une dispersion sur les magnitudes des supernova. Pour déterminer un ordre de grandeur de l'incertitude en flux sur les spectres de la série spectro-temporelle, deux moyens peuvent être utilisés, sachant que l'incertitude statistique liée au bruit de photos et au bruit de lecture est de l'ordre typiquement de 0,3% et sera en pratique négligeable dans le bilan des incertitudes. La première méthode consiste à étudier les étoiles étalon comme si elles étaient

<sup>3</sup>Dans tout cet ouvrage, c'est la version 2007 de SALT2 qui est utilisée, même si la dernière version du code d'analyse utilise maintenant la version 2010.

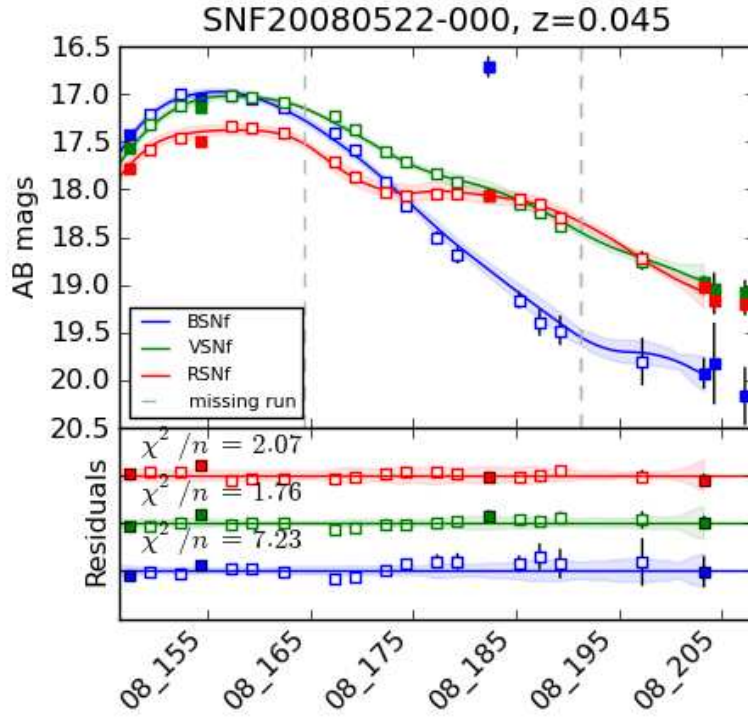


FIG. 2.16: Ajustement par SALT2 des courbes de lumière de SNF20080522-000. Seules les bandes BSNf, VSNf et RSNf sont utilisées dans l'ajustement

TAB. 2.2: Définition des filtres SNfactory, et qualité des données mesurées dans ces filtres. La première colonne contient le nom du filtre, la seconde, ses bornes, la troisième, l'écart-type observé lors de l'observation répétée d'étoiles étalon, la quatrième, la non-linéarité observée sur une étoile sous-exposée (voir texte), la cinquième, les écarts type à l'ajustement SALT2, et la dernière, les résidus obtenus par la méthode donnée au paragraphe 4.3.2. Les données sont issues de la production appelée en interne NEVADA/ACES. *En bas* : les mêmes données en couleur, montrant qu'il y a une forte corrélation entre les diverses bandes.

Filtre	Bornes ( $\text{\AA}$ )	RMS (std) <i>mag</i>	Non-lin. <i>mag</i>	RMS (SN) <i>mag</i>	RMS (SN) ' <i>mag</i>
USNf	[3200,4102]	0,031	+ 0,047		0,064
BSNf	[4102,5100]	0,029	+ 0,046	0,066	0,042
VBNf	[5200,6289]	0,028	+ 0,097	0,059	0,047
RSNf	[6289,7607]	0,028	+ 0,072	0,061	0,044
ISNf	[7607,9200]	0,03	+ 0,085		0,060
	couleur	RMS (std)	RMS (SN)	RMS (SN) '	
	USNf-BSNf	0,014		0,053	
	BSNf-VSNf	0,013	0,065	0,039	
	VSNf-RSNf	0,006	0,051	0,030	
	RSNf-ISNf	0,008		0,045	

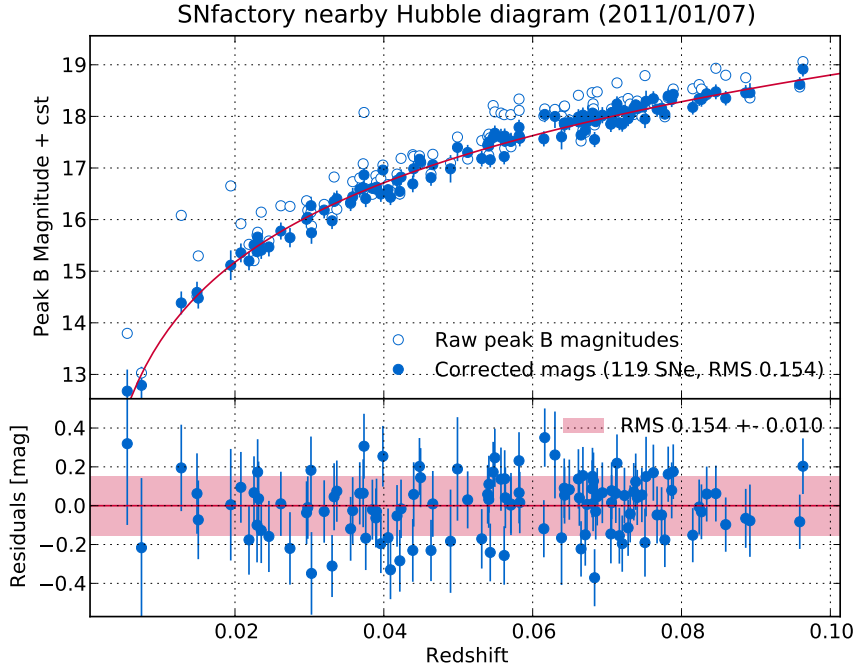


FIG. 2.17: Diagramme de Hubble obtenu en utilisant la méthode classique de standardisation. Les cercles ouverts montrent les données avant correction de  $x_1$  et de couleur, et cercles pleins une fois la correction faite. Le panneau du bas montre les résidus à l’ajustement.

des supernovae, et de déterminer l’écart type observé en magnitude<sup>4</sup>. La table 2.2 donne les résultats de la dispersion observée après coupure des 0,9% de mesures aberrantes à plus de 0,2 mag. Elle est de l’ordre de 0,03 mag, avec une composante chromatique faible, les écarts standard en couleur étant de l’ordre de 0,01 mag : la procédure d’étalonnage en flux produit donc des fluctuations essentiellement grises.

Cependant, cette mesure est une borne inférieure de l’incertitude sur les spectres des supernovae : en effet, ceux-ci sont à plus bas flux et donc potentiellement affectés par des problèmes de non-linéarité. Pour déterminer cette dernière, nous disposons de poses de WD1413+257, une étoile de magnitude  $g=16,7$ , que nous avons sous-exposé d’un facteur 20, afin de simuler un observation de magnitude 20, soit la limite de notre instrument. L’étude après réduction des données fait apparaître dans les poses à basse intensité une sous-estimation systématique du flux, jusqu’à 0,1 mag en  $V$ . L’origine de cette non-linéarité n’est pour l’instant pas encore comprise, et fait l’objet de développements intenses de la part de la collaboration : elle provient d’une des étapes du traitement des données décrit plus haut.

Il est également possible de déterminer la qualité des données en utilisant les résidus des mesures aux courbes de lumières ajustées par le modèle SALT2 : cette estimation est cependant imparfaite, car d’une part les points de mesures ont été utilisés dans l’ajustement de SALT2,

<sup>4</sup>Certains considèrent comme de bons indicateurs les déviations absolues normalisées (ou nMAD), qui reflètent la largeur d’une partie centrale gaussienne d’une distribution, en diminuant le poids des événements atypiques. Certes, cette mesure renseigne sur ce qui pourrait être gagné en améliorant le traitement des points aberrants, mais elle ne permet en aucun cas de déduire les propriétés statistiques d’une moyenne effectuée sur les données. Nous ne donnerons donc ici que des écarts types, quitte à définir des coupures sur les événements considérés comme aberrants pour améliorer les résolutions finales.

et d'autre part, le modèle SALT2 possède lui-même ses propres incertitudes de modélisation. Cependant, elle prend en compte l'intégralité des incertitudes ayant pu affecter la réduction de données, qui en plus de la calibration en flux sont la soustraction galactique ainsi que les non-linéarités. Les résultats en B,V,R donnent une incertitude de l'ordre de 0,06 mag, une fois rejetés les points aberrants à plus de 0,2 mag. Elles contiennent cette fois une composante colorée non négligeable, du même ordre de grandeur que l'incertitude sur la magnitude. Nous avons refait cette étude en n'utilisant que les points à  $\pm 10$  jours du maximum, et en ajustant les bandes de façon indépendantes, comme décrit au paragraphe 4.3.2 : on constate alors une amélioration de la précision.

Les données de photométrie synthétique en supernova ont été également comparées aux données disponibles publiées de quelques supernovae de CfA, et montrent une dispersion de l'ordre de 0,05 magnitudes : il reste des points à améliorer dans l'étalonnage des données.

Le lot de données final est constitué des supernovae pour lesquelles la nMAD des résidus à l'ajustement SALT2 est inférieur à 0,1 mag, avec au moins 5 points sur la courbe de lumière. Elles sont étalonnées avec une précision meilleure que 0,06 mag, avec une forte corrélation entre bandes, et à la dernière production de données, 135 supernovae passaient ces coupures, sur un lot initial de 194 objets.

## Contributions

*La description de l'expérience SNfactory est faite au-travers des comptes-rendus de conférences d'Aldering et coll. (2002), Lantz et coll. (2004), Antilogus et coll. (2008) et des articles de Wood-Vasey et coll. (2004) et Copin et coll. (2006), dont je suis signataire à l'exception du premier. J'ai moi-même présenté l'expérience et ses résultats généraux en conférence internationale à Ringberg (2003) et Blois (2007) — les conférences sur les résultats plus spécifiques étant mentionnés au chapitre 4 — en séminaire à Grenoble (2005) et Clermont-Ferrand (2006), et au conseils scientifiques de l'IPNL (2002) et de l'IN2P3 (2007).*

*J'ai participé à la mission de mise en place de l'instrument SNIFS (5 semaines en ce qui me concerne) et je suis intervenu sur les scripts d'acquisition principalement développés par Pierre Antilogus. J'y ai notamment apporté le code d'analyse de qualité en ligne. Pendant la prise de données de la phase I de l'expérience, j'ai été l'un des trois coordinateurs des shifts. Le typage spectroscopique des supernovae a donné lieu à 153 télégrammes, et nos supernovae sont disponibles sur le site web public de la collaboration à l'URL <http://snfactory.lbl.gov/>*

*La réduction des données est une oeuvre éminemment collective, la plupart des figures présentées dans ce chapitre sont le résultat des travaux de S. J. Bailey, S. Bongard, C. Buton, Y. Copin, E. Pécontal, R. Pereira, et moi-même. Si je me suis concentré sur la réduction des données CCD, j'ai également fureté à plusieurs endroits de la réduction, en particulier en ce qui concerne la lumière parasite, l'extraction des sources ponctuelles et l'ajustement des courbes de lumière par SALT2. L'extraction des sources ponctuelles a été l'un des travaux de la thèse de Nathalie Blanc que j'ai coencadrée. Enfin, le stage de TIPE de Léonie Berge portait sur la caractérisation en polynômes de Zernike des défauts d'un miroir parabolique par la méthode de Foucault, un sujet largement inspiré des travaux d'E. Pécontal sur la mesure des aberrations optiques de la voie photométrique.*

*Enfin, hors SNfactory, j'ai participé à une campagne de recherche de supernovae aux Canaries en novembre 2002 qui n'a rien donné faute au mauvais temps. J'ai également participé à la rédaction de la proposition FIREBALL.*





## Chapitre 3

# Utilisation et mise en oeuvre des CCD pour la spectrographie

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Principe général d'un capteur CCD.</b>	<b>42</b>
3.1.1	Formation du signal	42
3.1.2	Mise en oeuvre matérielle	43
<b>3.2</b>	<b>Réception et qualification des CCD de SNIFS</b>	<b>45</b>
<b>3.3</b>	<b>Signatures instrumentales et algorithme de préprocessing</b>	<b>45</b>
3.3.1	Piédestal	45
3.3.2	Bruit et artefacts de lecture	46
3.3.3	Gain	47
3.3.4	Défauts cosmétiques	50
3.3.5	Efficacité de transfert de charge	52
3.3.6	Biais	54
3.3.7	Courant d'obscurité	55
3.3.8	Uniformité	58
3.3.9	Rémanence	61
3.3.10	Cosmiques	61
3.3.11	(Non)-Linéarité	63
	<i>Contributions</i>	<b>65</b>

---

Les capteurs CCD forment l'un des éléments clé de SNfactory parce qu'ils sont à l'interface entre le signal physique et les données brutes. Elles ont été réceptionnées en 2003 et intégrées à l'instrument en 2004, et sont depuis opérationnelles. Il n'y a pas de cahier des charges à proprement parler sur le niveau de biais admissible après réduction des données, mais si l'on se fixe un objectif de précision finale à 1% pour les spectres, cela revient à déterminer le niveau de biais en fonction du rapport signal sur bruit attendu. En pratique, il devient difficile de faire des corrections assurant un biais inférieur à 0,1 électron pour un bruit de lecture de  $3 e^-$ , soit un rapport signal sur bruit limite de 2, mais atteindre une telle précision s'avère nécessaire voire insuffisante lorsqu'il s'agit d'éliminer les sources de non-linéarités sur les spectres tardifs. Ainsi, la méthode de réduction commencée en 2003 n'est pas encore tout à fait terminée : nous en exposerons ici les principales étapes.

### 3.1 Principe général d'un capteur CCD.

De nombreux ouvrages traitent du principe de fonctionnement des CCD. Pour notre part, nous recommandons pour une première approche [Howell \(2000\)](#). Cependant, l'ouvrage de référence que nous avons utilisé est [McLean \(1997\)](#), complété par [Cavadore et Dorn \(1999\)](#) et [Sorensen \(2000\)](#) qui ont analysé les mêmes CCD que nous.

#### 3.1.1 Formation du signal

Sans entrer dans tous les détails techniques que le lecteur trouvera dans les ouvrages cités plus haut, un CCD est schématiquement un capteur au silicium dopé n sur la face duquel un réseau périodique de pixels est fortement dopé p, créant par polarisation sous une trentaine de volts une zone déplétée. Un photon optique se convertissant dans le détecteur donnera un électron, qui se trouvera piégé dans le pixel le plus proche de la zone de conversion. Un système de portes logiques est gravé en surface qui permet de transférer les charges d'un pixel à l'autre. Dans le cas qui nous concerne, ce transfert se fait conventionnellement le long de la direction verticale, de haut en bas, et est synchrone pour tous les pixels du CCD (voir figure 3.1) : c'est ce qu'on appelle les registres parallèles. En haut, la première rangée de pixels est connectée à la masse, ce qui fait une remise à zéro effective lors du décalage. En bas, les pixels sont transféré dans un registre dit

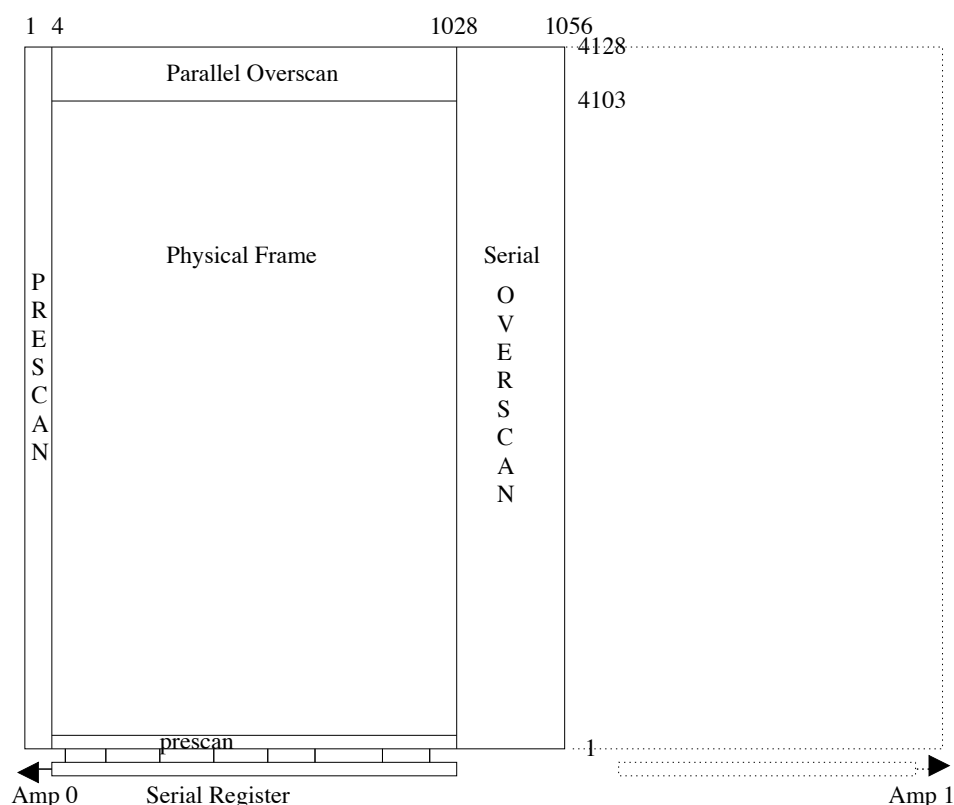


FIG. 3.1: Allure schématique des diverses zones sur un capteur CCD. La zone physique est englobée dans des zones logiques qui correspondent à des coups d'horloge supplémentaires, par rapport à la zone physique, appelés pre- et overscan. Les nombres correspondent aux numéros des rangées des pixels où se font les transitions entre les diverses zones, pour la voie B. La position de la zone lue par le deuxième préamplificateur est indiquée en pointillés.

série, qui va lui transférer les charges horizontalement, jusqu'à un ou des préamplificateurs. Ainsi, entre deux coups d'horloge sur le registre parallèle, l'intégralité des charges du registre série est lu, ainsi qu'un certain nombre de pixels fictifs correspondant à une lecture de la masse. Le signal en sortie est envoyé vers un préamplificateur sur la CCD, qui fonctionne en *correlated double sampling* et ajoute un piédestal au signal avant de l'envoyer en-dehors du CCD à un ADC qui le digitalise.

### 3.1.2 Mise en oeuvre matérielle

Les quatre capteurs CCD de SNIFS sont des CCD standard pour l'astronomie, des EEV 44-82, de  $4056 \times 2024$  pixels, lues par deux amplificateurs qui lisent donc chacun une image de taille  $4056 \times 1024$ , de largeur de pixel  $15\mu$ , illuminées par l'arrière, de bande passante à mi-hauteur entre  $3200 \text{ \AA}$  à  $8500 \text{ \AA}$  pour celles qui équipent la voie B du spectrographe ainsi que les deux capteurs du canal photométrique. Le CCD du canal rouge est de type *deep depleted*, ce qui permet une plus grande efficacité quantique dans le rouge, et a pour bande passante à mi hauteur de  $4000 \text{ \AA}$  à  $9400 \text{ \AA}$ . Le prix à payer est cependant une longueur de diffusion supérieure au pixel pour les électrons qui étale le signal. Les bandes passantes proviennent des données du fabricant : nous ne les avons contrôlées qu'indirectement en calculant la transmission globale de SNIFS (voir figure 3.2. Elles ont été intégrées dans un cryostat par CCD pour les voies bleues (B) et rouge (R), et les deux CCD de photométrie et de guidage (voie P) sont accolés dans le leur. Le CCD de guidage n'est cependant que de grade *engineering*, dû à des soucis d'approvisionnement au moment de l'achat. L'intégration s'est faite par Lupino Inc. à Hawaii.

La cryogénie est assurée par un système de type Cryotiger, qui fonctionne en circuit fermé — indispensable pour assurer des opérations en continu pendant plusieurs mois — avec un mélange de gaz inflammables à base de fréons et couverts par le secret industriel. La cryogénie sert également à maintenir le vide dans les cryostats. Cependant, au bout d'une durée typiquement d'un ou deux mois, le vide commence à se dégrader, ce qui se traduit par une hausse de la température d'environ  $10^\circ \text{ C}$  par mois. Il convient donc d'effectuer régulièrement une maintenance

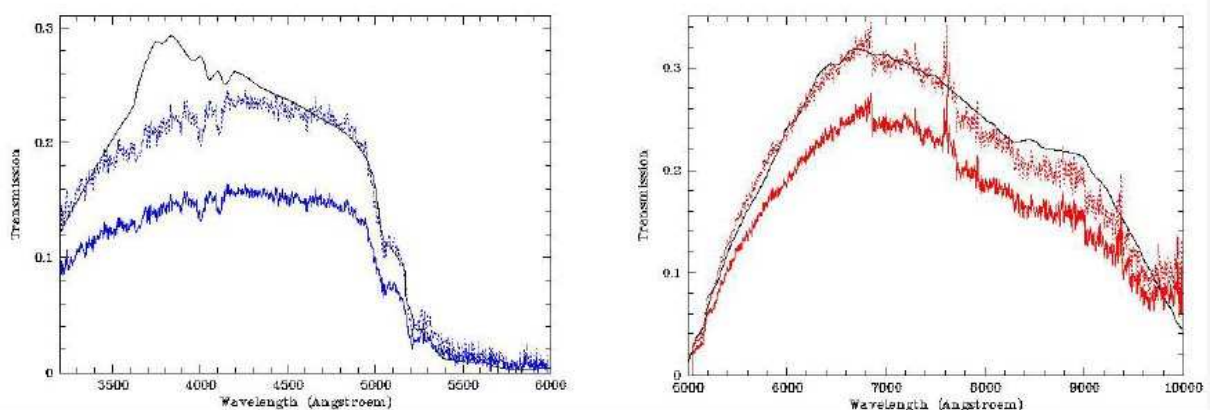
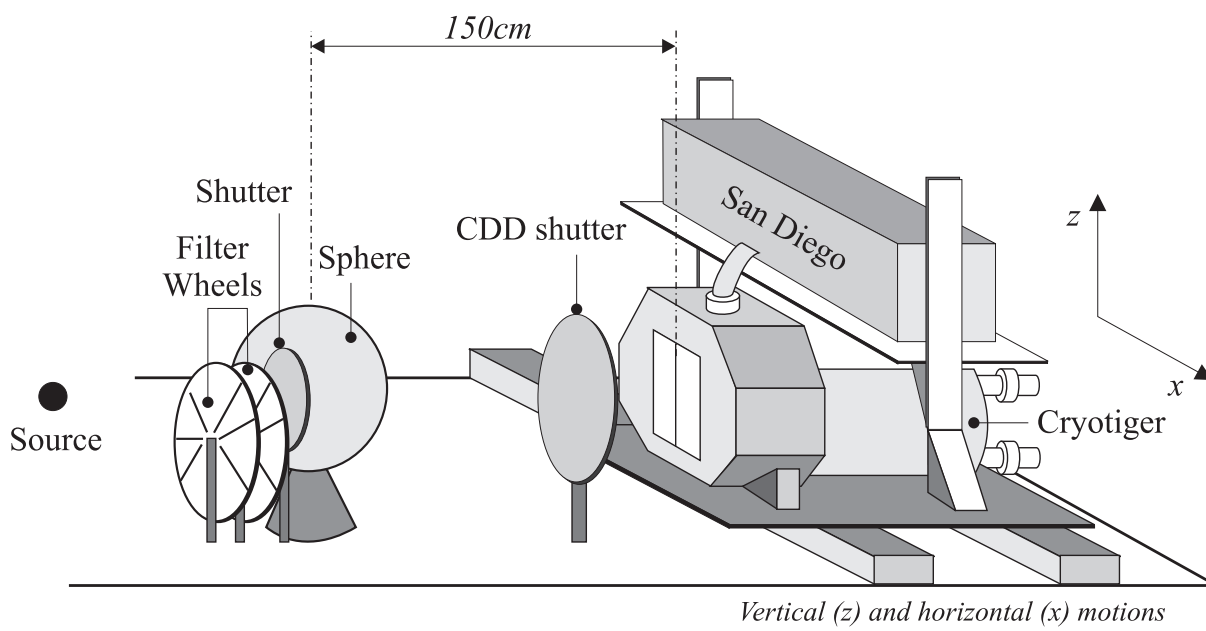


FIG. 3.2: Transmission théorique de l'instrument, en noir, ainsi que la transmission mesurée, en traits pleins bleus ou rouges correspondant aux deux voies du spectrographe. Les courbes en pointillé correspondent à la courbe mesurée mise à l'échelle de la courbe théorique à un facteur multiplicatif ajusté près. L'allure générale des courbes coïncide, mis à part une déviation incompressible dans la voie B. Le facteur gris est en partie imputable à la poussière recouvrant le miroir du télescope. (Figure E. Pécontal)

qui consiste à cycler le CCD, en le chauffant pour que les impuretés ne se déposent pas dessus, en pompant le temps que la température remonte à la température ambiante, puis à casser le vide avant de pomper derechef et d'assurer la remise en froid. Ces opérations sont assurés en routine par une personne de l'Université d'Hawaï, lorsque nous constatons une montée en température des CCD.

Le signal en sortie ainsi que les signaux d'horloge et de haute tension est véhiculé par un câble d'environ 1 mètre de long jusqu'à un système électronique SDSU (développé à l'Université de San Diego), comprenant les cartes d'horloges, et les cartes de video avec un ADC de 16 bits. Il est alimenté par une alimentation à découpage située dans un autre boîtier. La lecture peut se faire à diverses valeurs de gain et d'horloge, nous utilisons le plus fort gain, de l'ordre d'  $1 \text{ ADU}/e^-$  et cadençons la lecture à 50 kHz. Les SDSU peuvent également contrôler un obturateur, ce qui est utilisé dans SNIFS pour synchroniser les temps de pose sur la voie P, les poses dans les voies B et R étant prises avec 10 secondes d'intégration avant la pose de science, et 10 secondes après. La communication avec les cartes `lotuspci` des PC d'acquisition se fait par des fibres optiques. La voie B est pilotée par `Detcom`, une interface développée par Sidik Isani pour le CFHT tandis que les deux autres voies le sont par `otcom`, développé par John Tonry de l'Université d'Hawaï. Ces deux interfaces sont gérées à travers le système `director` du CFHT, qui répond aux commandes shell envoyées par les scripts que nous avons développé à cet effet (voir paragraphe 2.4.1).



**General layout of best bench**  
(light-tight container not shown)

FIG. 3.3: Schéma de principe du banc de test à l'IPNL. Une boîte noire, non représentée, englobe la sphère intégratrice et la fenêtre d'entrée du cryostat du CCD (dessin A. Castera).

## 3.2 Réception et qualification des CCD de SNIFS

Le premier CCD à avoir été intégré est celui de la voie bleue du spectrographe. Il a été envoyé en France pour servir à intégrer à blanc l'optique de SNIFS au CRAL, et a été disponible pendant environ 6 mois à l'IPNL pour des tests préliminaires. Ceux-ci ont été effectués sur un banc dédié du service d'instrumentation de l'IPNL, avec l'aide précieuse d'Alain Castera, qui comprenait une voie de lumière avec une lampe asservie, des roues à filtres, et une sphère intégratrice, laquelle était placée à l'intérieur d'une boîte noire d'environ 1,5 m de long, suffisant pour assurer une uniformité de l'éclairement à 0,1 % et donc pour étudier les inhomogénéités spatiales du CCD. Le banc de test a été qualifié avec un CCD commercial Hamamatsu, et son schéma de principe est présenté figure 3.3.

Lors des tests, une liste de 13 défaillances et points de faiblesse du capteur a été établie. Parmi les plus importants, une fluctuation du gain aléatoire d'une amplitude d'un facteur 100 a été observée, ainsi qu'un nettoyage du CCD inopérant avant une pose. Cela a conduit à reprendre l'intégration du CCD chez le fabricant, qui avait connecté à la masse une entrée de tension légèrement négative ! Le CCD repris, ainsi que les autres CCD une fois intégrés ont été rapidement testés chez le fabricant, avant d'être installés sur l'instrument, lors de l'intégration en avril 2004.

L'algorithme de réduction de données a été mis au point durant ces tests à Lyon, et affinés pour tenir compte des logiciels de lecture différents pour les autres CCD. Nous passons maintenant en revue le traitement effectué sur les poses brutes afin d'éliminer les artefacts instrumentaux.

## 3.3 Signatures instrumentales et algorithme de preprocessing

### 3.3.1 Piédestal

La première étape de la soustraction des données concerne le piédestal qui est ajouté avant la digitisation afin d'éviter des conversions négatives par l'ADC. Le niveau de ce piédestal est fluctuant au cours de la lecture de la pose, et doit être mesuré *in situ*, ce qui est le rôle de la bande d'overscan du registre série, qui représente une mesure du zéro. La lecture du signal se

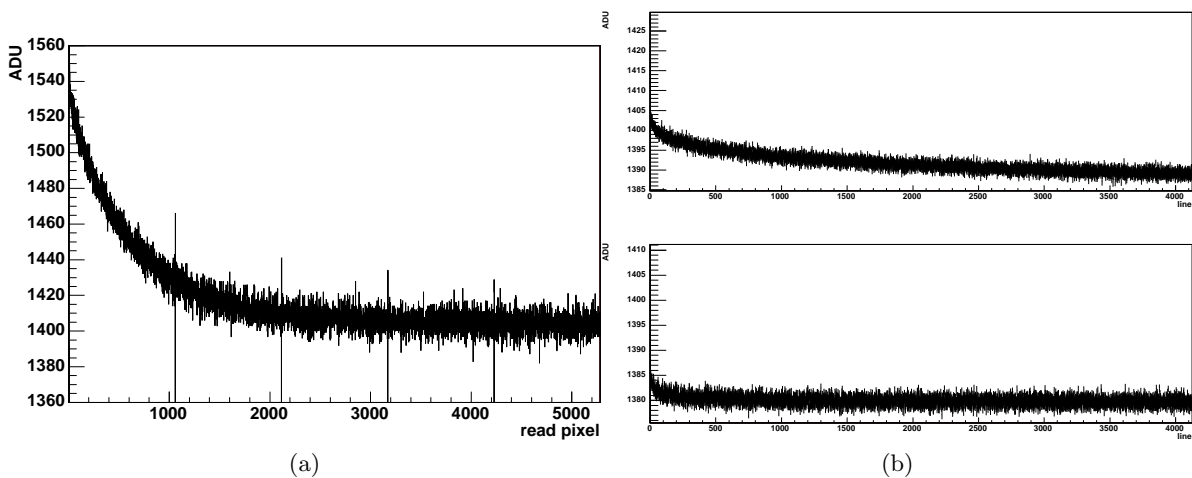


FIG. 3.4: (a) Valeur des pixels individuels en ADU, en fonction du nombre de pixels lus depuis le début de la lecture. (b) Valeur moyenne des pixels de la zone d'overscan série en fonction du numéro de la ligne lue, montrant la non-reproductibilité d'une pose à une autre.

faisant séquentiellement par chaque préamplificateur, il est possible de reconstruire, à partir de l'image spatiale, les données ordonnées en temps, montrées figure 3.4 pour une pose de type BIAS. Les structures régulières tous les 1024+32 pixels correspondent au décalage du registre parallèle, qui induit un signal en lecture à -600 ADU par rapport au piédestal, suivi de quelques pixels de valeur systématiquement plus élevée (voir paragraphe 3.3.6).

L'utilisation de la bande d'overscan permet donc de déterminer le niveau du piédestal après chaque lecture de ligne, et donc de reconstruire le niveau 0 par interpolation linéaire le long de la ligne physique. Cependant, la première ligne ne dispose pas d'une mesure du zéro avant sa lecture, et elle est corrigée par extrapolation de la pente calculée pour la ligne 2. L'interpolation linéaire sur les premières lignes d'un signal concave se traduit par un biais systématique. Celui-ci sera cependant réduit par la soustraction du biais moyen, et de plus, la première ligne qu'on ne peut corriger avec une précision garantie ne contient pas de signal utile : les spectres sont en effet projetés en milieu de CCD.

### 3.3.2 Bruit et artefacts de lecture

En plus du piédestal, la lecture introduit un bruit qui comprend à la fois une contribution aléatoire et une contribution corrélée, comme montré figure 3.5. La zone d'overscan étant une mesure de 0, elle est également utilisée pour déterminer le bruit moyen de lecture par mesure statistique de l'écart type, en ne considérant toutefois que les 20 derniers pixels de l'overscan afin d'éviter les effets d'inefficacité de transfert de charge. le niveau de bruit est typiquement de  $3,0 e^-$  pour les voies B et R,  $7 e^-$  pour le CCD photométrique et  $11 e^-$  pour le CCD de guidage du canal P.

Un différentiel de niveau est observé entre les pixels des colonnes paires et les pixels des colonnes impaires, que nous appelons effet pair-impair. Ce dernier est constant le long de la lecture d'une pose, et est reconstruit une fois le piédestal soustrait en calculant la différence de niveau moyen entre les colonnes adjacentes. Cet effet, susceptible d'une dérive séculaire, est loin d'être négligeable et peut atteindre  $2 e^-$  pour le canal B, et  $0,7 e^-$  pour le canal R.

Un bruit de diaphonie est observé à environ 7 KHz, attribué à l'alimentation à découpage. Malgré plusieurs études de blindage sur le câble menant du CCD au SDSU, nous ne sommes pas

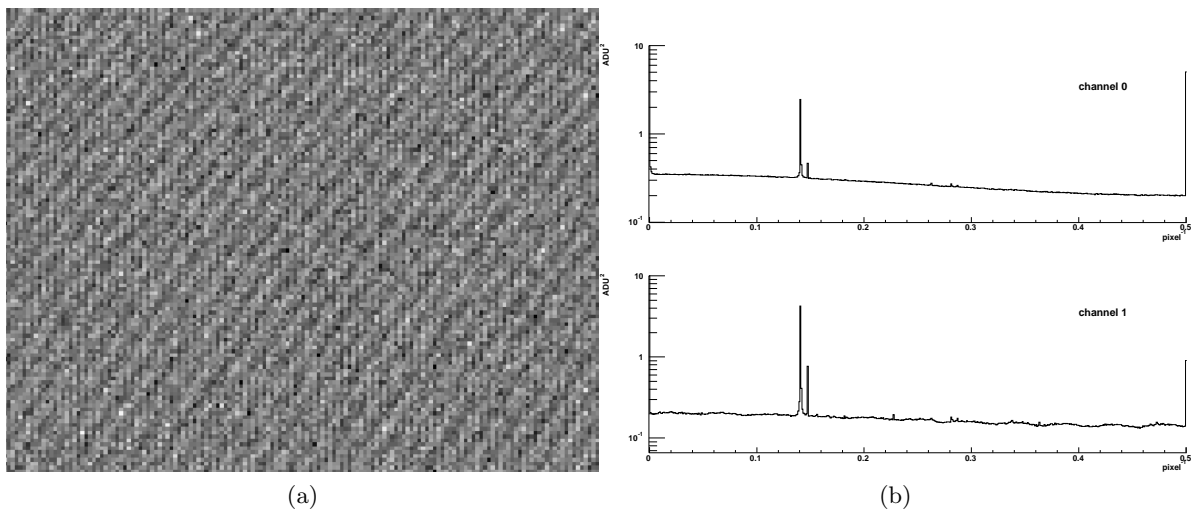


FIG. 3.5: (a) Sous-section d'une pose de biais, montrant un bruit de lecture typique. (b) Spectre de puissance du bruit associé pour chacun des préamplificateurs.

parvenus à l'éliminer entièrement. Si les fréquences de ce bruit sont relativement stables d'une pose à l'autre, le déphasage observé d'une ligne à l'autre n'est pas régulier au cours de la lecture. Cette propriété nous conduit à attribuer son origine comme étant exogène au système d'horloge. Une soustraction demanderait donc l'analyse ligne par ligne de la phase, avec éventuellement un ajustement par une fonction de type spline de celle-ci sur l'ensemble des lignes. Cependant, sa période spatiale étant d'environ 7 pixels, la bande d'overscan ne contient environ que 3 périodes, et au final les caractéristiques de ce bruit n'ont pas permis de le soustraire de façon satisfaisante, aussi reste-t-il présent sur les poses traitées. Il est considéré au titre d'un bruit de lecture, et son amplitude est incluse dans les nombre cités ci-dessus.

Le dernier artefact de lecture étudié est le biais de bit sur les ADC : celui-ci se mesure sur une pose de champ uniforme à haute intensité, et n'est donc disponible que sur les données prises à Lyon sur la voie B<sup>1</sup>. Si les ADC étaient parfaits, les bits de poids faible devraient être 0 ou 1 avec une probabilité de 50%. Nous avons mesuré un biais significatif pour 7 bits sur les 18 accessibles par cette méthode, mais dans tous les cas inférieur à 0,2%, et avons considéré ce phénomène comme négligeable.

#### 3.3.3 Gain

La mesure du gain a été effectuée en remplaçant la fenêtre optique des divers cryostats par une fenêtre opaque à la lumière contenant une source de <sup>55</sup>Fe, dont les rayons X déposent en moyenne 1620  $e^-$  dans le silicium. Une reconstruction d'amas de dépôts d'énergie permet donc une détermination précise du gain pour chaque amplificateur, typiquement entre 0,74 et 0,77  $e^-/ADU$  pour les canaux de spectroscopie, et entre 1,5 et 1,6  $e^-/ADU$  pour le canal photométrique.

Cependant, cette mesure ne peut être effectuée une fois le CCD monté sur l'instrument, et le gain est susceptible de varier. De telles variations peuvent être suspectées pour le CCD de photométrie et de guidage : en effet, les poses de champ plat montrent après étalonnage en gain une différence de niveau entre les préamplificateurs. Pour vérifier les valeurs des gains *in situ*, trois méthodes ont été utilisées, qui utilisent toutes une propriété statistique simple : le bruit attendu pour un pixel calibré en électron étant un bruit de poisson plus un bruit de lecture, le gain inverse  $g$  (en  $e^-/ADU$ ) est donné par

$$g = \frac{N_{ADU}}{\sigma_{ADU}^2 - \sigma_0^2} \quad (3.1)$$

où  $N_{ADU}$  est le nombre de coups en unités logiques,  $\sigma_{ADU}^2$  la variance statistique mesurée et  $\sigma_0^2$  la variance correspondant au bruit de lecture en unités ADU. La difficulté de mise en oeuvre de ces méthodes est la détermination de  $\sigma_{ADU}^2$ , qui implique de disposer d'un grand nombre de réalisations statistiques d'une même mesure, ce qui n'est pas facile à mettre en pratique. Les méthodes utilisées ont été les suivantes :

- La première méthode consiste à étudier la variance du signal pour chaque pixel donné lorsqu'ils sont éclairés dans les mêmes conditions par une source lumineuse de flux constant. Cela peut être fait sur des poses de type CONTINU ou DOME, à condition que le télescope soit immobile pendant la prise de la séquence. L'inconvénient de cette méthode est de s'assurer de la stabilité des sources lumineuses utilisées. Les lampes mettent typiquement quelques dizaines de minutes pour se stabiliser en température, et de plus elles ne sont pas asservies sur des photodiodes, ce qui entache la reproductibilité des mesures. Un système de LED

---

<sup>1</sup>En effet, la présence du spectrographe interdit la réalisation d'un éclairage uniforme dans l'instrument



initialement placé au dos du miroir secondaire pour surveiller cette stabilité a été frappé par la foudre, et ne fut pas remplacé.

- La seconde méthode consiste à utiliser une seule pose éclairée uniformément, et à remplacer les études statistiques temporelles sur un pixel par une statistique spatiale. Les sources d’incertitude proviennent dans ce cas des inhomogénéités d’éclairement d’un pixel à l’autre, ce qui revient à ajouter un terme additionnel de bruit. De surcroît, dans le canal spectroscopique, l’éclairement est loin d’être uniforme.
- Une dernière méthode a alors été considérée : il s’agit dans le spectrographe de reconstruire les lentes variations d’éclairement le long d’une colonne, par exemple à l’aide d’un ajustement par une fonction spline, et de déterminer des zones pour lesquelles une interpolation linéaire est raisonnable (définie comme un écart entre la fonction spline et une droite interpolée inférieur à  $0,1 \sigma$ ). La statistique retenue est alors l’écart statistique observé à cette interpolation linéaire. A l’échelle d’une seule pose, cette méthode est cependant limitée par la statistique disponible.

Ces méthodes ont permis de valider la valeur du gain à 20% près. Seul un différentiel entre les différents amplificateurs du canal P a été observé. Cependant, une incertitude sur la valeur des gains est négligeable au premier ordre dans l’analyse des données : en effet, l’un des principes de la calibration est des travailler sur des rapports de flux : tant que le gain est stable, sa valeur disparaît au final. En revanche, une erreur sur le gain se traduira par une erreur sur la variance estimée. De même que pour la valeur finale des flux, tant que les poids intervenant dans les diverses opérations de moyennage sont tous donnés à un même facteur multiplicatif près, cela ne changera rien aux valeurs moyennes calculées.

Nous avons estimé en diverses étapes de la chaîne d’analyse des données les variances des spectres extraits en étudiant les fluctuations spectrales bin à bin. Pour ce faire, nous avons utilisé la troisième des méthodes évoquée ci-dessus, mais appliquée cette fois aux spectres extraits, à diverses étapes de la réduction (voir figure 3.6). La valeur représentée est

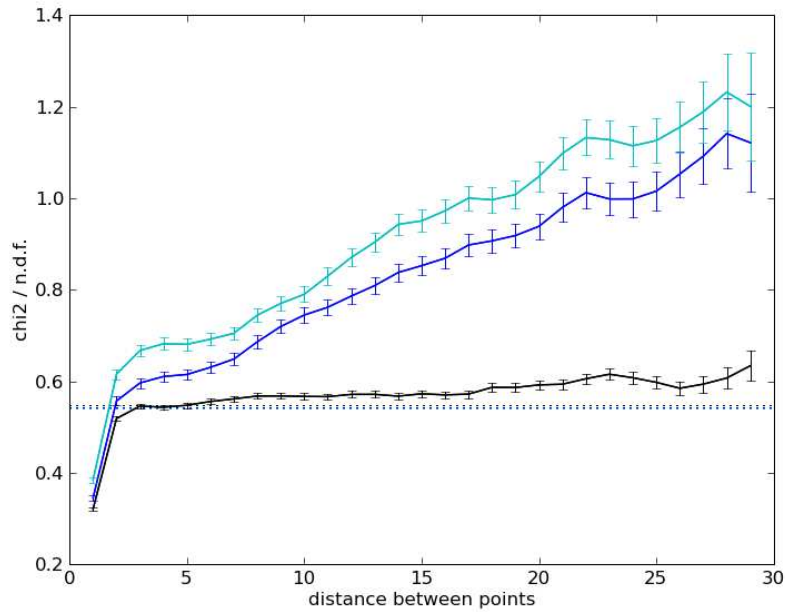
$$\frac{\chi_n^2}{N} = \frac{1}{N} \sum_j \frac{(y_j - y_j^0 - y_{j+n} - y_{j+n}^0)^2}{\sigma_j^2 + \sigma_{j+n}^2} \quad (3.2)$$

où  $y_j$  est la valeur du bin  $j$ ,  $\sigma_j$  son incertitude, et  $y^0$  représente une modélisation obtenue par extrapolation d’une borne à l’autre d’un intervalle pour lequel la fonction est raisonnablement linéaire. La valeur croissante pour  $n > 5$  est interprétée comme l’influence croissant de l’écart au modèle, tandis que la chute brutale pour  $n = 1$  est interprétée comme une corrélation entre bins adjacents. Cette dernière provient des opérations de rééchantillonnage lors de l’extraction des spectres pour former le cube 3D, et comme la variance stockée dans les fichiers est la variance initiale rééchantillonnée (un choix qui permet d’avoir une évaluation correcte de la variance après intégration en bande large), la présence d’une corrélation entre pixels adjacents induit une variance réelle plus faible que celle qui est stockée.

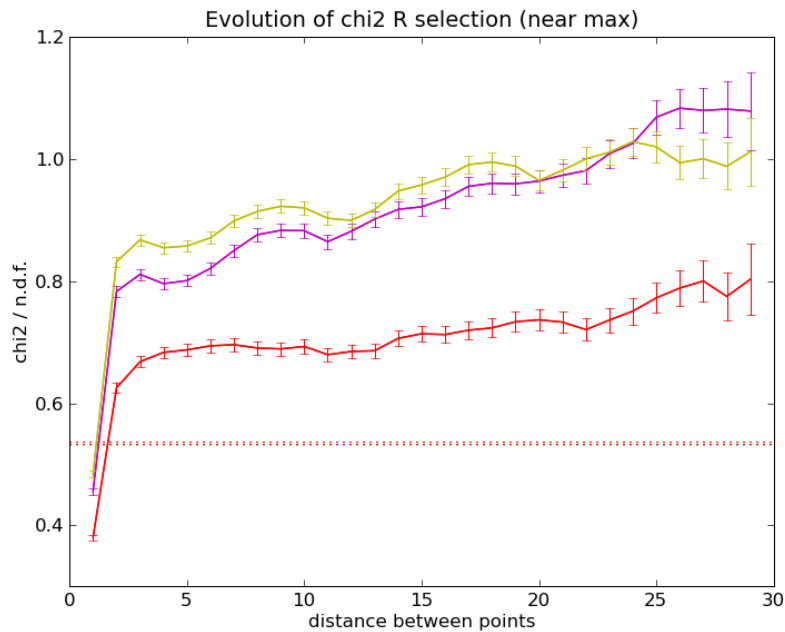
En établissant un modèle rééchantillonnage de type

$$y_j = \alpha x_j + (1 - \alpha)x_{j+1} \quad (3.3)$$

où les  $x_j$  sont d’hypothétiques mesures indépendantes avant rééchantillonnage, d’écart type ( $f\sigma_j$ ) on détermine un coefficient de corrélation  $\rho$  entre plus proches voisins  $y_j$  et  $y_{j+1}$ , ainsi qu’un facteur d’échelle  $f$  par lesquels il convient de multiplier les variances pour rendre compte des



(a)



(b)

FIG. 3.6: Mesure utilisée pour reconstruire la variance en utilisant le  $\chi^2$  en fonction de la distance entre deux bins spectraux tel que défini par l'équation 3.2, et donc exprimé en unités de  $\chi^2$  par degré de liberté, en utilisant la variance stockée dans la pose reconstruite pour le canal B (a). La couleur noire correspond aux spectres du cube 3D, le bleu aux spectres extraits, et en cyan aux spectres calibrés en flux. Les lignes horizontales pointillées correspondent à la valeur attendue pour le coefficient d'autocorrélation mesuré. Pour le canal R (b), en rouge, pour les spectres du cube 3D, en magenta, pour ceux de l'objet après extraction, et en jaune, après étalonnage en flux.

observations par :

$$\frac{\chi_1^2}{N} = (1 - 3\alpha + 3\alpha^2)f^2 \quad (3.4)$$

$$\frac{\chi_2^2}{N} = (1 - 2\alpha + 2\alpha^2)f^2 \quad (3.5)$$

ce qui conduit à

$$\rho = 1 - \frac{\chi_1^2}{\chi_2^2} \quad (3.6)$$

$$f^2 = \frac{\chi_3^2}{N}(1 + 2\rho) \quad (3.7)$$

Le choix de prendre le 3<sup>ème</sup> plus proche voisin pour l'évaluation de  $f$  vient d'une possible corrélation entre les  $y_i$  et les  $y_i + 2$ , comme suggéré sur la figure par l'inégalité systématique  $\chi_2^2 < \chi_3^2$ . Les mesures donnent pour la voie B  $\rho_B = 0,48$  et  $f_B = 1,05$  et pour la voie R  $\rho_R = 0,48$  et  $f_R = 1,23$  : la corrélation est presque la corrélation maximale de 0,5 autorisée par le modèle. Quant aux valeurs de  $f \neq 1$ , il est difficile de dire si elles proviennent d'une fluctuation des gains après leur mesure avec les X, ou s'il s'agit d'un artefact lié à la procédure de construction du cube 3D. En tout état de cause, ces nombres sont cohérents avec la valeur du gain validée à 20% par les autres méthodes.

Ces mesures ont été confirmées en étudiant l'autocorrélation et les pulls des résidus à un ajustement de spline sur les spectres mesurés. Cette procédure est décrite dans la thèse de Nicolas Chotard (2011).

### 3.3.4 Défauts cosmétiques

Les défauts cosmétiques concernent des défauts ponctuels qui altèrent le signal de façon irrécupérable, et les données correspondantes doivent être masquées sur la pose préprocessée. Le

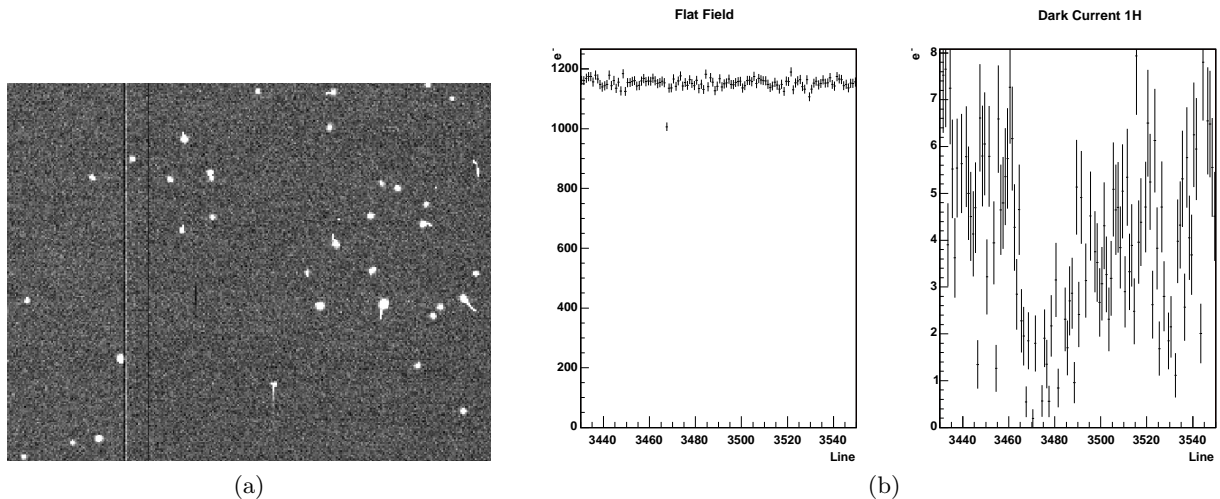


FIG. 3.7: (a) Défauts du CCD de la voie R, observés sur une pose de type DARK. La lecture se fait par le haut de la pose pour cette voie. (b) Valeur des pixels le long d'une même colonne de la voie B (la lecture se fait par la ligne 0), montrant l'effet d'un piège à électrons sur une pose éclairée uniformément, à gauche, et sur une pose à basse intensité, à droite.

CCD de la voie R étant d'un type particulier, nous avons du l'accepter malgré un taux de défauts relativement importants. La figure 3.7 montre un aperçu de ceux-ci. Ces défauts sont de plusieurs types. D'une part, certaines jonctions entre pixels sont défailantes, ce qui entraîne une perte du signal. Ces données se repèrent immédiatement sur le capteur par des données aberrantes. Tel est le cas de la double-ligne verticale foncée puis claire, ainsi que de la ligne verticale foncée simple observables sur la figure sus-citée.

Plus subtils sont les pièges à électrons. Ceux-ci vont piéger un certain nombre d'électrons lors du transfert, ce nombre dépendant de la hauteur du signal, puis les relâcher avec une certaine constante de temps. Lorsque le signal est élevé, de tels défauts peuvent passer inaperçus, car le nombre d'électrons piégés est inférieur au bruit de Poisson. La méthodologie habituelle pour les détecter consiste à corriger une pose éclairée uniformément à basse intensité par une pose éclairée uniformément à haute intensité. Nous avons effectué de telles poses avec les moyens du bord lors de l'intégration des CCD R et celles de la voie P en utilisant le caractère quasi-lambertien d'une feuille de papier éclairée par une lampe de bureau. Ces pièges peuvent également être détectés sur les poses de courant d'obscurité : la figure 3.7a contient deux exemples. Les premier est visible comme un trait noir vers le milieu de la pose. L'autre est visible vers le milieu du bas de la pose : le piège à électrons est situé hors champ, mais lorsqu'un signal non constant le traverse, comme dans le cas du cosmique, il va piéger davantage d'électrons avant de les libérer à la suite de la lecture.

Enfin, un dernier cas de défaut est observé sur la voie R : ce sont des pixels pour lesquels le courant d'obscurité est tel qu'il sature non seulement le pixel, mais également ceux avec lequel il est chaîné dans le registre parallèle. De plus, lors de la lecture du registre série, la présence d'un pixel fortement saturé se traduit par une fluctuation du niveau 0 pendant une centaine de pixels lus. L'effet de ce défaut est montré figure 3.8. S'il est facile de masquer les pixels saturés, et inévitable de masquer toute la ligne correspondante, la présence de saturation se traduit sur le registre série par une fluctuation du niveau pour les pixels lus après un pixel saturé. Le nombre de pixels affecté est évalué dynamiquement en fonction du nombre de pixels saturés. Enfin, à titre de curiosité, il est possible de modéliser la décroissance le long de la colonne saturée après la saturation, par un modèle de type

$$x_j = p_0 + \frac{p_1}{j - p_2} \quad (3.8)$$

où  $x_j$  est la hauteur du signal lu sur la ligne  $j$  et  $p_{0,1,2}$  des paramètres à ajuster. Une telle modélisation ne va pas de soi : on pourrait s'attendre à une décroissance exponentielle s'il s'agissait de simples électrons piégés dans des puits de profondeurs identiques. La présence d'un terme en inverse du temps suggère au contraire un continuum de profondeurs de puits. En effet, si un puits individuel relâche les électrons selon une loi temporelle en

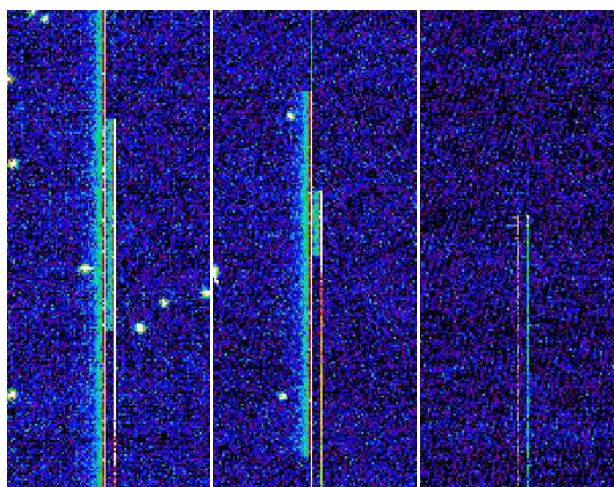
$$e^{-\alpha t} \quad (3.9)$$

L'intégration sur l'ensemble des puits donnera une loi en

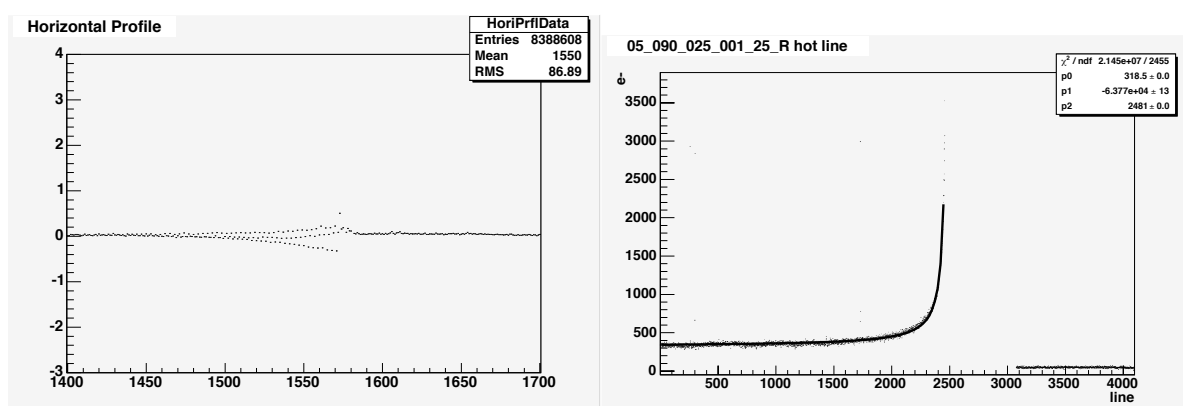
$$\int_0^\infty e^{-\alpha t} d\alpha \propto \frac{1}{t} \quad (3.10)$$

Cependant, même si nous sommes parvenus à établir une loi empirique sur les pixels suivant cette ligne, une correction dépendrait de la soustraction d'un signal physique que nous cherchons par ailleurs à déterminer. L'absence d'une colonne étant dommageable, mais non cruciale pour l'extraction, nous avons préféré masquer ces deux colonnes dites chaudes.

Au total, aucune colonne de la voie B, 7 colonnes de la voie R et 4 de la voie P sont affectées de défauts.



(a)



(b)

(c)

FIG. 3.8: (a) Effet des pixels à fort courant d'obscurité, dits chauds, sur le CCD de la voie R, pour 3600, 1000 et 0 seconde de temps de pose nominal. Ce CCD est lu par le haut, le préamplificateur étant à droite. (b) Valeur des pixels sur le registre série, moyennée sur les rangées lesquelles une saturation est observée, qui donne la variation du niveau 0 suivant la saturation. (c) Valeur des pixels le long de la colonne la plus chaude, et son ajustement par un modèle en  $1/x$ .

### 3.3.5 Efficacité de transfert de charge

Lors du décalage des registres, il existe une probabilité non nulle que les charges restent dans leur puits de potentiel d'origine. Afin de quantifier ce phénomène, nous avons utilisé des poses éclairées uniformément lors des tests à Lyon, et mesuré le signal dans les régions d'overscan série et parallèle (voir figure 3.9). Contrairement à ce qui est écrit dans la plupart des ouvrages, le signal retardé observé dans l'overscan série ne correspond pas à une charge retardée, comme prouvé par la variance qui ne dépend pas de la hauteur du signal : il s'agit d'un effet de relaxation de l'électronique de lecture après la mesure d'un signal intense pendant 1024 pixels. Nous en avons conclu que pour obtenir une zone propre sur l'overscan série, il convenait d'éliminer de l'analyse des données les 10 premières lectures. D'autre part, le niveau observé, qui est compatible avec les spécifications des CCD en terme d'efficacité de transfert de charge, correspond à une distorsion négligeable de la PSF spectrale transverse.

En ce qui concerne les registres parallèles, l'observation d'une variance de type Poisson sur

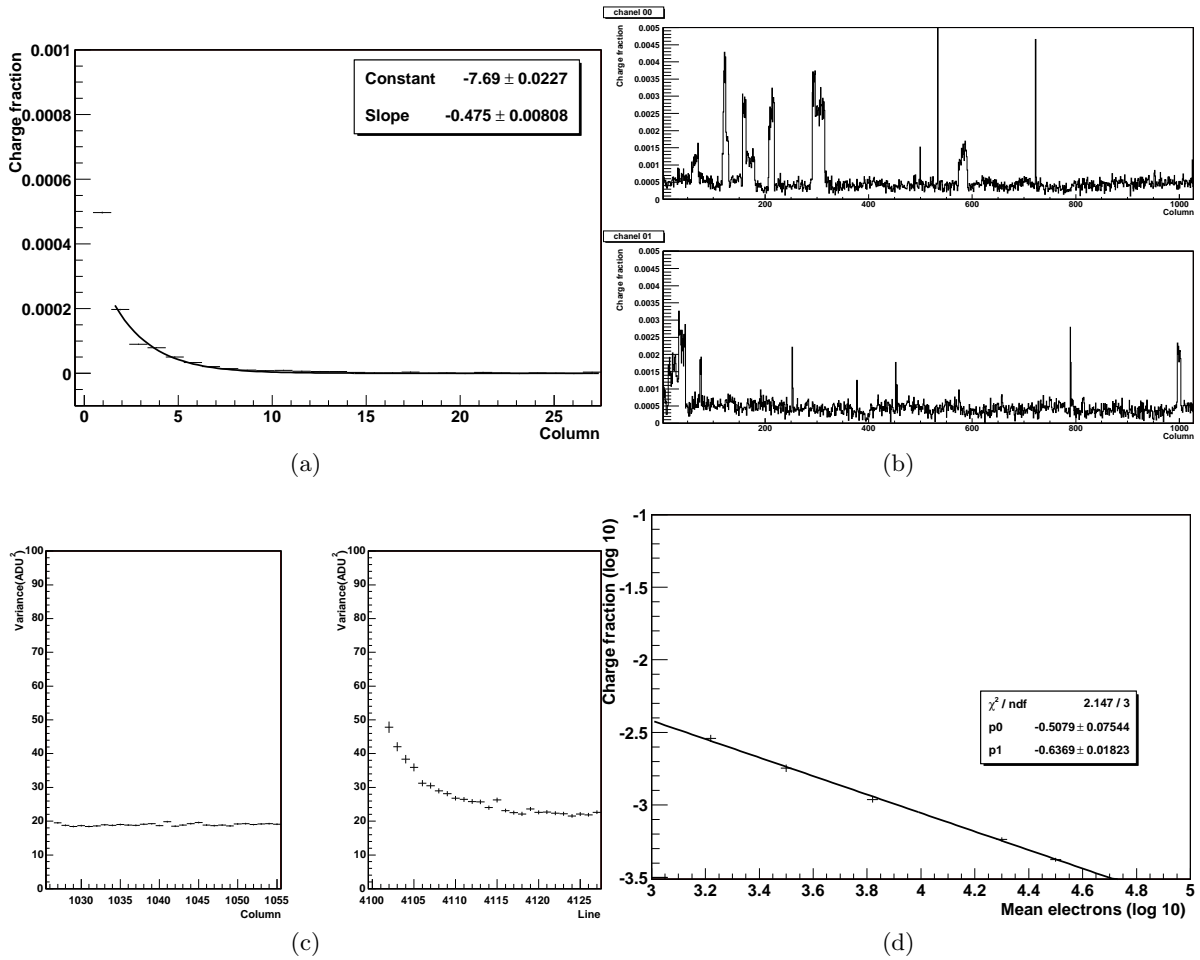


FIG. 3.9: (a) Fraction de charge retardée pour l’overscan série, en fonction du numéro de colonne de l’overscan, pour un pose éclairée uniformément à  $33 \times 10^3 e^-/\text{pixel}$ . (b) Fraction totale de charges retardées mesurées dans la zone d’overscan parallèle, en fonction du numéro de colonne pour les deux amplificateurs, pour le même éclairage, montrant une grande hétérogénéité selon les colonnes. (c) Variance mesurée sur les pixels des deux zones d’overscan, série sur le panneau de gauche, parallèle sur le panneau de droite. (d) Fraction de charge retardée pour les registres parallèles en fonction du niveau d’éclairage, montrant une dépendance en loi de puissance.

des poses répétées montre que ce sont bien des charges retardées qui sont observées. En revanche, les ouvrages ne mentionnent pas la dépendance avec l'amplitude de l'éclairement de la fraction des charges retardées selon une loi de puissance. Au final, la mesure que nous avons effectuée, au pire de  $10 e^-$  retardés pour un signal de  $10^4 e^-$ , est bien dans les spécifications du CCD, et ne constitue qu'une déformation de la PSF négligeable par rapport à son étalement naturel (voir la thèse de Nathalie [Blanc, 2006](#)).

### 3.3.6 Biais

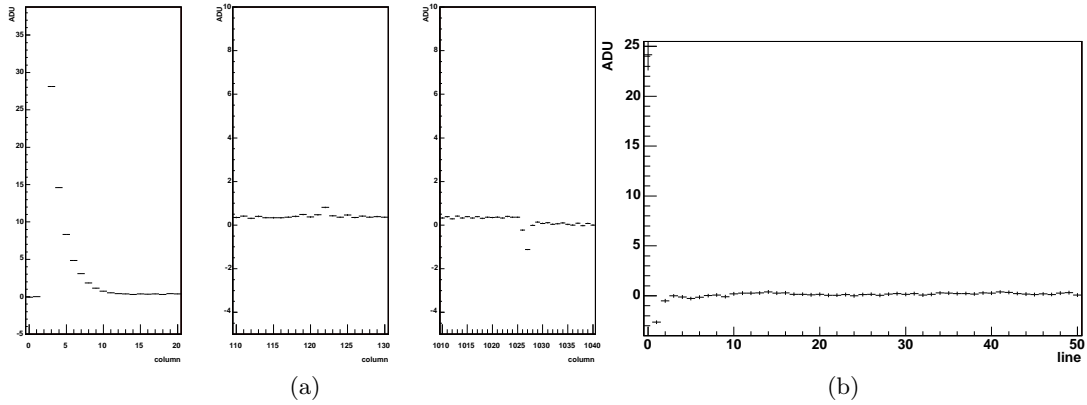


FIG. 3.10: (a) Biais moyen observé le long du registre série pour trois intervalles donnés, en début, au milieu, et en fin de lecture. (b) Biais moyen observé le long du registre parallèle, en début de lecture.

Les poses de BIAS permettent de soustraire les biais systématiques liés à l'électronique de lecture pour une pose exposée nominale pendant 0 secondes. Cependant, même si le temps de pose est négligeable, la lecture prend une durée finie, d'environ 80 secondes. Les pixels intégreront donc du courant d'obscurité pendant ce temps, ce qui conduira à un signal plus élevé en fin de lecture. L'intensité des poses de biais peut donc être décrite comme

$$I(i,j) = B(i,j) + \sum_{i'=0}^i D(i',j)\Delta t \quad (3.11)$$

où B est un terme électronique correspondant à une carte théorique de 0 électrons en entrée, et D est le courant d'obscurité, intégré pendant le temps de transit par pixel de  $\Delta t \approx 0,02s^2$ . L'analyse des structures d'une pose de biais se décompose donc en deux phénomènes, et nous évoquerons plus loin l'influence du courant d'obscurité.

La figure 3.10 montre les effets du biais proprement dit. Sur le registre série, en début de lecture, le niveau enregistré est systématiquement supérieur à la moyenne et décroît rapidement. Nous avons vérifié à l'aide de la variance observée que cela ne correspond pas à de vraies charges, mais à un phénomène de relaxation de l'électronique de lecture subséquent au décalage des registres parallèles, et de constante de temps comparable à ce qui a été observé dans l'overscan série pour les poses éclairées uniformément. Le panneau du milieu de la figure montre à la colonne 122 l'effet d'un pixel chaud du CCD, qui augmente le niveau observé. Enfin, le dernier pixel physique du registre série, le premier pixel de l'overscan et le niveau du reste de l'overscan

<sup>2</sup>Nous avons ici négligé le courant d'obscurité intégré pendant les 80 ms que dure la mise à 0 du capteur avant lecture.

sont différents : cette différence provient d'une part de biais électroniques lors de la transition vers l'overscan, et d'autre part du courant d'obscurité intégré dans la zone physique, et bien entendu absent de la zone d'overscan. Enfin, les niveaux le long du registre parallèle montrent essentiellement l'écart entre l'interpolation linéaire, effectuée sur la valeur du piédestal en début de lecture, et la réalité.

### 3.3.7 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité des CCD dépend d'une part de la température, selon les lois de la mécanique quantique et de la thermodynamique, et d'autre part du temps après mise sous tension du détecteur : des charges sont alors piégées, et nous observons un phénomène transitoire de dépiégeage dont la grandeur caractéristique après plusieurs essais de modélisation est le temps après allumage. L'observation de ce phénomène a conduit à revoir la méthodologie de prise des données en 2006, en laissant les CCD sous tension le plus longtemps possible et en les lisant régulièrement, là où auparavant nous mettions l'instrument hors tension entre deux nuits de prise de données.

La modélisation du courant d'obscurité moyen observé sur la pose est ainsi la suivante :

$$D(t,T) = I_0 + I_1 t^\beta + I_2 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{2k_B T}\right) \quad (3.12)$$

où  $D(t)$  est le courant d'obscurité instantané, qu'il convient d'intégrer sur le temps de la pose, un terme constant venant d'un courant non nul observé à très basse température, un second terme représentant le dépiégeage où  $t$  est le temps depuis la mise sous tension, et un terme thermodynamique où  $T$  est la température (en K),  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $E$  l'énergie du gap dans le silicium,

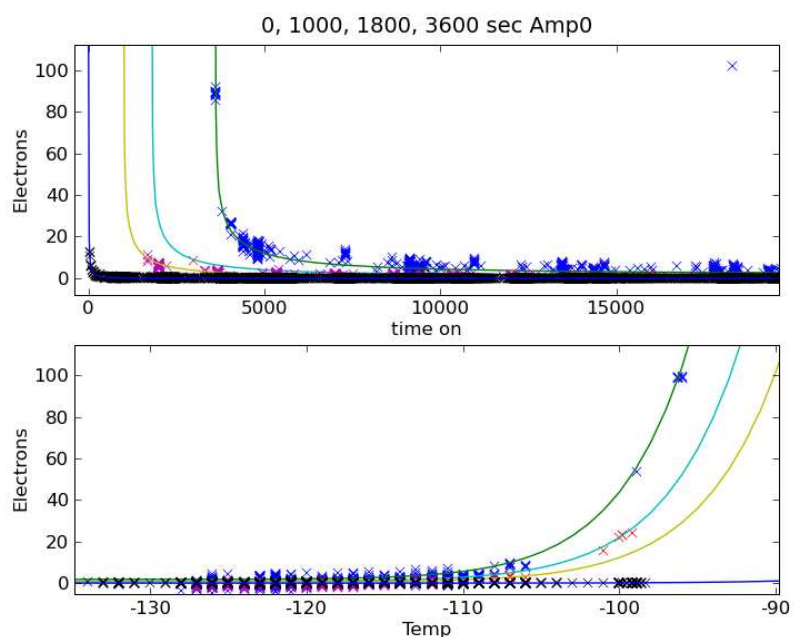
$$E = 1,1157 - 7,021 \times 10^{-4} \frac{T^2}{1108 + T} \quad \text{eV} \quad (3.13)$$

L'ajustement des paramètres libres  $I_{0,1,2}$  et  $\beta$  doit se faire sur des poses corrigées du biais, et il faut tenir compte du courant d'obscurité intégré sur ce dernier lors de sa lecture. Nous utilisons alors la même modélisation pour le courant d'obscurité dans la pose de biais, mais en prenant un autre jeu de valeurs ajustées  $I'_{0,1,2}$  et  $\beta'$ . Ce choix est justifié par l'intégration durant un temps de pose effectif moyen de 40 secondes, mais dont les caractéristiques diffèrent d'une pose de DARK : le premier pixel est en effet exposé pendant 0 secondes et le dernier pendant 80. L'ajustement a été effectué sur les valeurs moyennes observées du signal par amplificateur de lecture pour 13000 poses de BIAS et 3000 poses de DARK de 3600 secondes acquises entre 2005 et 2008, couvrant ainsi l'ensemble des paramètres opérationnels  $(t,T)$  de SNIFS.

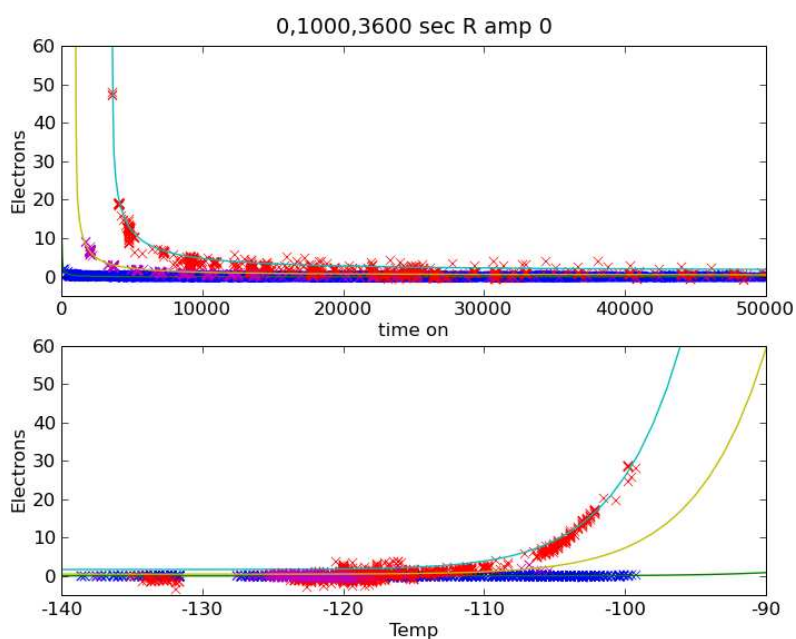
La figure 3.11 montre la comparaison entre le niveau mesuré sur les poses obscures pour divers temps d'intégration, comparés à la modélisation. Les paramètres ajustés sont similaires à 5% près sur les deux amplificateurs d'un même CCD. Le coefficient de décroissance temporelle,  $\beta$ , vaut environ  $-1,3$  pour la voie B et  $-1,1$  pour la voie R, et est donc proche de  $-1$ , ce qui est à rapprocher de la modélisation du dépiégeage proposée lors des considérations sur les défauts de CCD. Le niveau de courant d'obscurité observé à la température de fonctionnement nominale, soit  $-120^\circ \text{C}$ , et après stabilisation est d'environ  $1,5 e^-/\text{H}$ . Il faut plus d'une dizaine d'heures pour considérer que les phénomènes transitoires deviennent négligeables.

Le modèle ne prédit qu'un courant d'obscurité moyen pour les poses CCD. Pour tenir compte des différences pixels à pixels, nous avons établi pour les biais la carte des résidus au modèle





(a)



(b)

FIG. 3.11: Comparaison des niveaux mesurés les poses BIAS et DARK avec le modèle établi pour le courant d'obscurité. De haut en bas, les données de l'amplificateur gauche de la voie B (a), pour des poses de 0 à 3600 secondes, en fonction du temps d'allumage, puis en fonction de la température (en °C) avec le même code de couleur ; en bas les données de l'amplificateur gauche de la voie R (b), en fonction du temps d'allumage puis de la température.

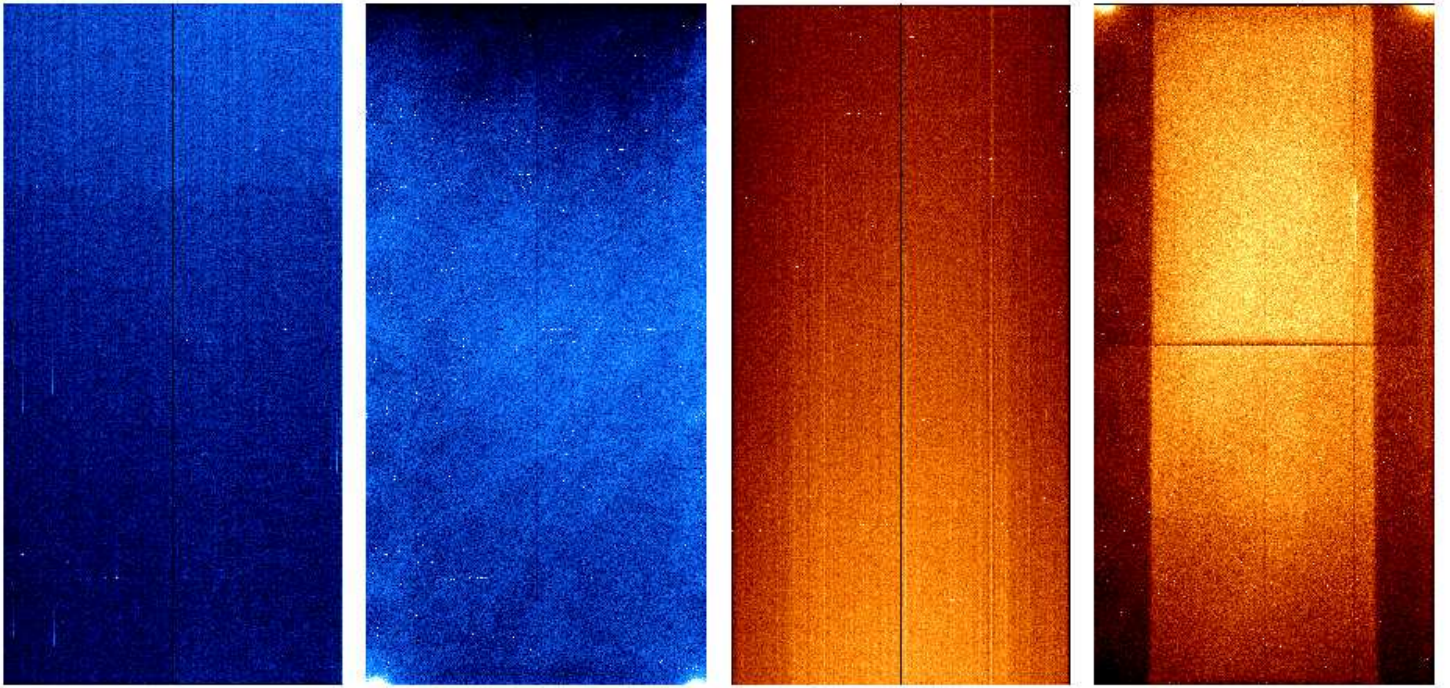


FIG. 3.12: Carte des variations pixel à pixel, de gauche à droite, du biais puis du courant d'obscurité de la voie B, du biais puis du courant d'obscurité de la voie R. Les couleurs sombres correspondent à un flux plus faible que les couleurs plus claires.

moyen, que nous soustrayons. Pour les poses de DARK, nous avons également calculé les résidus, mais normalisés au temps de pose. Ainsi, la soustraction finale effectuée est du type

$$S(T,t,i,j) = B(T,t) + b(i,j) + D(T,t,t_{exp}) + d(i,j) \times t_{exp} \quad (3.14)$$

où B est le modèle lié au biais, D le modèle de courant d'obscurité intégré sur le temps de pose  $t_{exp}$ , et  $b(i,j)$ ,  $d(i,j)$  des cartes de résidus.

Celles-ci sont présentées sur la figure 3.12. Les résidus de BIAS exhibent des structures verticales, caractéristiques de l'intégration du courant provenant des pixels chauds. Sur la voie R, on peut distinguer deux bandes plus sombres sur les côtés, correspondant à l'intégration d'un courant d'obscurité plus faible dans ces zones. Le niveau est plus élevé en fin de lecture, soit en haut pour les poses B, et en bas pour les poses R, à cause de l'intégration plus longue du courant d'obscurité. Au centre, on distingue l'effet de biais sur le dernier pixel physique du registre série lu par les préamplificateurs tel que nous l'avons décrit plus haut.

Les résidus de DARK montrent, outre les pixels chauds ou les colonnes mortes, une structure sous-jacente qui provient du processus de fabrication des CCD : sur le CCD bleue on constate ainsi de grandes structures obliques provenant du procédé d'amincissement, tandis que sur le CCD rouge on observe outre deux bandes sombres d'origine non expliquée une zone sombre centrale provenant d'un effet de masque lors de la gravure. Enfin, en bas de la carte B, et en haut de la carte R, on distingue des points plus chauds correspondant à la position physique des préamplificateurs qui chauffent le CCD, phénomène appelé *glow* en anglais.

La soustraction du courant d'obscurité laisse cependant deux artefacts. D'une part, à forte température ou faible temps après allumage, les résidus des bandes verticales observées dans la voie R sont visibles sur les spectres extraits. Le modèle devra donc être amélioré, sans doute en

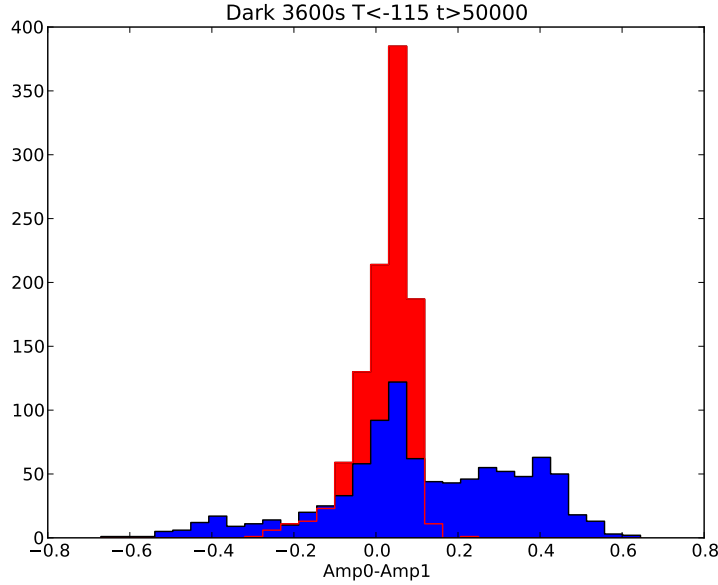


FIG. 3.13: Histogramme des différences de courant d'obscurité en  $e^-/H$  entre les deux amplificateurs des CCD, en bleu pour la voie B, an rouge pour la voie R.

remplaçant le terme en  $d(i,j) \times t_{exp}$  par un terme de type  $d(i,j) \times D(T,t,t_{exp})$  dans un premier temps, voire une expansion sous forme de plusieurs cartes spatiales en  $(i,j)$  dont l'amplitude sera déterminée par les éléments du modèle.

L'autre résidu est une fluctuation aléatoire du courant d'obscurité sur l'amplificateur de droite du CCD bleu, comme visible sur la figure 3.13. Nous avons déterminé que son amplitude est linéaire avec le temps de pose, et qu'il ne s'agit pas d'une fluctuation aléatoire du niveau zéro. Cet effet, qui peut atteindre  $0,4 e^-/H$ , sera difficile à corriger : s'il est possible de mesurer *in situ* un différentiel de niveau sur les deux amplificateurs à  $0,03 e^-$  électron près dans des conditions de faible éclairage, cela n'indique pas quel amplificateur est fautif, et de surcroît il sera difficile de déterminer une zone non éclairée dès lors que le signal sera trop important, rendant la correction hasardeuse. Nous verrons cependant plus loin que nous avons des raisons de soupçonner que le problème vient de l'amplificateur de droite,

### 3.3.8 Uniformité

Une étape importante du traitement des données, une fois que le niveau zéro correspondant à une absence de photons incident a été déterminé, est la prise en compte de l'efficacité relative spatiale et spectrale de conversion des photons incidents en électrons. La procédure pour le canal photométrique aurait du être l'utilisation canonique d'une pose éclairée uniformément (ou *flat field*). Cependant les réflexions parasites sur les montants du multi-filtre ainsi que des fuites de lumière entre filtres a rendu cette technique inopérante, et Rui Pereira (2008) a du utiliser une technique à base de PCA pour éliminer les structures à haute fréquence du *flat field* variables d'une pose à l'autre. Nous reproduisons figure 3.14 l'allure des poses de *flat* prises dans diverses conditions. Les trois parties rouges du multi-filtre (montré figure 2.5) sont affectées de franges d'interférence, liées à une longueur d'absorption du photon non négligeable devant l'épaisseur du CCD, et de caractéristiques dépendant de la longueur d'onde, la partie correspondant au

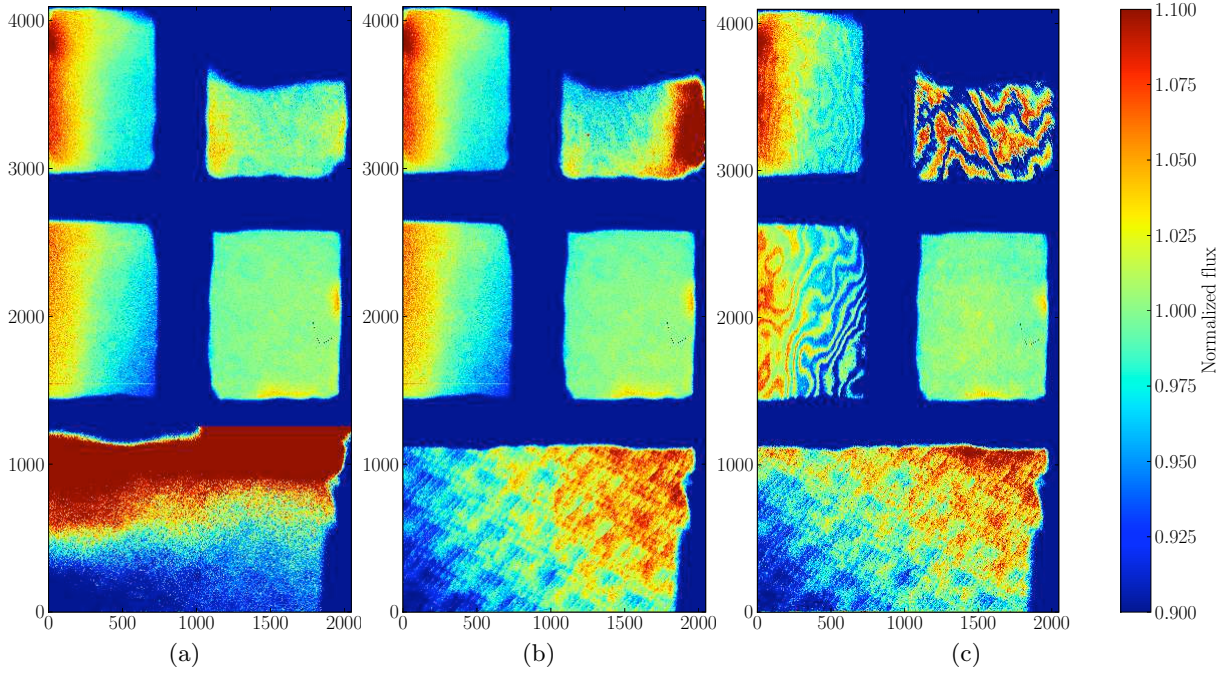


FIG. 3.14: Poses de *flat field* du CCD photométrique, pris avec des poses Dômes (a) Ciel (b) ou Super-flat (c). (Thèse R. Pereira)

filtre V (au milieu à droite) ne montre pas de structure spatiale cohérente, tandis que le filtre U montre des structures liées au processus de fabrication du CCD, le libre parcours moyen des photons étant suffisamment faible pour que l'efficacité soit sensible à l'épaisseur traversée avant d'atteindre la zone active du CCD.

La structure du *flat-field* étant très dépendante de la longueur d'onde, il n'est pas possible d'utiliser les poses obtenues en éclairage uniforme pour effectuer une correction dans les canaux de spectroscopie. En effet, l'intensité reçue sur le pixel  $(i, j)$  se modélise par

$$N_{CCD}(i, j) = \sum_{l, \lambda} I(l, \lambda) PSF_{l, \lambda}(i - i_0, j - j_0) \epsilon(i, j, \lambda) \quad (3.15)$$

où  $\epsilon(x, y, \lambda)$  est le facteur d'efficacité que nous désirerions corriger,  $I$  l'intensité reçue par la microlentille  $l$  à la longueur d'onde  $\lambda$ , donnant sur le CCD une image de fonction de réponse  $PSF$  dont le centroïde  $i_0, j_0$  dépend également de  $l$  et  $\lambda$ . Il faudrait pour effectuer ce genre de correction non seulement disposer d'un ensemble de cartes d'efficacité monochromatiques, mais aussi avoir une confiance parfaite dans le modèle de la  $PSF$ . Cependant, puisque les centroïdes  $x_0, y_0$  sont presque toujours centrés au même endroit sur le CCD ce qui assure que la longueur d'onde frappant un pixel donné ne varie que dans une gamme restreinte, notre modélisation peut s'approximer par

$$N_{CCD}(i, j) = \sum_{l, \lambda} I(l, \lambda) PSF_{l, \lambda}(x - x_0, y - y_0) \epsilon(l, \lambda) \epsilon(i, j) \quad (3.16)$$

la correction utilise ainsi une factorisation en deux termes l'un dépendant de l'absorption optique et de l'absorption moyenne sur le CCD,  $\epsilon(l, \lambda)$ , qui est déterminé à l'aide des poses de type CONTINU à un facteur multiplicatif spectral près ou *flat* spectral, l'autre,  $\epsilon(i, j)$ , qui représente

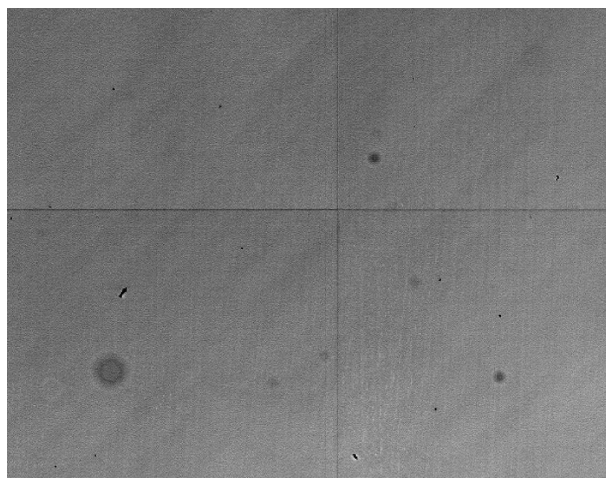


FIG. 3.15: Extrait d'un *flat field* du CCD B, pris avec un filtre V en laboratoire, montrant les effets de jonction entre les masques de gravures du CCD sous forme de traits sombres. Les tâches sombres correspondent à des poussières, et les grandes structures en biais proviennent du procédé d'amincissement des capteurs.

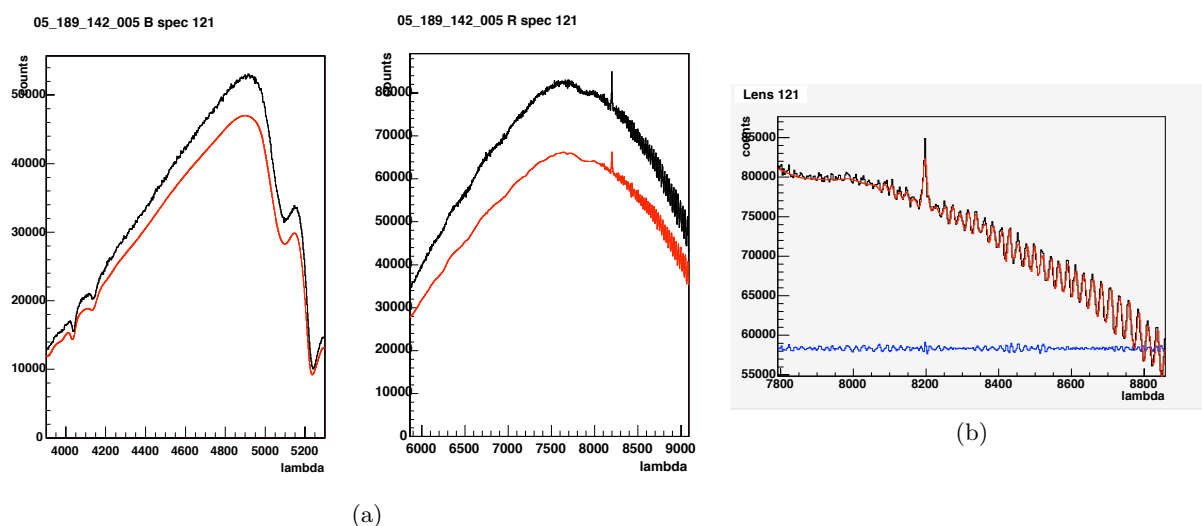


FIG. 3.16: (a) spectre extrait d'une pose CONTINU (en noir), à gauche pour la voie B, à droite pour la voie R. La courbe noire correspond aux données extraites, la courbe rouge au lissage de type spline utilisé pour la correction. Les structures à fréquence intermédiaire sur la voie B sont liées à la bande passante de la lame dichroïque ; tandis que la voie rouge montre d'une part un pic singulier lié à un effet de CCD, et d'autre part des franges d'interférence dans le rouge. (b) Zoom sur la partie la plus rouge du spectre. En bleu, le résidu observé après correction.

un facteur correctif au premier pour tenir compte des variations à haute fréquence spatiale, principalement liées à des défauts géométriques ponctuels de la taille des pixels.

Ce facteur a été mesuré en laboratoire à Lyon sur la voie B. L'amplitude des variations d'efficacité pixel à pixel est de 0,7%, et on peut le négliger : cet effet sera moyenné lors de l'extraction spectrale, et ensuite négligeable par rapport aux fluctuations de  $\epsilon(l, \lambda)$ . Cependant, comme le montre la figure 3.15, des imprécisions de gravure liées à la taille finie des masques entraînent des effets de bords pour certaines rangées de pixels. Ces effets étant physiquement liés au CCD, ils ne vont pas se déplacer en fonction des flexions, et doivent donc être corrigés : leur amplitude peut atteindre jusqu'à 13% comme visible sur le spectre extrait de la voie rouge, sous forme d'un pic singulier.

L'observation des spectres extraits (voir figure 3.16) montre que la partie rouge des spectres est affectée de franges d'interférences, dont l'amplitude peut atteindre 5% du niveau du signal à 9000 Å. Ces franges sont cependant à relativement basse fréquence, l'inter-frange étant de 25 Å, et sont liées à la longueur d'onde arrivant sur le CCD : leur correction se fera naturellement par la procédure de *flat* spectral, et les résidus sont inférieurs à 1%. De plus, au moment de l'extraction des spectres, les résidus de franges se trouveront moyennés, et l'effet n'est pas observable sur nos spectres finaux. L'effet des flexions du télescope sur le flat-field après l'extraction spectrale montre que des variations résiduelle d'intensité jusqu'à 3% peuvent cependant être observées à une masse d'air traversée de 2, l'effet étant plus marqué en voie R en raison d'un déplacement plus élevé des centroïdes sur le CCD.

#### 3.3.9 Rémanence

La rémanence est le phénomène par lequel une partie du signal d'une pose peut être observé sur la pose suivante, notamment en cas de saturation lorsque les électrons ont suffisamment rempli leur puits de potentiel pour se retrouver piégés dans des puits qui ne les relâcheront qu'au bout d'un temps caractéristique d'autant plus élevé que la température est faible. Nous avons limité ce phénomène en travaillant à -120 °C, qui est un bon compromis entre le niveau du courant d'obscurité et le risque de rémanence. Si sur quelques poses cet effet de rémanence est parfois visible, nous avons cherché à le quantifier en surexposant les CCD du spectrographe : une séquence répétée d'exposition CONTINU produisant un signal 300 ke<sup>-</sup>, ne provoque pas de rémanence observable sur une pose de DARK de 30 minutes prise immédiatement après, ce qui correspond à dix fois l'exposition nominale attendue pour le signal le plus lumineux que nous utilisons. A 3 × 10<sup>6</sup> e<sup>-</sup>, nous obtenons un signal de rémanence dont le temps de décroissance est similaire à celui du courant d'obscurité après allumage, soit plusieurs heures avant d'atteindre un niveau stable. Ce niveau n'est cependant jamais atteint en fonctionnement normal, et le phénomène peut être ignoré dans le spectrographe.

#### 3.3.10 Cosmiques

L'intégration du signal pendant des durées longues donne lieu à la présence de dépôts d'énergie localisés assimilés en général à des rayons cosmiques qui traversent le détecteur, mais qui peuvent aussi bien être la conséquence de désintégrations radioactives dans le cryostat. Ces dépôts localisés, d'amplitude pouvant aller jusqu'à la saturation, doivent être éliminés. Pour cela, plusieurs méthodes sont utilisées.

- Lorsqu'on dispose de poses prises dans des conditions identiques, comme c'est le cas pour les poses de BIAS ou de DARK, il est possible d'empiler les poses en appliquant, soit un filtre médian, soit un sigma-clipping sur les poses originelles. Cette méthode est la plus robuste.

- Sur une seule pose donnée, il est possible de déterminer la position des cosmiques en utilisant un filtre laplacien qui va détecter les pics isolés. Cependant, il faut faire la distinction entre les cosmiques et les raies spectrales fines. Si mettre une coupure pour faire la séparation est trivial dans la voie B, la présence de diffusion liée à l'épaisseur du CCD dans la voie rouge conduit — afin de garder tout le signal — à une faible efficacité de détection.
- La détection des cosmiques utilisée en production pour les poses de science se fait après extraction du cube 3D. En effet, un cosmique se verra comme un artefact localisé spatialement et en longueur d'onde.
- Cependant, il arrive que des coïncidences fortuites sur le CCD se traduisent par des paires de cosmiques non éliminée sur les cubes, ce qui se traduit par des artefacts dans les spectres extraits. Un nouvel algorithme est en cours de développement, qui consiste à détecter au moment de l'extraction des spectres une déformation du profil transverse  $\mathcal{G}$  (défini au paragraphe 2.5.2) lié à la présence de cosmique, et à l'éliminer sur un critère de type  $\chi^2$ .

Nous avons utilisé les cosmiques pour déterminer la réponse impulsionnelle des amplificateurs des CCD. En effet, mis à part les zones chaudes du CCD qui correspondent à des défauts localisés, dont le nombre n'est pas suffisant pour effectuer des moyennes statistiques, les cosmiques sont présents en abondance dans nos données. Le profil moyen observé (voir figure 3.17) pour la voie B montre environ 3 pixels après le maximum du signal un niveau systématiquement inférieur au niveau moyen. Cet effet, d'une amplitude au pire d'1 % du signal incident sera sans conséquence observable, d'autant plus que l'extraction ne prend en compte que les 5 pixels les plus illuminés. Sur la voie R, on constate que le profil moyen des cosmiques est élargi à cause de la diffusion. Par rapport au maximum d'intensité, le profil montre une asymétrie comme si nous avions des charge retardées à hauteur de 2% de la hauteur au pic, qu'il s'agisse d'un effet d'inefficacité de transfert de charge, ou de réponse de l'électronique, hypothèses que nous ne pourrions trancher qu'en disposant de poses contrôlées en laboratoire. Cet effet disparaîtra cependant de la chaîne d'analyse pour peu qu'il soit indépendant de la hauteur du signal : en effet, tant que la distorsion affecte de la même manière les poses de science et les poses sur lesquelles est déterminée la PSF spectrale transverse, elle sera correctement incluse dans la modélisation de cette dernière.

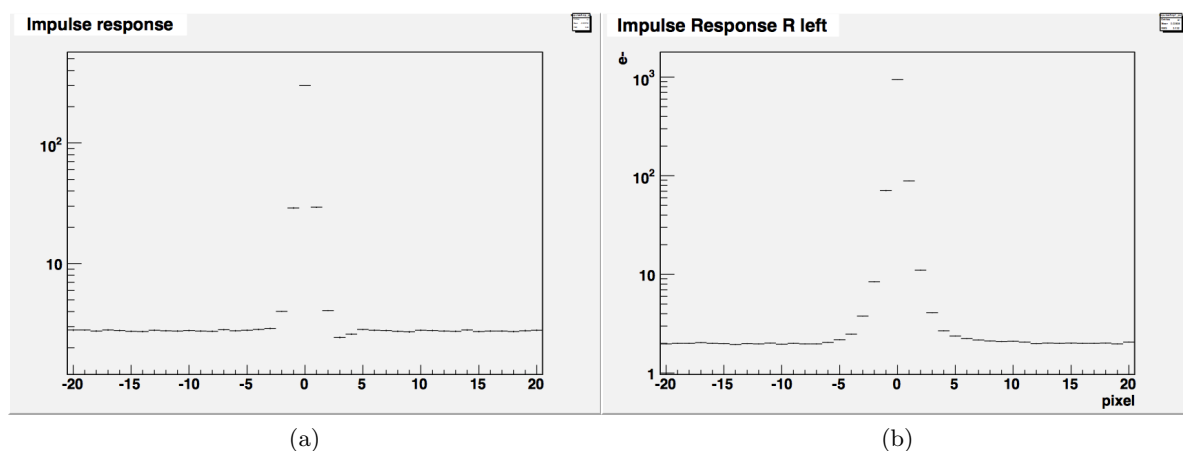


FIG. 3.17: Profil moyen sur le registre série des cosmiques enregistrés tel que visible dans les voies B (a) et R (b), à chaque fois pour l'amplificateur de gauche des CCD : les pixels sont numérotés par ordre de lecture, en centrant sur le cosmique.

### 3.3.11 (Non)-Linéarité

Nous avons évoqué au chapitre 2 la non-linéarité mesurée en fin de chaîne d'analyse sur WD1413+257. Cependant, les capteurs CCD sont réputés être très linéaires, ce que nous avons confirmé en comparant des poses de DOME exposées entre 1 seconde et 400 secondes : en effet, au niveau du CCD, une pose de 400 secondes donne un niveau qui va de 0 à 70% de la saturation logique pour la voie B, et qui sature la voie R, ce qui permet de balayer toute la gamme dynamique et de vérifier la linéarité en effectuant des rapports de poses.

Si nous n'avons pas détecté de non-linéarité sur la voie R par cette procédure, la figure 3.18 montre le résultat pour la voie B. Au niveau du CCD, l'amplificateur de gauche se comporte de façon linéaire, mais l'amplificateur de droite produit à basse intensité un signal négatif dans l'inter-spectre, dont l'amplitude semble à première vue de l'ordre de 4% de la valeur au pic. La figure 3.18b permet d'observer l'effet de ce signal négatif sur le signal extrait, visible sous la forme d'un saut en intensité entre la moitié basse et la moitié haute de l'image spatiale du cube reconstruit, correspondant respectivement aux spectres projetés sur les parties gauches et droite du CCD.

Nous avons évoqué plus haut la réponse impulsionnelle des amplificateurs reconstruite à l'aide des cosmiques. Cette réponse est identique qu'il s'agisse de l'amplificateur de droite, et de plus,

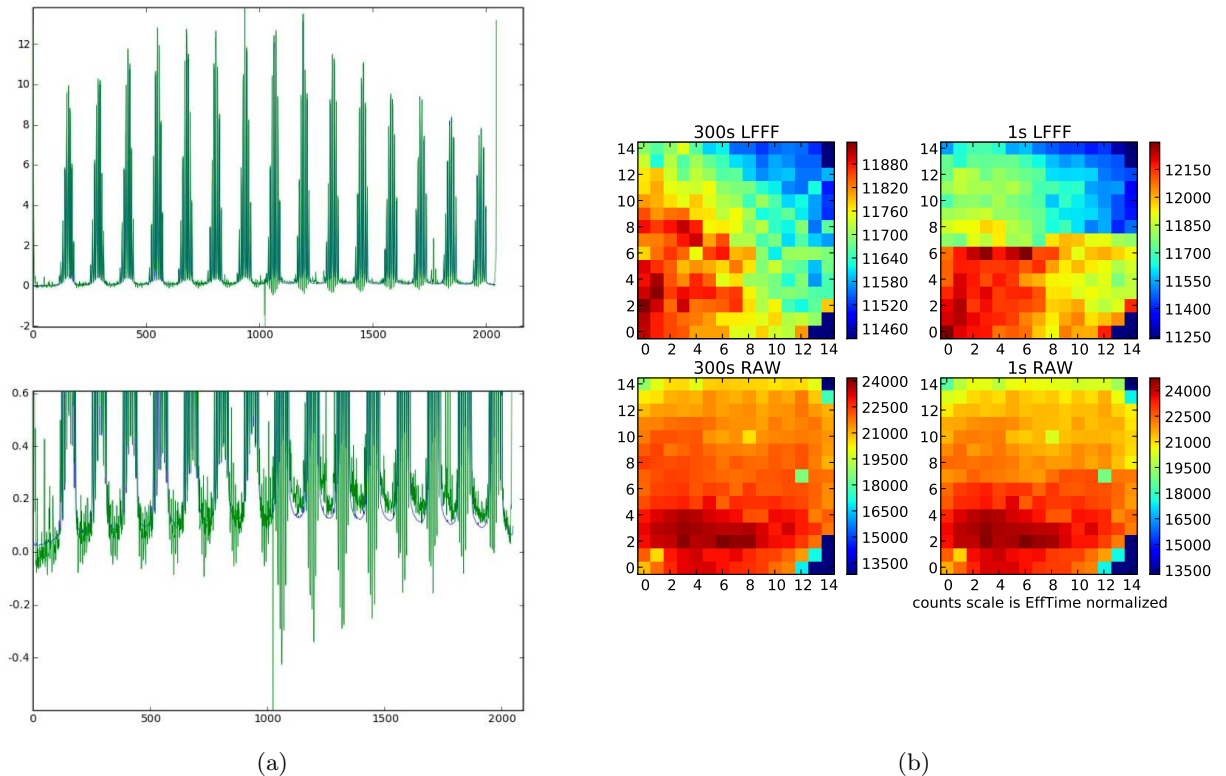


FIG. 3.18: (a) Valeur moyennée sur 1000 lignes du signal des poses DOME observé et normalisé par le temps de pose sur le CCD bleu, en bleu pour les poses longues, en vert pour les poses courtes. (b) Effet sur le cube reconstruit, en bas avant, en haut après opération de flat-felding. Le signal a été normalisé au temps de pose, et intégré en longueur d'onde. En absence de non-linéarités, les figures de gauche exposées à 300 s et celles de droite exposées 1 s devraient être identiques.



l'amplitude du niveau négatif observé est bien insuffisante pour rendre compte d'un phénomène à hauteur de 4%. La modélisation ne peut donc se faire sous la forme d'une simple convolution du signal incident avec une fonction de réponse. De plus, l'analyse des signaux retardés négatifs sur le CCD montre que l'enveloppe de leur amplitude dans un groupe de spectres est retardée par rapport à l'enveloppe du signal incident : une modélisation de ce phénomène devrait donc tenir compte de l'histoire sur plusieurs spectres du signal incident. A ce jour, aucune modélisation satisfaisante n'a pu être effectuée au niveau du CCD.

Nous avons étudié le comportement empirique au niveau des cubes extraits sur les poses de DOME, en utilisant le rapport des flux observés entre des poses de 1 et 300 secondes (voir figure 3.19. Les données obtenues peuvent se modéliser par

$$I = AI_{Th}^2 + BI_{Th} + C \quad (3.17)$$

où  $I$  est l'intensité observée (normalisée au temps de pose),  $I_{Th}$  l'intensité attendue déduite de la pose longue,  $C$  représente un éventuel décalage de niveau zéro,  $B$  un coefficient de proportionnalité et  $AI_{Th}^2$  un terme de non-linéarité choisi afin de reproduire la non-linéarité observée. Les valeurs observées sont données dans le tableau 3.1. On constate que les poses courtes souffrent d'un décalage systématique de leur niveau 0. Celui-ci était à l'époque de cette étude d'environ  $0,9 e^-$  au niveau des spectres extraits et encore visible sur le paramètre  $C$  malgré une correction ad hoc.

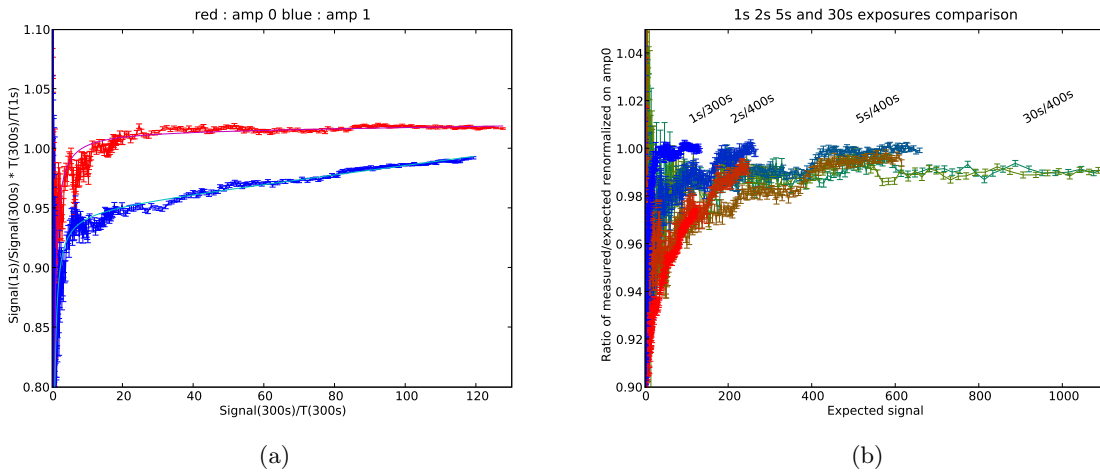


FIG. 3.19: (a) Rapport des flux observés aux flux attendus en fonction du flux attendu en utilisant l'intégralité des spectres des cubes extraits, pour une référence à 300 secondes de temps de pose, et un signal à 1 seconde. En rouge, les données pour l'amplificateur de gauche, en bleu, pour celui de droite. Les lignes continues correspondent à un modèle ajusté. (b) Les données brutes pour divers rapports de temps de pose.

TAB. 3.1: Valeurs attendues et observées pour les paramètres de la non-linéarité.

Paramètre	Attendu	Amp. G	Amp. D
A ( $1/e^-$ )	0	0	$3,8 \times 10^{-4}$
B	1	1,015	0,9487
C ( $e^-$ )	0	-0,12	-0,11

Depuis, la révision de l'algorithme de soustraction du fonds diffus a ramené le décalage entre 0,1 et 0,6  $e^-$ . Le coefficient de proportionnalité, même pour l'amplificateur dit linéaire, n'est pas non plus 1 : cela illustre la difficulté d'établir des conditions parfaitement contrôlées. En effet, soit le temps de pose est sous-évalué de 17 ms sur les poses courtes, soit l'intensité lumineuse a varié de 1,5% en moyenne entre les poses longues et courtes, ce qui n'est pas à exclure. En revanche, le terme de non-linéarité n'est significativement non nul que pour l'amplificateur de droite : dans ces conditions bien contrôlées, nous parvenons donc à modéliser convenablement l'effet de non-linéarité.

Cependant, il faudrait se garder de crier victoire : d'une part, la modélisation choisie n'est pas extrapolable au-delà d'un signal attendu de 170  $e^-$ , et d'autre part, le panneau la figure 3.19b montre que les données ne sont pas immédiatement transposables à d'autres rapports de temps de poses entre poses longues et courtes. Cependant, ces données à d'autres rapports de temps de poses sont statistiquement moins abondantes, et de surcroît, leur qualité est affectée par des variations de bande passante de la lame dichroïque, sans que les données de CONTINU nécessaires à cette correction n'aient été acquises.

En définitive, nous disposons d'un modèle permettant de déterminer par Monte-Carlo si l'amplitude de l'effet observé induit des biais importants en fin d'analyse. Afin de procéder ensuite à une correction, il faut prouver que la modélisation retenue permet d'améliorer les poses de science, même si elle est imparfaite. Cette étude reste à faire, et éventuellement l'acquisition de données complémentaires sera nécessaire.

## *Contributions*

*J'ai participé aux tests de réception du CCD de la voie B à Lyon, en 2003, avec A. Castera du service d'instrumentation. L'expertise acquise par ce service a ensuite été concrétisée par des tests sur des capteurs infrarouges dans le cadre de SNAP, sous la responsabilité de G. Smadja. En tant qu'expert sur les CCD, j'ai participé au suivi de ces détecteurs lors du retour chez le fabricant, aux tests de réception après correction à Honolulu, avec G. Aldering, puis à leur installation sur l'instrument lors de l'intégration à Hilo puis au sommet du Mauna Kea. J'ai également assuré la responsabilité et le développement du code de préprocessing qui permet de corriger la plupart des phénomènes décrits dans ce chapitre, qui reflète largement mon travail de recherche de 2002 à 2008 environ, année où je me suis tourné davantage vers l'analyse des données. Le groupe de l'IPNL, avec le préprocessing, la réduction des données spectrales écrite par Y. Copin, leur étalonnage par C. Buton et la responsabilité de la production depuis l'arrivée de R. Pereira a ainsi pu jouer un rôle central dans la réduction des données de l'instrument au sein de la collaboration.*

*Ces travaux ont été également l'occasion de former des étudiants, d'abord Olivier Perrusol, un stagiaire de L3, puis Nathalie Blanc lors de son stage de M2 puis de sa thèse qui comportait une partie sur l'analyse des données des CCD lors des tests de Lyon.*



# Chapitre 4

## Analyse de la variabilité spectrale

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Calcul automatique des indicateurs . . . . .</b>	<b>68</b>
<b>4.2</b>	<b>Indicateurs spectraux . . . . .</b>	<b>71</b>
4.2.1	Raies du silicium . . . . .	71
4.2.2	Raies du Calcium . . . . .	74
4.2.3	Analyse en composantes principales . . . . .	76
<b>4.3</b>	<b>La loi de couleur au maximum . . . . .</b>	<b>79</b>
4.3.1	Loi de couleur ou loi d’extinction . . . . .	79
4.3.2	Calcul des magnitudes . . . . .	81
4.3.3	Corrections par les paramètres intrinsèques . . . . .	82
4.3.4	loi de couleur . . . . .	82
4.3.5	Résultats . . . . .	85
	<i>Contributions . . . . .</i>	<b>86</b>

---

L’étude des corrélations entre les structures spectrales des supernovae et leur variabilité a été initiée par les travaux pionniers de [Nugent et coll. \(1995\)](#), qui a détecté des corrélations entre la magnitude au maximum de luminosité en bande B avec, d’une part le rapport des raies Si II  $\lambda 5972$  et Si II  $\lambda 6355$ , et d’autre part le rapport des flux de part et d’autres de la structure d’absorption du Ca II H&K entre 3925 et 3650 Å. Le groupe de l’IPNL s’était impliqué dans l’explication théorique de ces corrélations avec la thèse de Sébastien [Bongard \(2005\)](#). En 2008, lorsque Nicolas Chotard a commencé sa thèse, les données de SNFactory commençaient à être suffisamment réduites pour envisager d’étudier les corrélations de ces indicateurs avec les variabilités de la supernova dans nos propres données. Ces études sont à l’heure actuelle encore en cours, et décrites pour la plupart dans la thèse de Nicolas ([Chotard et coll., 2011](#)), en cours de rédaction sous ma direction. Nous nous contenterons donc ici de résumer les principales étapes et interrogations, et convions le lecteur féru de détails à consulter la thèse de Nicolas pour de plus amples informations.

Nous nous sommes concentrés dans un premier temps sur les données spectrales visibles au maximum de luminosité, qui sont les plus étudiées dans la littérature, avec une plage de tolérance de  $\pm 2,5$  jours, pendant laquelle les variations temporelles sont de faible amplitude. Les spectres considérés dans ce chapitre ont tous été corrigés de l’extinction Galactique, ainsi que du décalage vers le rouge afin d’être placés dans le référentiel au repos de la supernova. Selon les études effectuées, la normalisation entre les spectres sera faite soit de façon absolue, en utilisant les données du décalage vers le rouge, soit de façon relative en normalisant par l’intégrale du flux sur

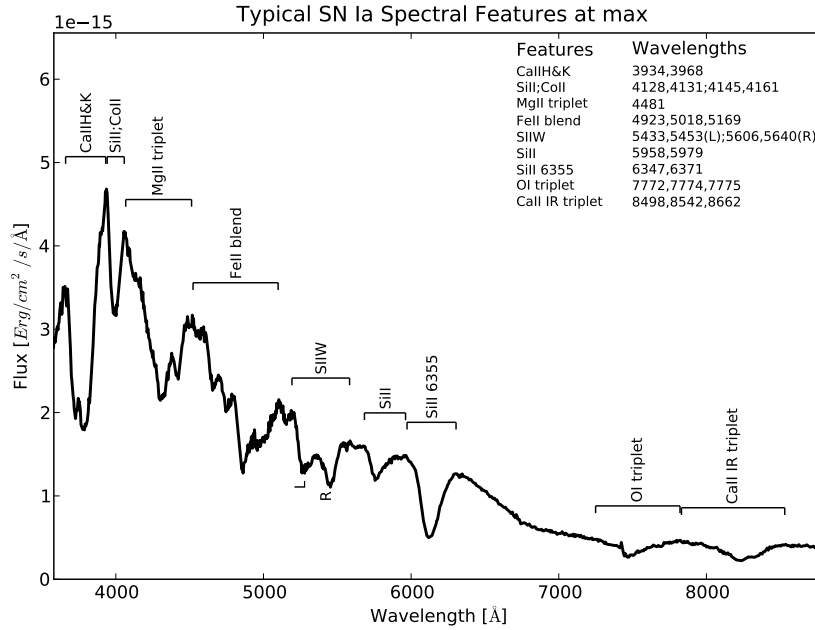


FIG. 4.1: Structures spectrales typiques observées au maximum de luminosité.

une gamme de longueur d'onde donnée. Enfin, pour certaines études comparatives, les spectres ont été rééchantillonnés sur une même grille en longueur d'onde.

Les différentes raies visibles au maximum dans les spectres de SNIFS sont montrées figure 4.1. La variabilité de ces spectres peut certes être étudiée directement sur les données spectrales brutes, qui comprennent environ 2000 bins spectraux. Cependant, nous pouvons tirer avantage de l'existence de lois physiques sous-jacentes à la formation spectrale afin de réduire la dimensionnalité de l'espace à étudier : c'est ce qui nous a conduit à nous concentrer sur la notion d'indicateurs spectraux.

## 4.1 Calcul automatique des indicateurs

Les indicateurs considérés dans la littérature sont de plusieurs types, comme montré figure 4.2. Ils reposent sur l'analyse, soit des rapports de hauteur de pics entre deux structures spectrales, qui sont finalement des rapports de flux, soit sur l'analyse des structures en absorption. Pour celles-ci, on définit la vitesse effective du profil P-cygni correspondant, tel que mesuré à partir du minimum du flux :

$$\frac{v}{c} = \frac{\lambda_0 - \lambda_{min}}{\lambda_0} \quad (4.1)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la raie au repos, ou longueur d'onde effective dans le cas d'un multiplet, et  $\lambda_{min}$  la longueur d'onde du minimum de flux observée. L'autre quantité globale qui permet de caractériser ces raies est une mesure du niveau d'absorption défini par rapport à un pseudo-continuum, soit qu'on calcule une profondeur de raie à la longueur d'onde du minimum, ou une largeur équivalente, les deux étant largement redondantes. Nous n'avons utilisé que la seconde, qui possède de surcroît l'avantage de prendre en compte les détails du profil de la

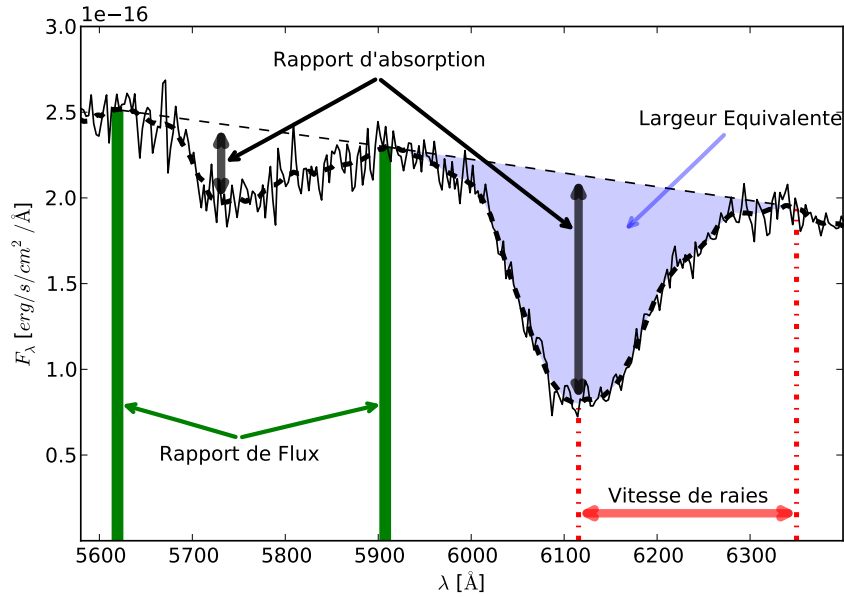


FIG. 4.2: Définition de divers types d'indicateurs spectraux.

structure. Nous définissons donc la largeur équivalente par

$$EW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{f_\lambda}{f_c}\right) d\lambda \quad (4.2)$$

où  $\lambda_{1,2}$  sont les bornes de la raie d'absorption,  $f_\lambda$  le flux observé, et  $f_c$  le flux du pseudo-continuum obtenu par interpolation linéaire entre les flux observés aux longueurs d'ondes  $\lambda_{1,2}$ .

Afin de mettre en pratique ces définitions, il convient de déterminer les longueurs d'onde caractéristiques des bornes des structures, définies par les longueurs d'onde des deux pics d'intensité les encadrant, ainsi que la longueur d'onde au minimum qui définit la vitesse. Afin d'améliorer la précision sur ces longueurs d'onde, un lissage des données doit être effectué, avec des paramètres déterminés automatiquement. Notre critère repose sur la minimisation de l'erreur sur la fonction lissée afin de parvenir à une approximation optimale. En effet, en modélisant le lissage par la transformation linéaire

$$Y' = BY \quad (4.3)$$

où  $Y$  est le vecteur des données, et  $B$  une matrice, on peut montrer que l'espérance de l'erreur entre les données approximées  $Y'$  et les valeurs vraies inconnues  $\hat{Y}$  est donnée par

$$E \left[ \|Y' - \hat{Y}\| \right] = E \left[ \|Y' - Y\| \right] + 2 \text{Tr} B - n \quad (4.4)$$

où la norme est ici entendue normalisée par la matrice des poids de la mesure :  $\|\delta Y\| = \delta Y^\dagger W \delta Y$  et  $n$  est le rang du vecteur  $Y$ . L'optimisation de la procédure consiste donc à trouver la transformation  $B$  qui minimise la quantité ci-dessus. Cependant, nous ne disposons que d'une seule réalisation du bruit, ce fait dépendre la matrice  $B$  de  $Y$ , ce qui rend non-linéaire le processus. Afin de réduire le nombre de degrés de liberté du système et diminuer les risques de surentraînement, la matrice  $B$  a été paramétrisée par un seul degré de liberté,  $B(s)$ , correspondant à une famille d'approximations dépendant d'un paramètre,  $s$ . De même afin de modéliser au

mieux l'approximation sur les zones d'intérêt — nous ne testons qu'un écart moyen à la fonction inconnue, et donc les écarts locaux peuvent être importants — nous avons découpé le spectre initial en petites zones et le paramètre  $s$  a été optimisé sur chacune d'entre elles. Enfin, la connaissance de la matrice  $W$  joue un grand rôle dans le choix de  $s$ , d'où les études faites pour préciser la structure de la covariance spectrale, évoquées au chapitre 2.

Deux familles d'approximations ont été considérées : des splines, paramétrisées par un paramètre de régularité, et une approximation de Savitzky-Golay, correspondant à un ajustement parabolique local sur une fenêtre de largeur  $s$ . Ces dernières ont été retenues au final parce que sur un petit domaine, les ajustements par des splines font intervenir un faible nombre de noeuds, ce qui provoque un saut important dans la qualité d'approximation lorsqu'on passe de  $n$  à  $n + 1$  noeuds.

La procédure a été validée par une simulation Monte-Carlo, qui prend comme point de départ le spectre approximé  $Y'$  auquel on ajoute de une à mille réalisations du bruit de variance  $W^{-1}$ . Cette simulation a permis :

- De calculer la dispersion des valeurs obtenues pour les diverses réalisations, ainsi que le biais moyen par rapport aux valeurs calculées sur le spectre d'origine lissé, et d'en déduire les incertitudes de mesure ;
- De vérifier que la détermination du paramètre  $s$  sur un spectre donné correspond dans une certaine gamme d'incertitude à la détermination que nous aurions effectué sur un ensemble statistique important ;
- D'étudier divers biais de mesure : ceux liés au rapport signal sur bruit, ou ceux liés au rougissement lié à la galaxie hôte des supernovae, qui se sont pour ces derniers révélés négligeables sur les mesures de  $EW$  à 1% près.

La figure 4.3 montre à titre d'exemple l'approximation obtenue pour deux raies que nous étudierons abondamment par la suite, le Ca II H&K et le Si II  $\lambda 4131$ . Notre procédure d'ajustement donne satisfaction, à deux détails près : le premier concerne le fait que Savitsky-Golay ne permet de déterminer un extremum qu'à l'emplacement d'un point de mesure. Etant donné la largeur des raies, et, partant, l'incertitude sur les locii des extrema, cette préoccupation n'est pas gênante. L'autre source d'amélioration potentielle provient de l'utilisation de la matrice  $W$  : dans certains cas, la présence d'un bruit non représenté par cette matrice, qu'il soit lié à un cosmique mal

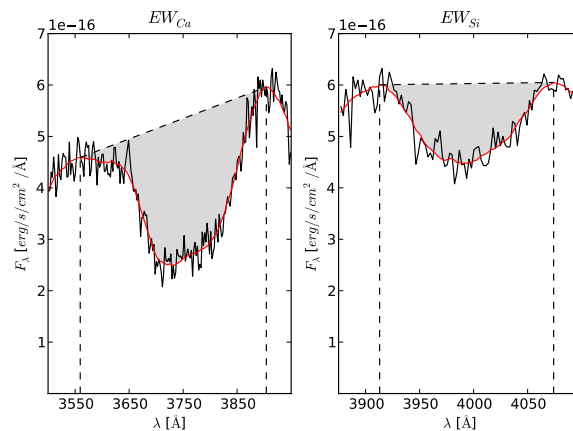


FIG. 4.3: Exemple de l'approximation optimale de Savitzky-Golay pour deux régions spectrales, à gauche du Ca II H&K, à droite du Si II  $\lambda 4131$ . Le spectre d'origine est en noir, et le spectre lissé en rouge.

soustrait ou, dans le rouge, à des résidus de raies du ciel, conduit à obtenir un spectre approximé trop bruité, voire à déterminer la position des maxima sur des artefacts. Il conviendrait pour améliorer la procédure de tabuler les valeurs de  $s$  attendues en fonction de la région considérée et du rapport signal sur bruit moyen attendu, afin de donner des résultats plus robustes. En l'état actuel, après production automatique des données, la vérification opérée sur des graphes de contrôle montre que pour environ 10% des spectres, l'une des 9 profondeurs équivalentes a été mal mesurée, ce qui conduit à exclure le spectre en question selon les analyses considérées.

pour lesquels l'une des 9 raies a été mal déterminée.

## 4.2 Indicateurs spectraux

Parmi les divers indicateurs spectraux, nous ne considérerons pas ici les rapport de flux entre deux longueurs d'onde. En effet, ceux-ci sont affectés par le rougissement du à l'absorption par les poussières de la galaxie hôte de la supernova, et contiennent donc une source de variabilité extrinsèque à celle-ci. Certes, dans [Bailey et coll. \(2009\)](#) nous avons montré que l'utilisation du rapport des flux à 6420 et 4430 Å permet d'obtenir des résidus au diagramme de Hubble de 0,12 mag, au lieu des 0,16 obtenus par la méthode classique, résultat confirmé depuis ([Blondin et coll., 2011](#)), mais la présence possible d'une variabilité extrinsèque ne permet pas de répondre facilement à notre problématique, à savoir, combien de paramètres sont nécessaires pour décrire les variations des spectres de supernovae.

Au contraire, les largeur équivalentes des raies et leurs vitesses sont largement indépendantes du rougissement. Nous nous concentrerons ici sur les raies liées à deux éléments, le calcium et le silicium.

### 4.2.1 Raies du silicium

La figure 4.4 montre les relations entre les largeurs équivalentes des trois raies du Si (que nous noterons  $EW_{Si_{4131}}$ ,  $EW_{Si_{5972}}$  et  $EW_{Si_{6355}}$ ) avec les résultats de l'ajustement par SALT2 : les résidus au diagramme de Hubble de magnitude absolue ajustée non corrigée,  $\delta M_B^1$ , ainsi que les paramètres de forme  $x1$  et de couleur,  $c$ . Nous retrouvons les conclusions d'[Arsenijevic et coll. \(2008\)](#) qui avaient remarqué une forte anticorrélation entre  $EW_{Si_{4131}}$  et  $x1$  (dans notre échantillon  $\rho = -0,77$ , ainsi qu'avec  $\delta M_B$ , comme montré par [Bronder et coll. \(2008\)](#)). Par ailleurs, si  $EW_{Si_{6355}}$  montre une anticorrélation avec  $x1$ , celle-ci est de plus faible amplitude que pour  $EW_{Si_{4131}}$ .

L'étude des relations entre les largeurs équivalentes du Silicium, montrées sur la figure 4.5 conduit à modéliser leur variations sous la forme d'une variété de dimension 1 dans un espace à trois dimensions. De plus, les relations observées sont non-linéaires, du moins en ce qui concerne  $EW(Si \text{ II } \lambda 6355)$  en fonction des autres : c'est la conséquence attendue de la saturation de cette raie. Cela implique qu'une modélisation de la variabilité spectrale intrinsèque devrait tenir compte de cette non-linéarité. Enfin, [Branch et coll. \(2006\)](#), confirmés par [Branch et coll. \(2009\)](#) utilisent le graphe  $EW_{Si_{6355}}, EW_{Si_{5972}}$  pour classifier les supernovae. Par rapport à leur données, notre figure couvre un continuum depuis la région qu'ils appellent sous-lumineuse à celle dite à silicium étroit, qui correspondant entre autres aux objets brillants de la classe 1991T, en passant par la classe normale. Cela semble indiquer le caractère arbitraire de cette classification, nous n'observons en effet pas de solution de continuité dans notre échantillon. Enfin, nous n'avons qu'un seul objet qui correspond marginalement à la classe qu'ils nomment à silicium large. Cela

<sup>1</sup> défini par  $\delta M_B = m_b^* - \mu(z) + C$ , où  $m_b^*$  provient de l'ajustement de la courbe de lumière,  $\mu(z)$  est le module de distance,  $C$  une constante



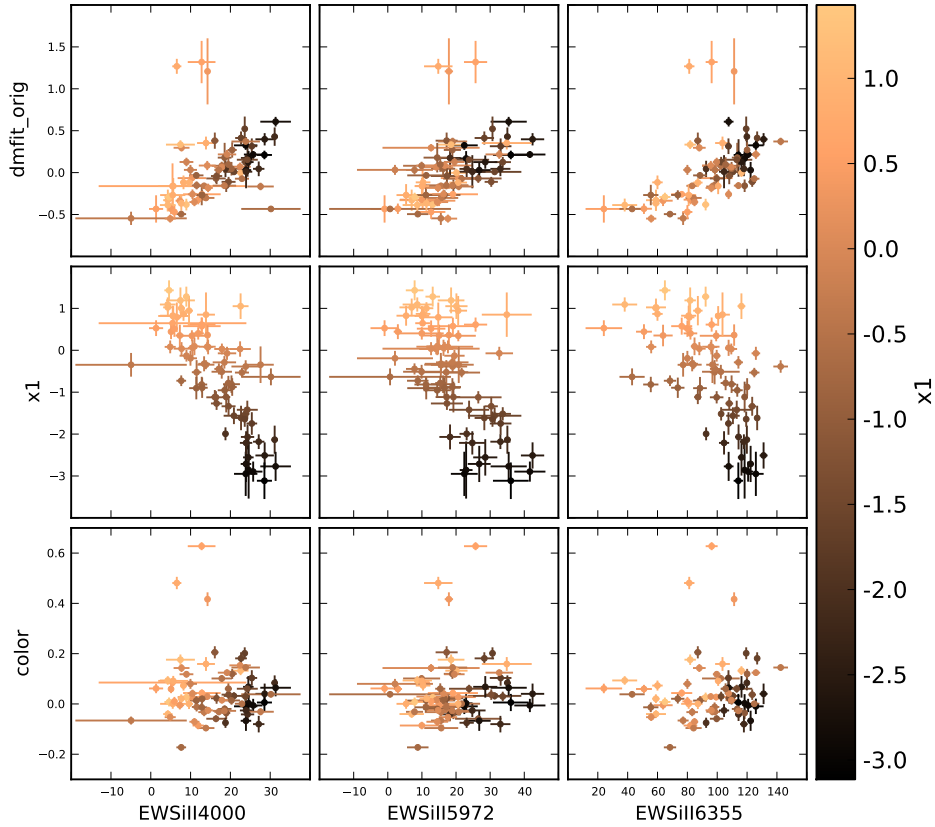


FIG. 4.4: Largeurs équivalentes des raies du Silicium en fonction des résidus non corrigés au diagramme de Hubble, et des paramètres de la modélisation SALT2,  $x_1$  et la couleur  $c$ . Le code de couleur permet de repérer les valeurs de  $x_1$ .

peut être un effet de sélection lié à l'adéquation des courbes de lumière au modèle SALT2, et des études ultérieures seront nécessaires pour éclaircir ce point. Par rapport à l'indicateur historique  $\mathcal{R}_{Si} \approx EW_{Si5972}/EW_{Si6355}$ , nous avons par ailleurs conclu de nos études que sa corrélation à la magnitude provient essentiellement de la corrélation entre  $EW_{Si5972}$  et  $x_1$ .

La vitesse de la raie Si II  $\lambda 6355$  est un indicateur de l'énergie cinétique de l'enveloppe en expansion, et son gradient a été utilisé par [Hachinger et coll. \(2006\)](#) pour retrouver les classes de supernovae définies par [Branch et coll. \(2006\)](#). [Wang et coll. \(2009\)](#) a montré qu'une classification basée sur les gradients est équivalente à une classification basée sur la vitesse, et suggère que la loi de rougissement serait différente selon la classe des supernovae étudiée. Si nous manquons de données pour la classe à haute vitesse, correspondant à la classe à silicium large de [Branch et coll. \(2006\)](#), nous pouvons cependant étudier la variabilité de cette vitesse en fonction des largeurs équivalentes (voir figure 4.6). Si, pour les supernovae de notre échantillon nous observons une corrélation avec  $EW_{Si}$ , nous n'observons en revanche pas de corrélation avec  $x_1$ , ce qui implique que les variations de  $v_{Si}$ , et donc de l'énergie cinétique des couches externes ne sont pas corrélées avec l'énergie totale libérée par l'explosion : nous tenons là l'indication qu'il y a une source de variabilité intrinsèque en plus de  $x_1$ .

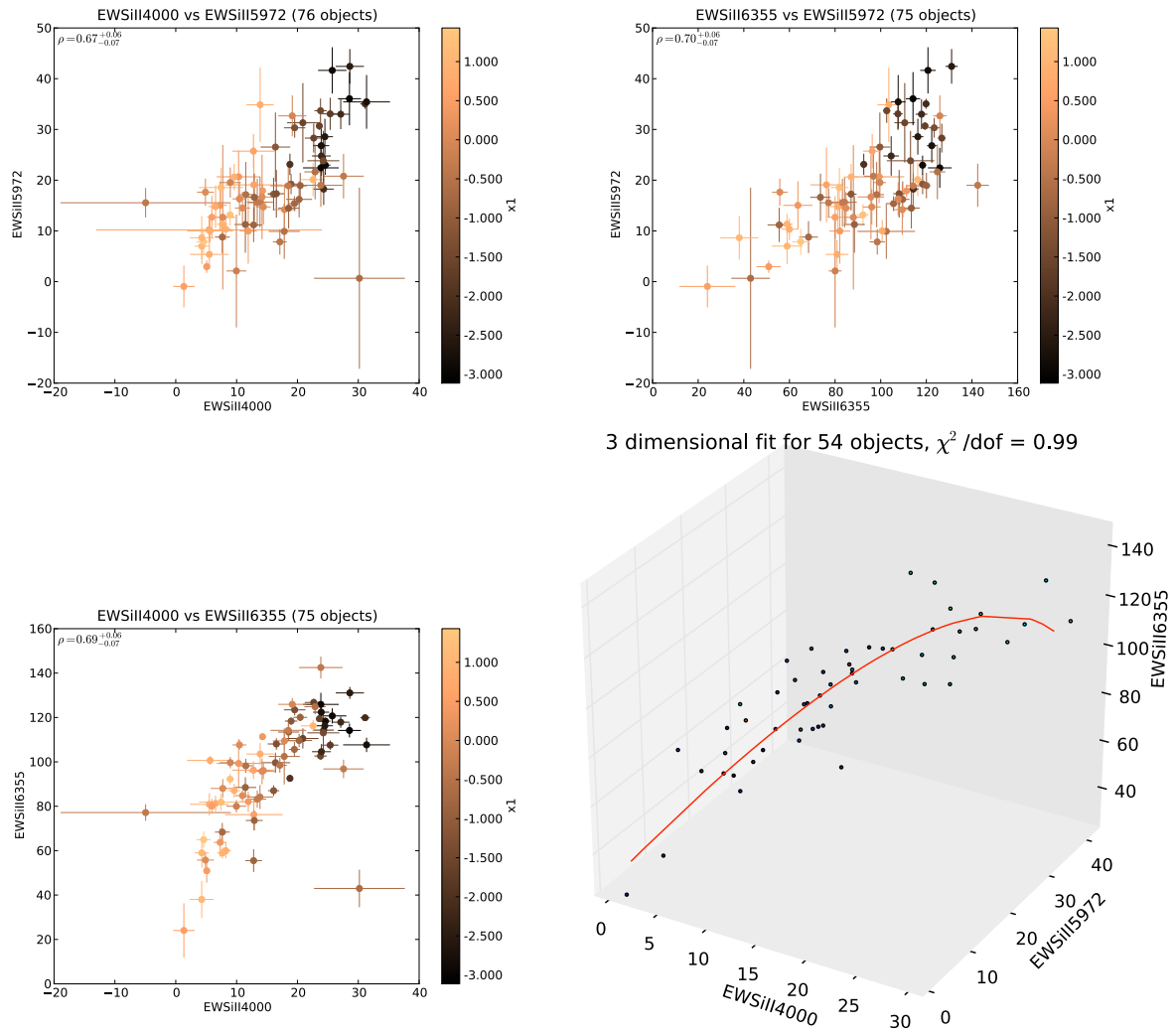


FIG. 4.5: Relations entre les diverses largeurs équivalentes du Silicium.

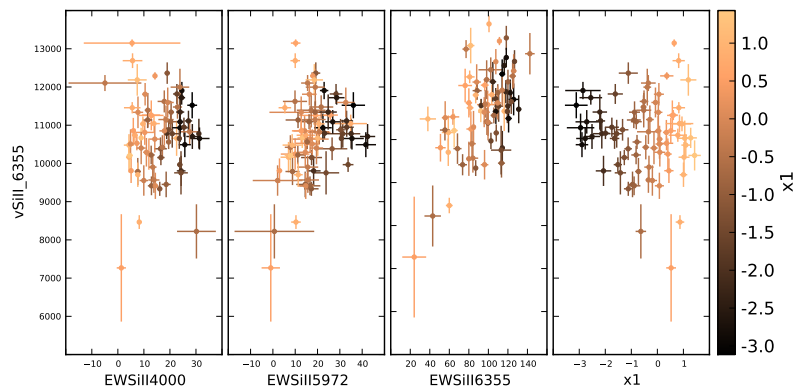


FIG. 4.6: Relations entre la vitesse de la raie Si II  $\lambda$ 6355 et d'une part les largeurs équivalentes des autres raies du silicium, et d'autre part  $x_1$ .

### 4.2.2 Raies du Calcium

La partie UV du spectre des supernovae est la région dans laquelle sont attendus les effets de métallicité (voir par exemple [Hoeflich et coll., 1998](#) ou [Lentz et coll., 2000](#)). La variabilité dans cette région a été étudiée par [Ellis et coll. \(2008\)](#) qui ont exclu qu'elle soit principalement liée à la couleur, sans qu'ils ne parviennent à la relier à d'autres paramètres, si ce n'est une dépendance en phase de deux pics de longueur d'onde inférieure à 3200Å, inaccessibles à SNIFS. Par ailleurs, [Kessler et coll. \(2009\)](#) ont montré que c'était dans l'UV qu'apparaissait la plus grande différence entre les modèles empiriques MLCS2k2 et SALT2. L'étude de cette région est donc particulièrement intéressante concernant notre problématique.

Le rapport  $\mathcal{R}_{Ca}$  défini par [Nugent et coll. \(1995\)](#) et corrigé par [Bongard et coll. \(2006\)](#) ne s'est pas révélé pertinent pour l'étude de cette région : nous avons constaté que les bornes définies par ces auteurs ne correspondent pas à des pics sur les spectres, dans une région où la forme spectrale est très variable (voir figure 4.7), en particulier en ce qui concerne le pic le plus bleu, dont le choix va donner lieu à une sélection de différentes structures sous-jacentes, et donc va estomper une corrélation avec des paramètres physiques précis. De surcroît, une grande partie de la corrélation détectée par [Nugent et coll. \(1995\)](#) peut être liée à la couleur. Afin de s'assurer que nous effectuons une mesure de propriétés intrinsèques, il convient donc de prendre un indicateur qui soit insensible à la présence de poussières — que celles-ci soient ou non la cause de la loi de couleur observée — ce que fait  $EW_{Ca_{H\&K}}$ .

La figure 4.8 montre les corrélations de  $EW_{Ca_{H\&K}}$  et  $EW_{Ca_{IR}}$  avec les paramètres de SALT2 : si la raie UV ne montre pas de corrélations significative avec  $x1$ , ce n'est pas le cas de la raie IR (voir table 4.1), dont le comportement est semblable à celui des raies du silicium, à savoir, une raie moins marquée pour des supernovae plus lumineuses. Cependant, elle possède une corrélation marginale à  $EW_{Ca_{H\&K}}$  avec un coefficient de corrélation de Pearson de  $\rho = 0,33^{+0,10}_{-0,11}$ , beaucoup plus faible que lorsqu'on compare les raies du silicium entre elles. Il est donc difficile de conclure en ce qui concerne l'origine des variations de la raie UV, qui pourraient donc à être liées à l'influence du Ca II, mais aussi à d'autres sources comme les variations affectant la borne bleue

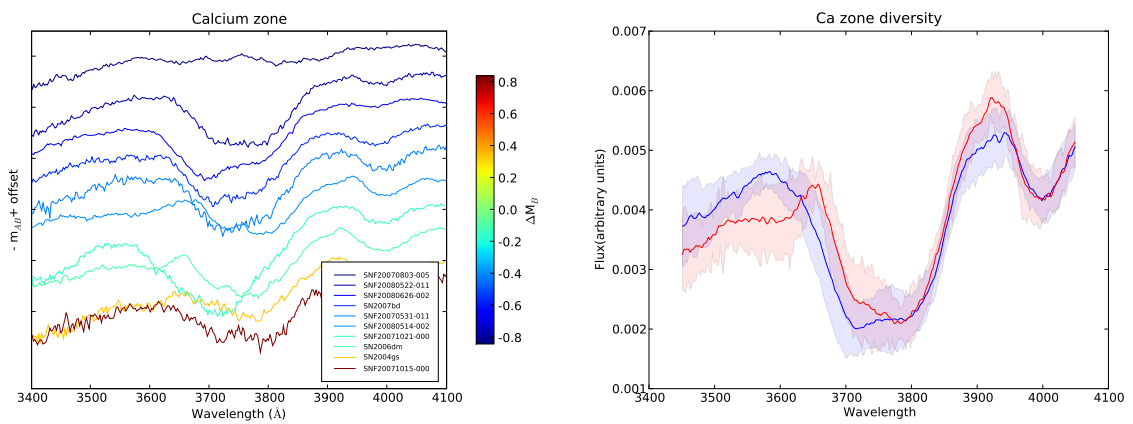


FIG. 4.7: Illustration de la variabilité de la zone du calcium. *À gauche* : quelques spectres classés en fonction de leur résidu au diagramme de Hubble. *À droite* : spectres moyens obtenus après correction de leur couleur SALT2, en bleu pour la moitié ayant le plus grand  $\lambda_2 - \lambda_1$ , en rouge, la moitié ayant le plus faible  $\lambda_2 - \lambda_1$ , pour une même valeur moyenne de  $x1$ , la normalisation entre les deux courbes étant ici arbitraire.

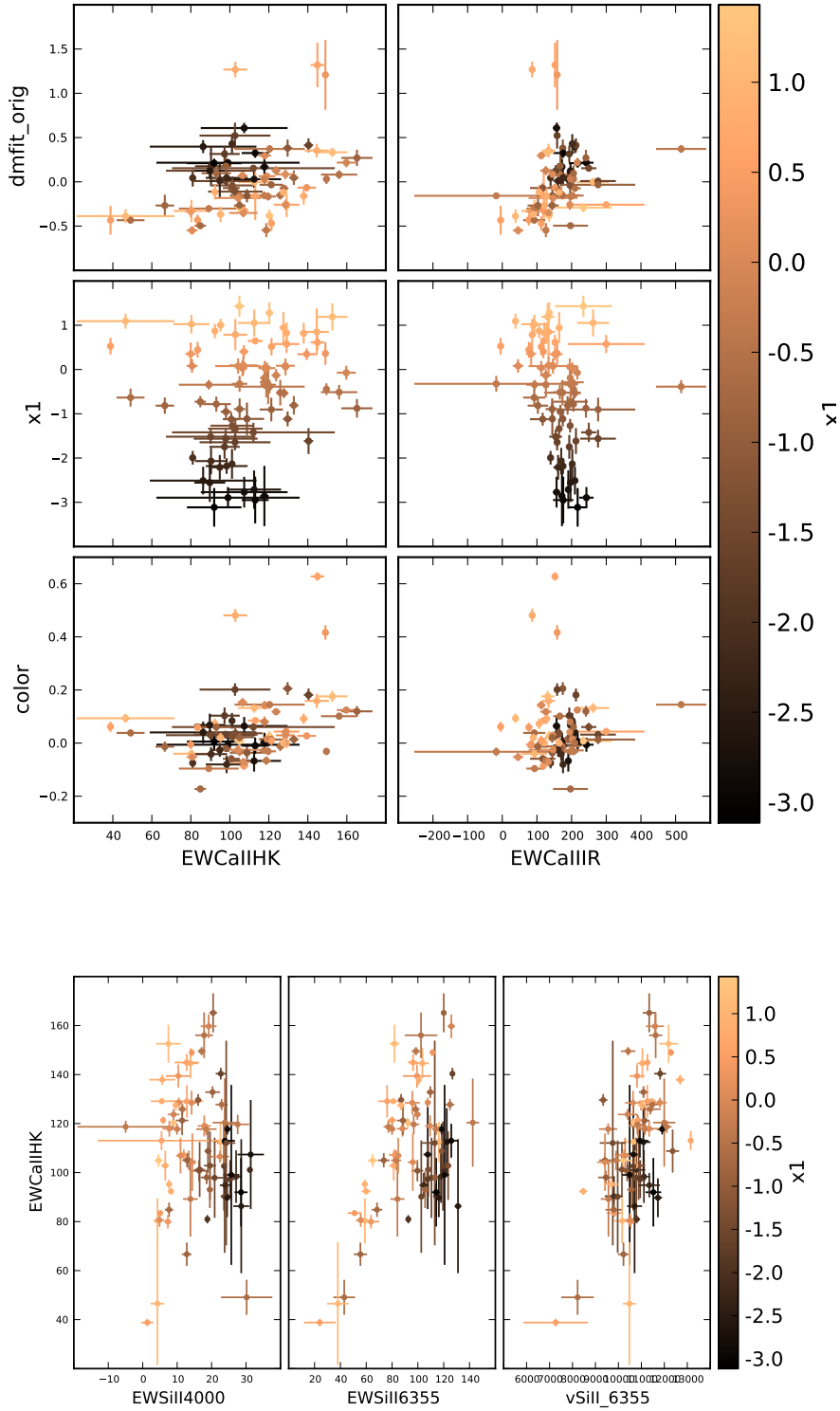


FIG. 4.8: Corrélations entre les profondeurs des deux raies du calcium avec les paramètres de la supernova déterminés par SALT2, et d'autre part avec certains indicateurs correspondant au silicium.

de la structure UV, ou le mélange avec des raies d'autres éléments.

Le fait que  $EW_{Ca_{H\&K}}$  ne soit pas corrélé avec  $x1$  se retrouve également dans son absence de corrélation avec  $EW_{Si_{\lambda 4131}}$ , tandis qu'il est significativement corrélé à  $EW_{Si_{\lambda 6355}}$  et  $v_{Si_{\lambda 6355}}$  : nous avons là encore un fois une indication qu'un nouveau paramètre doit être introduit afin de modéliser les variabilités intrinsèques des supernova. Enfin la corrélation de  $EW_{Ca_{H\&K}}$  avec la couleur  $c$  est elle aussi significative, et encore plus si on refait l'ajustement SALT2 en incorporant la bande U (voir [Chotard, 2011](#) pour plus de détails). C'est une indication importante qui montre que la couleur SALT2 contient une contribution intrinsèque à la supernova.

### 4.2.3 Analyse en composantes principales

Devant le grand nombre d'indicateurs à traiter, nous avons effectué une analyse préliminaire en composantes principales sur les largeurs équivalentes, afin de déterminer la puissance des diverses valeurs propres ainsi que la nature des vecteurs propres associés. Cette analyse utilise l'ensemble des 9 largeurs équivalentes disponibles sur le spectre, soit dans l'ordre Ca II H&K, Si II  $\lambda 4131$ , Mg II, Fe II, S II W, Si II  $\lambda 5972$ , Si II  $\lambda 6355$ , O I, Ca II IR, telles que définies sur la figure 4.1.

Tout d'abord, nous avons considéré l'évolution de ces largeurs équivalentes en fonction des paramètres de la supernova issus de l'ajustements de SALT2, tels  $(x1, c)$ , mais aussi des paramètres propres au spectre comme la phase  $p$ , ou le décalage vers le rouge  $z$  qui peut tracer une évolution liée au rapport signal sur bruit, ou des effets de sélection. La seule corrélation significative observée entre ces quatre paramètres est une anticorrélation entre la couleur et le décalage spectral ( $\rho = -0,4$ ) : elle est le résultat d'un biais de Malmquist sur les supernovae les plus rougies, qui ne sont observées qu'à bas décalage vers le rouge, étant moins lumineuses que les autres.

La table 4.1 montre les corrélations entre les paramètres externes et les largeurs équivalentes. L'évolution avec  $x1$ , prévisible, indique une tendance générale à des raies moins marquées pour des supernovae plus brillantes, ce qui est généralement expliqué par des degrés d'ionisation plus élevés dans l'enveloppe de la supernovae. En revanche, la corrélation possible de  $EW_{Ca_{H\&K}}$  avec la couleur  $c$  est de nature nouvelle : les largeurs équivalentes étant insensibles par construction au rougissement par les poussières, cela pourrait être indicatif d'une contribution intrinsèque de la supernova au paramètre de couleur. Enfin, une corrélation avec la phase est observée, essentiellement pour la raie O I, peu étudiée par ailleurs dans la littérature : quoique restreinte autour du maximum, la largeur de la fenêtre en temps est suffisante pour faire apparaître des effets de phase.

La décomposition en composantes principales, faite en normalisant les valeurs à leur dispersion et en écartant deux supernovae particulières du lot, donne trois vecteurs principaux qui rendent

TAB. 4.1: Corrélations entre les largeurs équivalents des raies mentionnées et les paramètres externes permettant de caractériser les données. Les nombres en gras sont significatifs à plus de  $3\sigma$ , l'incertitude typique étant de l'ordre de 0,12 pour  $\rho = 0$ .

Param.	Ca II H&K	Si II $\lambda 4131$	Mg II	Fe II	S II W	Si II $\lambda 5972$	Si II $\lambda 6355$	O I	Ca II IR
$x1$	0,22	<b>-0,83</b>	-0,25	-0,15	-0,10	<b>-0,66</b>	<b>-0,63</b>	<b>-0,58</b>	<b>-0,42</b>
$c$	<b>0,35</b>	-0,06	0,31	0,11	0,04	0,12	0,07	-0,27	-0,03
Phase	-0,14	0,22	0,31	0,15	0,17	0,16	0,12	<b>0,51</b>	0,13
$z$	-0,06	-0,06	-0,18	0,19	0,13	-0,06	-0,09	0,19	0,16

TAB. 4.2: Décomposition en composantes principales. La première table donne la valeur relative des valeurs propres normalisée à 1 ; la deuxième table indique les décompositions des trois premiers vecteurs propres en soulignant en caractères gras les plus importantes, et la dernière ligne donne les corrélations avec les paramètres déterminés par ailleurs pour les trois premières composantes, les corrélations étant non significatives pour les suivantes.

Vecteur	1	2	3	4	5	6	7	8	9
VP	0,51	0,22	0,11	0,05	0,03	0,03	0,02	0,02	0,01

Param.	Ca II H&K	Si II $\lambda$ 4131	Mg II	Fe II	S II W	Si II $\lambda$ 5972	Si II $\lambda$ 6355	O I	Ca II IR
Vec. 1	-0,15	<b>-0,49</b>	<b>-0,35</b>	-0,20	-0,10	<b>-0,38</b>	<b>-0,49</b>	-0,22	<b>-0,37</b>
Vec. 2	<b>0,70</b>	-0,29	0,30	0,20	0,12	-0,26	0,09	<b>-0,44</b>	0,08
Vec. 3	-0,12	0,04	0,33	0,19	-0,09	<b>-0,43</b>	<b>-0,46</b>	0,38	<b>0,53</b>

Param.	Vec. 1	Vec. 2	Vec. 3
$x_1$	<b>0,67</b>	<b>0,48</b>	0,12
$c$	-0,08	<b>0,35</b>	-0,15
Phase	-0,24	-0,20	0,28
$z$	-0,03	-0,08	0,24

compte de 84% de la variance observée (voir table 4.2). Le premier vecteur est essentiellement corrélé avec  $x_1$ , et correspond pour partie à la variabilité intrinsèque déjà connue pour les supernovae. Le second vecteur propre rend compte d'une fraction significative de la variance, et comme pressenti est fortement corrélé à  $EW_{Ca_{H\&K}}$ . Il présente également des corrélations avec  $x_1$  et la couleur, ce qui nous conforte dans l'idée qu'il s'agit d'une variabilité significative de notre échantillon, et qu'un modèle complet devrait prendre en compte cette variabilité. Enfin, l'interprétation du troisième vecteur propre n'entraîne pas de conclusion ferme, si ce n'est que la présence d'un troisième vecteur propre à environ 10% de la variance totale est robuste lorsqu'on change les détails de la façon de faire la PCA. Cette transformation, basée sur les indicateurs spectraux, comporte en effet une part d'arbitraire dans le nombre d'indicateurs choisis où la normalisation relative des composants en entrée. De plus, l'opération d'orthogonalisation ne garantit pas que les vecteurs observés correspondent à des variables physiques sous-jacentes, même si elle est indicative du nombre de paramètres à prendre en compte.

Une fois les vecteurs identifiés, il est possible de déterminer un modèle spectral qui décrit le spectre d'une supernova donnée  $i$  par

$$\mathcal{S}_i = S_0 + \sum_i \alpha_{ij} S_j \quad (4.5)$$

où les  $\alpha_{ij}$  sont les coordonnées de la supernova dans l'espace des vecteurs propres, en tronquant la série aux trois premiers vecteurs. Afin de réduire la part de variance correspondant au rougissement, nous avons corrigé chaque spectre de sa couleur SALT2, en le multipliant par  $\exp(cCL(\lambda))$  tel que défini dans Guy et coll. (2007). Cette transformation laisse en effet les profondeurs invariantes, ce qui permet d'utiliser les  $\alpha_{ij}$  en provenance de la PCA et permettra d'étudier les variations locales même si l'allure globale des spectres ne sera définie qu'à une composante à basse fréquence près.

Le résultat est présenté sur la figure 4.9. Le premier vecteur propre correspond effectivement à une corrélation globale entre la profondeur des structures, le second vecteur rend compte d'une variabilité accrue essentiellement dans la partie UV, avec comme caractéristique notable que

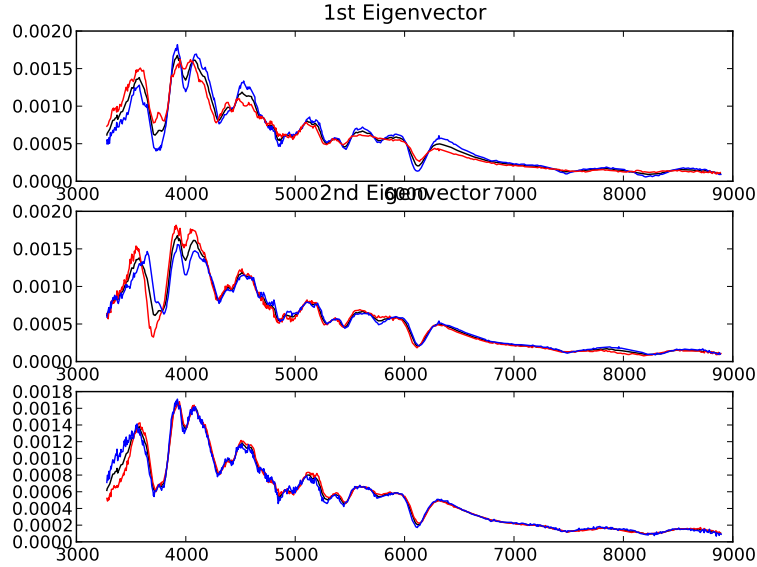


FIG. 4.9: Variabilité de la supernova décomposée sur les trois premiers vecteurs propres déterminés par PCA sur les indicateurs spectraux. Le spectre moyen est indiqué en noir, les spectres en rouge et en bleu correspondent à une variation de  $\pm 1 \sigma$  le long du vecteur propre considéré. La normalisation en flux est arbitraire.

$EW_{Si_{4131}}$  est relativement peu affecté tandis que le spectre moyen subit à la fois un décalage en amplitude relative et en longueur d'onde. Enfin, le troisième vecteur propre montre une faible variabilité des vitesses de raies ainsi qu'une forte variabilité dans l'UV, d'autant plus remarquable qu'elle correspond à une région qui n'est pas tracée par les indicateurs spectraux utilisés, ce qui renforce le caractère plausible d'une troisième source de variabilité. Cependant, cette région plus bleue que le Ca II H&K est également très sensible à la phase à laquelle le spectre est acquis même si les corrélations observées sont marginales, et une corrélation à  $2 \sigma$  avec le décalage vers le rouge est observée pour ce troisième vecteur. Une certaine prudence s'impose donc et l'adjonction des vitesses de raies dans la PCA serait l'étape naturelle suivante pour poursuivre ce travail.

Cette étude, préliminaire, a donc mis en évidence la présence de composantes additionnelles permettant de rendre compte de la variabilité des supernovae. Cependant, une modélisation des spectres doit prendre en compte de façon complète la dépendance en couleur que nous avons traitée ici comme si elle était entièrement extrinsèque malgré une corrélation observée à  $3 \sigma$  entre le paramètre de couleur  $c$  et certaines caractéristiques spectrales. De plus, lorsque nous avons corrigé les spectres de la couleur SALT2, nous nous sommes aperçus que le modèle sous-jacent ne semblait pas bien rendre compte de nos observations, comme indiqué sur la figure 4.10 : le spectre modélisé par SALT2 semble s'écarter de notre spectre moyen dans l'UV, et de plus, les supernovae les plus rouges se trouvent sur-corrigées comme l'indique la distorsion globale en couleur de leur spectre par rapport au spectre moyen corrigé.

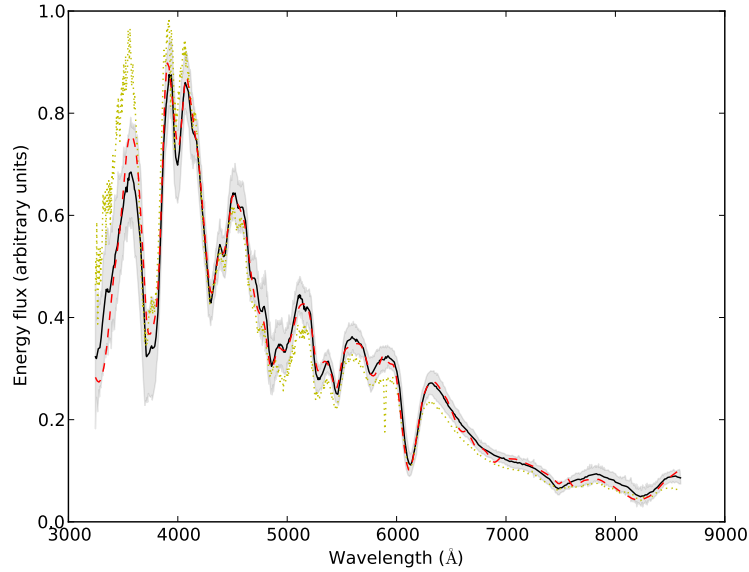


FIG. 4.10: Spectre moyen obtenu après correction par la couleur  $c$ , en noir, avec une bande grisée indiquant la variation à  $\pm 1 \sigma$ . En rouge, le spectre moyen modélisé par SALT2 pour cet échantillon. En pointillés jaunes, le spectre moyen corrigé pour nos trois supernovae les plus rouges.

### 4.3 La loi de couleur au maximum

Munis de la présomption d'une part de l'existence d'un deuxième paramètre intrinsèque, et d'autre part d'un écart à la loi de couleur de SALT2, dans [Chotard et coll. \(2011\)](#), nous avons cherché à établir un modèle complet en établissant une loi d'extinction empirique. Quoique nous convions le lecteur à se référer soit à l'article sus-mentionné, soit à la thèse de Nicolas [Chotard \(2011\)](#) pour plus de détails, étant donné l'importance du résultat nous allons développer ici notre méthode.

#### 4.3.1 Loi de couleur ou loi d'extinction

L'approche de SALT2 modélise ainsi l'évolution temporelle du spectre des supernovae :

$$S(p, \lambda) = x_0(p, \lambda) [S_0(p, \lambda) + x_1 S_1(p, \lambda)] \exp(-c CL(\lambda)) \quad (4.6)$$

où  $S_0$  et  $S_1$  sont des patrons spectraux (en flux) dépendant de la phase  $p$ ,  $CL(\lambda)$  un patron de couleur choisi comme un polynôme d'ordre 3 ou 4 selon les versions considérées.  $x_0, x_1$  et  $c$  sont ajustés sur les données, et la relation entre  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$  est déterminée implicitement au moment de l'estimation de la distance :

$$m_B^* = \mu(z) + M_B^0 - \alpha x_1 + \beta c \quad (4.7)$$

où  $\mu(z)$  est le module de distance,  $m_B^*$  est la magnitude en B calculée par intégration sur le modèle ajusté  $S$ , et  $M_B^0, \alpha, \beta$  sont ajustés afin de minimiser la dispersion résiduelle au diagramme de Hubble. En appliquant cette approche à nos données, comme indiqué au chapitre 2, nous



obtenons une dispersion des résidus au diagramme de Hubble de 0,16 mag. En utilisant  $EW_{Si_{4131}}$  en lieu et place de  $x1$ , nous obtenons la même dispersion, ce qui montre que dans nos données  $EW_{Si_{4131}}$  possède le même pouvoir de standardisation que  $x1$  : cela permet de s'affranchir d'un modèle sous-jacent de patrons spectraux, et nous utiliserons donc dans la suite  $EW_{Si_{4131}}$  comme indicateur de variabilité intrinsèque lié au stretch.

Les données de SNfactory permettent en principe d'étudier la loi de couleur spectrale jusqu'à la résolution de l'instrument, en s'affranchissant d'une modélisation polynomiale comme c'est le cas dans SALT2. De plus, nos données provenant de supernovae proches,  $\mu(z)$  sera indépendant (à 1‰ près) des paramètres cosmologiques. Nous pouvons donc modéliser directement le spectre observé d'une supernova  $i$ , en magnitude AB, par

$$M_{\lambda,i} = \mu(z) + M_{\lambda}^0 + \sum_j x_{j,i} s_{\lambda}^j + A_{\lambda,i} \quad (4.8)$$

où  $M_{\lambda}^0$  serait le spectre moyen observé en absence de l'absorption  $A_{\lambda,i}$ ,  $x_{j,i}$  est le  $j^{\text{ème}}$  paramètre externe mesuré sur la supernova  $i$ , comme par exemple une largeur équivalente, et  $s_{\lambda}^j$  est le patron spectral correspondant. Les absorptions sont reliées entre elles par la loi d'extinction empirique

$$A_{\lambda} = \gamma_{\lambda} A_V^* \quad (4.9)$$

où  $A_V^*$  est l'absorption en bande  $V$ , et  $\gamma_{\lambda}$  la loi inconnue que nous cherchons à établir. Dans le cas particulier d'une extinction de [Cardelli et coll. \(1989\)](#),

$$A_{\lambda} = \left( a_{\lambda} + \frac{b_{\lambda}}{R_V} \right) A_V^* \quad (4.10)$$

où  $a_{\lambda}$  et  $b_{\lambda}$  sont donnés par [O'Donnell \(1994\)](#), et  $R_V$  est un paramètre ajustable.

Cette approche, si elle semble similaire à celle de SALT2, possède cependant une différence importante : SALT2 laisse en effet libre la normalisation absolue de la supernova, à travers le paramètre  $x_0$ , là où notre approche fixe l'amplitude du spectre moyen à une distance donnée,  $M_{\lambda}^0$ . La conséquence est que SALT2 donne une mesure de la couleur  $c \approx E(B - V) = A_B - A_V$ , là où nous cherchons directement à déterminer  $A_V$ . Nous mesurons donc directement une loi d'extinction  $\gamma_{\lambda}$ , là où SALT2 ne mesurera qu'une loi de couleur,  $CL(\lambda) \approx \gamma_{\lambda} - \gamma_B$ , qu'il sera possible d'interpréter dans un second temps en loi d'extinction par l'ajustement de  $\beta$ . L'une des objections souvent soulevées contre une tentative de détermination directe des extinctions est l'absence d'un lot de référence statistiquement significatif et non biaisé à extinction nulle. Dans notre approche, nous sommes passés outre ce problème en ne considérant que les résidus au diagramme de Hubble :

$$\delta M_{\lambda,i} = M_{\lambda,i} - \mu(z) - \langle M_{\lambda} - \mu(z) \rangle_i \quad (4.11)$$

$$= \sum_j \delta x_{j,i} s_{\lambda}^j + \delta A_{\lambda,i} \quad (4.12)$$

avec  $\delta A_{\lambda,i} = A_{\lambda,i} - \langle A_{\lambda} \rangle_i$  : nous nous affranchissons donc de la définition du point zéro de l'analyse en choisissant une extinction moyenne, et devons alors ajuster la loi d'extinction empirique par

$$\delta A_{\lambda} = \gamma_{\lambda} \delta A_V^* + \eta_{\lambda} \quad (4.13)$$

où  $\eta_{\lambda}$  est une constante : l'analyse est ainsi invariante par une translation en magnitude.

### 4.3.2 Calcul des magnitudes

Nous avons opéré sur deux jeux de données en parallèle, provenant des mêmes spectres initiaux. Dans un premier temps, les spectres ont été binnés à 1500 km/s, puis nous en avons calculé les résidus de Hubble avant de les corriger de phase par

$$\delta M'_{\lambda,i} = \delta M_{\lambda,i} + p s_{\lambda}^p \quad (4.14)$$

où la phase  $p$  est donnée par l'ajustement de SALT2, et  $s_{\lambda}^p$  déterminé par moindres carrés sur l'échantillon, en tenant compte des incertitudes sur  $p$  et  $\delta M_{\lambda,i}$ . Ces dernières ont été déterminées d'après l'incertitude de mesure, évaluée par l'écart à SALT2 des courbes de lumière, comme décrit au chapitre 2. A cela s'ajoute la propagation des incertitudes liées au décalage vers le rouge, qui corrélient fortement la matrice de covariance entre les diverses longueurs d'ondes.

L'autre jeu de données est constitué de magnitudes reconstruites dans 5 filtres synthétiques de résolution constante entre 3276 et 8635Å. Une interpolation linéaire entre phase n'étant pas adaptée lorsqu'on est proche du maximum de la courbe de lumière, nous avons utilisé les formes des courbes de lumière ajustées, pour calculer dans chaque bande prise indépendamment la magnitude à la date du maximum en utilisant l'ensemble des données entre -10 et +10 jours autour du maximum : en effet, le modèle SALT2 ne descendant pas à notre résolution spectrale, il aurait été hasardeux de s'y fier pour établir une interpolation sur les données spectrales, tandis qu'il a été ajusté pour reproduire les courbes de lumière en bande large. Une amélioration future de l'interpolation en phase dans le cas des données spectrales pourrait être l'utilisation de dérivées d'ordre supérieur, pour peu que nous parvenions à déterminer que celles-ci soient mesurables avec une précision significative, en attendant le développement d'un modèle complet en phase. La figure 4.11 montre à titre d'exemple cette procédure appliquée à SNF20080522-000. Un autre

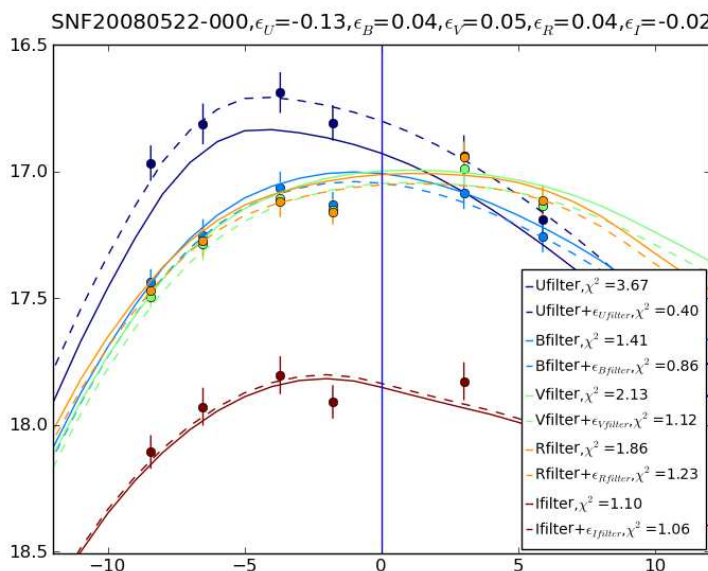


FIG. 4.11: Interpolation des magnitudes dans les filtres synthétiques à l'aide des courbes de lumière de SALT2. Les courbes en traits pleins sont les magnitudes déterminées par SALT2, les courbes en pointillés sont les courbes ajustées aux données, indiquées par des points colorés avec leurs incertitudes.

des avantages de cette procédure est de réduire l'incertitude sur l'étalonnage à environ 0,02 mag par l'effet de moyenne sur les mesures.

### 4.3.3 Corrections par les paramètres intrinsèques

La figure 4.12 montre à titre d'exemple les relations entre les résidus au diagramme de Hubble en  $B$  avec  $EW_{Si_{4131}}$  : on observe une relation linéaire, à laquelle s'ajoute une dispersion de magnitude qui tire son origine a priori d'une variabilité intrinsèque ainsi que d'une dispersion d'extinction. Aussi, dans notre modélisation,  $A_\lambda$  ne représentera l'extinction qu'à un résidu de fluctuation intrinsèque près.

Nous avons été amenés à considérer trois hypothèses modéliser la contribution intrinsèque :

$$\delta M_{\lambda,i} = \begin{cases} \delta A_{\lambda,i}^0 & (4.15a) \\ EW_{Si_{4131},i} s_\lambda^{Si} + \delta A_{\lambda,i}^{Si} & (4.15b) \\ EW_{Si_{4131},i} s^{Si\lambda} + EW_{Ca_{H\&K},i} s^{Ca\lambda} + \delta A_{\lambda,i}^{Si+Ca} & (4.15c) \end{cases}$$

La première, (Eq. 4.15a) correspond à ce que serait l'extinction si les supernovae étaient purement des chandelles standard. La seconde correspond à la prise en compte de  $EW_{Si_{4131}}$  pour tracer une variabilité intrinsèque, et la dernière à la prise en compte à la fois de  $EW_{Si_{4131}}$  et  $EW_{Ca_{H\&K}}$  afin d'étudier la variabilité associée à ce deuxième paramètre potentiel.

### 4.3.4 loi de couleur

L'ajustement d'une loi de couleur cache une difficulté conceptuelle : la prise en compte des fluctuations résiduelles intrinsèques des magnitudes. En effet, l'ajustement se fait par la minimisation de

$$\chi^2 = \sum_i (\delta \mathbf{A}_i - \mathbf{\Gamma} \delta A_{V,i}^* - \boldsymbol{\eta})^\dagger W_i (\delta \mathbf{A}_i - \mathbf{\Gamma} \delta A_{V,i}^* - \boldsymbol{\eta}) \quad (4.16)$$

où les notations  $\mathbf{A}, \mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\eta}$  représentent respectivement les vecteurs en longueur d'onde  $A_{\lambda,i}, \gamma_\lambda$  et  $\eta_\lambda$  et  $W_i$  est l'inverse de la matrice de covariance de mesure pour la supernova  $i$  qui prend en compte des corrélations entre longueurs d'onde.

Les valeurs des  $\chi^2$  par degré de liberté obtenus après ajustement sont cependant éloignées de l'unité, valant  $\chi_{Si}^2/ndf = 11$  et  $\chi_{Si+Ca}^2 = 3$  dans les hypothèses respectives 4.15b et 4.15c, ce qui montre qu'il faut tenir compte d'une dispersion intrinsèque résiduelle. La figure 4.13 montre la

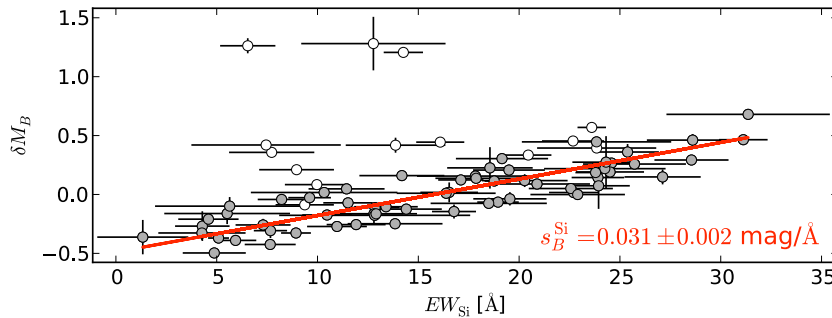


FIG. 4.12: Evolution de la magnitude mesurée en  $B$  avec  $EW_{Si_{4131}}$ . La droite rouge représente un ajustement linéaire, les points ouverts ont été exclu de l'ajustement.

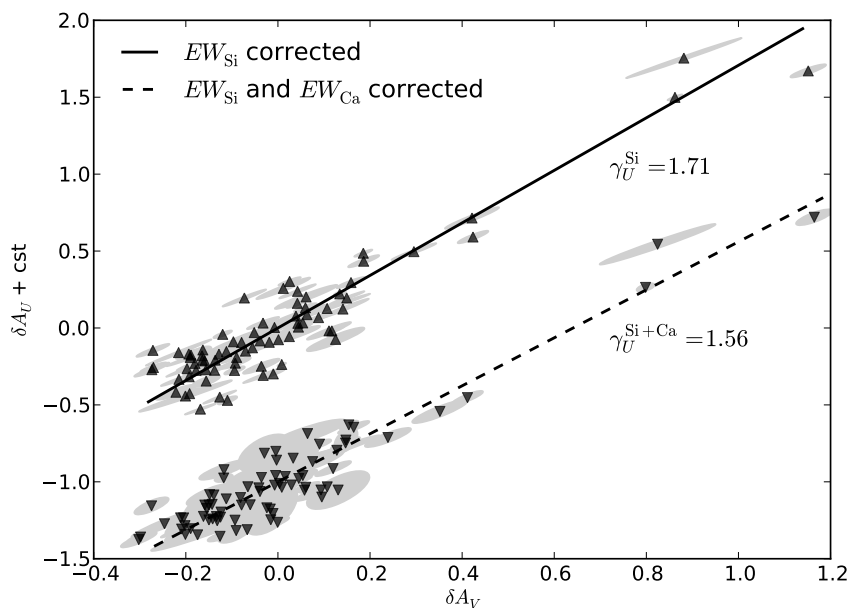


FIG. 4.13: Relation entre  $\delta A_U$  et  $\delta A_V$  après correction par  $EW_{Si_{4131}}$  (triangles pointe en haut) ou par  $EW_{Si_{4131}}$  et  $EW_{Ca_{H\&K}}$  (triangles pointe en bas). L'ordonnée est donnée à une constante arbitraire près.

relation entre les absorptions  $U$  et  $V$  : outre qu'une relation linéaire est appropriée, les points sont naturellement plus dispersés que leurs contours d'incertitude. Ceux-ci sont plus importants après la correction liée à  $EW_{Ca_{H\&K}}$  à cause de la propagation de l'incertitude sur ce dernier paramètre.

Nous avons choisi de prendre en compte la dispersion additionnelle en la modélisant par un terme supplémentaire de variance à ajouter aux incertitudes de mesure. En principe, cette matrice peut être obtenue en maximisant l'expression du logarithme du *Restricted Maximum Likelihood* auquel on trouvera une introduction dans [Guy et coll. \(2010\)](#) ainsi que des références permettant l'approfondissement. En effet, l'expression de la vraisemblance correspondant à une minimisation de moindres carrés s'écrit de façon générale

$$-2 \ln \mathcal{L} = (Y - HX^t)^\dagger W(Y - HX^t) - \ln |W| + Cte \quad (4.17)$$

où  $X^t$  est le vecteur des valeurs vraies des paramètres à ajuster,  $Y$  le vecteur des mesures, de valeur moyenne  $HX^t$ , et  $W$  la matrice des poids.  $X^t$  étant inconnu, il est possible de le remplacer par sa valeur ajustée  $X = (H^T W H)^{-1} H^T W Y$  ce qui donne tous calculs faits

$$-2 \ln \mathcal{L} = (Y - HX)^\dagger W(Y - HX) - \ln |W| + \ln |H^T W H| + Cte \quad (4.18)$$

Cependant, la matrice  $W$  possède  $n(n+1)/2$  degrés de liberté pour des vecteurs de rang  $n$ , soit bien trop pour qu'il soit raisonnable d'effectuer numériquement la minimisation de  $-2 \ln \mathcal{L}$  dans notre cas. Nous avons donc utilisé comme approximation  $X = X^t$ , ce qui conduit à négliger le terme en  $\ln |H^T W H|$  dont l'influence devient négligeable la limite statistique. Dans ce cas, nous pouvons obtenir les éléments de la matrice de variance par

$$-2 \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial w_{ij}} = (Y - HX)_i (Y - HX)_j - V_{ij} = 0 \quad (4.19)$$

où  $V = W^{-1}$ , ce qui revient à écrire que  $V$  est la matrice de covariance des résidus (Y-HX). Adapté à notre problème, cela conduit à écrire que la matrice de dispersion vaut

$$D = \frac{1}{N} \sum_i (r_i r_i^T - V_i) \quad (4.20)$$

où  $r_i = \delta \mathbf{A}_i - \mathbf{\Gamma} \delta A_{V,i}^* - \boldsymbol{\eta}$  est le résidu de l'ajustement et  $V_i = W_i^{-1}$  la matrice de covariance de mesure de la supervova  $i$ . A cause de la soustraction des  $V_i$  la matrice  $D$  risque d'avoir des valeurs propres négatives, que nous fixons donc à 0 afin d'avoir une matrice de dispersion positive.  $D$  intervient ensuite dans la minimisation du  $\chi^2$  en utilisant comme matrice de poids  $W_i' = (D + V_i)^{-1}$ , et nous itérons l'estimation successive de  $A_{V,i}^*, \mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\eta}$  et  $D$  jusqu'à convergence.

Nous avons vérifié analytiquement que la valeur de  $-2 \ln \mathcal{L}$  exacte, c'est à dire sans négliger le terme en  $\ln |H^T W H|$ , est par cette procédure inférieure à toute autre valeur que nous avons obtenue en modélisant  $D$  avec un ou deux paramètres libres. Par ailleurs, nous avons vérifié que la valeur après ajustement ne dépend pas des hypothèses de départ sur la matrice  $D$ , tant que celles-ci restent dans une gamme raisonnable. Enfin, nous avons validé cette matrice par une simulation Monte-Carlo, qui prend en entrée les paramètres convergés  $\mathbf{\Gamma}$  et  $A_{V,i}$  et simule les  $\mathbf{A}_i$  en ajoutant un bruit de variance  $V_i + D$ . La matrice de convergence obtenue est fidèle à l'originale à environ 5% près sur ses coefficients, comme montré figure 4.14. Il faut noter que notre méthode est à portée générale, et pourrait très bien être adaptée à la minimisation des paramètres de Hubble en introduisant une dispersion empirique entre  $m_{B,\alpha}^*$  et  $\beta$  : en effet, le choix classique d'ajouter la dispersion en magnitude est purement arbitraire.

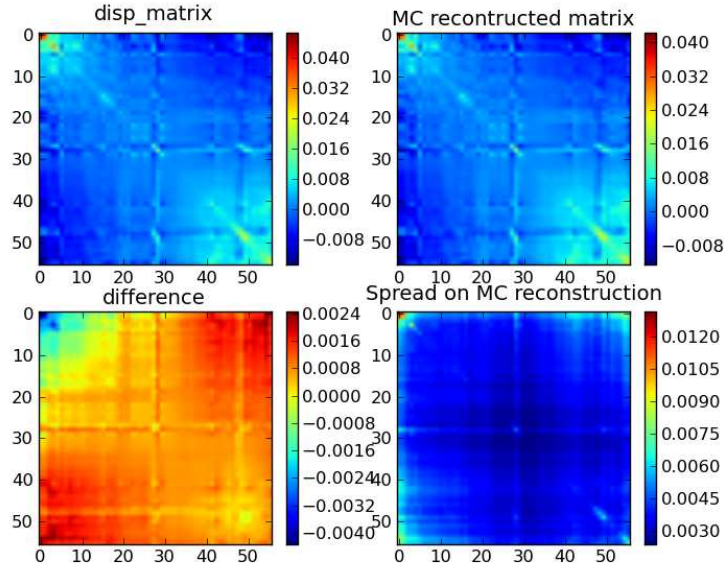


FIG. 4.14: Matrice de dispersion obtenue en utilisant en entrée les données spectrales. En haut à gauche, la matrice de dispersion initiale, en haut à droite, la matrice moyenne reconstruite sur 100 simulations Monte-Carlo, en bas à gauche, l'écart moyen entre la matrice initiale et la matrice reconstruite, et en bas à droite l'écart type des matrices simulées.

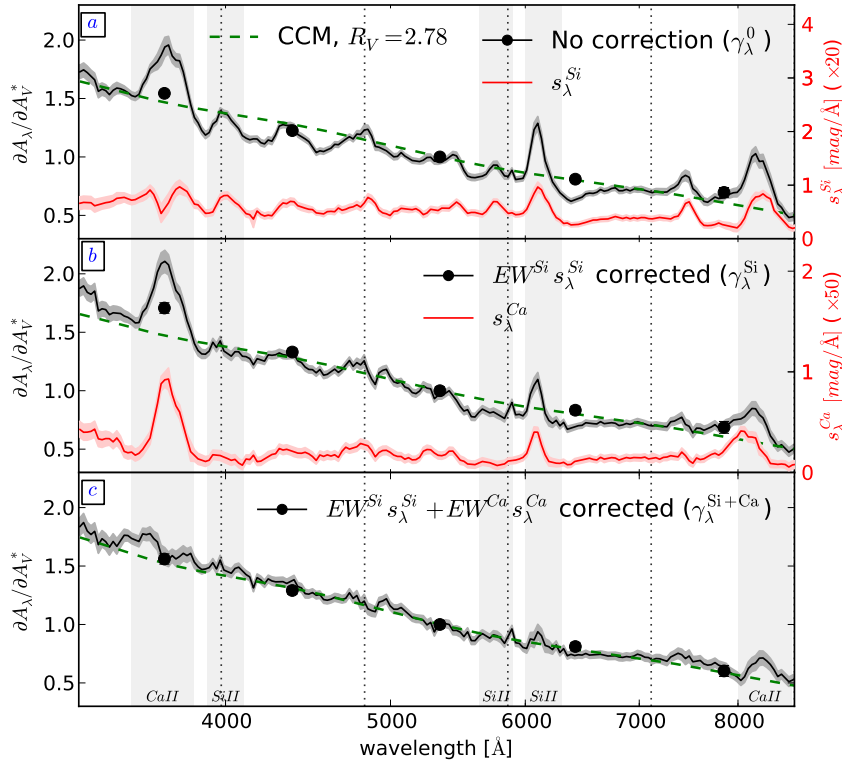


FIG. 4.15: Lois d’extinction empiriques et vecteurs de correction  $s_\lambda$  dans différentes hypothèses. *a)* En noir, la loi d’extinction sans correction de paramètres intrinsèques. La ligne correspond aux données spectrales, les points aux filtres synthétiques UBVRI. En rouge, le vecteur de correction  $s_\lambda^{Si}$ . *b)* En noir, la loi d’extinction après correction par le silicium (hypothèse 4.15b). En rouge, vecteur de correction  $s_\lambda^{Ca}$ . *c)* La loi d’extinction empirique une fois toutes les corrections effectuées.

### 4.3.5 Résultats

La figure 4.15 montre les résultats obtenus. En *a)* la courbe d’extinction empirique, qui si les supernovae étaient des chandelles standard devrait refléter l’extinction par les poussières. La présence de structures montre l’effet sur la loi déduite des variabilités intrinsèques ignorées. En effet, elles sont liées aux structures de la supernova, comme le montre la comparaison avec le vecteur de correction  $s_\lambda^{Si}$ , qui en reproduit l’allure de façon remarquable, à l’exception de la région du Ca II H&K. A titre de remarque, si nous avons utilisé  $x_1$  en lieu et place de  $EW_{Si_{4131}}$ , nous aurions obtenu un vecteur très similaire.

En *b)*, nous observons que la loi d’extinction déduite après correction de  $EW_{Si_{4131}}$  est plus lisse, à l’exception de 3 structures notables, deux liées aux régions du calcium UV et IR, et une liée au Si II  $\lambda 6355$ . En particulier, il est remarquable que dans la région UV la courbe s’éloigne d’une loi de Cardelli, comme on le voit par ailleurs dans la loi de couleur de SALT2 : nous montrons que l’origine de cet écart est lié aux variations du Ca II H&K sous-jacent. Ainsi, le paramètre de couleur  $c$  dans SALT2 contiendra une partie qui mesurera les dispersions intrinsèques, et une partie qui viendra de la couleur sous-jacente, que nous présentons sur le panneau *c)* : cette dernière est remarquablement lisse et proche d’une loi de Cardelli, malgré que nous n’ayons utilisé que les régions les plus bleues pour déterminer notre correction.

Le coefficient de la loi de Cardelli mesuré en utilisant les filtres synthétiques donne  $R_V = 2,8 \pm 0,3$ , et est compatible avec la valeur Galactique. Cette mesure ouvre des pistes pour comprendre l'écart entre la valeur  $R_V$  déduite des ajustements de Hubble classiques, de l'ordre de 2 et la valeur Galactique : en utilisant la matrice de dispersion définie dans [Guy et coll. \(2010\)](#) de valeur diagonale de 0,09 mag et de corrélation quasi-unitaire entre bandes, nous obtenons en effet une valeur de  $R_V = 1,9$ . Cependant, cette matrice n'est pas représentative de la nôtre, de valeur diagonale inférieure ou égale à 0,05 magnitudes en B,V,R, et présentant des anti-corrélations.

Ce résultat aboutit donc à des conclusions importantes pour la modélisation des supernovae : d'une part, nous avons établi l'existence d'un deuxième vecteur de correction intrinsèque, et d'autre part, nous avons montré que la loi de couleur classiquement utilisée est polluée par la variabilité UV liée à la raie du Ca II H&K. Enfin, nous expliquons l'origine des valeurs aberrantes de  $R_V$  obtenues en utilisant les supernovae pour la déterminer comme provenant d'une mauvaise prise en compte des variations naturelles de couleur, en-dehors de celles qui prises en compte par le modèle.

## *Contributions*

*Les travaux développés dans ce chapitre sont pour l'essentiel ceux de la thèse de Nicolas [Chotard \(2011\)](#). Ils ont fait l'objet d'une première publication ([Chotard et coll., 2011](#)), et il reste suffisamment de matière pour une deuxième publication qui systématisera les relations entre indicateurs spectraux au maximum. Une comparaison entre le deuxième vecteur de correction et les prédictions des modèles d'explosion méritera également d'être publiée : nous fournissons en effet un outil qui permet de discriminer les modèles. Le post-doc de Nicolas sera idéal pour finaliser ces publications. Au-delà, il y a suffisamment de matière pour une nouvelle thèse en explorant les relations entre les spectres et leurs indicateurs spectraux en dehors du maximum de luminosité.*

*J'ai présenté les résultats préliminaires de cette analyse en conférence internationale à Moriond (2010) et les résultats publiés à Sydney (2011). Nicolas les a présentés pour sa part lors de deux conférences internationales. Ils ont également fait l'objet d'un communiqué de presse CNRS, qui a été repris par divers organes de presse selon des modalités qui me laissent pantois.*

## En guise de conclusion

Au bout d'une dizaine d'années après le lancement du projet SNfactory, nous sommes en mesure de tirer les premières conclusions de l'analyse statistique des données accumulées. Si l'établissement d'un second facteur de variabilité intrinsèque à prendre en compte pour standardiser les objets, ainsi que l'observation empirique au maximum de lumière d'une loi de rougissement compatible avec une extinction par des poussières de nature Galactique sont des résultats importants, il reste cependant un certain nombre d'études à effectuer.

Tout d'abord, la réduction des données laisse une non-linéarité inexpliquée, et il convient d'en rechercher les causes. Si diverses étapes non-linéaires de la réduction de données sont en cause, il en est une que nous devons explorer plus avant : celle de la soustraction du courant d'obscurité dans la voie R du spectrographe. En effet, les résidus de soustraction, visibles pour certaines poses dans les cubes soustraits, doivent être réduits. Par ailleurs, même si nous n'avons pas de modèle fiable pour la non-linéarité observée dans la voie B, responsable d'une marche sur les cubes extraits, il est possible d'effectuer des études pour en évaluer l'impact final, ou pour déterminer si une correction imparfaite serait préférable à une absence de correction. Même en l'état actuel de la réduction de données, l'ajustement des courbes de lumière par SALT2 devra être amélioré afin de prendre en compte les incertitudes liées à l'étalonnage des données.

L'observation des relations entre indicateurs spectraux au maximum n'en est qu'à ses débuts : en effet, même si les relations observées sont en général compatibles avec celles de la littérature, il reste à déterminer si l'absence de supernovae sous-lumineuses dans notre échantillon provient d'un biais de sélection, ou si celles-ci, ainsi que d'autres supernovae potentiellement particulières, sont rejetées à l'étape d'ajustement des courbes de lumière par le modèle SALT2. L'étude à des dimensions d'ordre supérieur du comportement relatif des indicateurs doit être approfondie. Cela se fera par la prise en compte d'autres indicateurs comme les vitesses, et par une amélioration de la modélisation : en effet, nous avons observé des relations non-linéaires, ce qui implique qu'une PCA ne peut être qu'une première étape. Il conviendra aussi de corriger des effets de phase, qui sont potentiellement présent dans le troisième vecteur propre déterminé, et de parvenir à évaluer combien de vecteurs propres sont à prendre en compte pour modéliser au mieux l'objet. En outre, une recherche systématique de critères pour déterminer quelles supernovae doivent être considérées comme particulières devra être entreprise. En effet, si ces dernières paraissent normales en considérant leurs courbes de lumière, mais qu'elles présentent des caractéristiques spectrales distinctives, elles sont potentiellement porteuses de biais si on les inclut dans les ajustements cosmologiques. Enfin, l'étude de la corrélation des propriétés spectrales avec les galaxies hôtes sera susceptible de fournir des éléments de réponse concernant les variations déjà observées en photométrie.

Les études montrées jusqu'ici se sont concentrées sur les spectres proches du maximum. Il conviendra de les étendre à d'autres phases, ce qui implique de redéfinir certains des indicateurs pour tenir compte de l'évolution spectrale temporelle. L'étude à d'autres phases permettra également d'enrichir la réflexion sur le nombre de paramètres à prendre en compte pour modéliser



la variabilité des objets. Elle sera surtout importante pour valider ou non la loi de couleur comme une loi de poussière, selon que cette dernière sera invariante ou non en changeant de phase.

Une des questions soulevées par nos travaux est de savoir si l'observation d'un spectre proche du maximum est suffisant ou non pour standardiser les supernovae. Notre étude préliminaire montre que la connaissance de la phase, de la couleur déterminée par SALT2 et de  $EW_{S_{4131}}$  font aussi bien qu'un ajustement sur une courbe de lumière. Il serait intéressant à titre d'exercice de déterminer couleur et phase directement sur les spectres, afin de parvenir à une détermination autonome. Surtout, il serait intéressant de voir si l'observation d'un spectre proche du maximum permet de déterminer l'allure spectrale à d'autres phases, et dans le cas contraire, quel serait l'ensemble minimal de déterminations spectrales à prendre en compte pour améliorer la standardisation.

Enfin, la présence d'une variabilité liée au Ca II H&K pose la question de la standardisation des supernovae mesurées photométriquement : en effet, est-il possible à l'aide des seules courbes de lumières ainsi déterminées de reconstruire ce qui pourrait être un paramètre de contrôle des effets d'évolution ? Il en va du paradigme observationnel : en effet, l'avenir prévoit de nombreux relevés de type photométriques amassant une grande quantité de données. A la lumière de nos travaux, sera-t-il possible de les standardiser ou non sans faire de mesure complémentaire spectroscopique, voire spectrophotométrique ? Il est important de le déterminer dès à présent.

## Et la suite ?

SNfactory doit encore accumuler des données de supernovae jusqu'en 2013 en utilisant les supernovae trouvées par PTF. Au-delà de cette échelle de temps, quel projet pourrions-nous souhaiter ? La présence d'effets d'évolution est l'une des sources d'incertitudes systématiques sur l'utilisation des supernovae en cosmologie que nous souhaiterions réduire. Nous avons déjà déterminé que la mesure de  $EW_{Ca_{H\&K}}$  est une quantité que nous aimerions comparer entre les données à bas et à moyen décalage spectral, un télescope de 8m permettant en effet un rapport signal sur bruit correct jusqu'à  $z = 0,5$ . Plus généralement, c'est la série temporelle spectrophotométrique que nous aimerions comparer à travers les distances, au moins pour un échantillon de taille modeste, pour contraindre les effets d'évolution : en effet, comment comparer les informations de 3 à 5 filtres photométriques avec les quelques dizaines d'informations qu'on peut dériver d'un spectre ? Ces données seront cependant difficiles à acquérir étant donné la compétition sur l'accès aux télescopes de grande taille, la complexité des instruments et de l'analyse des données pour la spectrophotométrie, mis en regard de la faiblesse numérique des équipes concernées. Je pense néanmoins qu'en absence de déterminations photométriques des variabilités détectées spectralement à bas décalage spectral, un tel projet apporterait une réponse décisive quant aux effets d'évolution : n'oublions pas que la mesure des supernovae est dominée par les effets systématiques.

Enfin, il n'est pas possible de concevoir l'avenir de la discipline en faisant abstraction du LSST, projet de caméra très grand champ sur un télescope dédié, qui devrait voir sa première lumière après 2018. Un tel projet permettra de couvrir de nombreuses sondes cosmologiques, et trace une voie solide pour le futur. J'espère parvenir à y impliquer le LPC, ce qui tracerait ma voie pour les années à venir, et ce qui me permettra, je le souhaite, d'encadrer encore de nombreux étudiants sur un sujet passionnant.

# Annexes



# Annexe A

## Autres travaux

### Sommaire

---

<b>A.1</b>	<b>NOMAD</b> . . . . .	<b>91</b>
	A.1.1 Reconstruction . . . . .	91
	A.1.2 Analyse . . . . .	92
<b>A.2</b>	<b>Ions Lourds</b> . . . . .	<b>92</b>
	A.2.1 ALICE . . . . .	92
	A.2.2 NA60 . . . . .	93
<b>A.3</b>	<b>ToMuVol</b> . . . . .	<b>94</b>

---

### A.1 NOMAD

L'expérience NOMAD avait pour objet de rechercher des neutrinos massifs par apparition de  $\nu_\tau$  dans un faisceau dominé par des  $\nu_\mu$  et pour des valeurs de différence de masse carrée d'intérêt cosmologique : l'hypothèse testée était une matière noire chaude couvrant 100% de la « masse manquante », comme elle était appelée à l'époque. L'appareillage expérimental était placé dans le faisceau de neutrinos Wide Band Beam du SPS, sur la même ligne que l'expérience CHORUS, et a produit les meilleures limites mondiales dans ce domaine du diagramme ( $\Delta m^2$ , angle de mélange). La découverte de Super-Kamiokande en 1998 a invalidé l'hypothèse de recherche d'oscillations initiale, cependant, NOMAD reste une expérience de référence en ce qui concerne les productions hadroniques inclusives et la connaissance du faisceau de neutrino.

Mes contributions à cette expérience pendant les 3 ans de thèse et l'année suivante de post-doc ont porté sur deux aspects, d'une part la reconstruction des traces chargées dans les chambres à dérive de l'expérience, et d'autre part la recherche d'oscillations dans le canal de désintégration  $\tau \longrightarrow 3\pi$ .

#### A.1.1 Reconstruction

La signature des oscillations de neutrinos utilise comme variable importante l'énergie transverse manquante. La reconstruction de celle-ci repose sur une bonne reconstruction des traces dans les chambres à dérives, longues de 0,8 longueurs d'interaction, ce qui provoquait de nombreuses interactions secondaires. De plus celles-ci avaient un très faible angle stéréoscopique selon la tradition de Saclay, à  $5^\circ$ , ce qui induisait une faible résolution dans l'axe parallèle au champ magnétique,  $x$ . J'ai donc développé durant ma thèse deux algorithmes, l'un qui utilisait un détecteur à rayonnement de transition qui suivait le chambres et qui fournissait des ébauches

de traces en  $x$  permettant d'amorcer la reconstruction dans les chambres. L'autre algorithme utilisait les vertex secondaires ou des traces ayant subi une diffusion à grand angle comme amorce pour trouver des traces et les ajuster entre le primaire et le secondaire à l'aide d'un filtre de Kalman.

### A.1.2 Analyse

La recherche d'apparition de neutrinos  $\tau$  dans l'expérience était divisée en autant de canaux que de voies de désintégration du  $\tau$ . Je me suis concentré sur le canal de désintégration  $\tau \rightarrow 3$  chargés, qui fournit une contrainte interne forte liée à la structure interne des 3 chargés. Par rapport à l'analyse simpliste de la proposition d'expérience qui reposait uniquement sur l'analyse des impulsions dans le plan transverse au faisceau, avec Pierre Astier nous avons introduit une analyse à variables discriminantes, qui prenait en compte la structure de la désintégration en trois chargées, ainsi qu'une variable d'isolation entre les résidus de désintégration du  $\tau$  et les hadrons provenant du courant chargé. Cette variable discriminante, ou  $p_T$  d'isolation, a été reprise par les autres analyses de la collaboration dans tous les canaux de désintégration du  $\tau$  exploitables. Enfin, comme nous cherchions des taux de réjection de l'ordre de  $10^6$ , j'ai mené l'une des premières analyses en aveugle de la collaboration, sur les données préliminaires de 1995 et 1996, et ai démontré l'importance de cette approche. Le travail sur la réjection des événements indésirables a également mis en évidence un certain nombre de défauts de la simulation, que ce soit la dispersion transverse en  $p_T$  des jets hadroniques, les paramètres de la fragmentation qui simulait des jets trop durs, et les phénomènes d'impulsion de Fermi dans le noyau cible du neutrino qui induisait une impulsion transverse simulée trop faible pour le  $\tau$ . Cela a conduit au développement d'un simulateur à partir des données elles-mêmes, par exemple en remplaçant le  $\mu$  produit par un  $\tau$  et en ne simulant que la désintégration de ce dernier, ou encore en le supprimant pour simuler des courants neutres.

### *Contributions*

*L'expérience NOMAD a produit 27 articles scientifiques dont je suis signataire, parmi lesquels 4 soit permettent d'approfondir les quelques lignes ci-dessus, soit reflètent à des degrés divers mon implication. [Altegoer et coll. \(1998a\)](#) et [Anfreville et coll. \(2002\)](#) décrivent respectivement le détecteur et les chambres à dérives, tandis que [Altegoer et coll. \(1998b\)](#) et [Astier et coll. \(1999\)](#) décrivent les premiers résultats de recherche d'apparition de  $\nu_\tau$ . J'ai présenté les résultats préliminaires de l'expérience en conférence internationale à Moriond (1999), et à l'occasion de 4 séminaires de laboratoire.*

## A.2 Ions Lourds

### A.2.1 ALICE

L'expérience ALICE, placée sur le faisceau du LHC au CERN a pour but de sonder l'apparition d'un plasma de quarks et de gluons dans les interactions noyaux-noyaux à 5,5 TeV par paire de nucléons, et les sous-détecteurs qui la composent sont optimisés pour en détecter les signatures. Le groupe de Lyon, ayant eu l'expertise des expériences NA38 et NA50 s'est naturellement engagé dans la R&D du bras di-muons, afin d'observer les signatures à haute énergie et à l'avant.

Le design sur lequel le groupe était impliqué concernait les prototypes de chambres destinées à équiper l'intérieur de l'aimant dipolaire, et lues par des cathodes segmentées. Elles étaient calquées sur le design des chambres faites à l'IPNO, mais avec une segmentation différente et surtout une

lecture en parallèle des segments de cathode afin de réduire le nombre de canaux électroniques à haut rayon, là où le taux d'occupation était plus faible. J'ai participé aux campagnes de faisceaux test de ces chambres, et ait amélioré la reconstruction en position en prenant en compte les effets capacitifs entre pistes. J'ai également mis en évidence un phénomène décrit par [Charpak et coll. \(1979\)](#) permettant d'améliorer d'un facteur 2,5 la résolution dans la coordonnée transverse aux fils de lecture par rapport au traditionnel  $\text{interfil}/\sqrt{12}$ .

En parallèle des activités de R&D des chambres, je me suis attaché au logiciel de simulation et de reconstruction du bras di-muon. Entre autres tâches, j'ai modélisé la troisième chambre, et écrit l'algorithme de reconstruction des amas laissés par les empilements de traces chargées, qui permettait dans cette chambre de résoudre les ambiguïtés multi-chargés avec 97% d'efficacité.

### A.2.2 NA60

L'opportunité de participer à une expérience relais avant le démarrage du LHC s'est présentée à Lyon, avec deux alternatives, l'une de participer à l'expérience PHENIX, qui n'a pas vu le jour, et l'autre, de proposer une suite au programme NA50, sous la forme d'une nouvelle expérience, NA60.

NA50 était constitué principalement d'un spectromètre à muons pour enregistrer les événements dimuons provoqués par l'interaction d'un faisceau d'ions sur une cible fixe, et a fourni un signal de disparition anormale du  $J/\psi$ . L'intérêt d'étudier ce phénomène avec d'autres couples de noyaux pour sonder la variable pertinente et discriminer si possible les modèles est vite apparu, ainsi que la nécessité d'une modification de l'appareillage : il s'agissait d'adjoindre un télescope de pixels plongés dans un champ magnétique dipolaire en amont de l'absorbeur de hadrons, ce qui devait permettre d'améliorer significativement la résolution du spectromètre pour les petites masses, d'augmenter l'acceptance en basse impulsion transverse, et d'étiqueter le charme par mesure de vertex déplacé. Avec ces améliorations, les buts étaient de tester l'excès d'événements vus par CERES aux basses masses, de mesurer la contribution du charme ouvert à l'excès d'événements observés par NA50, et de séparer les résonances  $J/\psi$  du  $\psi'$ . Tant par le choix de la technologie des pixels que de l'architecture logicielle, ce projet présentait de nombreuses synergies avec le projet ALICE. Trois laboratoires français y ont participé, l'IPNL, le LPC et le LLR.

J'ai participé à la proposition d'expérience, mon expertise étant l'évaluation des efforts logiciels requis, et la mise au point d'un prototype de logiciel de simulation et d'analyse. Pour ce faire, j'ai utilisé l'architecture développée dans `aliproot`, le framework d'ALICE afin de recycler la plus grande partie du logiciel et de le tester en conditions réelles bien avant le démarrage du LHC. Plus spécifiquement, sur la partie NA60, j'ai écrit la reconstruction des traces dans les pixels de silicium.

### *Contributions*

*Je suis signataire de 10 des TDR (Technical Design Report) d'ALICE, mon travail étant reflété dans celui du bras di-muon ([Dellacasa et coll., 1999](#)), et j'ai contribué à la proposition de NA60 ([Baldit et coll., 2000b,a](#)). J'ai aussi fortement contribué à ce que l'IPNL s'engage dans ce projet, ce qui a permis à deux thèses sur ALICE d'avoir des données de science à analyser, dont celle de Philippe Pillot, a fourni la matière de l'HdR de Laurent Ducroux, et a donné lieu au final à de nombreuses publications.*

*Les travaux dans les ions lourds m'ont permis d'encadrer deux étudiants, Stéphane Ranchon en L3 et Nathalie Pargenthanian en M2, et ont été vulgarisés à l'occasion d'une conférence grand-public.*

### A.3 ToMuVol

J'ai rejoint un projet de valorisation depuis fin 2009 à environ 20% de mon temps : le projet ToMuVol, qui me permet de m'insérer dans la dynamique du LPC, tout en gardant la maîtrise de mon activité principale. Ce projet a pour but le transfert de technologie vers la volcanologie des détecteurs de physique des particules, ainsi que la connaissance des flux de muons cosmiques développés dans le cadre d'ANTARES. Les détecteurs retenus pour le prototype sont des RPC développées dans le cadre de la collaboration CALICE, et disponibles à relativement faible coût pour faire des tests.

Le principe consiste à mesurer l'absorption des muons cosmiques à travers un édifice volcanique afin d'en déterminer la densité moyenne le long de la trajectoire. Une première étude japonaise a montré qu'on pouvait être sensible à des contrastes de densité inférieurs au pourcent. Cependant, la résolution de leur appareillage n'est pas suffisante pour obtenir des structures précises, et leur choix d'utiliser des émulsions ne permet pas un traitement des données en temps réel.

En collaboration avec les volcanologues du Laboratoire Magma et Volcans, spécialistes du déploiement in situ et destinataires finals du transfert, nous avons déployé dans un site près du Puy de Dôme des RPC développées à Lyon, et nous sommes en prise de données depuis janvier 2010. Une fois la méthode validée, elle pourra être ensuite transférée vers d'autres édifices afin de faire soit du suivi de volcans actifs, soit de la reconstruction par tomographie des édifices en exploitant différents angles de vue.

## *Autres contributions*

*Un travail de recherche ne saurait à mon sens se concevoir sans participer à la vie des institutions. Si j'ai tenté au cours de ce document de contextualiser la plupart des mes travaux, certaines activités sont par nature inclassables dans telle ou telle rubrique liée à un développement scientifique proprement dit.*

*Il en va ainsi de l'enseignement : à l'institution qui nous a formé nous sommes redevables de devenir formateurs à notre tour, ce qui offre également l'avantage au chercheur de s'impliquer dans la vie de l'université à laquelle appartient son UMR, et accessoirement de connaître les étudiants, avantage non négligeable lorsqu'il s'agit de prendre des stagiaires. J'ai ainsi enseigné de 1995 à 2004, pour environ 30 heures en moyenne par an, du L1 au M1, d'abord en monitorat, puis dans le cadre d'un programme d'échange d'enseignements mis en place par l'UFR de physique de l'UCBL.*

*L'autre contribution que je souhaiterais mentionner est plus directement liée au CNRS : de 2004 à 2008, j'ai été secrétaire de la section 03 du CoNRS et membre de la CID 47. En consacrant ainsi une part non négligeable de mon temps au service de la communauté, j'espère avoir fait oeuvre utile. Ce fut du moins pour moi une source d'enrichissement certain.*





# Table des figures

2.1	Position des supernovae sur le ciel. . . . .	20
2.2	Comparaison de l'échantillon aux autres sources. . . . .	21
2.3	Distribution des supernovae en phase et en $z$ . . . . .	22
2.4	Schéma optique de l'instrument SNIFS. . . . .	23
2.5	Schéma de la voie photométrique. . . . .	24
2.6	Projection des spectres sur les CCD . . . . .	26
2.7	Histogramme des valeurs des pixels. . . . .	28
2.8	Lumière parasite. . . . .	29
2.9	Cube des données. . . . .	30
2.10	Premiers essais d'extraction de PSF. . . . .	31
2.11	Extraction de PSF. . . . .	32
2.12	Correction d'atmosphère. . . . .	34
2.13	Ratios photométriques. . . . .	35
2.14	Modélisation de la galaxie sous-jacente. . . . .	35
2.15	Série temporelle spectrale de SNF20080522-000 . . . . .	36
2.16	Courbe de lumière de SNF20080522-000 . . . . .	37
2.17	Diagramme de Hubble de SNfactory. . . . .	38
3.1	Schéma des diverses zones d'un CCD. . . . .	42
3.2	Transmission des deux voies de l'instrument. . . . .	43
3.3	Schéma de principe du banc de test à l'IPNL. . . . .	44
3.4	Valeur des pixels en fonction du début de la lecture. . . . .	45
3.5	Bruit de lecture . . . . .	46
3.6	Mesure utilisée pour reconstruire la structure de la variance spectrale . . . . .	49
3.7	Défauts du CCD pour les voies R et B. . . . .	50
3.8	Effet des pixels chauds sur la voie R. . . . .	52
3.9	Fractions des charges retardées pour les registre série et parallèles. . . . .	53
3.10	Structure du biais. . . . .	54
3.11	Le modèle de courant d'obscurité. . . . .	56
3.12	Carte des variations pixel à pixel du bias et du dark. . . . .	57
3.13	Différences des courants d'obscurité entre les deux amplificateurs d'une même voie. . . . .	58
3.14	Poses de <i>flat field</i> photométrique. . . . .	59
3.15	Extrait d'un <i>flat field</i> du CCD B. . . . .	60
3.16	Spectres des poses CONTINU. . . . .	60
3.17	Profil moyen des rayons cosmiques sur les voies B et R. . . . .	62
3.18	Comparaison des données DOME à grand et faible temps de pose. . . . .	63
3.19	Mesure de la non-linéarité en conditions contrôlées. . . . .	64

## TABLE DES FIGURES

---

4.1	Structures spectrales observées au maximum. . . . .	68
4.2	Définition de divers types d'indicateurs spectraux. . . . .	69
4.3	Approximation de Savitzky-Golay pour Ca II H&K et Si II $\lambda 4131$ . . . . .	70
4.4	Comparaison des raies du silicium et des paramètres de SALT2. . . . .	72
4.5	Relations entre les diverses largeur équivalentes du Silicium. . . . .	73
4.6	Evolution de la vitesse du Si II $\lambda 6355$ . . . . .	73
4.7	Variabilité de la zone du calcium. . . . .	74
4.8	Corrélations entre le calcium, le silicium et les paramètres de SALT2. . . . .	75
4.9	Les trois premiers vecteurs propres. . . . .	78
4.10	Spectre après correction de couleur. . . . .	79
4.11	Interpolation des magnitudes dans les filtres synthétiques. . . . .	81
4.12	Evolution de la magnitude mesurée en B avec $EW_{Si_{4131}}$ . . . . .	82
4.13	Relation entre $\delta A_U$ et $\delta A_V$ après correction par $EW_{Si_{4131}}$ . . . . .	83
4.14	Etude par Monte-Carlo de la matrice de dispersion. . . . .	84
4.15	Lois d'extinction empiriques et vecteurs de correction $s_\lambda$ dans différentes hypothèses. . . . .	85

# Liste des tableaux

2.1	Echantillon des supernovae. . . . .	21
2.2	Qualité des données. . . . .	37
3.1	Valeurs attendues et observées pour les paramètres de la non-linéarité. . . . .	64
4.1	Corrélations entre les largeurs de raies et les paramètres de la supernova. . . . .	76
4.2	Étude en composantes principales des profondeurs équivalentes. . . . .	77

## LISTE DES TABLEAUX

---

# Bibliographie

- Aldering, G. et coll. 2002, «Overview of the Nearby Supernova Factory», dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4836, édité par J. A. Tyson & S. Wolff, p. 61–72, doi :10.1117/12.458107. [18](#), [39](#)
- Aldering, G. et coll. 2006, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope», *ApJ*, vol. 650, doi :10.1086/507020, p. 510–527. [10](#), [15](#)
- Altegoer, J. et coll. 1998a, «The NOMAD experiment at the CERN SPS», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 404, doi :10.1016/S0168-9002(97)01079-6, p. 96–128. [92](#)
- Altegoer, J. et coll. 1998b, «A search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations using the NOMAD detector», *Physics Letters B*, vol. 431, doi :10.1016/S0370-2693(98)00521-8, p. 219–236. [92](#)
- Anfreville, M. et coll. 2002, «The drift chambers of the NOMAD experiment», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 481, doi :10.1016/S0168-9002(01)01371-7, p. 339–364. [92](#)
- Antilogus, P. et coll. 2008, «Data taking in Virtual Control Room : the SNfactory example», dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7016, p. 70 161L–, doi :10.1117/12.789433. [27](#), [39](#)
- Arnett, W. D. 1982, «Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve», *ApJ*, vol. 253, doi :10.1086/159681, p. 785–797. [10](#)
- Arsenijevic, V. et coll. 2008, «Diversity of supernovae Ia determined using equivalent widths of Si II 4000», *A&A*, vol. 492, doi :10.1051/0004-6361:200810675, p. 535–544. [19](#), [71](#)
- Astier, P. et coll. 1999, «A more sensitive search for  $\nu_{mu} \rightarrow \nu_\tau$  oscillations in NOMAD», *Physics Letters B*, vol. 453, doi :10.1016/S0370-2693(99)00303-2, p. 169–186. [92](#)
- Astier, P. et coll. 2006, «The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_{Lambda}$  and  $w$  from the first year data set», *A&A*, vol. 447, doi :10.1051/0004-6361:20054185, p. 31–48. [17](#)
- Bailey, S. et coll. 2009, «Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities», *A&A*, vol. 500, doi :10.1051/0004-6361/200911973, p. L17–L20. [15](#), [71](#)
- Bailey, S. et coll. 2007, «How to Find More Supernovae with Less Work : Object Classification Techniques for Difference Imaging», *ApJ*, vol. 665, doi :10.1086/519832, p. 1246–1253. [20](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Baldit, A. et coll. 2000a, «Further information concerning P316», CERN-SPSC-2000-025. [93](#)
- Baldit, A. et coll. 2000b, «Study of prompt dimuon and charm production with proton and heavy ion beams at the CERN SPS», CERN-SPSC-2000-010. [93](#)
- Baltay, C. et coll. 2007, «The QUEST Large Area CCD Camera», PASP, vol. 119, doi : 10.1086/523899, p. 1278–1294. [20](#)
- Benedict, G. F. et coll. 2002, «Astrometry with the Hubble Space Telescope : A Parallax of the Fundamental Distance Calibrator RR Lyrae», AJ, vol. 123, doi :10.1086/338087, p. 473–484. [6](#)
- Benetti, S. et coll. 2005, «The Diversity of Type Ia Supernovae : Evidence for Systematics?», ApJ, vol. 623, doi :10.1086/428608, p. 1011–1016. [10](#)
- Blanc, N. 2006, *Extraction d'étoiles standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory*, thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I. [30](#), [31](#), [54](#)
- Blondin, S., K. S. Mandel et R. P. Kirshner. 2011, «Do spectra improve distance measurements of Type Ia supernovae?», A&A, vol. 526, doi :10.1051/0004-6361/201015792, p. A81–+. [71](#)
- Bloom, J. S., D. A. Frail et S. R. Kulkarni. 2003, «Gamma-Ray Burst Energetics and the Gamma-Ray Burst Hubble Diagram : Promises and Limitations», ApJ, vol. 594, doi :10.1086/377125, p. 674–683. [5](#)
- Bohlin, R. C. 2007, «HST Stellar Standards with 1% Accuracy in Absolute Flux», dans *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 364, édité par C. Sterken, p. 315–+. [27](#)
- Bongard, S. 2005, *Transfert radiatif et étude spectrale des SNeIa dans le cadre de la Supernovae factory*, thèse de doctorat, Université Lyon-I. [67](#)
- Bongard, S. et coll. 2006, «Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators», ApJ, vol. 647, doi :10.1086/505322, p. 513–524. [74](#)
- Branch, D., L. C. Dang et E. Baron. 2009, «Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. V. Insights from a Larger Sample and Quantitative Subclassification», PASP, vol. 121, doi :10.1086/597788, p. 238–247. [14](#), [71](#)
- Branch, D. et coll. 2006, «Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. II. Maximum Light», PASP, vol. 118, doi :10.1086/502778, p. 560–571. [10](#), [71](#), [72](#)
- Branch, D. et coll. 1995, «In Search of the Progenitors of Type IA Supernovae», PASP, vol. 107, doi :10.1086/133657, p. 1019–+. [9](#)
- Brandt, T. D. et coll. 2010, «The Ages of Type Ia Supernova Progenitors», AJ, vol. 140, doi :10.1088/0004-6256/140/3/804, p. 804–816. [11](#)
- Bronder, T. J. et coll. 2008, «SNLS spectroscopy : testing for evolution in type Ia supernovae», A&A, vol. 477, doi :10.1051/0004-6361:20077655, p. 717–734. [71](#)
- Buchert, T. 2008, «Dark Energy from structure : a status report», *General Relativity and Gravitation*, vol. 40, doi :10.1007/s10714-007-0554-8, p. 467–527. [8](#)

- Buton, C. 2009, *Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory*, thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I. **33**
- Cardelli, J. A., G. C. Clayton et J. S. Mathis. 1989, «The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction», *ApJ*, vol. 345, doi :10.1086/167900, p. 245–256. **5, 14, 80**
- Cavadore, C. et R. J. Dorn. 1999, «Charge coupled devices at ESO - Performances and results», dans *Optical Detectors for Astronomy II : State-of-the-Art at the Turn of the Millenium. 4th ESO CCD Workshop, held in Garching, Germany*, édité par Paola Amico and James W. Beletic, Kluwer Academic Publishers, P. O. Box 17, 3300 AA Dordrecht, p. 25. **42**
- Charpak, G. et coll. 1979, «High-accuracy localization of minimum ionizing particles using the cathode-induced charge centre-of-gravity read-out», *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 167, doi :10.1016/0029-554X(79)90227-1, p. 455–464. **93**
- Childress, M. et coll. 2011, «Keck Observations of the Young Metal-poor Host Galaxy of the Super-Chandrasekhar-mass Type Ia Supernova SN 2007if», *ApJ*, vol. 733, doi :10.1088/0004-637X/733/1/3, p. 3–+. **15**
- Chotard, N. 2011, *Analyse scientifique des données de la collaboration The Nearby Supernova Factory*, thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I. **19, 50, 76, 79, 86**
- Chotard, N. et coll. 2011, «The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths», *A&A*, vol. 529, doi :10.1051/0004-6361/201116723, p. L4–+. **15, 16, 19, 67, 79, 86**
- Conley, A. et coll. 2008, «SiFTO : An Empirical Method for Fitting SN Ia Light Curves», *ApJ*, vol. 681, doi :10.1086/588518, p. 482–498. **14**
- Copeland, E. J., M. Sami et S. Tsujikawa. 2006, «Dynamics of Dark Energy», *International Journal of Modern Physics D*, vol. 15, doi :10.1142/S021827180600942X, p. 1753–1935. **7**
- Copin, Y. 2000, *Dynamique des Galaxies de type Précoce : Observations 3D et Modélisations*, thèse de doctorat, Université Claude Bernard (Lyon I. **30**
- Copin, Y. et coll. 2006, «The Nearby Supernova Factory», *New Astron. Rev.*, vol. 50, doi : 10.1016/j.newar.2006.02.035, p. 436–438. **39**
- Courtois, H. M. et coll. 2011, «Cosmic Flows : Green Bank Telescope and Parkes H I observations», *MNRAS*, doi :10.1111/j.1365-2966.2011.18515.x, p. 466–+. **6**
- Dellacasa, G. et coll. 1999, «ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer», CERN-LHCC-99-22. **93**
- Dunkley, J. et coll. 2009, «Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP Data», *ApJS*, vol. 180, doi :10.1088/0067-0049/180/2/306, p. 306–329. **6**
- Ellis, R. S. et coll. 2008, «Verifying the Cosmological Utility of Type Ia Supernovae : Implications of a Dispersion in the Ultraviolet Spectra», *ApJ*, vol. 674, doi :10.1086/524981, p. 51–69. **74**



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Fakhouri, H. et coll. 2011, «Twin Supernova Studies with SNe Ia from SNfactory», dans *American Astronomical Society Meeting Abstracts #217, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 43, p. 337.13–+. [19](#)
- Freedman, W. L. et B. F. Madore. 2010, «The Hubble Constant», *ARA&A*, vol. 48, doi : 10.1146/annurev-astro-082708-101829, p. 673–710. [4](#)
- Freedman, W. L. et coll. 2001, «Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant», *ApJ*, vol. 553, doi :10.1086/320638, p. 47–72. [4](#)
- Frieman, J. A. et coll. 2008, «The Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey : Technical Summary», *AJ*, vol. 135, doi :10.1088/0004-6256/135/1/338, p. 338–347. [17](#)
- Gilfanov, M. et Á. Bogdán. 2010, «An upper limit on the contribution of accreting white dwarfs to the typeIa supernova rate», *Nature*, vol. 463, doi :10.1038/nature08685, p. 924–925. [10](#)
- Goobar, A. 2008, «Low  $R_V$  from Circumstellar Dust around Supernovae», *ApJ*, vol. 686, doi : 10.1086/593060, p. L103–L106. [15](#)
- Guy, J. et coll. 2007, «SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators», *A&A*, vol. 466, doi :10.1051/0004-6361:20066930, p. 11–21. [13](#), [36](#), [77](#)
- Guy, J. et coll. 2010, «The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints», *A&A*, vol. 523, doi :10.1051/0004-6361/201014468, p. A7–+. [15](#), [17](#), [83](#), [86](#)
- Hachinger, S., P. A. Mazzali et S. Benetti. 2006, «Exploring the spectroscopic diversity of Type Ia supernovae», *MNRAS*, vol. 370, doi :10.1111/j.1365-2966.2006.10468.x, p. 299–318. [72](#)
- Hachisu, I., M. Kato et K. Nomoto. 2010, «Supersoft X-ray Phase of Single Degenerate Type Ia Supernova Progenitors in Early-type Galaxies», *ApJ*, vol. 724, doi :10.1088/2041-8205/724/2/L212, p. L212–L216. [10](#)
- Heath, S. T. 1913, *Aristarchus of Samos, the ancient Copernicus; a history of Greek astronomy to Aristarchus, together with Aristarchus's Treatise on the sizes and distances of the sun and moon : a new Greek text with translation and notes.*, London : Oxford University Press. [3](#)
- Hicken, M. et coll. 2009a, «CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA», *ApJ*, vol. 700, doi :10.1088/0004-637X/700/1/331, p. 331–357. [17](#), [20](#)
- Hicken, M. et coll. 2009b, «Improved Dark Energy Constraints from  $\sim 100$  New CfA Supernova Type Ia Light Curves», *ApJ*, vol. 700, doi :10.1088/0004-637X/700/2/1097, p. 1097–1140. [14](#)
- Hoeflich, P., J. C. Wheeler et F. K. Thielemann. 1998, «Type IA Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, and Spectra and Consequences for the Determination of Omega M and Lambda», *ApJ*, vol. 495, doi :10.1086/305327, p. 617–+. [74](#)
- Howell, D. A. et coll. 2009, «The Effect of Progenitor Age and Metallicity on Luminosity and  $^{56}\text{Ni}$  Yield in Type Ia Supernovae», *ApJ*, vol. 691, doi :10.1088/0004-637X/691/1/661, p. 661–671. [10](#), [12](#)
- Howell, S. B. 2000, *Handbook of CCD Astronomy*, Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers, Cambridge University Press. [42](#)

- Hoyle, F. et W. A. Fowler. 1960, «Nucleosynthesis in Supernovae.», *ApJ*, vol. 132, doi :10.1086/146963, p. 565–+. **9**
- Humphreys, E. M. L. et coll. 2008, «Toward a New Geometric Distance to the Active Galaxy NGC 4258. II. Centripetal Accelerations and Investigation of Spiral Structure», *ApJ*, vol. 672, doi :10.1086/523637, p. 800–816. **6**
- Iben, I., Jr. et A. V. Tutukov. 1984, «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*, vol. 54, doi :10.1086/190932, p. 335–372. **9**
- Ihara, Y. et coll. 2007, «Searching for a Companion Star of Tycho’s Type Ia Supernova with Optical Spectroscopic Observations», *PASJ*, vol. 59, p. 811–826. **11**
- Jha, S., A. G. Riess et R. P. Kirshner. 2007, «Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLC2k2», *ApJ*, vol. 659, doi :10.1086/512054, p. 122–148. **13**
- Kasen, D., F. K. Röpké et S. E. Woosley. 2009, «The diversity of type Ia supernovae from broken symmetries», *Nature*, vol. 460, doi :10.1038/nature08256, p. 869–872. **12**
- Kerschhaggl, M. et coll. 2011, «Cosmology with the Nearby Supernova Factory», *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 66, doi :10.1016/j.pnpnp.2011.01.030, p. 335–339. **15**
- Kessler, R. et coll. 2009, «First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters», *ApJS*, vol. 185, doi :10.1088/0067-0049/185/1/32, p. 32–84. **17, 74**
- Khokhlov, A. M. 1991, «Delayed detonation model for type IA supernovae», *A&A*, vol. 245, p. 114–128. **12**
- Komatsu, E. et coll. 2009, «Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation», *ApJS*, vol. 180, doi :10.1088/0067-0049/180/2/330, p. 330–376. **4, 6, 7**
- Kotak, R. 2008, «Progenitors of Type Ia Supernovae», dans *RS Ophiuchi (2006) and the Recurrent Nova Phenomenon, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 401, édité par A. Evans, M. F. Bode, T. J. O’Brien, & M. J. Darnley, p. 150–+. **9**
- Kromer, M. et coll. 2010, «Double-detonation Sub-Chandrasekhar Supernovae : Synthetic Observables for Minimum Helium Shell Mass Models», *ApJ*, vol. 719, doi :10.1088/0004-637X/719/2/1067, p. 1067–1082. **13**
- Lampeitl, H. et coll. 2010, «The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey», *ApJ*, vol. 722, doi :10.1088/0004-637X/722/1/566, p. 566–576. **11**
- Lantz, B. et coll. 2004, «SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays», dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 5249, édité par L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, p. 146–155, doi :10.1117/12.512493. **22, 39**
- Law, N. M. et coll. 2009, «The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results», *PASP*, vol. 121, doi :10.1086/648598, p. 1395–1408. **18**

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Lee, M. G., W. L. Freedman et B. F. Madore. 1993, «The Tip of the Red Giant Branch as a Distance Indicator for Resolved Galaxies», *ApJ*, vol. 417, doi :10.1086/173334, p. 553–+. [4](#)
- Lentz, E. J. et coll. 2000, «Metallicity Effects in Non-LTE Model Atmospheres of Type IA Supernovae», *ApJ*, vol. 530, doi :10.1086/308400, p. 966–976. [74](#)
- Li, W. et coll. 2003, «SN 2002cx : The Most Peculiar Known Type Ia Supernova», *PASP*, vol. 115, doi :10.1086/374200, p. 453–473. [10](#)
- Linde, A. D. 1983, «Chaotic inflation», *Physics Letters B*, vol. 129, doi :10.1016/0370-2693(83)90837-7, p. 177–181. [4](#)
- Linder, E. V. 2006, «Importance of supernovae at  $z < 0.1$  for probing dark energy», *Phys. Rev. D*, vol. 74, n° 10, doi :10.1103/PhysRevD.74.103518, p. 103 518–+. [18](#)
- Madore, B. F. et W. L. Freedman. 1991, «The Cepheid distance scale», *PASP*, vol. 103, doi : 10.1086/132911, p. 933–957. [4](#), [5](#)
- Maeda, K. et coll. 2010, «An asymmetric explosion as the origin of spectral evolution diversity in type Ia supernovae», *Nature*, vol. 466, doi :10.1038/nature09122, p. 82–85. [13](#)
- Maoz, D. et F. Mannucci. 2008, «A search for the progenitors of two TypeIa Supernovae in NGC 1316», *MNRAS*, vol. 388, doi :10.1111/j.1365-2966.2008.13403.x, p. 421–428. [11](#)
- Maoz, D., K. Sharon et A. Gal-Yam. 2010, «The Supernova Delay Time Distribution in Galaxy Clusters and Implications for Type-Ia Progenitors and Metal Enrichment», *ApJ*, vol. 722, doi :10.1088/0004-637X/722/2/1879, p. 1879–1894. [11](#)
- Marietta, E., A. Burrows et B. Fryxell. 2000, «Type IA Supernova Explosions in Binary Systems : The Impact on the Secondary Star and Its Consequences», *ApJS*, vol. 128, doi :10.1086/313392, p. 615–650. [11](#)
- McLean, I. 1997, *Electronic Imaging in Astronomy : Detectors and Instrumentation*, Wiley-Praxis Series in Astronomy & Astrophysics, Praxis Publishing. [42](#)
- Napiwotzki, R. et coll. 2004, «Double degenerates and progenitors of supernovae type Ia», dans *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 318, édité par R. W. Hilditch, H. Hensberge, & K. Pavlovski, p. 402–410. [11](#)
- Nomoto, K., F.-K. Thielemann et K. Yokoi. 1984, «Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae», *ApJ*, vol. 286, doi :10.1086/162639, p. 644–658. [12](#)
- Nugent, P. et coll. 1995, «Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae», *ApJ*, vol. 455, doi :10.1086/309846, p. L147–+. [19](#), [67](#), [74](#)
- O'Donnell, J. E. 1994, « $R_V$ -dependent optical and near-ultraviolet extinction», *ApJ*, vol. 422, doi :10.1086/173713, p. 158–163. [80](#)
- Patat, F. et coll. 2007, «Detection of Circumstellar Material in a Normal Type Ia Supernova», *Science*, vol. 317, doi :10.1126/science.1143005, p. 924–. [10](#)

- Percival, W. J. et coll. 2010, «Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample», MNRAS, vol. 401, doi :10.1111/j.1365-2966.2009.15812.x, p. 2148–2168. [4](#)
- Pereira, R. 2008, *Nearby Supernova Factory : Étalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type*, thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII. [25](#), [33](#), [58](#)
- Perlmutter, S. et coll. 1999, «Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae», ApJ, vol. 517, doi :10.1086/307221, p. 565–586. [7](#)
- Perryman, M. A. C. et coll. 2001, «GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy», A&A, vol. 369, doi :10.1051/0004-6361:20010085, p. 339–363. [4](#)
- Perryman, M. A. C. et coll. 1997, «The HIPPARCOS Catalogue», A&A, vol. 323, p. L49–L52. [4](#)
- Poon, S. et coll. 2008, «Context-Linked Virtual Assistants for Distributed Teams : An Astrophysics Case Study», dans *CSCW 2008 : ACM Conference on Computer Supported Cooperative Work*. [27](#)
- Riess, A. G. et coll. 1998, «Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant», AJ, vol. 116, doi :10.1086/300499, p. 1009–1038. [7](#)
- Riess, A. G. et coll. 2011, «A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3», ApJ, vol. 730, doi :10.1088/0004-637X/730/2/119, p. 119–+. [6](#)
- Rizzi, L. et coll. 2007, «Tip of the Red Giant Branch Distances. II. Zero-Point Calibration», ApJ, vol. 661, doi :10.1086/516566, p. 815–829. [4](#)
- Röpke, F. K. et coll. 2011, «Modeling Type Ia supernova explosions», *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 66, doi :10.1016/j.pnpnp.2011.01.026, p. 309–318. [12](#)
- Ruiz-Lapuente, P. et coll. 2004, «The binary progenitor of Tycho Brahe’s 1572 supernova», Nature, vol. 431, doi :10.1038/nature03006, p. 1069–1072. [11](#)
- Sandage, A. et coll. 2006, «The Hubble Constant : A Summary of the Hubble Space Telescope Program for the Luminosity Calibration of Type Ia Supernovae by Means of Cepheids», ApJ, vol. 653, doi :10.1086/508853, p. 843–860. [5](#)
- Scalzo, R. A. et coll. 2010, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2007if : First Total Mass Measurement of a Super-Chandrasekhar-Mass Progenitor», ApJ, vol. 713, doi : 10.1088/0004-637X/713/2/1073, p. 1073–1094. [10](#), [15](#)
- Schmidt, B. P., R. P. Kirshner et R. G. Eastman. 1992, «Expanding photospheres of type II supernovae and the extragalactic distance scale», ApJ, vol. 395, doi :10.1086/171659, p. 366–386. [5](#)
- Sim, S. A. et coll. 2010, «Detonations in Sub-Chandrasekhar-mass C+O White Dwarfs», ApJ, vol. 714, doi :10.1088/2041-8205/714/1/L52, p. L52–L57. [12](#)
- Sorensen, A. 2000, «MAT/EEV CCD 44-82», cahier de recherche, ESO. [42](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Sotiriou, T. P. et V. Faraoni. 2010, «f(R) theories of gravity», *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, doi :10.1103/RevModPhys.82.451, p. 451–497. **8**
- Stritzinger, M. et coll. 2006, «Consistent estimates of  $^{56}\text{Ni}$  yields for type Ia supernovae», *A&A*, vol. 460, doi :10.1051/0004-6361:20065514, p. 793–798. **10**
- Sullivan, M. et coll. 2010, «The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies», *MNRAS*, vol. 406, doi :10.1111/j.1365-2966.2010.16731.x, p. 782–802. **11**
- Thomas, R. C. et coll. 2007, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2006D : On Sporadic Carbon Signatures in Early Type Ia Supernova Spectra», *ApJ*, vol. 654, doi :10.1086/510780, p. L53–L56. **15**
- Timmes, F. X., E. F. Brown et J. W. Truran. 2003, «On Variations in the Peak Luminosity of Type Ia Supernovae», *ApJ*, vol. 590, doi :10.1086/376721, p. L83–L86. **12**
- Tully, R. B. et J. R. Fisher. 1977, «A new method of determining distances to galaxies», *A&A*, vol. 54, p. 661–673. **6**
- USNO, HMNAO et UKHO. 2011, *The Astronomical Almanac for the year 2011*, U.S. Government Printing Office, Washington, and the U.K. Hydrographic Office. **4**
- van Leeuwen, F. 2007, «Validation of the new Hipparcos reduction», *A&A*, vol. 474, doi : 10.1051/0004-6361:20078357, p. 653–664. **4**
- Walder, R., D. Folini et S. N. Shore. 2008, «3D simulations of RS Ophiuchi : from accretion to nova blast», *A&A*, vol. 484, doi :10.1051/0004-6361:200809703, p. L9–L12. **11**
- Wang, X. et coll. 2009, «Improved Distances to Type Ia Supernovae with Two Spectroscopic Subclasses», *ArXiv e-prints*. **19, 72**
- Webbink, R. F. 1984, «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae», *ApJ*, vol. 277, doi :10.1086/161701, p. 355–360. **9**
- Whelan, J. et I. Iben, Jr. 1973, «Binaries and Supernovae of Type I», *ApJ*, vol. 186, doi : 10.1086/152565, p. 1007–1014. **9**
- Wood-Vasey, W. M. et coll. 2004, «The Nearby Supernova Factory», *New Astron. Rev.*, vol. 48, doi :10.1016/j.newar.2003.12.056, p. 637–640. **39**
- Woosley, S. E. et coll. 2007, «Type Ia Supernova Light Curves», *ApJ*, vol. 662, doi :10.1086/513732, p. 487–503. **13**