

THÈSE

Présentée devant

l'Université de Paris 7

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 7
Spécialité CHAMPS, PARTICULES, MATIÈRES

par

Gurvan BAZIN

Titre de la thèse :

*Analyse différée
des données du
SuperNova Legacy Survey*

soutenue le 29 septembre 2008 devant la commission d'examen

M. :	James	BARTLETT	Président
MM. :	Gérard	SMADJA	Rapporteurs
	Robert	MOCHKOVITCH	
MM. :	Henry	MAC CRACKEN	Examineurs
	Julien	GUY	
Mme :	Vanina	RUHLMANN-KLEIDER	Directrice de Thèse

Remerciements

Mes premiers pas dans le milieu de la recherche ont été pour le moins chaotiques. C'est pourquoi je tiens à remercier Bruno Mansoulié qui a accepté de m'accueillir tardivement au Service de Physique des Particules du Commissariat à l'Energie Atomique de Saclay.

C'est très naturellement que je remercie les membres du groupe SNLS. Merci tout d'abord à Jim Rich pour son recul scientifique et la clarté de ses explications ; à Nathalie Palanque-Delabrouille pour toutes les tâches, parfois lourdes, dont elle s'est chargée et son optimisme toujours débordant ; et bien évidemment à ma directrice de thèse Vanina Ruhlmann-Kleider pour son encadrement rigoureux et pour les analyses souvent délicates qu'elle a pu mener et qui nous ont été à tous profitables.

Je remercie également tous les membres du Jury, tout d'abord Jim Bartlett qui a accepté de le présider, Gérard Smadja et Robert Mochkovitch pour avoir bien voulu rapporter mes travaux, ainsi que Julien Guy et Henry MacCracken mes examinateurs.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux différents membres de la collaboration du SNLS pour toutes les discussions techniques et scientifiques qui m'ont beaucoup apporté et fait progresser durant ma thèse. Je pense en particulier à Pierre Astier, Julien Guy et Nicolas Regnault. Je tiens aussi à remercier Stéphane Basa pour m'avoir fait découvrir un aspect plus astrophysique des données du SNLS.

Merci également aux autres membres du groupe de cosmologie observationnelle du Service de Physique des Particules : mon parrain Christophe Yèche mais également Christophe Magneville, Dominique Yvon, Jean-Baptiste Melin et Jean-Marc Le Goff pour tous les bons moments passés ensemble, en particulier autour du repas le midi.

Je tiens aussi à remercier les thésitifs et postdoctorants que j'ai pu côtoyer durant ces trois années : Marc Escalier et Loïc Estève mes deux collocataires du bureau 137B, Marion Arthaud, Vincent Lusset, Matthieu Vivier, Emmanuel Moulin et Jessica Democlès pour leur grande sympathie, en particulier durant les moments les plus difficiles, et sans qui l'ambiance de travail n'aurait certainement pas été aussi chaleureuse.

J'exprime aussi ma gratitude à mes parents pour m'avoir soutenu pendant ma thèse et plus généralement pendant tout mon cursus universitaire, tant sur le plan moral que financier.

Merci également à ma soeur pour m'avoir supporté – dans tous les sens du terme – pendant ma première année de thèse notamment durant les cafouillages du début alors qu'elle entamait son Master 2.

Enfin, merci à Béatrice pour m'avoir montré la vie sous un autre angle et pour avoir subi mon humeur exécrable durant ces longues soirées de travail.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction	5
1 Les Supernovae	9
1.1 Généralités	9
1.1.1 Evolution stellaire	9
1.1.2 Petit historique	10
1.1.3 Classification observationnelle	14
1.1.3.1 Type I : absence d'hydrogène	15
1.1.3.2 Type II : présence d'hydrogène	15
1.1.3.3 Courbes de lumière	15
1.1.3.4 Supernovae particulières	15
1.2 Les supernovae gravitationnelles	18
1.3 Les supernovae thermonucléaires	20
1.3.1 La naine blanche	20
1.3.2 Le système binaire	22
1.3.3 La supernova	23
1.3.3.1 Courbes de lumière	24
1.3.3.2 Spectres	24
1.3.3.3 Modélisation et simulation	27
1.3.3.4 Taux d'explosion	28
2 Cosmologie	31
2.1 Un peu de théorie	31
2.1.1 Cadre Théorique	31
2.1.1.1 La relativité générale	31
2.1.1.2 L'expansion de l'Univers	31
2.1.2 Principe cosmologique	32
2.1.2.1 Un Univers homogène et isotrope	34
2.1.2.2 La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	34
2.1.2.3 Les équations d'Einstein	37
2.1.2.4 L'équation de Friedmann-Lemaître	38
2.1.3 Paramètres cosmologiques	39

2.1.3.1	La constante de Hubble	39
2.1.3.2	La densité totale	39
2.1.3.3	La densité de rayonnement Ω_γ	40
2.1.3.4	La densité de neutrinos Ω_ν	40
2.1.3.5	La densité de baryons Ω_b	41
2.1.3.6	La densité de matière Ω_M	41
2.1.3.7	La densité d'énergie noire Ω_Λ	43
2.2	Contrainte des paramètres cosmologiques	46
2.2.1	Le CMB	46
2.2.2	Les Oscillations acoustiques baryoniques	49
2.2.3	Le cisaillement gravitationnel	51
2.3	La cosmologie avec les SNe Ia	52
2.3.1	Mesure de distance en cosmologie	52
2.3.2	Distance de luminosité	54
2.3.3	Diagramme de Hubble	55
2.3.3.1	Correction-K	55
2.3.3.2	Systématiques	57
2.3.3.3	Diagramme de Hubble	59
3	Le SuperNova Legacy Survey	63
3.1	Observations des SNe Ia et premières contraintes sur Ω_Λ	63
3.2	Observations	63
3.2.1	Le CFHT et Megacam	63
3.2.2	Le CFHTLS, trois relevés	70
3.2.2.1	Le relevé très large	70
3.2.2.2	Le relevé large	71
3.2.2.3	Le relevé profond	71
3.2.3	Le SuperNova Legacy Survey	71
3.3	Analyse en temps réel	72
3.3.1	Méthode de recherche glissante	72
3.3.2	Sélection et spectroscopie	72
3.3.3	Base de données	73
3.3.4	Utilisation pour la cosmologie et systématiques	73
4	Traitement des données	75
4.1	Motivations scientifiques et analyse différée	75
4.2	La soustraction d'images	75
4.2.1	Traitement des images	76
4.2.2	Alignement astrométrique et construction de l'image de référence	77
4.2.3	Soustraction	78
4.2.3.1	Nettoyage des images	79
4.2.3.2	Convolution et soustraction	79
4.3	Stratégie de détection	88
4.3.1	Nécessité d'accroître le signal sur bruit	88

4.3.2	Nouvelle stratégie	89
4.4	Courbes de lumière	92
4.4.1	Photométrie de PSF	92
4.4.2	Absorption de l'atmosphère, taille de PSF, seeing et flux intégré	94
4.4.2.1	Absorption de l'atmosphère	94
4.4.2.2	PSF et seeing	96
4.5	Etalonnage des flux	96
4.5.1	Etoiles de référence	97
4.5.2	Détermination des points zéros	98
4.6	Systématiques	100
4.6.1	Erreurs sur les flux	100
4.6.2	Etalonnage des flux	103
4.6.3	Dépendance de l'étalonnage en flux	103
4.7	Traitement des courbes de lumière	106
4.7.1	Filtrage	106
4.7.2	Ligne de base	114
4.7.3	Fluctuations et recherche du signal	114
4.7.4	Procédure complète	115
4.7.5	Paramétrisation des courbes de lumière	116
4.7.5.1	Ajustements indépendants	116
4.7.5.2	Ajustements corrélés	116
5	Outils	123
5.1	Outil de caractérisation photométrique : SALT2	123
5.1.1	Modèle de courbe de lumière	123
5.1.1.1	Séquence spectrale	123
5.1.1.2	Variabilité, couleur et stretch	125
5.1.1.3	Entraînement et incertitudes	125
5.1.1.4	Utilisation et résultats	126
5.1.2	Simulation de courbes de lumières	126
5.1.2.1	Lot d'entraînement	128
5.1.2.2	Courbes simulées	128
5.1.2.3	Paramètres introduits dans la simulation	128
5.1.2.4	Photométrie	134
5.2	Simulation d'images et efficacité de détection	135
5.2.1	Simulation d'images	137
5.2.2	Traitement des images	137
5.2.3	Reconstruction des SNe Ia simulées	137
5.2.4	Efficacité de détection	138
6	Sélection photométrique	145
6.1	Présélection	145
6.1.1	Élimination du bruit de fond	145
6.1.2	Rejet des étoiles variables	148

6.1.3	Rejet des objets lentement variables	150
6.1.4	Sélection du signal et critères de qualité	155
6.1.5	Association à un hôte	158
6.1.6	Bilan de la présélection et efficacité	158
6.2	Sélection	159
6.2.1	Ajustement du modèle SALT2	162
6.2.2	Sélection des SNe Ia	166
6.2.2.1	Temps de montée et de descente	166
6.2.2.2	χ^2 SALT2	167
6.2.2.3	Diagrammes couleur-magnitude	167
6.2.2.4	Couleur et stretch	168
6.2.3	Bilan de la sélection	172
7	Science	177
7.1	Propriétés des objets sélectionnés	177
7.1.1	Magnitude i' observée et redshift galactique	177
7.1.2	Couleur et stretch	181
7.1.3	Impact sur le module de distance	184
7.2	Cosmologie	191
7.3	Galaxies hôtes	193
7.4	Améliorations possibles pour ce type d'analyse	196
7.4.1	Photométrie	196
7.4.2	Simulation numérique de courbes de lumière	196
7.4.3	Sélection	197
7.4.4	Etalonnage	197
7.4.5	Recherche des effets systématiques	198
7.4.6	Migration	198
	Glossaire	205
	Bibliographie	215
	Table des figures	217
	Liste des Tableaux	221

Introduction

La cosmologie est une science récente. Elle a vu le jour au xx^e siècle tant du point de vue observationnel, suite aux progrès techniques réalisés dans le domaine instrumental, que du point de vue théorique grâce à la découverte de fondements encore jamais mis en défaut : la relativité générale d'Albert Einstein.

La cosmologie a depuis subi quelques révolutions. La découverte de l'expansion de l'Univers par Edwin Hubble en 1929 fut sans doute la plus remarquable car elle enterra l'idée d'un Univers immuable. Par cela même, c'est également cette découverte qui amorça l'émergence de la théorie du Big-Bang. Dans les années 1970, l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales montraient un désaccord flagrant entre la masse nécessaire pour les expliquer et la masse visible estimée de ces galaxies. Une composante de *matière noire* devait donc exister et composer près de 80 % de la matière dans l'Univers. Le dernier rebondissement date de 1998, quand les premiers grands relevés de supernovae de type Ia (SNe Ia) démontrèrent que l'expansion de l'Univers était accélérée. Une mystérieuse *énergie noire* était introduite dans les équations.

Les données accumulées jusqu'à la fin du xx^e siècle ne permettent pas de trancher sur les différentes natures possibles pour cette énergie noire (constante cosmologique, quintessence...), plus exactement sur la valeur de son équation d'état w , rapport de sa pression sur sa densité. C'est pourquoi le SuperNova Legacy Survey (SNLS) fut imaginé dans le but de réaliser un grand relevé systématique de SNe Ia sur 5 ans. Il a ainsi observé environ 500 SNe Ia de septembre 2003 à juin 2008. L'analyse des données de ces cinq années d'observation est actuellement en cours et la précision attendue sur w est de 5 %.

La procédure de sélection des SNe Ia du SNLS est basée sur une sélection en temps réel et une confirmation spectroscopique de chaque événement. La nécessité d'un bon rapport signal sur bruit et les décisions humaines liées à la soumission spectroscopique peuvent être à l'origine de possibles biais dans cette procédure. En particulier, nous nous attendons à sélectionner les SNe Ia les plus brillantes à partir d'une certain redshift. De plus, les futurs grands relevés incluant des observations de SNe Ia – tels que le Dark Energy Survey ou le Large Synoptic Survey Telescope – observeront des centaines de milliers voire des millions de SNe Ia. Il ne leur sera donc pas possible d'avoir un recours systématique à la spectroscopie.

C'est pourquoi mes travaux de thèse se sont orientés vers le développement d'une procédure de sélection purement photométrique. Le but de cette étude est double. Il s'agit de confirmer les possibles biais dans la sélection spectroscopique du SNLS et

de déterminer leur conséquence sur le module de distance. Puis d'étudier la faisabilité d'une analyse purement photométrique dans la perspective des futurs grands projets en cosmologie.

Dans un premier chapitre, et puisque ce sont les objets qui nous servent à retracer l'histoire de l'Univers, je décrirai les supernovae. Après une courte introduction sur les différents scénarios d'évolution stellaire, je m'attarderai plus en détail sur les propriétés physiques des supernovae, plus particulièrement celles qui sont utilisées en cosmologie : les SNe Ia.

Le deuxième chapitre sera consacré au cadre cosmologique dans lequel mes travaux s'inscrivent. Nous verrons comment les paramètres du *modèle standard cosmologique* tels que la constante de Hubble H_0 , la densité de matière Ω_M , la densité d'énergie noire Ω_Λ ou encore son équation d'état w peuvent être contraints par l'observation des SNe Ia. Je présenterai également les autres sondes cosmologiques qui semblent susciter le plus d'intérêt pour les futurs projets.

Dans le troisième chapitre, je décrirai le contexte général dans lequel s'inscrit l'expérience. Je passerai en revue les différents relevés du Canada France Hawai Telescope Legacy Surcey (CFHTLS). Je m'attarderai ensuite sur la méthode de recherche novatrice des SNe Ia que le relevé profond (celui utilisé par le SNLS) a permis de mettre en place ainsi que les principales étapes de la sélection en temps réel du SNLS.

La quatrième chapitre décrira chacune des étapes de la procédure différée du traitement des données utilisée pour mener à bien mes travaux. Depuis les images brutes sorties directement du télescope jusqu'à la caractérisation des courbes de lumière des objets détectés, je détaillerai les outils de traitement des données et de filtrage mis en place par mes soins et les diverses optimisations apportées aux algorithmes déjà existants.

Le cinquième chapitre regroupera les descriptions des différents outils utilisés durant mon analyse. Je présenterai le modèle de courbes de lumière SALT2 développé par la collaboration (Guy et al. 2007 [37]) et son utilisation pour la cosmologie. Je décrirai également les caractéristiques de ma simulation de courbes de lumière de SNe Ia réalisée dans le but de guider ma sélection photométrique et d'en déterminer l'efficacité. L'utilisation de la simulation d'images développée par la collaboration (Pascal Ripoché 2007 [74]) afin de déterminer notre efficacité de détection sera également abordée.

La sélection purement photométrique des SNe Ia sera décrite dans le sixième chapitre. Les étapes permettant d'éliminer le bruit de fond y seront relatées pour en venir à la sélection des candidats sur des critères physiques. Les critères de sélection caractéristiques des SNe Ia seront tirés uniquement des courbes de lumière.

Enfin, le septième chapitre sera consacré à l'analyse des données issues de ma sélection photométrique. Une comparaison du sous-lot des événements issus de l'analyse en temps réel du SNLS et retrouvé dans le cadre de ma sélection avec le reste des événements sélectionnés sera réalisée. Cette comparaison est susceptible de confirmer le biais de sélection engendré par le recours systématique à la spectroscopie et son impact sur le module de distance. De plus, un ajustement cosmologique réalisé sur l'échantillon total permettra de déterminer la pertinence d'une analyse purement photométrique pour la cosmologie. Pour finir, je jeterai un regard critique sur mes travaux et donnerai les voies

d'amélioration qui me semblent les plus prometteuses.

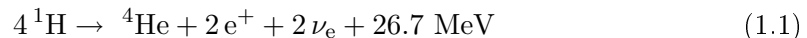
Chapitre 1

Les Supernovae

1.1 Généralités

1.1.1 Evolution stellaire

Selon le scénario classique, les étoiles passent la majeure partie de leur vie à transformer l'hydrogène en hélium au cours de réactions de fusion nucléaire ayant lieu en leur coeur :



Elles traversent alors une phase du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) appelée *séquence principale* (voir figure 1.1).

Le diagramme de Hertzsprung-Russell représente la magnitude absolue d'une étoile en fonction de sa classe spectrale.

La *magnitude* m d'un objet, dans une bande de longueurs d'onde, est donnée par le rapport entre le flux Φ enregistré pour l'objet et un flux de référence (celui de l'étoile Vega pour le système de magnitude Vega par exemple) enregistré dans la même bande :

$$m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\Phi_{\text{objet}}}{\Phi_{\text{Vega}}} \right) \quad (1.2)$$

La *magnitude absolue* est simplement la magnitude qu'aurait cet objet si nous le regardions à une distance de 10 pc¹ ou encore 32.6 al².

Nous utiliserons également plus tard la *magnitude apparente*. Il s'agit de la magnitude qu'aurait un objet s'il était observé dans son référentiel.

Les classes spectrales sont définies en fonction de la présence ou l'absence de certaines raies. Cela caractérise également la température de surface de l'astre et donc sa couleur (maximum de flux vers les basses ou hautes longueurs d'onde, vers le bleu ou le rouge). La couleur est souvent définie comme étant la différence entre la magnitude de l'objet

¹Le parsec correspond à la distance à laquelle le système Terre-Soleil est vu sous 1 seconde d'arc, 1 pc \simeq 3.26 al ou encore 3.09×10^{16} m.

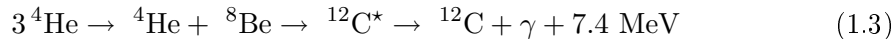
²L'année-lumière correspond à la distance parcourue en un an en voyageant à la vitesse de la lumière ($\simeq 3 \times 10^8$ m.s⁻¹), 1 al $\simeq 9.46 \times 10^{15}$ m.

dans la bande bleue ($m_B, \bar{\lambda}_B \simeq 430 \text{ nm}$) et sa magnitude dans la bande verte ($m_V, \bar{\lambda}_V \simeq 550 \text{ nm}$) du système standard de Bessel (Bessel et al. 1990 [14]).

La phase séquence principale peut durer de quelques millions d'années (pour les étoiles les plus massives, $M_\star \simeq 100 M_\odot$ ³) à plusieurs milliards d'années (pour les étoiles les plus légères, $M_\star \simeq 0.1 M_\odot$). Deux forces s'appliquent alors sur le système : la force de gravitation, qui tend à faire s'effondrer l'astre sur lui même, et les forces de pression engendrées par les réactions de fusion nucléaire. Sur la séquence principale, ces deux forces se compensent et l'étoile se trouve en équilibre hydrostatique, sa luminosité et sa température sont stables.

Une étoile quitte la séquence principale lorsqu'elle a consommé tout l'hydrogène de son coeur. La pression hydrostatique n'est alors plus suffisante pour compenser la gravité et l'astre commence à se contracter. La température du coeur augmente alors (conservation de l'énergie) et provoque l'allumage des couches d'hydrogène entourant le coeur d'hélium. La fusion de cette coquille engendre une pression de radiation telle que les couches extérieures de l'étoile se dilatent et finissent par se refroidir. L'étoile apparaît alors brillante, de grande taille et froide, elle se déplace vers la zone des *géantes rouges* du diagramme de Hertzsprung-Russell.

Pendant ce temps, le coeur continue sa contraction. Lorsqu'il atteint une densité et une température suffisantes (10^8 K), les réactions de fusion de l'hélium s'amorcent. Mais le système ne revient pas de suite à l'équilibre hydrostatique et les réactions nucléaires s'emballent, c'est le *flash de l'hélium* :



Lors du flash de l'hélium, la pression augmente et s'accompagne d'une dilatation du coeur. La pression dans la coquille d'hydrogène qui brûle diminue et la combustion s'arrête. Les couches extérieures de l'étoile se contractent, elle apparaît moins brillante.

Lors de cette étape le coeur d'hélium achève sa combustion en carbone et oxygène, et se contracte à nouveau. Suivant le scénario décrit précédemment, une coquille d'hélium en fusion se forme autour du coeur et la géante rouge devient encore plus brillante.

L'évolution de l'étoile dépend alors fortement de sa masse initiale. Les étoiles dont la masse excède $8 M_\odot$ se transforment en *supergéantes* avant d'exploser en *supernovae gravitationnelles* (voir section 1.2). Les autres se refroidissent progressivement pour devenir des astres inertes, les *naines blanches*. Dans ce cas, si l'étoile fait partie d'un système binaire (environ la moitié des systèmes), elle peut poursuivre son évolution en accrétant de la matière provenant de son compagnon. Cela peut conduire à une *supernova thermonucléaire* (voir section 1.3).

1.1.2 Petit historique

Depuis l'antiquité, les astronomes ont gardé des traces dans leurs archives mentionnant des étoiles nouvelles – ou *novae stella*. Ces événements rares, souvent interprétés comme un présage, apparaissaient dans le ciel et brillaient quelques semaines avant de disparaître.

³La masse solaire est de $1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$.

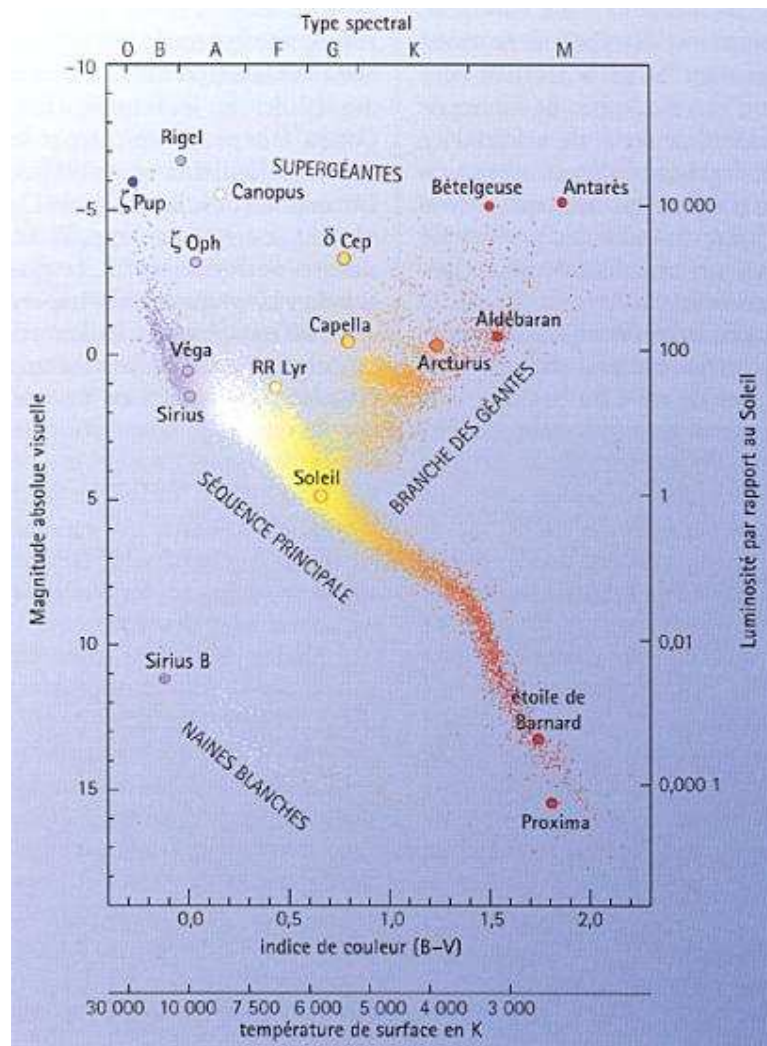


FIG. 1.1 – Le diagramme Hertzsprung-Russel décrit la luminosité des étoiles en fonction de leur couleur. La majorité des étoiles occupent la diagonale de ce diagramme appelée séquence principale. Elles y passent la plus grande partie de leur vie avant d'évoluer vers d'autres régions

Les premières supernovae attestées sont relatées dans les archives chinoises : elles sont apparues en 185 et 369. Même si les données photométriques concernant la première d'entre elles sont imprécises, la description de sa courbe de lumière fait état d'une durée de 20 mois et d'un passage par un maximum de luminosité avant de décroître.

Ces événements étant rares, seulement six d'entre eux furent visibles à l'œil nu au cours du dernier millénaire. Il faut également qu'ils aient eu lieu dans la voie lactée ou une galaxie proche, satellite de la nôtre :

- SN 1006 : observée dans la constellation du loup par les chinois, les japonais, les coréens, les égyptiens, les arabes et les européens, il s'agit probablement de la supernova la plus brillante de l'Histoire. Visible en plein jour, sa magnitude devait être comprise entre -7.5 et -9 .
- SN 1054 : moins lumineuse que celle de 1006, elle reste célèbre car elle est à l'origine de la Nébuleuse⁴ du Crabe. Les chinois ont rapporté qu'elle fut visible en plein jour pendant 23 jours et visible de nuit pendant près de deux ans. Sa magnitude fut de l'ordre de -5 . La découverte d'un pulsar⁵ en son centre en 1968 a permis de confirmer les scénarios de supernovae gravitationnelles.
- SN 1181 : seulement observée par les chinois et les japonais, la nébuleuse à qui elle donnera naissance contient elle aussi un pulsar en son centre
- SN 1572 : observée par l'astronome Tycho Brahé, cette supernova était également visible en plein jour avec une magnitude de -4 . Elle resta dans le ciel nocturne pendant un an et demi. On pense qu'il s'agit d'une supernova thermonucléaire (voir section 1.3) car la nébuleuse restante est plus petite et moins lumineuse que celles des supernovae gravitationnelles.
- SN 1604 : observée par l'astronome Johannes Kepler, nous conservons comme pour la supernova de 1572, des données précises sur sa courbe de lumière. Elle fut visible pendant 18 mois et on estime sa magnitude à -2.5 . C'est la dernière supernova galactique pour laquelle nous disposons de preuves observationnelles.
- SN 1987A : distante d'environ 50 kpc, elle a explosé dans le Grand Nuage de Magellan. Elle fut étudiée, de par sa proximité, sur un large domaine spectral (rayons X, UV, optique et radio) et fut à l'origine d'un flux de neutrinos détecté sur terre, ce qui permit de valider une partie des modèles d'explosion de supernovae gravitationnelles (voir section 1.2).

A cela il faut probablement ajouter une supernova en 1680, associée à la source radio Cassiopée A (la plus brillante du ciel radio), dont l'âge est estimé à un peu plus de deux siècles. Aucune observation contemporaine n'a cependant été retrouvée, sauf peut-être chez l'astronome anglais Flamsteed qui l'observa comme une étoile à la limite de la visibilité à l'œil nu, d'une magnitude de 6.

Le nombre de supernovae observées dans notre galaxie en 1 000 ans nous renseigne sur la fréquence du phénomène. Néanmoins, à cause de l'obscurité par les poussières, et de possibles événements qui auraient échappé à l'observation – comme la supernova

⁴On désigne par nébuleuse toute région du milieu interstellaire riche en gaz ionisé et/ou en poussières.

⁵Etoile à neutrons (voir section 1.2) ayant un axe d'émission électromagnétique non confondu avec son axe de rotation. L'axe d'émission revient périodiquement dans la direction d'un observateur. Ce dernier observe alors un signal pulsé d'où le nom de pulsar.

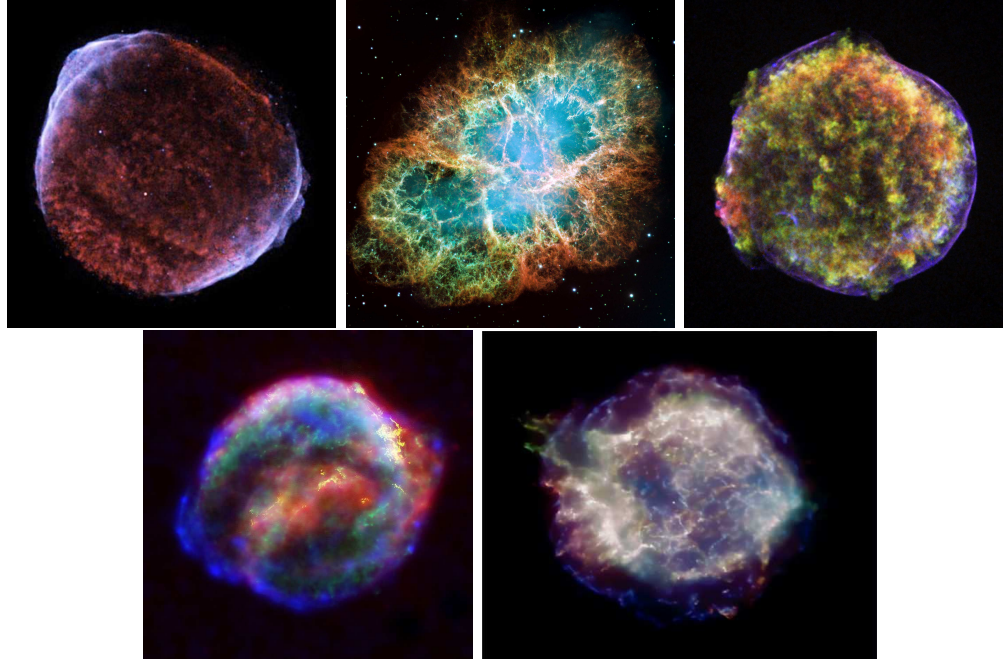


FIG. 1.2 – Les restes des supernovae SN1006, SN1054 (nébuleuse du crabe), SN1572, SN1604 et SN 1680 observées dans différentes longueurs d’onde (des rayons X jusqu’aux infrarouges).

de 1680, cela nous fournit plutôt une limite inférieure sur le taux d’explosion.

Pour plus de détails sur ces supernovae historiques, on pourra consulter Montmerle & Prantzos 1988 [63].

En 1934, Zwicky et Baade lancèrent un vaste programme de recherche systématique de supernovae. Le projet les amena à observer 281 événements sur des distances cosmologiques (plusieurs millions d’années-lumière) et s’acheva en 1975.

Du point de vue théorique, ce relevé permit d’élaborer dès 1934 les premiers modèles d’explosion mettant en jeu l’effondrement d’une étoile (Baade et Zwicky 1934 [6]). Ce scénario est aujourd’hui communément admis pour expliquer les supernovae de types Ib/c et II (voir section 1.1.3). Les différents mécanismes qui interviennent dans les modèles actuels ont été imaginés par de nombreux physiciens. Ainsi, Gamow et Schönberg (Gamow et Schönberg 1941 [34]) attribuèrent le déclenchement de l’effondrement aux processus de production de neutrinos. Hoyle (Hoyle 1946 [44]) et Burbidge (Burbidge 1957 [18]), quant à eux, tenaient pour responsable la photodésintégration du fer, principal constituant des étoiles évoluées.

Plus tard, en 1960, Hoyle et Fowler (Hoyle et Fowler[45]) proposèrent un modèle décrivant une supernova comme étant l’explosion thermonucléaire d’une naine blanche au sein d’un système binaire. Malgré de nombreuses incertitudes sur la nature des progéniteurs et le mécanisme d’explosion, ce scénario reste à l’heure actuelle le meilleur candidat pour expliquer les supernovae thermonucléaires.

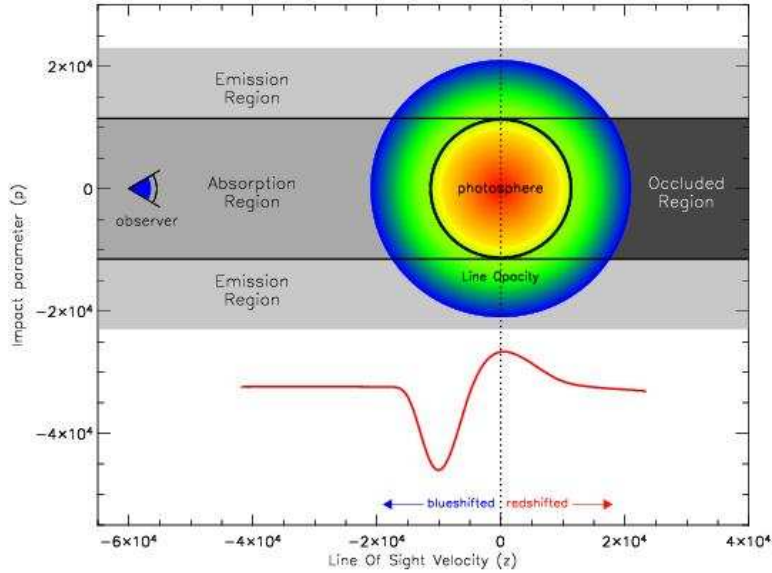


FIG. 1.3 – Formation du profil en P-Cygni des raies du spectre d'une supernova : la partie de la photosphère située entre l'observateur et le coeur de l'étoile est vue en absorption et décalée vers le bleu, le reste de la photosphère est vu en émission. Les figures 1.3, 1.4 et 1.5 sont tirées du cours de R. Ciardullo du Department of Astronomy and Astrophysics, Penn State University.

1.1.3 Classification observationnelle

L'étude statistique des supernovae a permis de mettre en évidence leurs différences tant du point de vue de leur luminosité, de l'évolution de celle-ci dans le temps (courbes de lumière) que de leurs propriétés spectrales.

En 1941, Minkowski établit la première classification spectrale (Minkowski 1941 [62]). Il identifie deux catégories de supernovae, celles qui n'ont pas de raies d'hydrogène dans leur spectre (type I) et celles qui en ont (type II).

La classification des supernovae est aujourd'hui établie suivant les propriétés de leur spectre (Filippenko 1997 [31] et Turatto 2003 [85]), plus précisément si ce dernier comporte ou non certaines raies d'absorption. Les supernovae étant des objets transitoires, leurs caractéristiques spectrales évoluent rapidement avec le temps et correspondent aux différentes phases de l'explosion de l'étoile :

- juste après l'explosion, l'enveloppe de l'étoile est en expansion très rapide, opaque au rayonnement, et le spectre présente des raies en absorption : on appelle cette phase la *phase photosphérique*. Les raies sont souvent déformées par l'effet Doppler et adoptent un profil en P-Cygni (voir figure 1.3), la forme et la largeur des raies permettent alors d'estimer la vitesse d'expansion ;
- quelques semaines plus tard, le milieu devient transparent et on observe des raies en émission, quand les couches externes de l'étoile deviennent visibles : c'est la *phase nébulaire*.

La classification spectrale (voir figure 1.4) correspond à des spectres mesurés dans la phase photosphérique, près du maximum de luminosité.

1.1.3.1 Type I : absence d'hydrogène

L'hydrogène étant l'élément le plus abondant de l'Univers, et le constituant principal des étoiles, l'absence des raies qui le caractérisent dans le spectre des supernovae de type I permet d'obtenir des indices sur leurs progéniteurs : ce sont certainement des étoiles qui ont perdu au cours de leur histoire leur enveloppe d'hydrogène. On distingue trois sous-classes de SNe I :

- Type Ia : présence des raies du silicium ionisé (SiII) ;
- Type Ib : absence des raies du silicium, présence de raies de l'hélium ;
- Type Ic : absence des raies du silicium et de l'hélium.

1.1.3.2 Type II : présence d'hydrogène

On distingue là aussi deux sous-classes spectrales :

- Type IIn (ou normal) : domination des raies de l'hydrogène ;
- Type IIb : domination des raies de l'hélium.

Il faut noter que le type IIn est lui-même subdivisé en deux sous-classes photométriques, selon la forme des courbes de lumière (voir figure 1.5) :

- Type IIP : supernovae dont la courbe de lumière possède, après le maximum, un plateau en luminosité qui peut durer jusqu'à deux mois. La luminosité ne décroît alors presque pas ;
- Type IIL : supernovae dont la courbe de lumière décroît très rapidement et de façon linéaire après le maximum.

1.1.3.3 Courbes de lumière

La luminosité d'une supernova connaît deux phases : une augmentation très rapide généralement pendant la quinzaine de jours qui suivent l'explosion, et une diminution plus lente durant les mois qui suivent le maximum de luminosité (le flux est divisé par un facteur 100 en 6 mois). Les courbes de lumière présentent de grandes variations d'une supernova à une autre, à l'exception des supernovae de type Ia (SNe Ia).

En effet, les courbes de lumière de ces dernières possèdent de grandes similitudes, de plus, la dispersion des valeurs prises par leur luminosité au maximum est nettement plus faible que celle des autres supernovae. Elle est en effet d'environ $\pm 40\%$ autour d'une moyenne de $10^{10} L_{\odot}$ ⁶, ce qui en fait les supernovae les plus brillantes, typiquement d'un facteur 10 en flux par rapport aux SNe Ib/c et SNe II.

1.1.3.4 Supernovae particulières

Si la majorité des supernovae se classent dans les catégories précédentes, il existe aussi des supernovae particulières qui ne suivent pas l'ensemble des critères de classification

⁶La luminosité solaire est d'environ 10^{25} W.

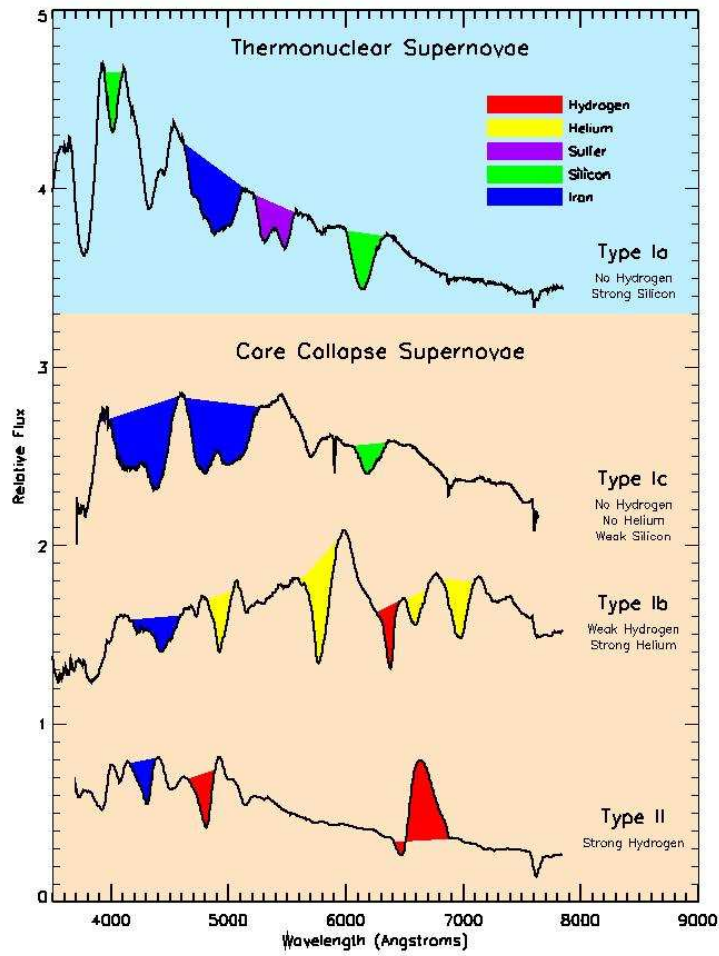


FIG. 1.4 – Différents type de spectres de supernovae avec les raies correspondant aux éléments qui les caractérisent (l'échelle verticale représente le flux par unité de longueur d'onde $d\phi/d\lambda$)

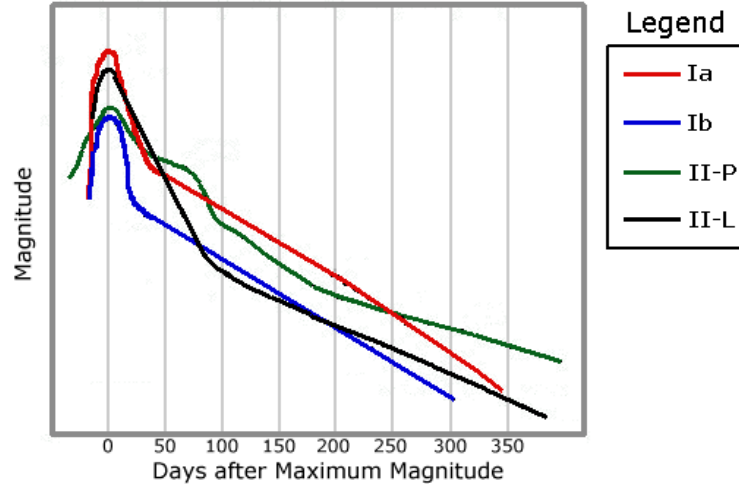


FIG. 1.5 – Courbes de lumière en bande B ($\bar{\lambda}_B \simeq 430$ nm) des différents types de supernovae (Wheeler et Harkness 1990 [90]). La courbe de lumière de la SN Ib est ici une moyenne des courbes de lumière d'une SN Ib et d'une SN Ic.

de leur catégorie.

36 % des SNe Ia dans l'Univers local seraient « particulières » (Li et al. 2001 [55]) : 20 % sur-lumineuses (comme la supernova 1991T, plus lumineuse de 40 % qu'une SN Ia standard), et 16 % sous-lumineuses (comme la supernova 1991bg, moins lumineuse de 2 magnitudes). Si ce résultat était confirmé, cela pourrait remettre en question, ou, tout du moins, compliquer l'utilisation des SNe Ia comme « chandelles standard » en cosmologie (voir sections 1.3 et 2.3).

A ce jour, une seule SN Ia particulière a été découverte à grand redshift dans les données du SNLS. Située à un redshift de 0.24, 03D3bb est deux fois plus brillante en bande V qu'une SN Ia typique. Ce phénomène impose un progéniteur dont la masse serait supérieure à la masse de Chandrasekhar (masse limite de stabilité pour le coeur d'une étoile : $M_{Ch} = 1.4 M_{\odot}$). Deux solutions ont été retenues pour expliquer l'existence d'une telle supernova : d'une part un modèle impliquant un progéniteur en rotation rapide capable de supporter dans ces extrêmes conditions une masse effectivement supérieure à M_{Ch} ; d'autre part, un scénario faisant intervenir une collision entre deux étoiles (voir section 1.3.3.3), chacune de masse inférieure à M_{Ch} (Howell et al. 2006 [42]).

Par ailleurs, certaines supernovae de type Ib/c ou IIn ont une énergie d'explosion particulièrement élevée (estimée supérieure à 10^{45} J, soit 10 fois plus que les SNe Ia). On les appelle *hypernovae*. Elles pourraient être en rapport avec une partie des sursauts gamma (voir Paczynski 1998 [68] ou plus récemment Della Valle 2005 [26] et Della Valle 2007 [27]) voire à leur origine.

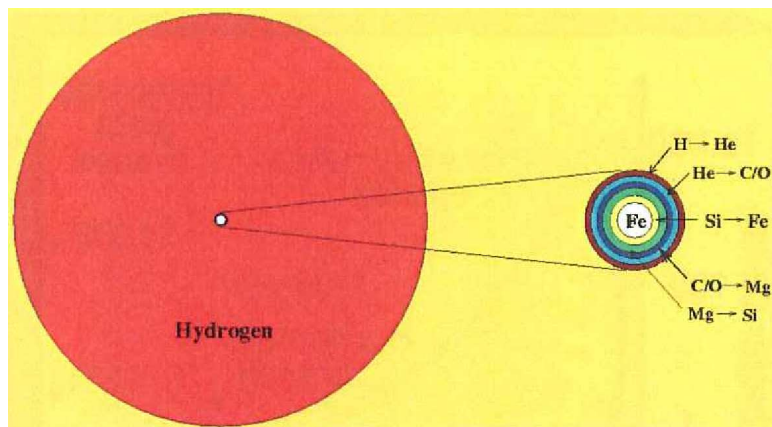


FIG. 1.6 – Schéma de la structure en « pelure d'oignon » adoptée par une *supergéante*. L'étoile est principalement constituée d'une gigantesque enveloppe d'hydrogène. Plusieurs coquilles d'éléments de plus en plus lourds fusionnent jusqu'au coeur de fer.

1.2 Les supernovae gravitationnelles

Pour une étoile de masse initiale supérieure à $8 M_{\odot}$, les modèles prévoient la poursuite des processus de fusion après le stade de géante rouge. En effet, l'énergie gravitationnelle est suffisante pour enclencher la fusion du carbone (à une température de 6×10^8 K) puis celle de l'oxygène (à une température de 1.5×10^9 K) pour former du néon, du sodium et du magnésium.

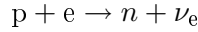
Le coeur de l'étoile s'échauffe encore pour amorcer la fusion du magnésium et produire de l'aluminium, du silicium, du phosphore et du soufre. Quand le coeur atteint 2.7×10^9 K, le silicium fusionne pour donner du fer, du cobalt et du nickel. L'étoile adopte une structure en « pelure d'oignon », constituée de couches successives de magnésium, d'oxygène, de carbone, d'hélium et d'hydrogène autour du coeur de silicium.

Les réactions de fusion s'arrêtent au fer et au nickel⁷. C'est alors la pression du gaz d'électrons dégénérés qui assure l'équilibre du coeur de l'étoile. En effet, la densité atteinte au niveau du coeur de l'étoile est telle que les électrons sont confinés dans de très petits volumes d'espace. Les principes d'exclusion de Pauli et d'incertitude d'Einsenberg entrent alors en jeu et contraignent les électrons à prendre de grandes valeurs d'impulsion (occupation de l'espace des phases $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z$). Dans ce cas, la pression ne dépend plus de la température du système mais uniquement du nombre de particules qui fixe directement le niveau de Fermi.

Le rayon de l'étoile peut atteindre au cours de cette phase des centaines de fois celui du soleil et sa luminosité des centaines de milliers de fois celle du soleil. C'est une *supergéante* (voir figure 1.6). Cependant, la fusion des éléments plus légers sur les couches périphériques se poursuit et contribue à accroître la masse du coeur de fer. Lorsque

⁷Le fer et le nickel sont les éléments les plus stables car ils possèdent les énergies de liaison par nucléon les plus importantes.

celle-ci atteint la limite de Chandrasekhar ($M_{\text{Ch}} = 1.4 M_{\odot}$), la pression des électrons dégénérés ne compense plus l'effondrement gravitationnel. Le coeur se contracte sur lui-même en environ 10^{-1} s et la densité atteint la densité nucléaire ($\rho \sim 10^{14}$ g.cm $^{-3}$). Les électrons sont alors capturés par les noyaux et la conversion des protons en neutrons a lieu suivant la réaction :



L'étoile devient alors une *étoile à neutrons*.

L'effondrement du coeur n'est arrêté que par la pression du gaz de neutrons dégénérés⁸. Les couches périphériques rebondissent alors brutalement sur le coeur et une onde de choc se propage vers l'extérieur. Elle rencontre les couches externes de l'étoile qui continuent de tomber en chute libre. La majeure partie de l'énergie contenue dans l'onde de choc est dissipée par une combustion nucléaire explosive (la capture de neutrons permet la formation d'éléments lourds jusqu'à l'uranium et en enrichie donc le milieu interstellaire) si bien que l'étoile n'explorerait pas si un autre phénomène n'intervenait pas : le « réchauffage » par les neutrinos.

L'effondrement gravitationnel du coeur engendre une densité si élevée que seuls les neutrinos peuvent s'en échapper. Il emportent une énergie que nous pouvons estimer en considérant une masse proche de celle de Chandrasekhar pour le coeur de l'étoile. Avant l'effondrement, l'énergie gravitationnelle est :

$$E_{\text{grav}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.4)$$

avec $M = M_{\text{Ch}} \simeq 1.4 M_{\odot}$ et $R = 10\,000$ km. Et après l'effondrement :

$$E'_{\text{grav}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{r} \quad (1.5)$$

avec $r = 10$ km.

La conservation de l'énergie impose que les neutrinos emportent la différence sous forme d'énergie cinétique. Or, $|E_{\text{grav}}| \ll |E'_{\text{grav}}|$ et finalement :

$$E_{\nu} = E_{\text{grav}} - E'_{\text{grav}} \simeq -E'_{\text{grav}} \quad (1.6)$$

$$E_{\nu} \simeq 3 \times 10^{46} \text{ J} \quad (1.7)$$

Cette énergie est dissipée sur une dizaine de seconde, ce qui donne finalement une luminosité en neutrinos de l'ordre de 10^{45} W, 20 ordres de grandeur au dessus de celle du soleil ($L_{\odot} \sim 10^{25}$ W).

Pendant les quelques secondes de la formation de l'étoile à neutrons, l'étoile émet donc autant de neutrinos que l'ensemble des étoiles de l'ensemble des galaxies de l'Univers observable. Dans un milieu dont la densité est la densité nucléaire, l'interaction

⁸Remarquons que si la masse du coeur de l'étoile est supérieure à une limite située entre $2.4 M_{\odot}$ et $3.2 M_{\odot}$ (limite d'Oppenheimer-Volkoff), ce qui correspond à une masse initiale totale d'environ $30 M_{\odot}$, cette pression n'est pas suffisante pour contrebalancer la force gravitationnelle et l'effondrement continue inéluctablement. On assiste alors à la formation d'un *trou noir*.

des neutrinos avec la matière est non négligeable et ils contribuent fortement à l'onde de choc. Les modèles montrent qu'il leur suffit de déposer une petite fraction de leur énergie (1 %) dans les couches denses en amont du choc pour que l'étoile explose et devienne une *supernova gravitationnelle*.

Selon le type de supergéante (bleue, rouge), la masse initiale, la composition de son atmosphère et sa configuration (système binaire ou non), de grandes variations peuvent exister dans les valeurs de la luminosité, la composition des éjectas, la forme des courbes de lumière et les spectres.

On pense par exemple que les SNe Ib/c sont des étoiles très massives dont les vents stellaires ont soufflé l'enveloppe d'hydrogène (pour les SNe Ib) et les enveloppes d'hydrogène et d'hélium (pour les SNe Ic) avant l'explosion, d'où l'absence de ces éléments dans les spectres de ces événements.

Une supernova gravitationnelle libère donc en moyenne 10^{46} J. 99 % de cette énergie est emportée sous forme de neutrinos tandis qu'environ 1 % est convertie en énergie cinétique des éjectas et seulement 0.01 % est émise sous forme lumineuse. Cela a pu être vérifié récemment avec SN1987A (Kunkel et al. 1987 [52]).

1.3 Les supernovae thermonucléaires

Nous allons ici décrire les processus qui, selon le modèle communément admis, interviennent dans le scénario de supernova thermonucléaire.

1.3.1 La naine blanche

Les étoiles de moins de $8 M_{\odot}$ ayant terminé la fusion de l'hélium en leur coeur et se trouvant au bout de la région des géantes rouges sur le diagramme de Hertzsprung-Russell sont constituées de :

- un coeur de carbone et d'oxygène (quelques milliers de kilomètres de diamètre) se contractant sous l'effet de la gravitation ;
- une fine coquille d'hélium fusionnant en carbone et oxygène ;
- une fine coquille d'hydrogène fusionnant en hélium autour de la coquille d'hélium ;
- une gigantesque enveloppe d'hydrogène dont le rayon peut atteindre plusieurs centaines de millions de kilomètres.

A la surface de l'enveloppe d'hydrogène, la gravité est extrêmement faible car son rayon est très important. Des particules de vents stellaires s'échappent du coeur dense à des vitesses élevées et entraînent ainsi peu à peu l'atmosphère de l'étoile. Il ne reste bientôt plus qu'un coeur de carbone et d'oxygène très chaud et une très fine enveloppe d'hydrogène et d'hélium. Le coeur de l'étoile continue de se contracter et de se refroidir jusqu'au moment où seule la pression des électrons dégénérés arrête l'effondrement (l'équilibre hydrostatique est rompu car les réactions de fusion se sont arrêtées). L'étoile est alors devenue une *naine blanche*.

L'ordre de grandeur du rayon d'une naine blanche peut être calculé assez simplement. L'impulsion de Fermi est tout d'abord trouvée en considérant N_e électrons dans un

volume $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ avec R le rayon de l'étoile. En plaçant deux électrons dans chaque cellule de l'espace des phases $(\Delta r \Delta p)^3 = (2\pi\hbar)^3$, nous obtenons :

$$\frac{4\pi}{3} p_F^3 = N_e \frac{(2\pi\hbar)^3}{2} \frac{1}{\frac{4\pi R^3}{3}} \quad (1.8)$$

L'impulsion moyenne est :

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\int_0^{p_F} p^2 p^2 dp}{\int_0^{p_F} p^2 dp} = \frac{3}{5} p_F^2 \quad (1.9)$$

L'énergie de l'étoile peut être approximée par :

$$E \sim N_e \sqrt{\langle p^2 \rangle c^2 + m_e^2 c^4} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.10)$$

avec M la masse de la naine blanche.

En reprenant l'équation 1.8, nous pouvons calculer :

$$\frac{4\pi}{3} R^3 = N_e \frac{(2\pi\hbar)^3}{2} \frac{1}{\frac{4\pi p_F^3}{3}} \quad (1.11)$$

$$R = N_e^{\frac{1}{3}} \frac{2\pi\hbar}{2^{\frac{1}{3}}} \frac{1}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{2}{3}} p_F} \quad (1.12)$$

et donc :

$$E \sim N_e \sqrt{\frac{3}{5} p_F^2 + m_e^2 c^4} - \frac{3Gm_p^2 N_b^2}{5N_e^{\frac{1}{3}}} \frac{p_F}{2\pi\hbar} \left(\frac{32\pi^2}{9}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.13)$$

où N_b est le nombre de baryons qui peut être estimé en fonction de la masse totale de l'étoile M et la masse d'un nucléon m_p : $N_b = M/m_p \simeq 2N_e$.

En dérivant par rapport à l'impulsion de Fermi et en négligeant les facteurs multiplicatifs, le minimum d'énergie est trouvé pour :

$$\frac{p_F}{\sqrt{p_F^2 + m_e^2 c^2}} = \frac{Gm_p^2 N_b^2}{\hbar c N_e^{\frac{4}{3}}} = \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.14)$$

où nous avons introduit N_c :

$$N_c = \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_e}{N_b}\right)^2 \quad (1.15)$$

qui est le nombre de baryons critique correspondant à la masse de Chandrasekhar :

$$M_{\text{Ch}} \simeq N_c m_p \quad (1.16)$$

$$p_F = \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{p_F^2 + m_e^2 c^2} \quad (1.17)$$

$$p_F^2 = \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}} (p_F^2 + m_e^2 c^2) \quad (1.18)$$

$$p_F^2 \left(1 - \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}}\right) = \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}} m_e^2 c^2 \quad (1.19)$$

$$p_F^2 = \frac{\left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}} m_e^2 c^2}{1 - \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}}} \quad (1.20)$$

$$p_F = \frac{\left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{2}{3}} m_e c}{\left(1 - \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.21)$$

Substituons maintenant p_F dans l'équation 1.12 :

$$R = \frac{N_e^{\frac{1}{3}} 2\pi\hbar \left(1 - \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{4}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}}{m_e c 2^{\frac{1}{3}} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{N_b}{N_c}\right)^{\frac{2}{3}}} \quad (1.22)$$

Avec $M = 1 M_\odot$, nous trouvons :

$$R \simeq 3 \text{ km} \quad (1.23)$$

Ce calcul est tiré de la section 8.1.2 de Fundamentals in Nuclear Physics, J.-L. Basdevant, J. Rich et M. Spiro, 2005 [10]. Le lecteur pourra également consulter le complément B au chapitre 4 de Eléments de physique statistique, B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer et B. Roulet, 2001 [28].

1.3.2 Le système binaire

Environ la moitié des étoiles que nous observons sont en réalité des systèmes multiples dont la plupart sont binaires. Dans ce système particulier, il existe deux zones délimitées par les équipotentielles gravitationnelles appelée *lobes de Roche*. Chacun des deux lobes entoure une étoile et ils se rejoignent au *point de Lagrange* L1 du système (voir figure 1.7).

Si une des étoiles est une géante rouge, son enveloppe d'hydrogène peut s'étendre au delà du point de Lagrange L1 et former un disque d'accrétion autour du compagnon.

Pour un système géante rouge–naine blanche, le gaz provenant de l'enveloppe de la géante peut rallumer les réactions de fusion nucléaire à la surface de la naine blanche. Ceci se fait de manière explosive car la naine blanche n'est plus un système à l'équilibre hydrostatique et les réactions se propagent dans toute la coquille d'hydrogène. On appelle ce phénomène une *nova*.

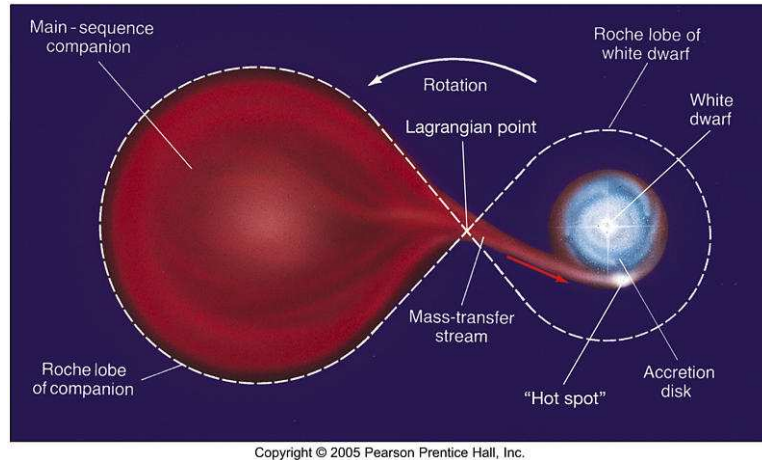


FIG. 1.7 – Vision schématique d’un système binaire géante rouge–naine blanche pour lequel l’atmosphère de la géante rouge tombe sur la naine blanche pour former un disque d’accrétion.

Les phases de combustion de la coquille d’hydrogène ont lieu périodiquement à des fréquences pouvant aller de quelques années à quelques dizaines de milliers d’années. Au moment de la combustion, la luminosité de la nova peut atteindre $5 \times 10^5 L_{\odot}$.

Un autre scénario peut cependant exister. En effet, une naine blanche n’est stable gravitationnellement que par la pression de ses électrons dégénérés et sa masse ne peut dépasser la masse de Chandrasekhar. Si l’étoile accrète progressivement de la matière de son compagnon, elle se contracte et sa température augmente. Cette élévation de température n’entraîne pas de dilatation. Si la masse de la naine blanche atteint la limite de Chandrasekhar, elle s’effondre sur elle-même et les réactions de fusion du carbone et de l’oxygène s’amorcent. Les réactions en chaîne se propagent immédiatement à l’ensemble de l’étoile qui disparaît dans une gigantesque explosion. C’est une *supernova thermonucléaire* ou *SN Ia*. Elle dégage une luminosité d’environ $10^{10} L_{\odot}$.

Même si nous ne disposons pas d’un modèle théorique unique et entièrement satisfaisant pour décrire complètement les mécanismes qui interviennent dans l’explosion des SNe Ia, il semble que l’étoile soit complètement détruite.

1.3.3 La supernova

Dans le modèle décrit ci-dessus, le progéniteur d’une SN Ia est une naine blanche qui atteint la masse de Chandrasekhar, $1.4 M_{\odot}$. Le carbone et l’oxygène la constituant ont une énergie de liaison par nucléon de 7.7 MeV. Le Nickel ^{56}Ni qui est produit dans l’explosion a quant à lui une énergie de liaison par nucléon de 8.8 MeV. Chaque réaction de fusion libère donc environ 1 MeV et on peut estimer l’énergie totale libérée en multipliant par le nombre de nucléons⁹ :

⁹En réalité, la masse de ^{56}Ni formé varie selon les modèles de $0.5 M_{\odot}$ à $1 M_{\odot}$.

$$E_{\text{Totale}} = 10^6 \text{ eV} \times 1.6 \times 10^{19} \text{ J/eV} \times \frac{1.4 \times 2 \times 10^{30} \text{ kg}}{1.67 \times 10^{-27} \text{ kg/nucléon}} \simeq 10^{44} \text{ J} \quad (1.24)$$

Une supernova thermonucléaire libère nettement moins d'énergie qu'une supernova gravitationnelle. Elle reste néanmoins plus brillante car 1 % de son énergie est émis sous forme de photons issus de la décroissance du ^{56}Ni alors que les supernovae gravitationnelles sont principalement des événements neutrinos.

1.3.3.1 Courbes de lumière

Des courbes de lumière en bande V, caractéristiques de SNe Ia, sont représentées figure 1.8. Elle ont été collectées durant la campagne d'observation d'événements proches (jusqu'à un redshift de ~ 0.1) Calán-Tololo (Hamuy et al. 1996 [38]). Si la forme globale de la courbe est reproductible, une dispersion intrinsèque existe sur la magnitude au maximum avec une déviation standard de 0.4 mag. Cette dispersion est phénoménologiquement reliée à la couleur $B - V$ (une variabilité existe sur la couleur des SNe Ia, c'est en général $B - V$ qui la caractérise, on peut éventuellement utiliser $U - B$) et au stretch (facteur d'étirement temporel, les SNe Ia ont en effet une luminosité qui varie plus ou moins rapidement) de chaque événement. Ces deux relations sont appelées *brighter-bluer* et *brighter-slower* car les supernovae sont plus brillantes lorsqu'elles sont plus bleues et plus lentes. Après correction, toutes les courbes viennent reproduire le même patron avec une dispersion résiduelle de l'ordre de 15 %.

Si ces deux relations restent purement empiriques, la relation *brighter-slower* peut être expliquée au moins qualitativement par la quantité de ^{56}Ni produite lors de l'explosion. En effet, si plus de ^{56}Ni est produit, la supernova sera plus brillante. Elle sera également plus chaude et plus opaque. Cette opacité retarde l'émission des photons par diffusion et nous observons alors une courbe de lumière plus lente (Kasen et Woosley 2007 [48]).

Le caractère reproductible de ces objets en fait de bon indicateurs de distance. L'observation des SNe Ia permet de contraindre les caractéristiques géométriques de l'Univers, comme son contenu en énergie, en comparant la magnitude apparente des SNe proches avec celle des SNe lointains.

1.3.3.2 Spectres

La classification standard en classes et sous-classes de supernovae est basée sur leurs caractéristiques spectrales. Quelques exemples de spectres pris au maximum de luminosité sont relatés figure 1.9. Nous pouvons y voir les caractéristiques spectrales propres aux SNe Ia : pas de raies de l'hydrogène ou de l'hélium, une forte présence des raies du silicium SiII, la présence de la raie du soufre SII ainsi que d'autres raies signant la présence de CaI, FeI, FeII et FeIII dans la photosphère de la naine blanche.

Cependant, s'il existe une hétérogénéité de ces événements en terme de luminosité, il en existe également une concernant leurs propriétés spectrales. Citons par exemple les supernovae 1991T et 1991bg.

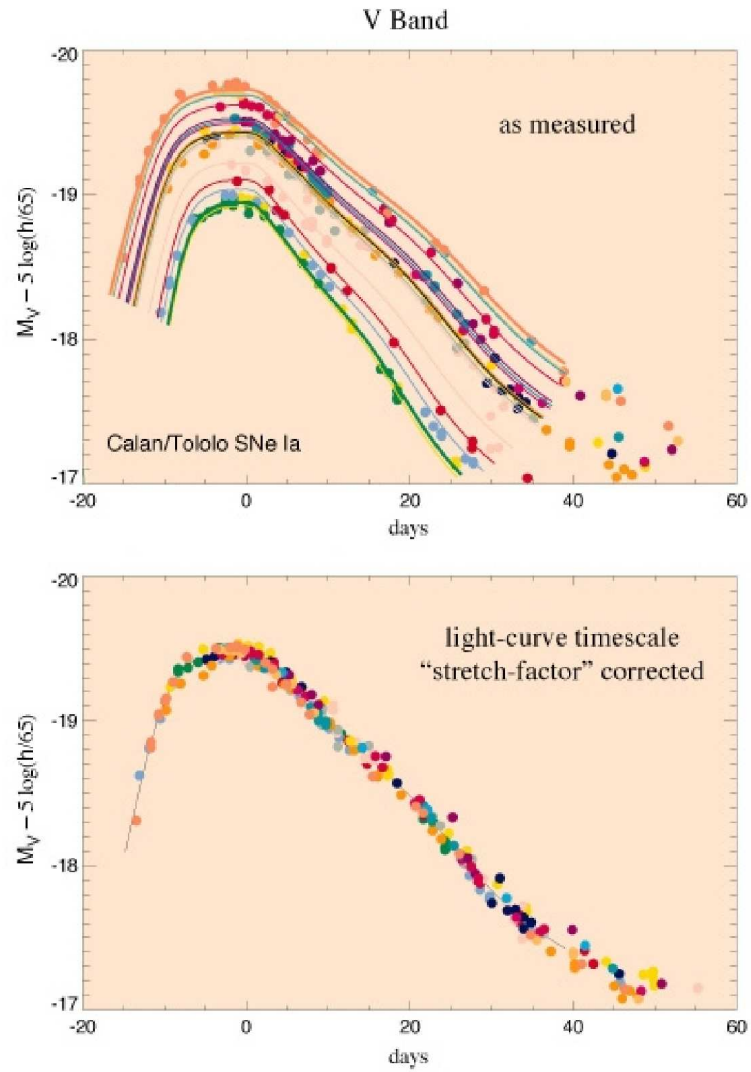


FIG. 1.8 – Courbes de lumière caractéristiques de 27 SNe Ia observées en bande V (magnitudes absolues) lors de la campagne Calán-Tololo : en haut les courbes de lumière brutes faisant apparaître la dispersion intrinsèque en magnitude ; et en bas les courbes de lumière corrigées.

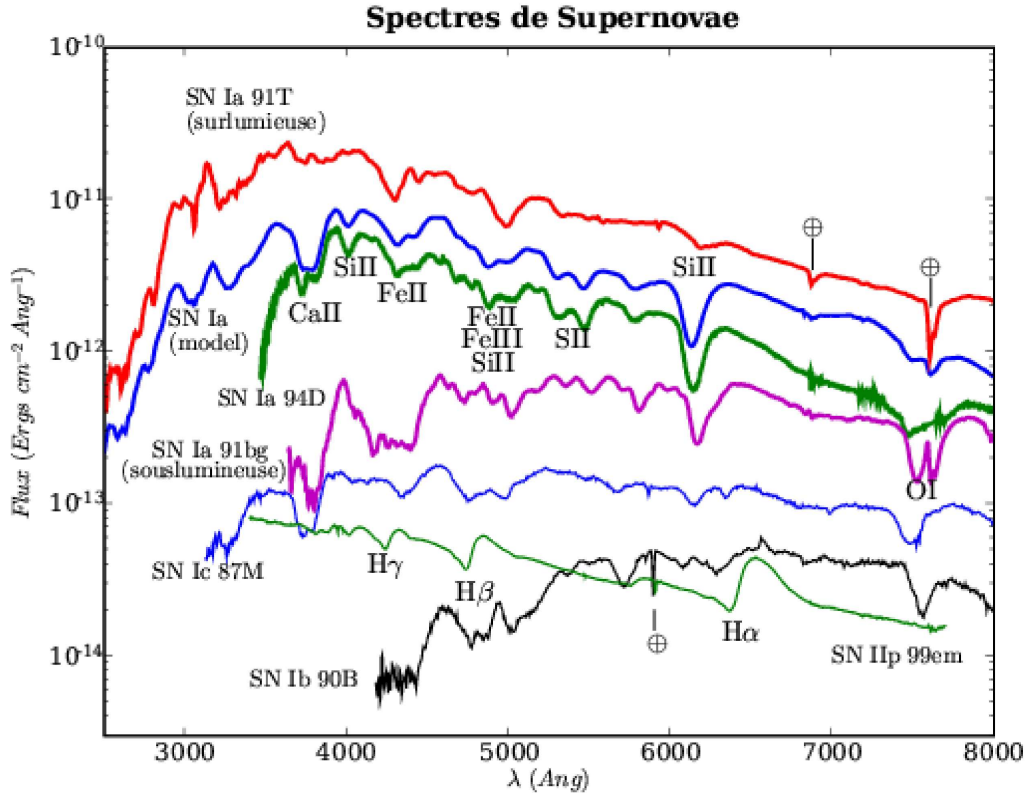


FIG. 1.9 – Différents spectres de supernovae au maximum de luminosité, avec des décalages arbitraires sur l'axe des ordonnées. Nous y observons les spectres de supernovae de type Ia (un modèle de spectre est présenté en bleu, un événement normal en vert, un sur-lumineux en rouge et un sous-lumineux en violet), de type Ib (en noir), de type Ic (en bleu) et de type IIP (en vert). les bandes d'absorption de l'atmosphère (O_2 et H_2O) sont marquées du symbole \oplus (Baumont 2007 [11]).

D'une part, ces deux événements ont des vitesses d'éjectas très différentes ; la forme et la position de la raie du silicium $SiII$ (6100 \AA) s'en trouve affectée (voir figure 1.9). 1991bg est en effet une supernova dont les éjectas sont lents¹⁰ et sa raie $SiII$ s'en trouve décalée vers le rouge par rapport à un événement normal.

D'autre part, de récentes études (Bronder et al. 2007 [17]) ont confirmé l'existence d'une corrélation entre l'intensité des raies et la luminosité des supernovae. Les événements sur-lumineux comme 1991T présentent un manque d'absorption en ce qui concerne les éléments de masse intermédiaire. Cela est particulièrement vrai pour les raies $CaII$ et $SiIII$. Cet effet est dû aux très hautes températures induites par les réactions nucléaires. En contre-partie, pour les événements sous-lumineux comme 1991bg, nous observons une absorption supplémentaire, notamment au niveau de la raie $MgII$.

La corrélation entre intensité des raies et vitesse des éjectas reste en revanche assez

¹⁰La vitesse des éjectas varie de $8 \times 10^3 \text{ km.s}^{-1}$ à $20 \times 10^3 \text{ km.s}^{-1}$

floue à l'heure actuelle.

Je détaillerai les études concernant les propriétés spectrales dans la cadre de la standardisation des SNe Ia dans la section 3.3.4.

1.3.3.3 Modélisation et simulation

La modélisation théorique et les simulations numériques sont indispensables pour comprendre les mécanismes d'explosion des supernovae, les relier aux autres phénomènes astrophysiques et les replacer dans le contexte cosmologique. La compréhension des progéniteurs et du mécanisme d'explosion des SNe Ia joue un rôle de premier plan car l'utilisation des supernovae comme chandelles standard ne peut se faire que si l'on connaît l'énergie émise lors de l'explosion.

Dans le cadre du modèle d'une naine blanche accrétant de la matière d'une géante rouge, les deux questions clés sont les conditions dans lesquelles l'explosion thermonucléaire démarre et comment elle se propage dans la naine blanche. Ces deux facteurs peuvent varier selon le taux d'accrétion et la vitesse de rotation de la naine blanche, paramètres qui sont eux-mêmes reliés à la métallicité, l'âge et la nature du système parent. Il faut donc comprendre l'influence que toutes ces variables peuvent avoir sur l'uniformité des explosions.

Il faut aussi souligner que les mécanismes d'explosion sont encore très incertains. Plusieurs processus sont envisageables (voir Hillebrandt et Niemeyer 2000 [40] pour une revue des différents modèles d'explosion) :

- une *détonation* : dans ce cas la combustion du carbone démarre du centre de la naine blanche dont la masse est proche de celle de Chandrasekhar. Un front de combustion supersonique se propage dans toute l'étoile qui brûle complètement. Ce modèle semble rejeté par les observations (Arnett 1969 [4]) ;
- une *déflagration* : dans ce cas c'est un front de combustion subsonique qui part du centre de l'astre. Les couches externes ont alors le temps de s'étendre et la combustion ne se fait pas complètement (Nomoto, Thielemann et Yokoi 1984 [65]) ;
- une *détonation retardée* : le carbone brûle au centre et on observe comme précédemment un front de combustion subsonique. La densité de la naine blanche diminue alors et la déflagration se transforme en détonation. Là aussi, la combustion n'est pas complète (Khokhlov 1991 [49] [50]) ;
- une *détonation pulsée et retardée* : là encore, la combustion démarre au centre. Mais la propagation du front de combustion est très lente et les réactions de fusion s'éteignent rapidement par expansion de la naine blanche. Le rayon de l'étoile passe par un maximum puis l'astre se recontracte. Les réactions thermonucléaires se rallument alors et une détonation se produit. Ce modèle pourrait expliquer la variabilité intrinsèque des SNe Ia (Khokhlov 1991 [49] [50]) ;
- une *détonation sub-Chandrasekhar* : ce modèle implique une naine blanche de masse arbitraire, qui accrète l'hélium de son compagnon. Au moment où la couche accrétée atteint une masse de 0.2–0.3 M_{\odot} , la fusion de l'hélium s'allume au fond de l'enveloppe. Une détonation se propage vers l'extérieur et une onde de choc

vers l'intérieur. Lorsque cette onde arrive au centre, une nouvelle détonation est engendrée. Ce scénario peut avoir lieu avec des progéniteurs de masses très différentes et une grande diversité d'événements sont à prévoir (Livne et Arnett 1993 [56], Ruiz-Lapuente et al. 1993 [75] et Woosley et Weaver 1994 [92]).

D'un point de vue plus observationnel et d'après les calculs, le compagnon devrait résister à l'onde de choc de l'explosion (son enveloppe diffuse est en partie soufflée). Mais nous n'avons jamais observé un tel compagnon à côté d'une SN Ia étudiée.

Enfin, si le scénario *simple dégénéré* fait intervenir une naine blanche et son compagnon géante rouge, une alternative plus originale existe cependant. Il s'agit là du cas de figure *double dégénéré*. Il fait intervenir deux naines blanches, ce qui représente l'état final de nombreux systèmes binaires (on estime leur population à environ 10^8 dans la Voie Lactée). La distance qui sépare les deux étoiles diminue lentement par émission d'ondes gravitationnelles et par freinage magnétique. Finalement, il est possible d'observer la fusion des deux protagonistes. Si la naine blanche à peine formée possède une masse supérieure à la masse de Chandrasekhar, le système explose, pouvant donner lieu à des événements fortement sur-lumineux. Les inconvénients majeurs de ce modèle résident dans le temps nécessaire au rapprochement des deux astres (plusieurs milliards d'années pour une séparation de quelques rayons solaires) et dans les incertitudes théoriques quant au résultat de la collision (explosion thermonucléaire ou formation d'une étoile à neutrons). Cependant, ce modèle reste une des hypothèses retenues pour expliquer 03D3bb (voir section 1.1.3.4).

1.3.3.4 Taux d'explosion

Le taux d'explosion nous renseigne sur l'enrichissement du milieu interstellaire en métaux (éléments lourds). Il nous donne également des informations sur l'histoire de la formation stellaire, en particulier l'échelle de temps nécessaire à la production de supernovae à partir d'une génération d'étoiles (Greggio 2005 [36]).

Dans l'Univers proche, les supernovae gravitationnelles n'apparaissent pas dans les galaxies elliptiques qui possèdent un très faible taux de formation stellaire et une population d'étoiles vieilles. En revanche, elle apparaissent beaucoup plus dans les bras spiraux des galaxies ayant un fort taux de formation stellaire. Cela conforte le modèle d'explosions d'étoiles massives pour ces événements.

Les supernovae thermonucléaires quant à elles, explosent indifféremment dans tous les types de galaxies. Elles sont même les seules à avoir lieu dans des régions d'étoiles de faible masse. Le modèle standard mettant en jeu le rallumage cataclysmique d'une naine blanche est donc en accord avec ces observations.

Les premiers taux d'explosion de supernovae furent calculés à partir de relevés effectués sur des galaxies ciblées (par exemple Zwicky 1938 [94]). Ils sont donc fortement biaisés par la sélection de galaxies très bleues car très brillantes et accessibles aux instruments de l'époque. Les relevés actuels couvrent de plus larges et plus profondes zones du ciel. Un taux d'explosion volumique peut donc être directement calculé sur plusieurs intervalles de redshift.

Malgré tous les progrès effectués dans ce domaine, donner un taux d'explosion de

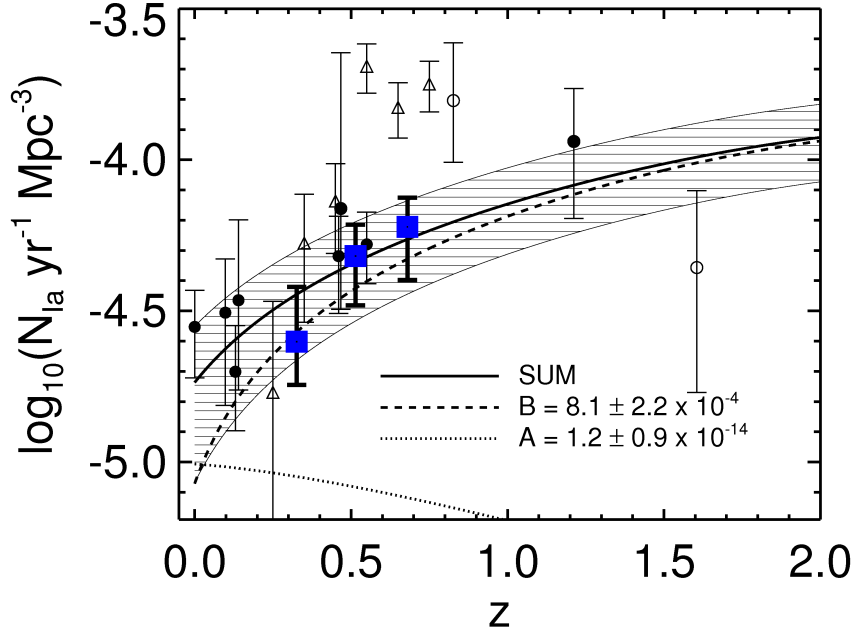


FIG. 1.10 – Evolution du taux d’explosion de SNe Ia observée par SNLS. Les carrés bleus sont les taux donnés par SNLS dans chaque intervalle de redshift. Les cercles pleins correspondent aux taux publiés auparavant avec des SNe Ia confirmées par leur spectre (par ordre de redshift : Cappellaro et al. 1999 [19], Madgwick et al. 2003 [58], Blanc et al. 2004 [15], Hardin et al. 2000 [39], Tonry et al. 2003 [84], Dahlen et al. 2004 [25], Pain et al. 2002 [69] et Dahlen et al. 2004 [25]). Les cercles ouverts représentent les taux calculés par Dahlen et al. 2004 [25] avec 50 % de confirmation spectroscopique. Et les triangles sont les taux entièrement photométriques donnés par Barris 2006 et al. [7]. Les barres d’erreur cumulent quadratiquement les erreurs statistiques et systématiques. Nous y voyons nettement que les relevés basés uniquement sur la photométrie peinent à décrire une évolution similaire aux relevés basés sur la confirmation spectroscopique des événements.

supernovae reste un exercice périlleux car entaché de lourdes systématiques. Les deux principales sources d’erreur sont dues à notre méconnaissance de l’extinction des galaxies hôtes, plus exactement sa distribution statistique, et au manque de supernovae sous-lumineuses à grand redshift. Celles-ci ne sont en effet pas observées à grand redshift alors que le taux est estimée à 16 ± 6 % dans l’Univers proche (Li et al. 2001 [55]).

Les taux d’explosion de SNe Ia les plus récents calculés par la collaboration SNLS sont résumés sur la figure 1.10 (Neill et al. 2007 [64]). Ils sont donnés dans trois intervalles de redshift : $0.2 < z < 0.4$, $0.4 < z < 0.6$ et $0.6 < z < 0.75$. Un modèle d’évolution à deux composantes y est représenté. Le taux d’explosion est paramétrisé par la masse stellaire des galaxies hôtes et leur taux de formation stellaire. Le second terme produit des SNe Ia sur de petites échelles de temps (de l’ordre du milliard d’années) alors que le premier est introduit pour autoriser l’explosion de SNe Ia dans les galaxies elliptiques et donc sur des échelles de temps plus grandes. Ce modèle correspond au meilleur ajustement sur les données SNLS.

Chapitre 2

Cosmologie

2.1 Un peu de théorie

2.1.1 Cadre Théorique

2.1.1.1 La relativité générale

En 1915, Albert Einstein proposa une théorie géométrique de la gravitation, la relativité générale. Il y démontre que la gravitation est équivalente à une courbure de l'espace-temps. Les deux années suivantes vont lui suffire pour donner un modèle d'Univers basé sur cette nouvelle théorie et révolutionner la cosmologie.

Ses équations le menèrent à un Univers non statique, ce qui ne semblait pas approprié à l'époque où l'expansion de l'Univers n'avait pas encore été mise en évidence. Einstein introduit donc dans sa théorie la célèbre constante cosmologique Λ , calculée afin de contrebalancer exactement l'attraction gravitationnelle entre les galaxies et obtenir l'Univers statique que l'on imaginait au début du siècle.

2.1.1.2 L'expansion de l'Univers

Dès 1912–1914, l'astronome Slipher observa et étudia les raies spectrales des planètes et des nébuleuses. Il remarqua que ces dernières, à l'exception de quelques unes comme Andromède (M31) par exemple, présentaient toutes un décalage vers le rouge de leurs raies spectrales. Cet effet, alors interprété comme un effet Doppler-Fizeau, montrait que la majorité des nébuleuses s'éloignaient de notre galaxie. Alors qu'un photon est émis à une longueur d'onde λ_e , il est observé sur terre à une longueur d'onde λ_0 et le décalage vers le rouge, ou *redshift*, est caractérisé par la grandeur :

$$z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{v}{c} \tag{2.1}$$

où v est la vitesse de récession de la nébuleuse observée et c est la célérité de la lumière.

En 1917, Edwin Hubble montra que les nébuleuses observées dans le ciel se divisaient en deux catégories : les nébuleuses planétaires¹ qui se trouvent dans notre galaxie, et les nébuleuses spirales² qui se trouvent à l'extérieur.

En 1923, il s'intéressa à une catégorie d'étoiles variables, les céphéïdes, dont la relation période–luminosité (loi de Leavitt-Shapley) permet de mesurer leur distance. En observant celles situées dans la nébuleuse d'Andromède, il estima que celle-ci devait se trouver à 800 000 années-lumière³. Il identifia de cette manière de nombreuses nébuleuses comme des galaxies extérieures.

En 1929, Hubble et Humasson s'inspirèrent des résultats de Slipher et utilisèrent des céphéïdes pour établir la relation entre la vitesse de récession et la distance des galaxies observées. Ils découvrirent de cette façon que toutes les galaxies, à l'exception des plus proches qui sont animées d'un mouvement propre, s'éloignent de la nôtre à une vitesse v proportionnelle à leur distance d (voir figure 2.1) :

$$v = H_0 \times d \quad (2.2)$$

où H_0 est un facteur de proportionnalité appelé *constante de Hubble*.

La proportionnalité entre distance et vitesse de récession indique que les galaxies s'éloignent toutes les unes des autres et qu'il n'existe pas de lieu d'observation privilégié. Cela implique que l'Univers est lui-même *en expansion*.

La loi de Hubble est valable pour un taux d'expansion H_0 constant. Cependant, H_0 a beaucoup varié au cours de l'histoire de l'Univers. Il faut donc prendre en compte ces variations lorsque nous nous intéressons à des objets lointains. En revanche, la loi de Hubble reste une bonne approximation jusqu'à 500 Mpc.

2.1.2 Principe cosmologique

Les modèles cosmologiques actuels sont tous basés sur un Big-Bang. C'est l'hypothèse qui reproduit le mieux la récession des galaxies, l'abondance des éléments chimiques dans l'Univers et la présence du rayonnement à 2.7 K ou fond diffu cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background, voir section 2.2.1), rayonnement fossile issu du découplage entre la matière et le rayonnement alors que l'Univers était âgé de 300 000 ans.

Tous les modèles de Big-Bang sont basés sur la théorie de la relativité générale. La gravité y est décrite de manière classique (c'est à dire non quantique) et le contenu de l'Univers est vu comme une somme de fluides parfaits entièrement déterminés par leurs densités ρ_i et leur pressions p_i (c'est une conséquence du principe cosmologique, voir ci-dessous).

¹Il s'agit en fait des restes d'une étoile de faible masse (type solaire). Lorsque l'étoile devient une naine blanche, son coeur s'effondre tandis que ses couches externes sont éjectées. Les premières observations, effectuées à basse résolution, montraient un disque brillant semblable à une planète. Le terme nébuleuse planétaire fut conservé pour ces raisons historiques.

²Galaxies spirales. Par manque de résolution sur les moyens d'observation utilisés à cette époque, on identifia de nombreuses galaxies comme des nébuleuses. Jusqu'aux travaux menés par Hubble en 1917, rien ne permettait de les distinguer des autres objets diffus situés dans la Voie Lactée.

³Celle-ci se trouve en fait à 2.36 millions d'années-lumière.

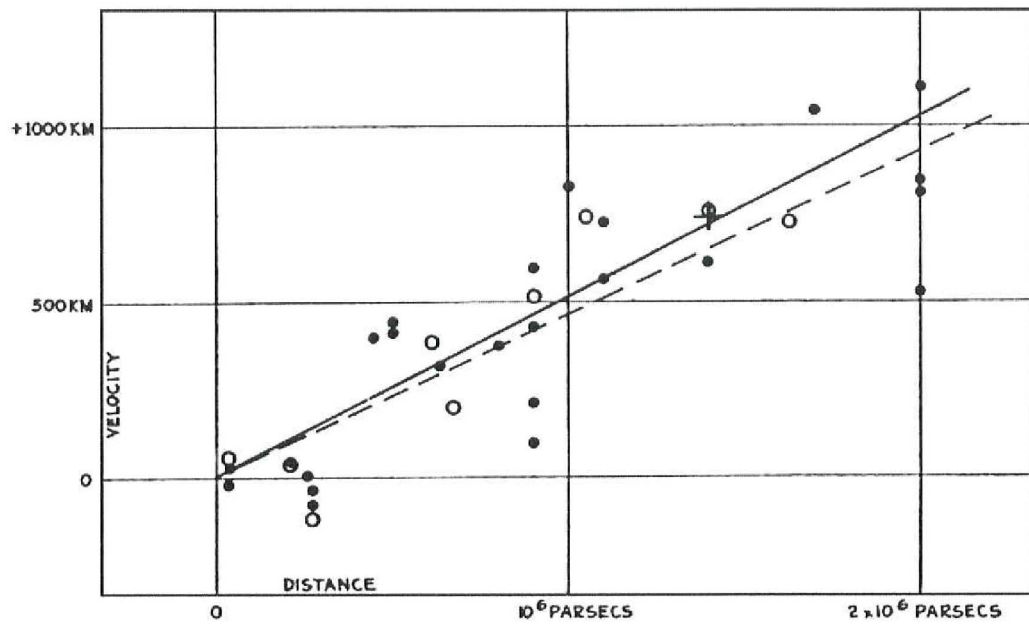


FIG. 2.1 – Les observations originales de Hubble et Humasson en 1929, elles représentent la vitesse de récession des galaxies en fonction de la distance qui les sépare de l'observateur terrestre. Le facteur de proportionnalité estimé à cette époque, $H_0 \simeq 500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, était surestimé d'un facteur 10 à cause de l'utilisation de céphéïdes différentes de celles du Grand Nuage de Magellan sur lesquelles la relation période-luminosité était calibrée.

Les lois de la physique sont considérées comme universelles.

2.1.2.1 Un Univers homogène et isotrope

Le principe cosmologique suppose que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle. C'est à dire qu'aucune région de l'Univers n'occupe de place privilégiée, les lois de la physique sont les mêmes partout et dans toutes les directions.

Aux petites échelles de distance, l'Univers est structuré en galaxies, amas de galaxies et filaments. Mais les grands relevés tels que le 2 degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS, Colless et al. 2003 [23]) et le Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Gott et al. 2005 [35]) semblent montrer que sur des distances plus grandes que celle du Mpc (3.26 millions d'années de regard en arrière), l'Univers est en bonne approximation **homogène** (voir figure 2.2).

L'**isotropie** de l'Univers est directement mise en évidence par l'observation du CMB. Les satellites COBE (COsmic Background Explorer) en 1992, puis WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) en 2003 ont observé ce rayonnement sur tous le ciel (soit 41 253 deg²) et ont révélé son uniformité en température à la précision relative de $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$ (voir figure 2.3).

2.1.2.2 La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

On peut montrer que pour un Univers homogène et isotrope, la métrique la plus générale est celle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (2.3)$$

avec :

– k , le paramètre décrivant la *courbure* de l'Univers :

$$k = \begin{cases} 1 & \text{positive} \\ 0 & \text{nulle} \\ -1 & \text{négative} \end{cases} \quad (2.4)$$

– $a(t)$, le *facteur d'échelle*, qui décrit l'évolution de la partie spatiale au cours du temps. Il détermine donc toute la dynamique de l'expansion de l'Univers.

De manière générale, cette métrique peut être reformulée en définissant les coordonnées comobiles⁴ (χ, θ, ϕ) telles que :

$$d\chi = (1 - kr^2)^{-\frac{1}{2}} dr \quad (2.5)$$

soit

$$r = S_k(\chi) \quad (2.6)$$

⁴Les coordonnées comobiles restent fixes alors que l'Univers est en expansion, autrement dit elles « gonflent » avec l'expansion. Ce changement de coordonnées permet de rejeter toute la dynamique dans le paramètre d'échelle $a(t)$.

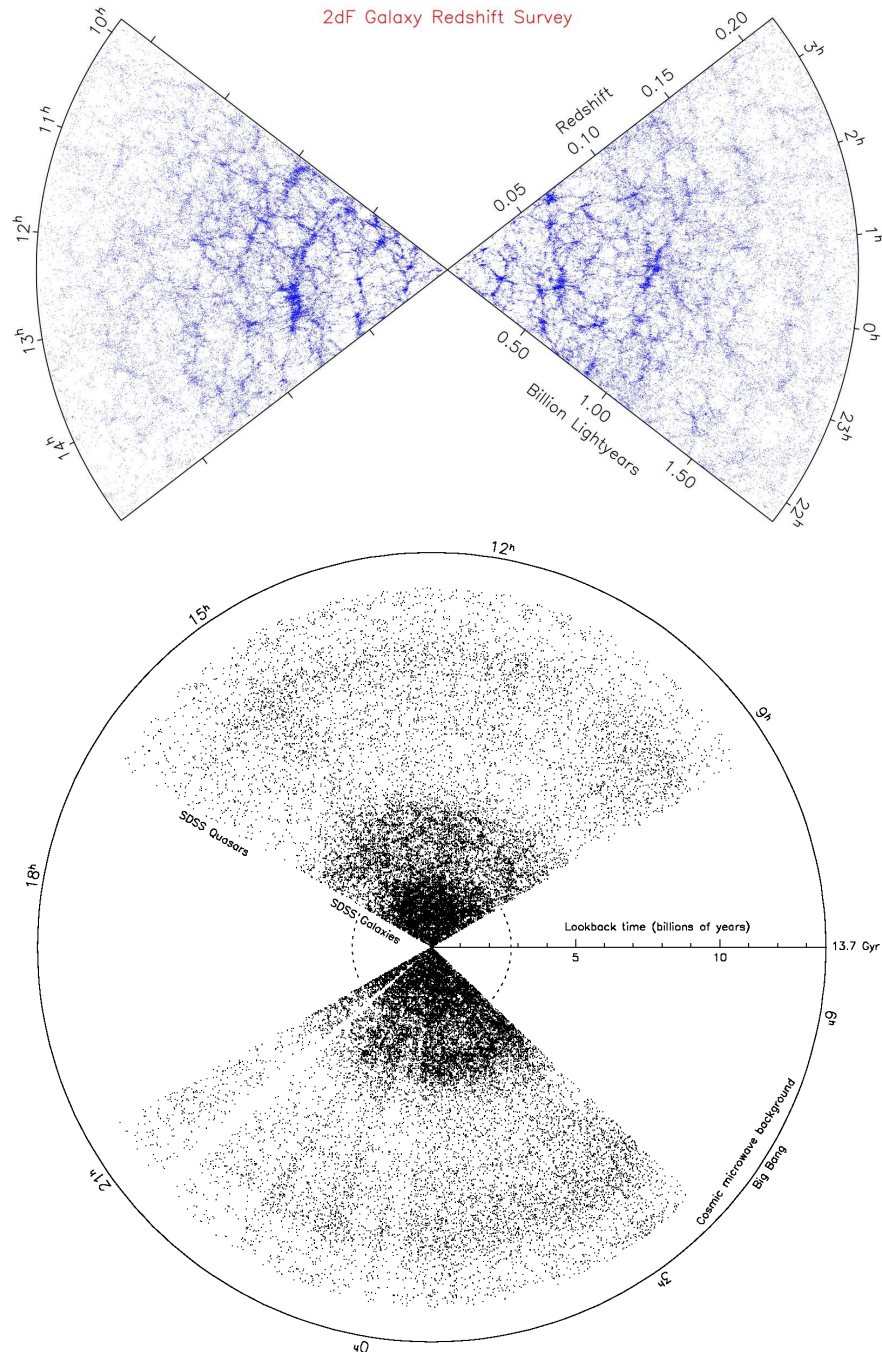


FIG. 2.2 – L'observation systématique d'un grand nombre de galaxies met en évidence l'homogénéité de l'Univers sur les grandes échelles de distance. Ici, les cartes de l'Univers obtenues par le 2dFGRS et le SDSS. Notre galaxies se situe à chaque fois à l'intersection des deux tranches de ciel observées. Alors que le 2dFGRS a regardé la répartition de matière pour un temps de regard en arrière d'environ 2 milliards d'années, le SDSS a effectué son relevé jusqu'à environ 12 milliards d'années. On y voit très nettement la limite de détectabilité des galaxies. Au delà d'environ 5 milliards d'années, seuls les quasars (pour quasi-stellar, il s'agit d'une source de rayonnement électromagnétique intense dans le visible et dans le domaine radio) sont détectés.

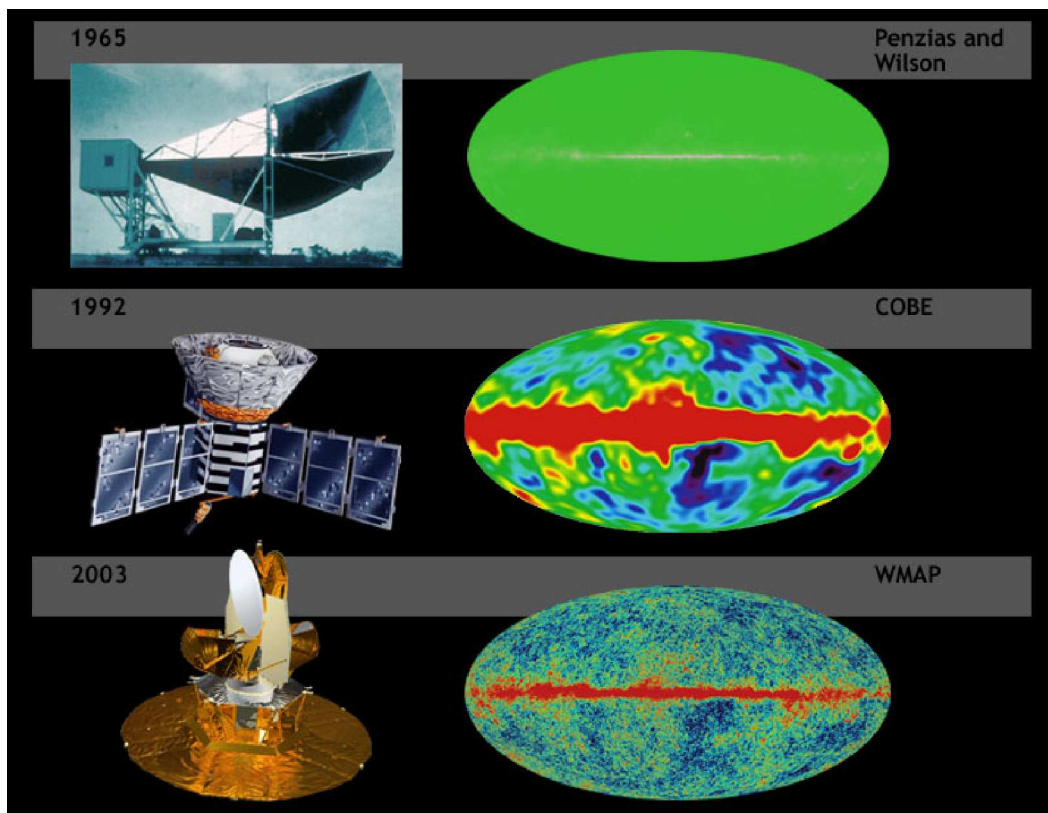


FIG. 2.3 – Le CMB, initialement découvert par Penzias et Wilson en 1965 [70], a déjà fait l'objet de nombreuses missions d'observation. Les satellites COBE et WMAP ont largement contribué à la mesure précise de ses anisotropies.

avec

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1 \\ \chi & \text{si } k = 0 \\ \text{sh}(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases} \quad (2.7)$$

et donc :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (2.8)$$

2.1.2.3 Les équations d'Einstein

La relativité générale relie localement la métrique (la géométrie) de l'espace-temps à son contenu énergétique via les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (2.9)$$

où :

- $g_{\mu\nu}$ est la métrique locale
- $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, qui représente la déformation de l'espace-temps due à la gravitation. $R_{\mu\nu}$ est fonction du tenseur métrique et de ses dérivées premières et secondes :

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial \Gamma_{\lambda\mu}^{\lambda}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}}{\partial x^{\lambda}}$$

avec $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$, le symbole de Christoffel défini comme ceci :

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}\eta^{\lambda\alpha} \left[\frac{\partial h_{\alpha\nu}}{\partial x^{\mu}} + \frac{\partial h_{\alpha\mu}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} \right]$$

avec

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$$

- R est la trace du tenseur de Ricci
- G est la constante gravitationnelle : $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
- $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion qui décrit la répartition de la masse et de l'énergie dans l'espace-temps
- Λ est la constante cosmologique, ajoutée par Einstein pour rendre ses équations statiques. Il la retira plus tard en déclarant que c'était « la plus grande erreur de sa vie ». Elle fit cependant une réapparition remarquée en 1998 après la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (voir section 2.3.3).

Si on considère que le contenu de l'Univers comme un fluide parfait de densité ρ et de pression p , alors le principe cosmologique impose la forme du tenseur énergie-impulsion :

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)u^{\mu}u^{\nu} - p\eta^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

avec u^{μ} le quadrivecteur vitesse du fluide dont la forme est imposée par les équations d'Einstein.

Il est possible de montrer que la conservation locale de l'énergie $\frac{dT^{0\nu}}{dx^\nu} = 0$ se traduit par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a} \quad (2.11)$$

ou encore

$$pda^3 + d(\rho a^3) = 0 \quad (2.12)$$

qui exprime le premier principe de la thermodynamique dans un Univers en expansion : ($T dS = 0 = P dV + dU$).

En appliquant cette équation aux différentes composantes de l'Univers, nous déterminons l'évolution de leurs densités en fonction du facteur d'échelle :

$$\begin{aligned} \text{matière (non relativiste)} & : p_M \sim 0 & \rho_M &= \rho_M(a_0)a^{-3} \\ \text{rayonnement (relativiste)} & : p_r \sim \frac{\rho_r}{3} & \rho_r &= \rho_r(a_0)a^{-4} \\ \text{constante cosmologique} & : p = -\rho_\Lambda & \rho_\Lambda &= \rho_\Lambda(a_0) \end{aligned}$$

avec a_0 , la valeur actuelle du paramètre d'échelle.

2.1.2.4 L'équation de Friedmann-Lemaître

Si nous appliquons la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker ainsi que la forme prise par le tenseur énergie-impulsion dans le cas de fluides parfaits dans les équations d'Einstein, les composantes 00 et ii conduisent respectivement aux deux équations :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.13)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = -8\pi G \sum_i p_i + \Lambda \quad (2.14)$$

La première équation est l'équation de Friedmann-Lemaître, elle décrit l'évolution du facteur d'échelle en fonction du temps. Notons que la quantité $\frac{\dot{a}}{a}$ est le paramètre de Hubble H , sa valeur actuelle est H_0 , la *constante de Hubble*.

En combinant ces deux équations, nous obtenons l'équation de décélération :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.15)$$

A travers ces équations, nous voyons que le taux d'expansion de l'Univers est directement relié à son contenu et à sa courbure. La décélération quant à elle ne dépend que de son contenu.

Si nous définissons une densité critique $\rho_c = 3H^2/8\pi G$, qui est la densité d'un Univers sans courbure ($k = 0$), et si nous divisons l'équation de Friedmann par H^2 , nous obtenons l'équation des Ω :

$$\sum_i \Omega_i = 1 - \Omega_k \quad (2.16)$$

où $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$ pour chaque composante énergétique de l'Univers et $\Omega_k = -\frac{k}{H^2 a^2}$ pour la courbure.

2.1.3 Paramètres cosmologiques

Les paramètres cosmologiques correspondent aux densités relatives des différentes composantes énergétiques de l'Univers et aux valeurs prises par certaines quantités caractérisant la dynamique de l'expansion (comme la constante de Hubble). Voyons maintenant quelles sont les valeurs mesurées actuellement pour ces différents paramètres.

2.1.3.1 La constante de Hubble

La constante de Hubble est un paramètre fondamental en cosmologie. La connaissance de sa valeur est essentielle pour mesurer certains autres paramètres comme l'âge de l'Univers, la composition en matière ou énergie noires.

Initialement mesurée par Hubble à $500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, sa valeur a été sujet à controverse pendant plusieurs décennies entre les tenants d'une valeur haute (proche de $100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$) et ceux d'une valeur plus basse (environ $50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$). Une valeur haute permettait d'éviter une partie des problèmes liés à la découverte de la masse manquante dans l'Univers (voir section 2.1.3.6), mais l'âge de l'Univers obtenu est alors inférieur à celui estimé pour les plus vieilles étoiles observées dans des amas globulaires de notre galaxie.

La dernière mesure de la constante de Hubble est issues de WMAP 3 ans (Spergel et al. 2007 [80]) :

$$H_0 = 73 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \quad (2.17)$$

2.1.3.2 La densité totale

La densité totale $\Omega_T = \sum_i \Omega_i$ peut être déterminée à partir du spectre d'anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB). Le premier pic de ce spectre correspond à l'échelle angulaire de l'horizon sonique au moment de la recombinaison (lorsque la température est suffisamment basse pour permettre de former des atomes d'hydrogène à partir des protons et électrons présents dans le plasma).

On s'attend dans le cadre d'un Univers plat et pour des valeurs $H_0 > 50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ et $\Omega_M > 0.1$, ce qui semble confirmé par les contraintes cosmologiques issues des amas de galaxies ou des SNe Ia par exemple, à trouver ce pic aux moments multipolaires proches de $l \simeq 220$ ou $\theta \simeq 0.8 \text{ deg}$. Cela s'accorde très bien aux observations (WMAP 3 ans, Spergel et al. 2007 [80]) :

$$\Omega_T = 1.01 \pm 0.02 \quad (2.18)$$

Cette valeur est aussi en accord avec la valeur trouvée par d'autres expériences en combinant les autres paramètres cosmologiques (Ω_M et Ω_Λ pour les observations des

supernovae, Ω_M pour les amas de galaxies par exemple) et pose une contrainte forte sur la platitude de l'espace.

2.1.3.3 La densité de rayonnement Ω_γ

Les particules les plus abondantes de l'Univers sont de loin les photons issus du fond diffus cosmologique. Ces photons ont un spectre thermique quasiment parfait qui correspond à une température $T_\gamma = 2.735$ K et à une densité volumique $n_\gamma = 411 \text{ cm}^{-3}$.

Bien qu'ils soient très abondants, la faible température des photons du CMB leur impose une densité d'énergie tout à fait modeste :

$$\Omega_\gamma = 4.87 \times 10^{-5} \quad (2.19)$$

La densité d'énergie associée au rayonnement évolue avec le facteur d'échelle selon la relation :

$$\rho_\gamma \propto \frac{1}{a^4} \quad (2.20)$$

Un facteur a^{-3} vient de la dilatation de l'espace et un facteur a^{-1} provient du redshift que les photons subissent au cours de leur voyage.

Il faut donc en conclure qu'il existe une époque où le rayonnement dominait le bilan énergétique de notre Univers (quand l'Univers était âgé de 10^5 ans environ).

2.1.3.4 La densité de neutrinos Ω_ν

De la même manière qu'il existe un fond diffus cosmologique de photons, il doit exister un fond diffus cosmologique de neutrinos qui subsiste de l'époque où ils se trouvaient à l'équilibre thermique avec le reste du plasma ($T > 10^{10}$ K). On sait calculer de manière exacte la densité de neutrinos dans l'Univers aujourd'hui ($n_\nu = (3/11)n_\gamma$ par espèce).

La contribution des neutrinos au bilan énergétique de l'Univers dépend de leur masse, ou plus exactement s'ils sont encore relativistes aujourd'hui :

$$\begin{aligned} \Omega_\nu &\sim 1.15 \times 10^{-5} & \text{si } m_\nu \ll 10^{-4} \text{ eV} \\ \Omega_\nu &\sim 0.2 \frac{m_\nu}{10 \text{ eV}} & \text{si } m_\nu \gg 10^{-4} \text{ eV} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Par ailleurs, il est possible de contraindre la masse des neutrinos via leur contribution Ω_ν . En effet, si une fraction significative de la matière noire est composée de neutrinos légers et relativistes (matière noire chaude), l'histoire de la formation des structures et les propriétés du CMB aux petites échelles angulaires ne sont pas les mêmes.

Les spectres de puissance des inhomogénéités des galaxies et des anisotropies du CMB s'en trouveraient changés. Les études les plus récentes qui analysent conjointement des résultats des relevés de galaxies (SDSS) et du CMB (WMAP) n'ont pas vu un tel effet, ce qui permet d'obtenir une limite supérieure sur la masse des neutrinos. Pour le cas de trois familles de neutrinos Seljak et al. 2005 [78] ont posé la limite :

$$\sum m_\nu < 0.42 \text{ eV} \quad (2.22)$$

2.1.3.5 La densité de baryons Ω_b

L'Univers à grande échelle est homogène, on peut estimer sa densité volumique de galaxies par les relevés de galaxies :

$$n_{\text{gal}} \sim 5 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \quad (2.23)$$

En considérant la luminosité moyenne de l'Univers, nous pouvons obtenir la densité de masse moyenne correspondant à la partie visible des galaxies :

$$\rho_{\text{vis}} \sim 4 \times 10^8 M_\odot \cdot \text{Mpc}^{-3} \quad (2.24)$$

ou encore

$$\Omega_{\text{vis}} \sim 3 \times 10^{-3} \quad (2.25)$$

Nous ne voyons directement que les étoiles. La matière visible constitue moins de 1 % du bilan énergétique de l'Univers.

On estime que la densité de baryon est un ordre de grandeur au-dessus de celle de la matière visible. Cette estimation provient de la théorie de la nucléosynthèse primordiale qui permet de calculer les abondances relatives des éléments légers en fonction de Ω_b : 75 % d'hydrogène H et 25 % d'hélium ^4He en masse ont été formés peu après le Big-Bang avec quelques traces de ^2H , ^3He et ^7Li (voir figure 2.4). Il reste cependant quelques incertitudes sur les abondances des éléments les plus rares, en particulier ^7Li . L'abondance primordiale de lithium prévue plus haute que la valeur mesurée dans les atmosphères des vieilles étoiles d'un facteur deux à trois (voir Xiong 1992 [93] pour une revue et Korn et al. 2006 [51] pour des travaux récents menés sur le problème). Les mesures de Ω_b semblent converger vers :

$$\Omega_b = 0.042 \pm 0.004 \quad (2.26)$$

L'expérience WMAP a par ailleurs confirmé cette valeur (Spergel et al. 2007 [80]).

2.1.3.6 La densité de matière Ω_M

Les galaxies et amas de galaxies ont été formés par effondrement gravitationnel de matière non relativiste. Il est cependant difficile de comprendre comment une distribution très homogène de baryons à l'époque du découplage matière-rayonnement a pu engendrer assez rapidement des structures comme les galaxies et les amas.

En pratique, les simulations montrent que si la densité de matière est celle des baryons (bien connue par ailleurs grâce aux mesures d'abondance des éléments légers), les structures n'auraient pas pu se former sur des échelles de temps correspondant à l'âge de l'Univers actuel (environ 13.6 milliards d'années).

Par ailleurs, on sait depuis 1930 que les amas de galaxies contiennent une fraction très significative de matière noire. En effet, la masse associée aux baryons est très

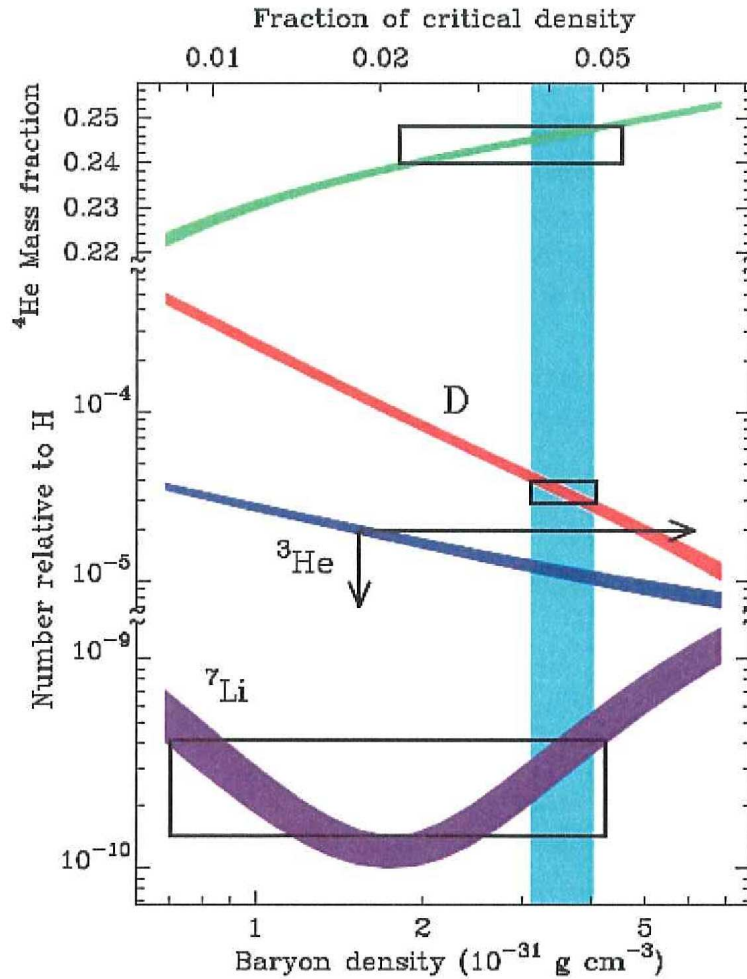


FIG. 2.4 – Comparaison entre les abondances des éléments légers prédites par la théorie de la nucléosynthèse primordiale et les valeurs mesurées (Tytler et al. 2000 Tytler et al. 2000 [86]). Les courbes en couleurs représentent les densités théoriques prédites pour ^4He (courbe verte), ^2H (courbe rouge), ^3He (courbe bleue) et ^7Li (courbe violette) en fonction de la densité baryonique totale. La largeur des traits correspond aux incertitudes théoriques de la physique nucléaire. Les mesures sont indiquées par les boîtes ou limites en noir. Les contraintes sur la valeur de la densité baryonique totale sont indiqués à 95 % de confiance par la zone verticale de couleur cyan.

insuffisante pour expliquer les courbes de rotation des galaxies (van Albada et al. 1985 [87]).

Même s'il existe de nombreux modèles pour résoudre ces problèmes de formation des structures et de masse manquante, un certain consensus existe autour de l'existence potentielle d'une classe de particules massives, non baryoniques, interagissant très faiblement. Il s'agit des *wimps* (pour weakly interacting massive particles). Ces particules constitueraient la majeure partie de la densité de matière dans l'Univers.

Il existe de nombreux moyens de mesurer Ω_M . Les mesures les plus récentes proviennent de WMAP (Spergel et al. 2007 [80]) et donnent :

$$\Omega_M = 0.24 \pm 0.04 \quad (2.27)$$

2.1.3.7 La densité d'énergie noire Ω_Λ

Einstein avait à l'origine introduit une constante cosmologique Λ dans ses équations pour obtenir un Univers statique. La découverte en 1929 de l'expansion de l'Univers par Hubble rendit inutile cette constante et elle resta dans l'oubli.

A la fin des années 1990, l'observation des supernovae de type Ia (Riess et al 1998. et Perlmutter et al. 1999) a montré que ces objets nous apparaissaient moins lumineux qu'ils ne le seraient si l'Univers ne contenait que de la matière ($\Omega_M = 1$). Or, ce phénomène peut être interprété comme une accélération de l'expansion de l'Univers. L'Univers serait alors dominé par une force répulsive issue d'une énergie du vide ou d'une constante cosmologique. Cette énergie noire n'est associée à aucune particule et n'est donc pas diluée dans l'expansion de l'Univers. Une des dernières mesures de Ω_Λ fut donnée par le SNLS (Astier et al. 2006 [5]) :

$$\Omega_\Lambda = 0.74 \pm 0.04 \quad (2.28)$$

Remarquons que la densité d'énergie associée à la constante cosmologique reste constante au cours du temps :

$$\rho_\Lambda = \text{cste} \quad (2.29)$$

La nature de l'énergie noire reste encore à ce jour complètement indéterminée. Bien qu'une constante cosmologique rende compte des observations actuelles, d'autres formes d'énergie noire restent envisageables (Carroll 2001 [21]).

Les physiciens des particules envisagent la possibilité d'avoir une énergie associée au vide qui est défini comme l'état fondamental. La constante cosmologique en serait une manifestation. Si nous considérons le vide comme un invariant de Lorentz pour un observateur local, alors son tenseur énergie-impulsion est diagonal et ne peut s'écrire que :

$$T_{\mu\nu}^{\text{vide}} = -\rho_{\text{vide}} g_{\mu\nu} \quad (2.30)$$

où la densité d'énergie du vide ρ_{vide} est une constante. Son équation d'état est la suivante :

$$p_{\text{vide}} = -\rho_{\text{vide}} \quad (2.31)$$

cela est équivalent à une constante cosmologique en posant :

$$p_{\text{vide}} = p_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (2.32)$$

Cependant, de telles considérations ne sont pas sans poser quelques problèmes. La densité ρ_{Λ} est une énergie par unité de volume ou encore une masse à la puissance 4 si on pose $\hbar = c = 1$. Si nous considérons la masse de Planck $M_{\text{Planck}} \sim 10^{18}$ GeV, nous nous attendons à observer une contribution de l'énergie du vide de l'ordre de $\rho_{\Lambda} \sim (10^{18} \text{ GeV})^4 \sim 2 \times 10^{110} \text{ erg.cm}^{-3}$. Or, différentes mesures combinant les observations du CMB et des supernovae de type Ia laissent à penser que $\rho_{\Lambda} \sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg.cm}^{-3}$, d'où la fameuse différence de 120 ordres de grandeurs entre prévisions théoriques et observations (Weinberg 1989 [89] et Carroll 2004 [22]).

Une autre interrogation est suscitée par la situation toute particulière dans laquelle nous nous trouvons. En effet, nous sommes à une époque où Ω_M et Ω_{Λ} sont du même ordre de grandeur (voir figure 2.5). Or, les densités d'énergie des différentes composantes de l'Univers évoluent différemment avec le facteur d'échelle. Au début de l'histoire de l'Univers, la densité d'énergie noire était négligeable devant celle du rayonnement (période de domination du rayonnement) puis celle de la matière (période de domination de la matière). Elle devient dominante par la suite, après une très brève période de transition où justement nous nous trouvons. Cette « coïncidence » demande des conditions initiales très spécifiques et la question se pose alors de savoir si nous observons effectivement une constante cosmologique ou bien une autre forme d'énergie noire pour laquelle l'équation d'état varie au cours du temps.

Le modèle le plus simple que nous pouvons imaginer est celui de la *quintessence*. Il s'agit d'un champ scalaire homogène évoluant lentement avec le temps $\Phi(t)$, de potentiel $V(\Phi)$ et obéissant à l'équation de Klein-Gordon :

$$\ddot{\Phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\Phi} + \frac{dV}{d\Phi} = 0 \quad (2.33)$$

La dérivée usuelle par rapport au temps est ici remplacée par la dérivée covariante, faisant ainsi intervenir le terme $\frac{\dot{a}}{a}\dot{\Phi}$. Le tenseur énergie-impulsion d'un tel champ étant diagonal, sa densité ρ_{Φ} et sa pression p_{Φ} s'écrivent :

$$\begin{aligned} \rho_{\Phi} &= \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \\ p_{\Phi} &= \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi) \end{aligned} \quad (2.34)$$

son équation d'état $w_{\Phi} = \frac{p_{\Phi}}{\rho_{\Phi}}$ s'écrit donc :

$$w_{\Phi} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi)}{\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi)} \quad (2.35)$$

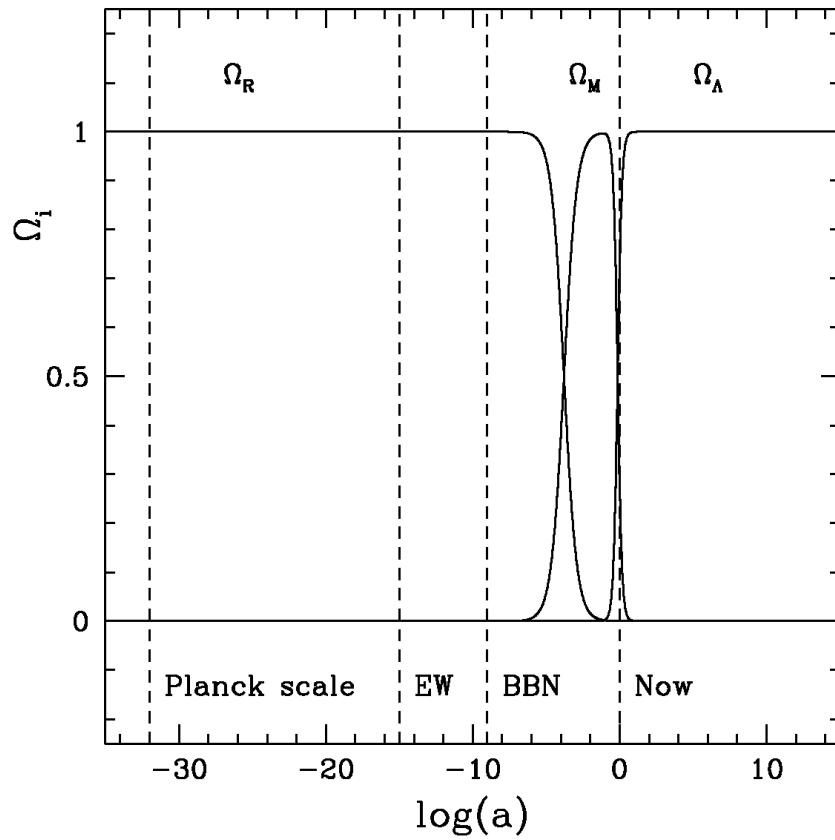


FIG. 2.5 – Evolution des densités de rayonnement Ω_R , de matière Ω_M et d'énergie du vide Ω_Λ en fonction du paramètre d'échelle. Nous y voyons également les différentes époques qu'a traversé notre Univers : l'époque de Planck, la brisure de symétrie électrofaible (EW), le nucléosynthèse primordiale (BBN) et l'époque actuelle (Carroll 2004 [22]). Nous nous trouvons effectivement dans cette très courte période où $\Omega_M \sim \Omega_\Lambda$.

Elle dépend du temps et prend des valeurs comprises entre -1 et 1. Si le champ scalaire varie lentement avec le temps, i.e $\dot{\Phi} \ll V$, alors on retrouve une constante cosmologique : $p_{\Phi} = -\rho_{\Phi}$. Ce modèle est une bonne alternative à une constante cosmologique, la densité d'énergie peut évoluer lentement vers 0 et autoriser une énergie du vide nulle.

2.2 Contrainte des paramètres cosmologiques

Le but de la cosmologie observationnelle est de contraindre les paramètres cosmologiques afin de déterminer le contenu de l'Univers et son évolution au cours du temps. Différentes méthodes utilisant différentes sondes sont exploitées (CMB, amas de galaxies, SNe Ia...). Elles possèdent toutes des avantages et inconvénients, ce qui pousse à la confrontation de leurs résultats et à leur utilisation conjointe. Notons qu'à l'heure actuelle, toutes les mesures effectuées par les différentes méthodes de contrainte des paramètres cosmologiques convergent vers un modèle standard de la cosmologie pour lequel l'Univers est plat et est constitué d'environ 30 % de matière (dont seulement environ 4 % de matière baryonique) et de 70 % d'énergie noire. Décrivons parmi ces méthodes celles qui semblent susciter le plus d'intérêt pour les projets futurs.

2.2.1 Le CMB

L'existence du CMB était prédite par Georges Gamow dès le début des années 1950. Il a été découvert accidentellement, en 1965, par deux radio-astronomes, Arno Penzias et Robert Wilson (prix Nobel de physique 1975), qui n'arrivaient pas à se débarrasser d'un « bruit de fond » radio-électrique, isotrope, uniforme et sans variation diurne ou saisonnière (Penzias et Wilson 1965 [70]). Aucune théorie autre que celle du Big-Bang ne prévoyait un tel phénomène et la prédiction d'un Univers primordial chaud et dense s'en trouva considérablement renforcée.

En effet, selon cette théorie, quand l'Univers est jeune ($t < 300\,000$ ans) la matière et le rayonnement qu'il contient sont à l'état de plasma en équilibre thermique. A cette époque, les atomes qui peuvent se former sont instantanément détruits par le rayonnement qui domine en énergie et en quantité de matière.

L'Univers au cours de son expansion se refroidit. Environ 300 000 ans après le Big-Bang, à une température $T \sim 3 \times 10^3$ K, l'énergie des photons n'est plus suffisante pour empêcher la formation des atomes et la recombinaison a lieu.

L'Univers devient alors transparent aux photons, ils peuvent se propager librement et continuer à se refroidir avec l'expansion de l'Univers. Aujourd'hui, nous observons ce rayonnement de corps noir dont la température a été mesurée avec précision par COBE (Bennett et al. 1993 [12]) :

$$T \sim 2.728 \pm 0.002 \text{ K} \quad (2.36)$$

Après correction de l'asymétrie due aux mouvements propres de la terre, du soleil et de la voie lactée par rapport au référentiel propre du CMB, ce rayonnement est isotrope

jusqu'à une précision relative de 10^{-5} , ce qui correspond en absolu à des différences de $18 \mu\text{K}$. Ces fluctuations de température sont dues initialement à de petites fluctuations de densité et de vitesse particulière dans le plasma au moment de la recombinaison.

D'autres effets entrent en jeu comme l'effet Sachs-Wolfe non intégré. Un photon qui sort d'une sur-densité perd une partie de son énergie pour lutter contre la gravité (il s'agit d'un redshift gravitationnel) et apparaît alors plus froid. A l'inverse, un photon qui sort d'une sous-densité apparaît plus chaud.

Les cartes d'anisotropies du CMB permettent donc d'obtenir celles des fluctuations de densité du plasma au moment du découplage de la matière et du rayonnement. Ces fluctuations de densité résultant de la superposition d'ondes sonores se propageant dans le plasma de baryons (noyaux d'hydrogène et d'hélium), d'électrons et de photons de l'Univers primordial. La plus grande échelle atteinte par ces ondes sonores est naturellement l'horizon sonore à l'époque de la recombinaison. Connaissant la taille de cet horizon et la distance à la surface de dernière diffusion on peut calculer la courbure de l'Univers en mesurant la taille angulaire de ces ondes sonores (voir figure 2.6).

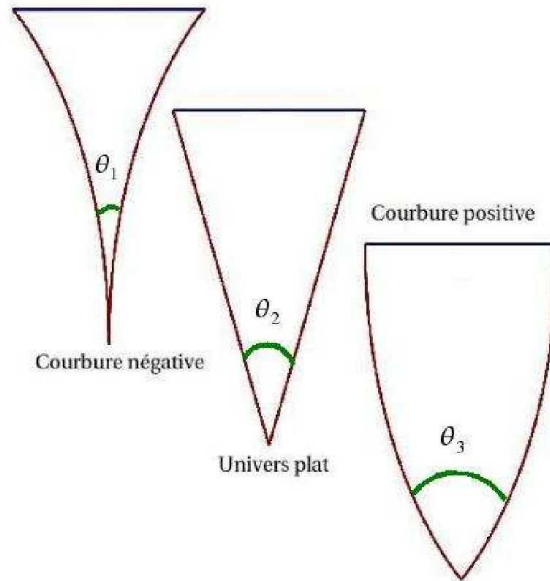


FIG. 2.6 – La taille angulaire apparente des objets varie en fonction de la courbure de l'Univers. Pour une courbure positive, la taille angulaire des objets observés nous semblera plus grande ; inversement pour une courbure négative.

La mesure des fluctuations de température conduit donc à une mesure de la géométrie de l'Univers. Ces fluctuations sont caractérisées en fonction de leur échelle angulaire sur le ciel. Le signal est ensuite décomposé sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (2.37)$$

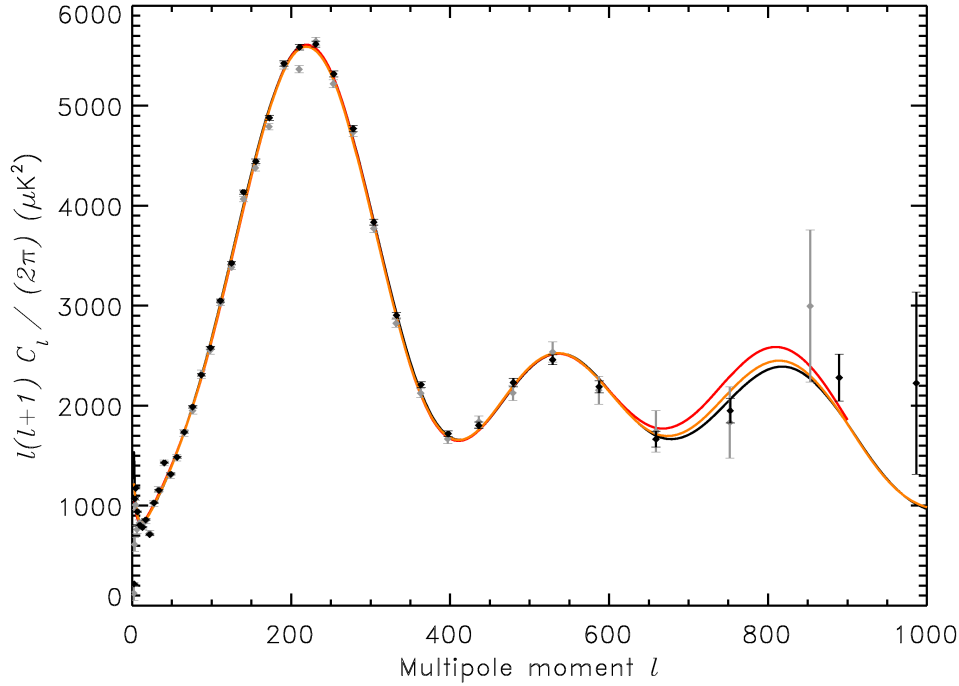


FIG. 2.7 – Comparaison des différents ajustements aux données de WMAP 3 ans. La courbe noire correspond au spectre de puissance angulaire ajusté sur les données WMAP 3 ans par un modèle Λ CDM. La courbe rouge correspond à l’ajustement sur les données WMAP 1 an. La courbe orange est ajustée sur la combinaison des données de WMAP 1 an, CBI et ACBAR. Enfin, les points noirs correspondent aux données WMAP 3 ans et les points gris aux données WMAP 1 an. La position et la hauteur des pics fournissent des contraintes sur les paramètres cosmologiques.

On construit alors le spectre de puissance angulaire avec les coefficients de cette décomposition :

$$C_l = \sum_{m=-l}^l |a_{l,m}^2| \quad (2.38)$$

Dans cette décomposition, les grands moments multipolaires l correspondent aux échelles angulaires θ les plus petites ($\theta \sim \pi/l$). La figure 2.7 représente le spectre de puissance du CMB observé par WMAP ainsi que le modèle théorique s’ajustant le mieux aux données. Il s’agit du modèle « standard » actuellement en cosmologie, le modèle Λ CDM qui spécifie que l’Univers est plat et composé principalement de matière noire froide (Cold Dark Matter ou CDM, $\Omega_{\text{CDM}} = 0.23$) et d’énergie noire ou constante cosmologique.

Le premier pic de ce spectre de puissance correspond à l’échelle angulaire de l’horizon au moment de la recombinaison. On s’attend dans le cadre d’un Univers plat ($\Omega_T = 1$) à trouver ce pic aux moments multipolaires proches de $l \simeq 220$, ou $\theta \simeq 0.8$ deg, ce qui

s'accordent très bien aux observations (Spergel et al. 2007 [80]). Par ailleurs, l'amplitude des pics secondaires dépend des valeurs des autres paramètres cosmologiques comme la densité de matière Ω_M et la densité de baryons Ω_b . Les valeurs des paramètres cosmologiques trouvés sont :

$$\begin{aligned}
 H_0 &= 73 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \\
 \Omega_T &= 1.014 \pm 0.017 \\
 \Omega_M &= 0.27 \pm 0.04 \\
 \Omega_b &= 0.042 \pm 0.004 \\
 t_0 &= 13.73^{+0.16}_{-0.15} \text{ Gyr}
 \end{aligned}
 \tag{2.39}$$

Le satellite Planck analysera les anisotropies du CMB avec une plus grande précision, de l'ordre du pourcent, jusqu'aux moments multipolaires de l'ordre de 2000. On s'intéressera également à la polarisation du CMB (à travers les futures expériences comme Planck) qui offre une mesure indépendante des paramètres cosmologiques et qui pourrait peut-être mettre en évidence les ondes gravitationnelles primordiales issues de l'inflation. D'autres expériences comme Planck, Olimpo ou SPT (South Pole Telescope) s'intéresseront en plus à l'effet Sunyaev-Zel'dovitch (Bartlett 2004 [8] et Bartlett 2006 [9]) que les amas de galaxies produisent sur les photons du CMB.

2.2.2 Les Oscillations acoustiques baryoniques

Alors que l'observation du CMB apparaît comme une des plus robustes sondes cosmologiques, l'observation des oscillations acoustiques baryoniques (BAO) fait figure d'outsider tant du point de vue scientifique que technologique.

Les anisotropies du CMB mesurent la courbure et le contenu de l'Univers, elles démontrent que les perturbations de densité du plasma primordial sont générées bien avant la recombinaison et sont majoritairement adiabatiques.

Ces perturbations engendrent la propagation d'ondes acoustiques dans le plasma relativiste avant la recombinaison. La surdensité de matière noire croît sur place tandis que la partie baryonique est transportée vers l'extérieur par une onde sphérique. Autour de $z \simeq 1\,000$, la neutralisation de la matière baryonique libère les photons du CMB et fait chuter très rapidement la vitesse du son dans le milieu arrêtant littéralement la propagation des ondes sonores. A cette époque, l'échelle de distance atteinte par l'onde sonore est d'environ 150 Mpc.

Les théories d'évolution prévoient la formation des grandes structures actuellement observées à partir des surdensités primordiales. Les oscillations acoustiques présentes dans le plasma au moment de la recombinaison vont alors se retrouver dans le spectre de puissance de la matière non relativiste mesuré aujourd'hui. La fonction de corrélation des galaxies doit donc montrer un pic à une échelle de 150 Mpc.

Cette méthode fournit tout d'abord une validation des théories de formation gravitationnelle des amas et de formation des grandes structures par évolution linéaire des perturbations depuis $z \simeq 1\,000$ jusqu'à aujourd'hui. D'autre part, les signatures acoustiques donnent une confirmation de l'existence de matière noire à $z \simeq 1\,000$ quand les modèles complètement baryoniques décrivent un effet plus important que celui observé.

Enfin, le pic acoustique est un outil utilisable sur une large gamme de redshifts ce qui permet de déterminer géométriquement la relation entre diamètre angulaire, distance et redshift ainsi que l'évolution du paramètre de Hubble. Cette méthode est donc complémentaire aux méthodes basées sur la mesure de la distance de luminosité comme l'observation des SNe Ia.

De plus, d'après un rapport récent du Dark Energy Task Force [2], le BAO est la méthode qui semble la moins affectée par les incertitudes systématiques. D'après ce rapport, ces incertitudes sont plus liées aux modèles théoriques qu'à la mesure en elle-même. Les systématiques les plus importantes sont le biais existant entre la distribution de matière réelle et celle déduite de la distribution des galaxies, et les effets liés à la croissance non linéaire des structures et aux vitesses particulières des galaxies. Ces incertitudes restent cependant inférieures à celles rencontrées avec d'autres sondes telles que les supernovae, les amas de galaxies ou le cisaillement gravitationnel. Le pouvoir statistique de la méthode se trouve cependant limité par la variance cosmique (nombre de galaxies observables dans un volume fini) mais surtout par le nombre de modes observables pour construire le spectre de puissance ($P(k_0) = \langle |\delta k|^2 \rangle$ avec $k_0 - \Delta k/2 < k < k_0 + \Delta k/2$).

Les oscillations acoustiques baryoniques ont été observées pour la première fois en 2005 (Eisenstein et al. 2005 [29]) à partir du relevé optique de 46 748 galaxies rouges observées par le SDSS. Cette première expérience, effectuée sur un petit volume d'Univers (1 Gpc^3) centré autour d'un redshift moyen de 0.35, a montré la faisabilité de projets de plus grande envergure.

Le but est maintenant d'observer plus loin, jusqu'à $z \simeq 1.5$ afin de collecter un plus grand nombre de galaxies (plusieurs milliards) sur de plus grands volumes (quelques Gpc^3).

Alors que le relevé du SDSS était basé sur des observations dans le domaine visible et des redshifts spectroscopiques permettant de construire la fonction de corrélation à deux points (distribution de toutes les distances entre les galaxies prises deux à deux), il s'agit maintenant d'utiliser les ondes radios. La méthode est nettement plus rapide car on détecte les galaxies par leur raie d'hydrogène atomique HI située à 21 cm (1.4 GHz). De plus, cette raie est la seule dans cette gamme de fréquence. Le relevé est à trois dimensions et donne directement la position dans le ciel et le redshift de la galaxie. Cela offre un avantage conséquent lorsque l'on sait combien le temps spectroscopique est coûteux à l'heure actuelle.

Du point de vue technologique, l'avantage de cette méthode réside dans l'observation d'une bande radio utilisée par la téléphonie mobile (0.9 à 1.8 GHz). En effet, les téléphones cellulaires utilisent des amplificateurs à bas bruit dont le prix a considérablement chuté depuis l'avènement du téléphone portable. Ce type d'amplificateur ne coûte que quelques euros à l'unité et fonctionne à température ambiante alors qu'il aurait fallu installer des lignes cryogéniques beaucoup plus onéreuse il y a seulement quelques années. L'inconvénient est bien sûr la pollution radio engendrée par les téléphones surtout aux abords des grandes villes, mais également celle des radars. Le choix du site est donc tout aussi important que la connaissance et la modélisation des bruits de fond pour ce type d'expérience.

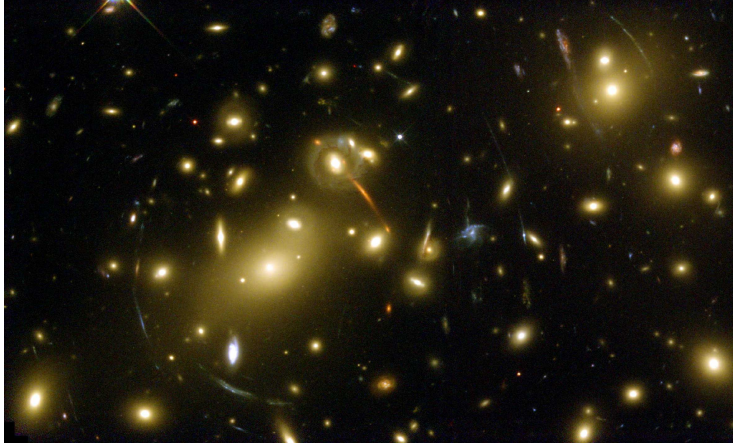


FIG. 2.8 – L’amas de galaxies Abell 2218 vu par le télescope spatial Hubble. Les arcs formés par la distortion gravitationnelle sont les images des galaxies d’arrière plan.

Parmi les projets remarquables de BAO, nous pouvons citer le Square Kilometer Array (SKA) capable de travailler sur plusieurs gammes de fréquences avec une surface collectrice de $3\,000\text{ km}^2$. SKA sera fonctionnel en 2015-2020 pour un budget de l’ordre du milliard d’euros. Notons aussi qu’un projet de plus petite envergure, le Hubble Sphere Hydrogen Survey (HSHS), se trouve actuellement à l’étude au CEA/IRFU/SPP. Il fait figure de précurseur et devrait donner ses premiers résultats en 2013-2014 pour un budget plus modeste d’environ 5 millions d’euros.

2.2.3 Le cisaillement gravitationnel

La relativité générale prédit la déviation des rayons lumineux passant à proximité d’une distribution de masse. C’est à la fin des années 1980 que furent découverts les premiers arcs gravitationnels dus à des amas de galaxies d’avant plan (Soucail et al. 1988 [79]). Les galaxies lointaines voient en effet leurs images déformées par la déviation des photons autour de l’amas sous forme d’arcs. Un exemple flagrant est représenté figure 2.8.

Le cisaillement gravitationnel permet d’obtenir des informations sur la répartition de la masse dans l’Univers, principalement la répartition de matière noire puisque c’est elle qui domine le bilan énergétique de la matière.

Le cisaillement faible ou *weak shear* est présent partout. Les photons nous parvenant de galaxies lointaines passent nécessairement à proximité de distributions de masses telles que les galaxies et subissent ainsi de nombreuses déviations aléatoires avant d’arriver sur nos caméras CCD.

Le cisaillement faible ne permet pas de détection individuelle mais autorise, lorsqu’il est étudié sur de grands relevés (larges et profonds), une analyse statistique des corrélations entre les distortions. Nous sommes alors en mesure de reconstruire des cartes en trois dimensions de la distribution de matière noire.

Grâce à ce type de relevé, il est possible de déterminer Ω_M sans passer par une distribution de luminosité (comme c'est le cas en optique ou en X) qui introduit des biais toujours délicats à contrôler. De plus, l'évolution de l'équation d'état de l'énergie noire peut être contrainte via le spectre de puissance tiré de la répartition statistique des grandes structures. Enfin, les futurs relevés permettront la reconstruction du spectre de puissance primordial de la matière donnant des contraintes sur les modèles d'inflation.

Parmi les futurs projets, citons le Dark UNiverse Explorer (DUNE). Il s'agit d'un télescope embarqué dans un satellite dont le lancement est prévu en 2011–2012. Placer le télescope dans l'espace présente l'avantage de s'affranchir des systématiques liées à l'atmosphère comme les effets de déformation des images, extrêmement problématiques pour l'étude du cisaillement. DUNE observera 20 000 deg² à travers une large bande dans le rouge. A terme, il devra fournir un relevé d'environ 35 galaxies par minute d'arc pour un redshift moyen de 1. Un suivi au sol est prévu pour l'obtention de redshifts photométriques sur les galaxies.

2.3 La cosmologie avec les SNe Ia

Les paramètres cosmologiques peuvent aussi être déterminés par les observations de « chandelles standard » comme les SNe Ia. Il s'agit d'utiliser leur luminosité comme indicateur de distance dans l'Univers. Nous détaillerons dans les paragraphes suivants les méthodes utilisées.

2.3.1 Mesure de distance en cosmologie

Deux équations déterminent l'évolution du paramètre d'échelle $a(t)$. La première est l'équation de Friedmann :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} \quad (2.40)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i + (1 - \Omega_T)H_0^2 \hat{a}^{-2} \quad (2.41)$$

où :

$$\hat{a}(t) = \frac{a(t)}{a_0} \quad \Omega_T = 1 - \Omega_k = 1 + \frac{k}{a_0^2 H_0^2} \quad (2.42)$$

et a_0 est la valeur actuelle du paramètre d'échelle :

$$a_0 = \frac{H_0^{-1}}{\sqrt{|\Omega_T - 1|}} \quad (2.43)$$

C'est la distance à partir de laquelle les effets de la courbure de l'Univers se font ressentir. Si $k = 0$, alors a_0 n'est pas déterminé mais se simplifie toujours dans les équations. Dans ce cas, on prend en général $a_0 = 1$.

La seconde équation est l'équation d'état. Elle donne la densité ρ_i de chaque composante énergétique en fonction de sa pression p_i . En substituant ces densités dans l'équation de Friedmann, on en obtient une forme directement utilisable pour contraindre les paramètres cosmologiques :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} [\rho_M(a_0)\hat{a}^{-3} + \rho_R(a_0)\hat{a}^{-4} + \rho_\Lambda(a_0)] + (1 - \Omega_T) H_0^2 \hat{a}^{-2} \quad (2.44)$$

ou encore :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0 [\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2}] \quad (2.45)$$

Dans un Univers homogène, l'équation de Friedmann permet de calculer différentes grandeurs en fonction du paramètre d'échelle.

Le temps :

$$\begin{aligned} t - t_0 &= \int_{a_0}^{a(t)} \frac{da}{a \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)} \\ &= H_0^{-1} \int_{a_0}^{a(t)} \frac{da}{a [\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2}]^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

La coordonnée comobile radiale χ pour un redshift z donné :

$$d\chi = \frac{dt}{a} \quad (2.47)$$

$$\begin{aligned} \chi(z) &= \int_{\frac{a_0}{1+z}}^{a_0} \frac{da}{a^2 \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)} \\ &= \frac{H_0^{-1}}{a_0} \int_{\frac{1}{1+z}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 [\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2}]^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (2.48)$$

L'expression de $\chi(z)$ permet aussi de relier le paramètre d'échelle au redshift. Si on considère un signal périodique émis à $t = t_1$ et à $t = t_1 + \delta t_1$. Ce signal est reçu à une distance comobile $\chi(z)$ à $t = t_0$ et $t = t_0 + \delta t_0$:

$$\chi(z) = \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (2.49)$$

or,

$$\int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \simeq \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} - \frac{\delta t_1}{a(t_1)} + \frac{\delta t_0}{a(t_0)} \quad (2.50)$$

d'où

$$\frac{\delta t_1}{a(t_1)} = \frac{\delta t_0}{a(t_0)} \quad (2.51)$$

et finalement :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} = 1 + z \quad (2.52)$$

Le redshift n'est donc plus vu comme un effet Doppler-Fizeau mais comme une conséquence de l'expansion de l'Univers.

Pour la suite, et dans le but de simplifier les expressions mathématiques, on considérera un Univers plat ($\Omega_T = 1$, comme semble l'indiquer les expériences d'observation du CMB) et dans lequel le rayonnement est négligeable dans le bilan énergétique (ce qui reste vrai pour $z < 2$). Dans ce cas, et dans le cadre d'un modèle décrivant une constante cosmologique, la distance d'un objet situé à un redshift z est la suivante :

$$R(z) = a_0\chi(z) = H_0^{-1} \int_{\frac{1}{1+z}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_M\hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.53)$$

Plus généralement, si on considère une énergie noire qui varie dans le temps, la conservation de l'énergie donne :

$$\dot{\rho}_\Lambda = -3(1+w)\rho_\Lambda \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.54)$$

et après intégration :

$$\rho_\Lambda(z) = \rho_\Lambda(0) \times e^{-3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'} \quad (2.55)$$

et :

$$R(z) = a_0\chi(z) = H_0^{-1} \int_{\frac{1}{1+z}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 \left(\Omega_M\hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \times e^{-3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.56)$$

2.3.2 Distance de luminosité

Pour un objet de luminosité intrinsèque \mathcal{L} (en unités d'énergie par unité de temps) dont on reçoit le flux f (en unités d'énergie par unité de temps et de surface), la *distance de luminosité* s'écrit :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \quad (2.57)$$

C'est le rayon de la sphère pour laquelle un objet de luminosité \mathcal{L} donnerait un flux f si l'Univers était statique.

Pour un Univers non statique, la distance qui nous sépare d'un objet de redshift z est :

$$R(z) = a_0\chi(z) \quad (2.58)$$

Le flux reçu de cet objet est affecté par une dilatation du temps en $(1+z)$. Le même facteur est appliqué sur son énergie qui est proportionnelle à la fréquence et se retrouve donc décalée vers le rouge. Finalement, le flux va s'écrire :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi a_0^2 \chi^2(z)} \frac{1}{(1+z)^2} \quad (2.59)$$

par identification avec l'équation 2.57, il vient :

$$d_L(z) = a_0 \chi(z) (1+z) \quad (2.60)$$

soit d'après l'équation 2.56 :

$$d_L(z) = \frac{1+z}{H_0} \int_{\frac{1}{1+z}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 \left(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \times e^{3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.61)$$

Il est important de remarquer que si nous disposons de « chandelles standard », c'est à dire d'objets dont la luminosité \mathcal{L} est reproductible, il est possible de contraindre les paramètres cosmologiques (H_0 , Ω_M , Ω_Λ et w) en comparant le flux f mesuré pour ces objets à différents redshifts. C'est ce que nous faisons avec les supernovae de type Ia en construisant le *diagramme de Hubble*.

2.3.3 Diagramme de Hubble

2.3.3.1 Correction-K

Dans la pratique, il n'est pas possible de mesurer le flux bolométrique d'un objet, c'est à dire le flux intégré sur toutes les longueurs d'onde. Il faut donc se restreindre à une ou plusieurs bandes de longueurs d'onde à travers lesquelles nous intégrons le flux de l'objet. D'autre part, et du fait de la distance à laquelle nous observons chaque objet, son spectre se trouve décalé vers le rouge (facteur $1+z$). La partie du spectre intégré est donc différente pour chaque objet (voir figure 2.9).

Or, les mesures de distance de luminosité sont basées sur la comparaison de supernovae proches et lointaines. Il est donc impératif de corriger les flux mesurés de cet effet pour les ramener dans un même référentiel photométrique (celui de la supernova). C'est ce que nous appelons la *correction-K*.

En astronomie, il est courant de travailler avec des flux d'énergie et des luminosités exprimés par unité de longueur d'onde : $\Phi(\lambda)$ est alors en $\text{erg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{\AA}^{-1}$ et L en $\text{erg.s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$. La relation reliant ces deux quantités pour un objet situé à un redshift z est alors la suivante :

$$\Phi(\lambda_0) = \frac{L(\lambda_1)}{4\pi d_L^2 (1+z)} \quad (2.62)$$

avec λ_1 la longueur d'onde à laquelle sont émis les photons et λ_0 la longueur d'onde à laquelle ils sont reçus.

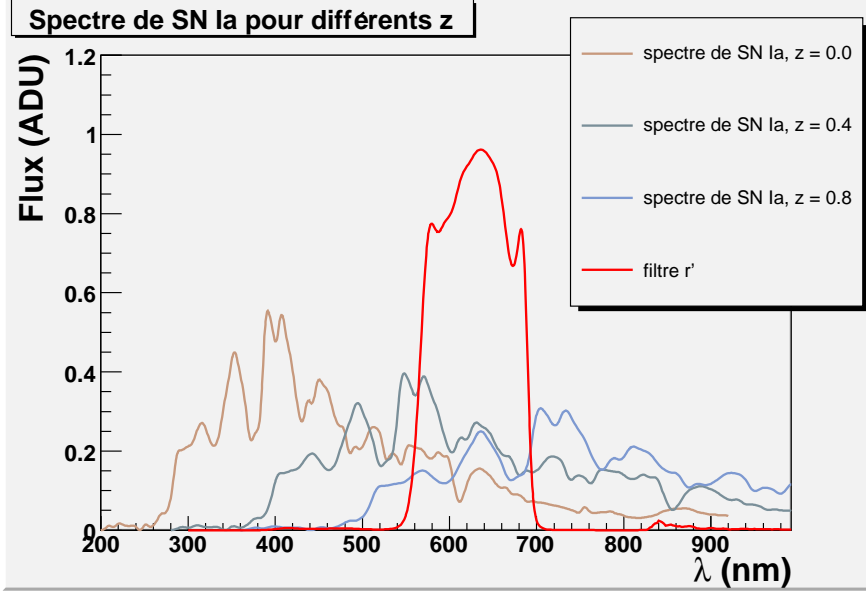


FIG. 2.9 – Spectre d’une SNe Ia à différents redshifts. Y est superposée, la transmission des filtres Megacam. Nous voyons que la partie du spectre intégrée dans chaque filtre change en fonction du redshift.

Le signal intégré dans une bande donnée, en $\text{ADU} \cdot \text{s}^{-1}$ (« Arbitrary Digital Unit » ou unité de flux du détecteur, par seconde), pour une supernova située à un redshift z s’écrit dans ce cas :

$$S_{\text{SN}} = \int_0^{+\infty} \Phi(\lambda) T(\lambda) d\lambda = \frac{1}{4\pi d_L^2 (1+z)} \int_0^{+\infty} L\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T(\lambda) d\lambda \quad (2.63)$$

où la transmission $T(\lambda)$ du détecteur (ensemble des filtres, de tous les instruments optiques et de l’atmosphère) est exprimée en $\text{ADU} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{erg}^{-1}$.

Les conditions d’observation jouant un rôle majeur sur la transmission de l’atmosphère et donc sur notre connaissance de $T(\lambda)$ et finalement sur les caractéristiques du signal intégré, il convient de rapporter le signal à celui d’une étoile de référence S_\star dont le flux Φ_\star est connu :

$$\frac{S_{\text{SN}}}{S_\star} = \frac{1}{4\pi d_L^2 (1+z)} \frac{\int_0^{+\infty} L\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_\star(\lambda) T(\lambda) d\lambda} \quad (2.64)$$

On notera que ce rapport est indépendant de la norme de T , seule sa forme est importante.

Nous voulons comparer le signal intégré dans la même bande de longueurs d’onde pour des supernovae situées à des redshifts différents. La correction-K K_L ramène le flux

intégré dans un filtre j au flux qui serait intégré dans un autre filtre i dans le référentiel propre de la supernova :

$$K_{L,ij}(z) = (1+z) \times \frac{\int_0^{+\infty} L(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} L\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_j(\lambda) d\lambda} \quad (2.65)$$

et

$$S_i(z=0) = \frac{S_j(z)}{K_L} \quad (2.66)$$

Plutôt qu'un signal en ADU, nous utilisons l'échelle des magnitudes :

$$m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{S_{\text{SN},i}}{S_{\star,i}} \right) \quad (2.67)$$

La correction-K s'exprime donc en magnitude de la façon suivante :

$$m_i(z=0) = m_j(z) - K_{ij} \quad (2.68)$$

avec :

$$K_{ij}(z) = 2.5 \log_{10}(1+z) + 2.5 \log_{10} \left(\frac{\int_0^{+\infty} L(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} L\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_j(\lambda) d\lambda} \frac{\int_0^{+\infty} \Phi_{\star}(\lambda) T_j(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_{\star}(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda} \right) \quad (2.69)$$

Ainsi nous pouvons déterminer la magnitude apparente de chaque supernova dans une bande donnée et dans son référentiel propre. Cela va nous permettre de construire le Diagramme de Hubble en vue de contraindre les paramètres cosmologiques.

2.3.3.2 Systématiques

Le passage des magnitudes observées vers la magnitude B (habituellement utilisée en cosmologie) dans le référentiel de chaque supernova nécessite de modéliser trois choses : l'instrument et plus particulièrement le système de filtres (T_i , T_j ... qui ne sont autres que g', r' i' et z' pour le SNLS, voir section 3.2.1) ; le spectre de la supernova ($L(\lambda)$) en fonction de son âge, son stretch et sa couleur ; ainsi que le spectre de l'étoile de référence.

Ainsi, en fonction des magnitudes observées sur un événement situé à un redshift donné, nous allons être amené à contraindre un modèle de spectre (voir section 5.1). La magnitude B dans le référentiel de l'événement est alors obtenue par intégration du modèle de spectre dans un modèle de filtre B. Cela revient en fait à interpoler ou extrapoler l'intégrale du spectre en B à partir des intégrales du spectre dans les bandes observées.

L'incertitude systématique des corrections-K fait intervenir l'incertitude sur notre connaissance des filtres utilisés et du spectre de l'étoile de référence, en l'occurrence Vega,

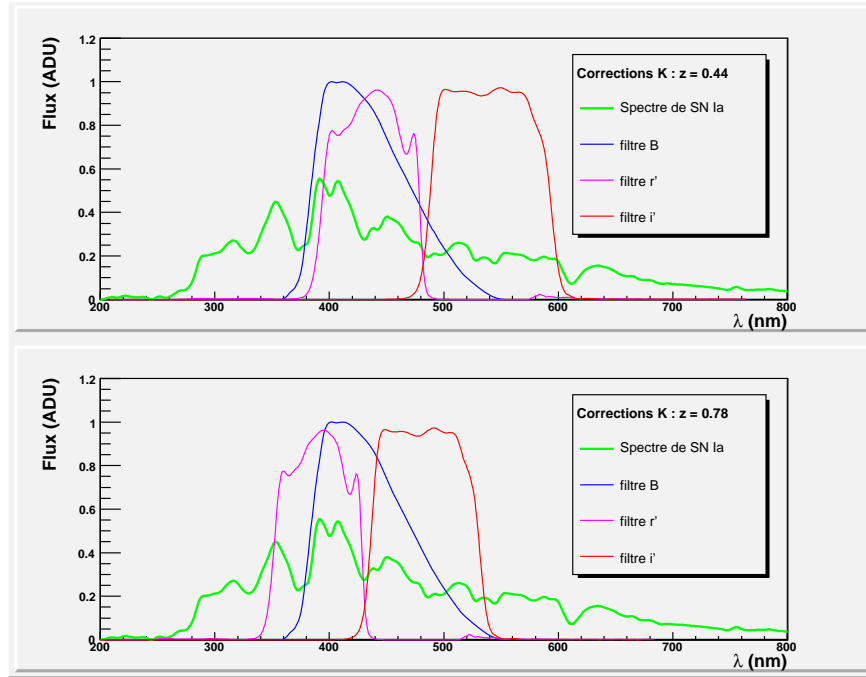


FIG. 2.10 – Recouvrement du filtre B dans le référentiel de l'événement avec les filtres observés r' et i' pour deux redshifts différents. Pour $z = 0.44$, le filtre B se trouve aligné avec le filtre r' ce qui minimise l'interpolation et donc l'erreur systématique sur le flux en B (environ 1 %). Pour $z = 0.78$, le filtre B se trouve entre les filtres r' et i' . Dans ce cas, l'interpolation est maximale et l'erreur systématique sur le flux en B est plus grande (environ 4 %).

à hauteur de quelques pourmilles mais elle est surtout dominée par la détermination de la couleur de la SN et la capacité du modèle utilisé à reproduire ses propriétés spectrales (Nugent et al. 2002 [66] et Hsiao et al. 2007 [46]).

L'erreur systématique sur la magnitude B dans le référentiel de l'événement est d'autant plus importante que les filtres utilisés pour l'observation au redshift considéré ne sont pas alignés avec le filtre B dans le référentiel de l'événement. La correction-K nécessite alors une plus grande interpolation (Hsiao et al. 2007 [46]). La figure 2.10 montre deux exemples à deux redshifts différents : le premier cas de figure correspond à un alignement du filtre B avec le filtre r' , minimisant l'erreur systématique ; et le deuxième cas de figure représente le filtre B situé entre les filtres r' et i' , là où l'erreur systématique est la plus grande à cause de l'interpolation nécessaire entre les deux filtres. Finalement, Hsiao et al. 2007 [46] estime l'erreur systématique dans le B à 0.01 magnitude dans le meilleur des cas et à 0.04 magnitude dans le pire des cas.

2.3.3.3 Diagramme de Hubble

La magnitude apparente des supernovae dépend de la cosmologie. En effet, en bande B dans le référentiel de la supernova :

$$m_B(z=0) = -2.5 \log_{10} \left(\frac{1}{4\pi d_L^2(z, \Omega_i)} \frac{\int_0^{+\infty} L(\lambda) T_B(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_*(\lambda) T_B(\lambda) d\lambda} \right) \quad (2.70)$$

Toute la dépendance est contenue dans l'expression de la distance de luminosité. Il s'agit donc de comparer des distances de luminosité, ou des magnitudes, à différents redshifts pour être en mesure de contraindre les paramètres cosmologiques. En pratique, nous comparons des *modules de distance*, définis de la manière suivante :

$$\mu_B = m_B - M + \alpha x_1 - \beta c \quad (2.71)$$

où M est la *magnitude absolue* des supernovae, c'est à dire la magnitude apparente qu'aurait une supernova si on la regardait dans son référentiel propre à une distance de 10 pc, et où α et β sont les paramètres dits « de nuisance ». Ils paramétrisent la correction en stretch (x_1) et en couleur (c) qui permet de réduire la dispersion intrinsèque au maximum de luminosité de ces chandelles standard (voir section 1.3.3.1). Remarquons aussi que c'est la magnitude au maximum qui est utilisée pour la cosmologie.

Le diagramme de Hubble obtenu par le SNLS après analyse de la première année d'observation est donné en figure 2.11. Il a été obtenu à partir de 44 supernovae proches tirées de la littérature et 71 supernovae lointaines observées par l'expérience. Ce diagramme contraint les paramètres cosmologiques pour un Univers plat et donne $\Omega_\Lambda = 0.737 \pm 0.037$. Si nous nous plaçons dans un contexte plus général d'Univers, les contours de confiances (voir figure 2.12) révèlent que l'observation des supernovae donne plutôt une contrainte sur une combinaison linéaire de Ω_M et Ω_Λ (dont la forme exacte dépend du redshift moyen du lot de supernovae).

Cela peut s'expliquer en regardant l'équation de décélération (voir section 2.1.2.4) :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i) \quad (2.72)$$

Dans un Univers composé de matière et d'énergie noires, nous pouvons décomposer l'équation comme ceci :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{H_0^2}{2} \frac{8\pi G}{3H_0^2} (\rho_M \hat{a}^{-3} + \rho_\Lambda - 3\rho_\Lambda) \quad (2.73)$$

ou encore :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -H_0^2 \left(\frac{\Omega_M}{2} \hat{a}^{-3} - \Omega_\Lambda \right) \quad (2.74)$$

Nous voyons ainsi que la décélération, ou l'accélération, de l'expansion de l'Univers sont des conséquences directes des valeurs des paramètres cosmologiques. Dans un Univers se trouvant en expansion accélérée, les supernovae nous paraissent moins brillantes pour un redshift donné que dans un Univers en expansion décélérée.

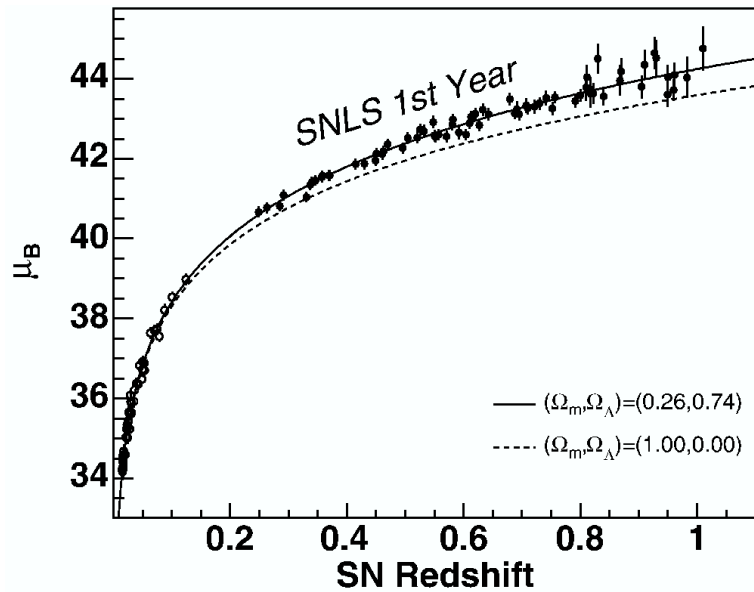


FIG. 2.11 – Diagramme de Hubble publié en 2006 par le SNLS (Astier et al. 2006 [5]), comparant le module de distance de SNe Ia proches et lointains. La courbe discontinue représente ce que nous observerions si l'Univers était uniquement constitué de matière tandis que la courbe en trait plein correspond au meilleur ajustement sur les données et indique un Univers contenant environ 24 % de matière, le reste étant constitué d'énergie noire. Les deux courbes supposent un Univers plat ($\Omega_T = 1$).

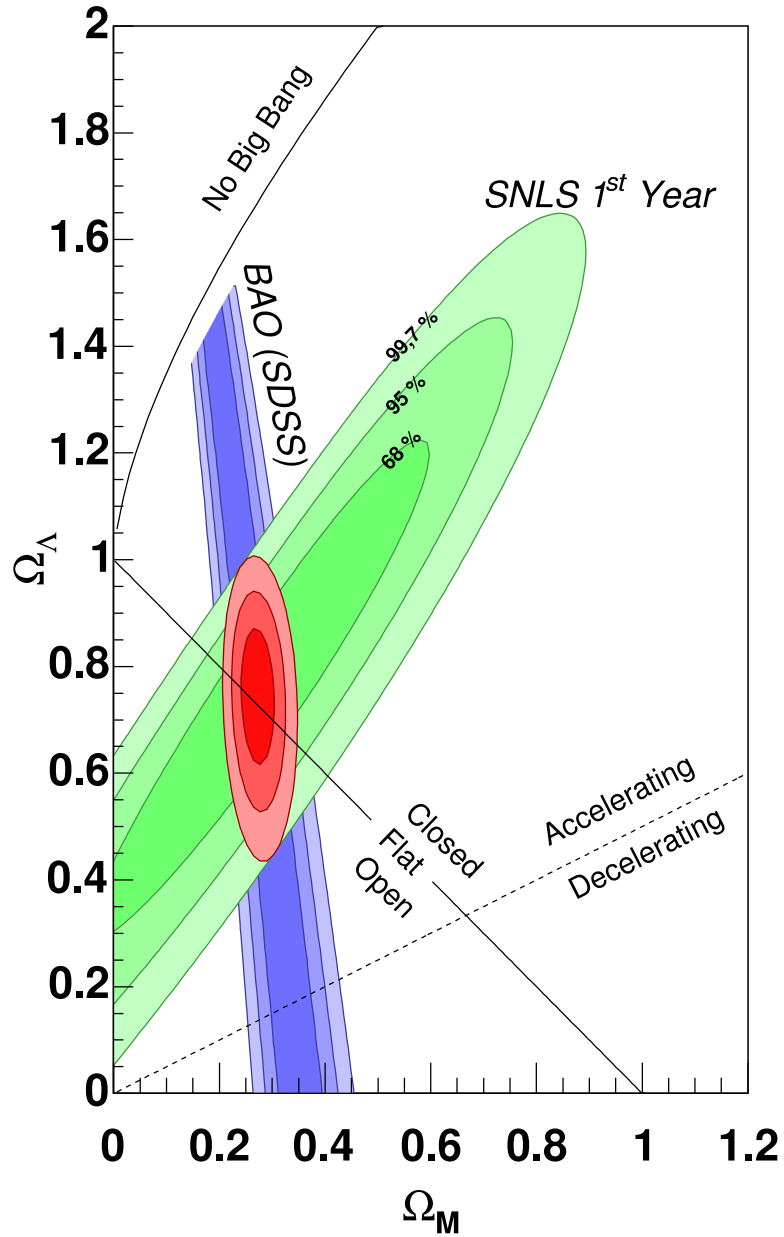


FIG. 2.12 – Contours de confiance à 68.3 %, 95.5 % et 99.7 % dans le plan $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ obtenus avec les SNe Ia de SNLS. La figure montre aussi les limites correspondant à un Univers fermé ou ouvert mais également les limites correspondant à un Univers en accélération ou en décélération.

Afin d'obtenir des contraintes précises sur les paramètres cosmologiques sans imposer la platitude, il s'avère nécessaire de combiner les résultats donnés par les SNe Ia aux résultats d'autres expériences ne présentant pas les mêmes dégénérescences. Dans le cas du SNLS, ce sont les résultats du BAO (Eisenstein et al. 2005 [29]) qui sont utilisés (voir figure 2.12).

A l'heure actuelle, le modèle standard de la cosmologie converge vers un Univers composé de 95 % de matière noire et énergie noire. La nature et les propriétés de ces deux composantes énergétiques sont encore extrêmement mal connues. L'analyse des données de première année donne l'équation d'état de l'énergie noire $w = -1.023 \pm 0.105$, ce qui ne permet pas de trancher fermement en faveur d'une constante cosmologique ou d'un modèle de quintessence. C'est pourquoi, il convient de poursuivre les investigations.

Le Supernova Legacy Survey, au terme des 5 ans de prise de données, devrait mesurer les paramètres cosmologiques Ω_M , Ω_Λ et w (l'équation d'état de l'énergie noire) avec une précision suffisante pour affiner notre connaissance de l'énergie noire. En particulier, en posant des contraintes plus fortes sur son équation d'état. Notons que l'analyse des 3 premières années sera publiée très prochainement et fournira déjà des informations plus précises.

La quantité et la qualité des données produites par SNLS permet d'ores et déjà d'étudier les effets systématiques dus aux méthodes d'analyse ou intrinsèques aux SNe Ia. Le cadre dans lequel s'inscrit ce travail de thèse, l'analyse différée des données du Supernova Legacy Survey, permettra de s'affranchir des éventuels biais de sélection de l'analyse en temps réel, en particulier les biais engendrés par la sélection spectroscopique.

Chapitre 3

Le SuperNova Legacy Survey

3.1 Observations des SNe Ia et premières contraintes sur Ω_Λ

C'est en 1998 que deux équipes indépendantes ont annoncé au même moment leurs résultats portant sur l'observation de SNe Ia. Bouleversant la cosmologie, la High Z Search Team (Riess et al. 1998 [72]) et le Supernova Cosmology Project (Perlmutter et al. 1999 [71]) ont fait sortir de l'oubli la fameuse constante cosmologique. En effet, leurs observations montrèrent que l'Univers était en expansion accélérée et qu'il était donc dominé par une énergie noire.

Ces deux projets avaient alors abouti à l'observations de 16 SNe Ia ayant un redshift compris entre 0.16 et 0.62 pour le High Z Search Team et 46 SNe Ia avec un redshift compris entre 0.18 et 0.82 pour le Supernova Cosmology Project. Leur technique de détection, basée sur la comparaison de mêmes zones du ciel à 2 ou 3 semaines d'intervalle, conduisait presque systématiquement à découvrir les événements après le maximum de luminosité. Cependant, et malgré une détermination assez médiocre de la couleur intrinsèque des supernovae, ces deux études ont pu montrer l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Depuis, les mesures cosmologiques effectuées avec différentes sondes (CMB, amas de galaxies, supernovae) ont abouti au modèle standard Λ CDM de la cosmologie.

Le but est maintenant de déterminer avec une plus grande précision la valeur des paramètres cosmologiques. Le SNLS s'inscrit dans cette optique et a déjà fourni des contraintes précises dès sa première année de prise de données. Voyons plus en détail le contexte du projet.

3.2 Observations

3.2.1 Le CFHT et Megacam

Le télescope Canada-France-Hawaï (CFHT, voir figure 3.1), est le fruit d'une collaboration entre la France, le Canada et l'Université de Hawaï. Situé au sommet du

volcan Mauna Kea à 4 200 m d'altitude, il fonctionne depuis 1979 et possède un miroir de 3.60 m. La pureté de l'atmosphère, son très faible taux d'humidité, l'absence de pollution lumineuse et la grande stabilité météorologique font du sommet du Mauna Kea un site privilégié de l'hémisphère nord pour l'observation astronomique. Beaucoup d'autres grands télescopes y sont implantés.



FIG. 3.1 – Le dôme du CFHT photographié par Jean-Charles Cuillandre (exposition de 2 heures), on y voit le mouvement apparent des étoiles dû à la rotation de la terre.

Nous pouvons en citer quelques uns : Keck I et II (10 m), Subaru (8.30 m) et Gemini nord (8.10 m) dans le domaine optique ; United Kingdom Infrared Telescope (3.80 m) et NASA Infrared Facility (3 m) pour le domaine infrarouge ; James Clark Maxwell Telescope (15 m) et Caltech Submillimeter Observatory (10.40 m) pour les domaines millimétrique et submillimétrique ; et un des éléments du Very Long Baseline Array (25 m) pour le domaine radio.

Megacam (Boulade et al. 2003 [16], voir figure 3.2) est encore à ce jour la plus grande caméra CCD au monde. Placée au foyer du CFHT, elle est munie de 40 CCD dont 36 sont utilisés par le télescope (mosaïque de 4×9). Chaque CCD est constitué de $2\,048 \times 4\,612$ pixels ce qui représente un peu plus de 340 millions de pixels pour la caméra entière. L'angle solide ainsi couvert par Megacam est de 0.96×0.96 degrés carrés (voir table 3.1 pour un résumé des différentes caractéristiques techniques).

Le site de Mauna Kea offre un excellent *seeing*. Observée depuis la Terre, une étoile est un objet ponctuel. Mais le signal reçu est convolué par le passage des photons à

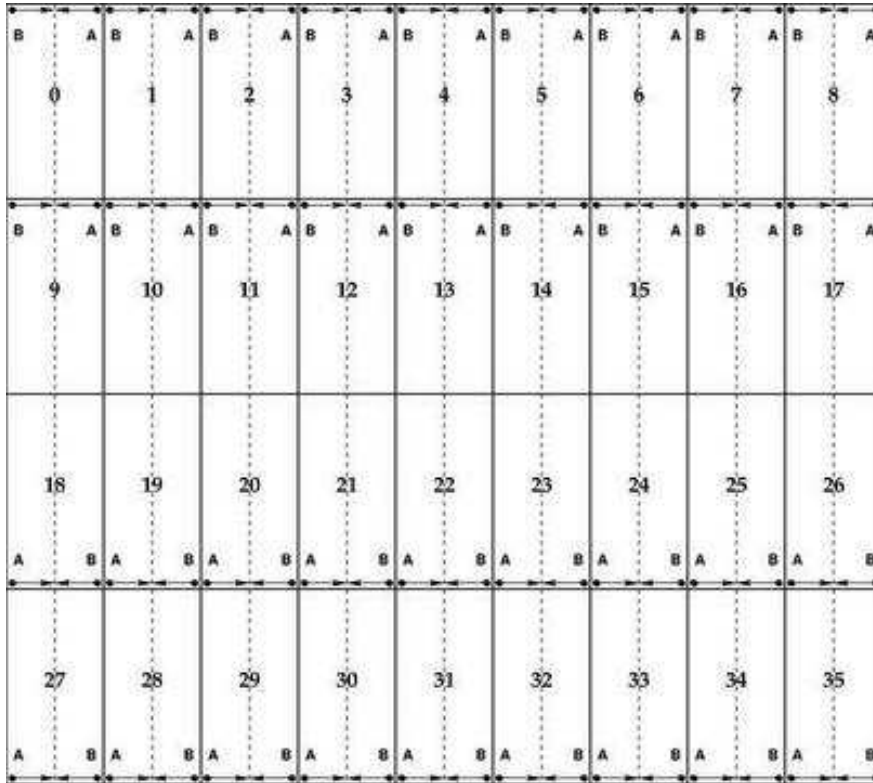


FIG. 3.2 – La caméra Megacam est constituée d'une mosaïque de 40 CCD dont 36 sont utilisés par le télescope (schéma du bas). Lors des observations le nord est orienté en haut et l'est à gauche.

nombre de CCD	36
taille d'un CCD	2 048 × 4 612 pixels
taille d'un pixel	13.5 μm
taille angulaire d'un pixel	0.187"
champ de vue	0.917 deg ²
temps de lecture	≈ 30 secondes
temps de changement de filtre	2 minutes
bruit de lecture	≤ 5 e ⁻ /pixel
température de fonctionnement	-120° C

TAB. 3.1 – Caractéristiques techniques de la caméra Megacam.

travers l'atmosphère et les différents éléments optiques du télescope. Nous appelons seeing l'élargissement spatial du profil des étoiles sur la caméra. On le caractérise par la largeur à mi-hauteur du profil de ces étoiles sur un CCD, la largeur de la PSF¹. Le seeing varie principalement avec les conditions météorologiques (un exemple de variation de seeing au cours du temps est représenté figure 3.3). Il est de l'ordre de 0.6" par des conditions optimales. Avec la taille d'un pixel de 0.187", l'échantillonnage est correct même pour les meilleures conditions d'observation. Une comparaison des PSF pour un bon et un mauvais seeing est représentée figure 3.4.

Megacam est utilisée chaque mois durant une période de 15 à 18 jours autour de la nouvelle lune (la lumière du soleil réfléchiée par la lune est une source de bruit de fond importante sur les images). Le télescope est piloté depuis le quartier général du CFHT situé à Waimea, 3 400 m plus bas.

Cinq filtres équipent le porte-filtre placé devant Megacam. Ils permettent des observations dans la gamme de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge (voir table 3.2 pour un résumé des caractéristiques techniques des filtres utilisés sur Megacam). Les filtres sont très similaires à ceux du SDSS (sauf le filtre u*), devenus un standard en ce qui concerne l'observation d'un grand nombre de galaxies. Cela facilite l'étalonnage des flux car il existe une zone de recouvrement entre les champs observés par le SDSS et les champs observés par le Canada France Hawaiï Telescope Legacy Survey (CFHTLS, voir section 3.2.2). A terme, le but serait de s'affranchir du système de magnitude Vega et de toutes les systématiques qui en découlent (voir section 4.6.2) au profit du système de magnitude AB propre au SDSS et au CFHTLS.

Les figures 3.5, 3.6 et 3.7 montrent les transmissions des filtres bruts, des systèmes optiques du télescope, de l'atmosphère, et enfin les transmissions effectives qui tiennent compte à la fois des filtres mais également de tous les éléments optiques du télescope et de l'atmosphère.

¹Point Spread Function

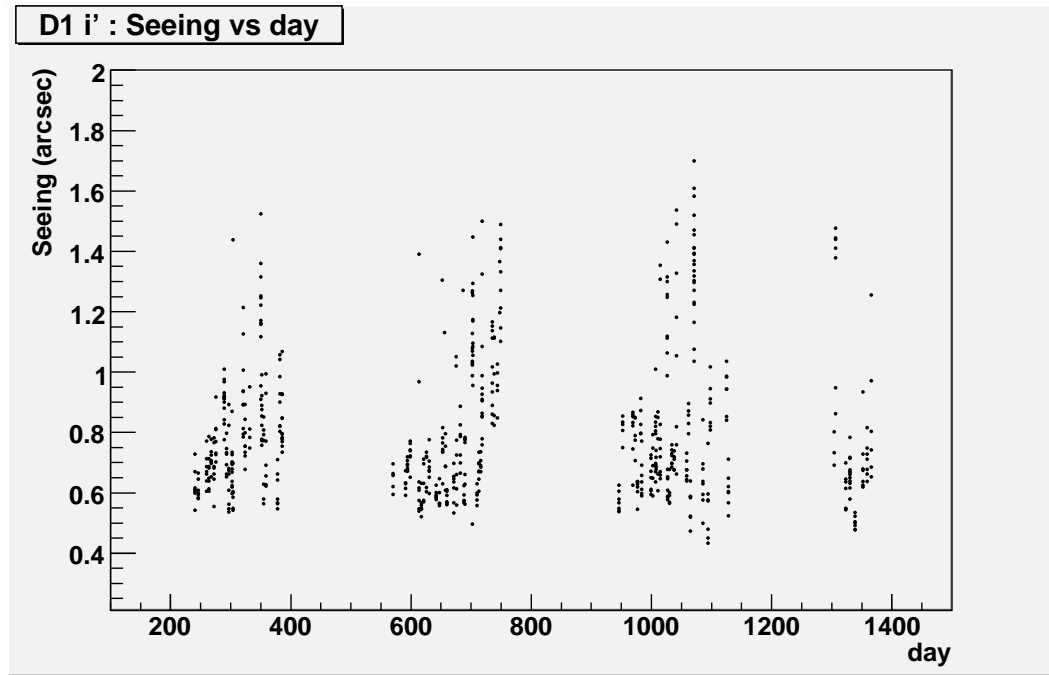


FIG. 3.3 – Variation du seeing au cours des 3 premières années d'observation sur le champ D1 et pour le filtre i' . Les grands seeings reviennent périodiquement lors des plus mauvaises conditions d'observation en hiver (novembre et décembre).

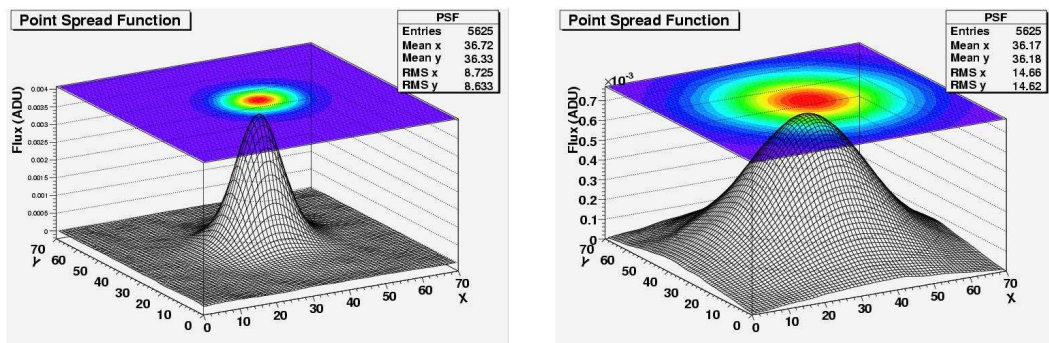


FIG. 3.4 – Forme de la PSF en fonction des conditions d'observation. Dans d'excellentes conditions d'observation, le seeing est d'environ $0.60''$ (observation du 3 août 2005, à gauche), la PSF est piquée. Alors que pour de mauvaises conditions, le seeing est dégradé jusqu'à environ $1.30''$ (observation du 16 décembre 2003, à droite), la PSF est étalée.

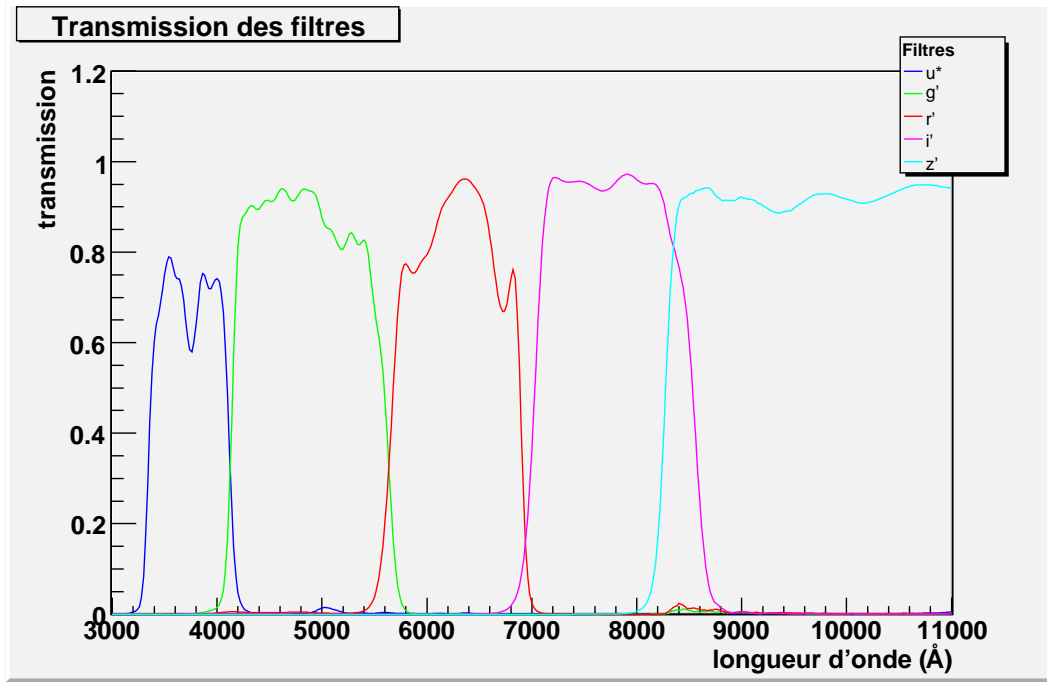


FIG. 3.5 – Facteurs de transmission des filtres bruts de Megacam

Filtre	u*	g'	r'	i'	z'
longueur d'onde centrale (nm)	378	486	624	769	...
intervalle de longueur d'onde à 50% (nm)	337–411	414–559	564–685	698–843	823–...
largeur du filtre (nm)	74	145	121	145	...
transmission moyenne	0.697	0.846	0.814	0.894	0.902
longueur d'onde centrale effective (nm)	381	486	623	762	882

TAB. 3.2 – Caractéristiques techniques des filtres utilisés avec Megacam. Le filtre z n'a pas de largeur indiquée car l'efficacité quantique des CCD chute brutalement à ces longueurs d'onde et c'est le filtre effectif qui doit être considéré.

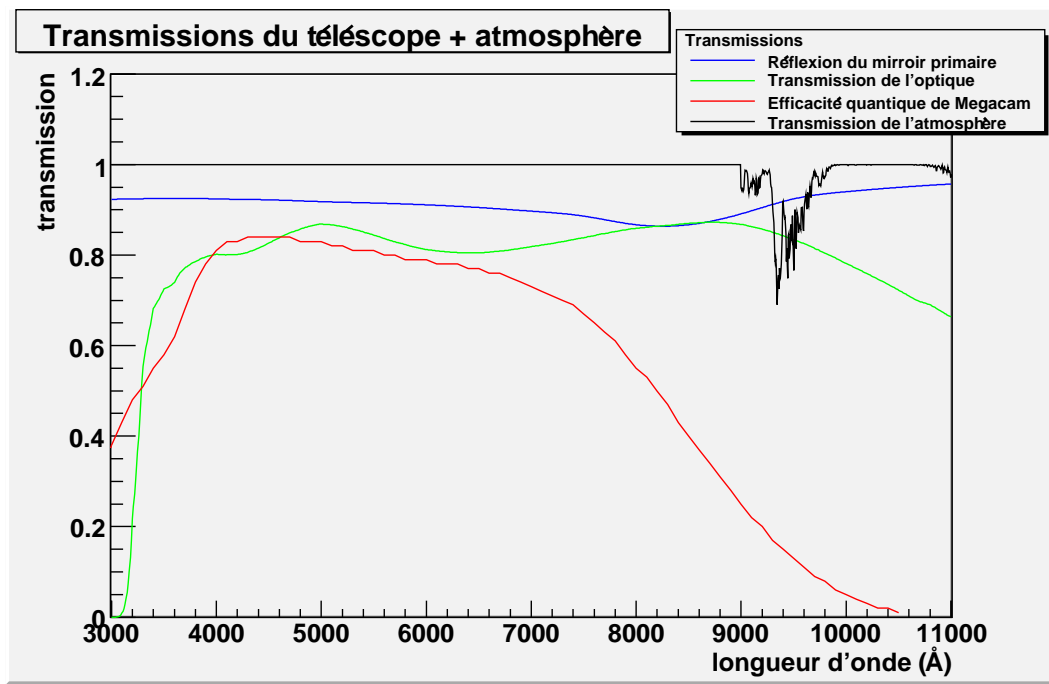


FIG. 3.6 – Facteurs de transmission du CFHT : miroir primaire, système optique, efficacité quantique de Megacam et atmosphère du site. Nous y voyons la perte brutale d'efficacité sur les bords du spectre optique (filtres u^* et z) caractérisant les CCD de Megacam.

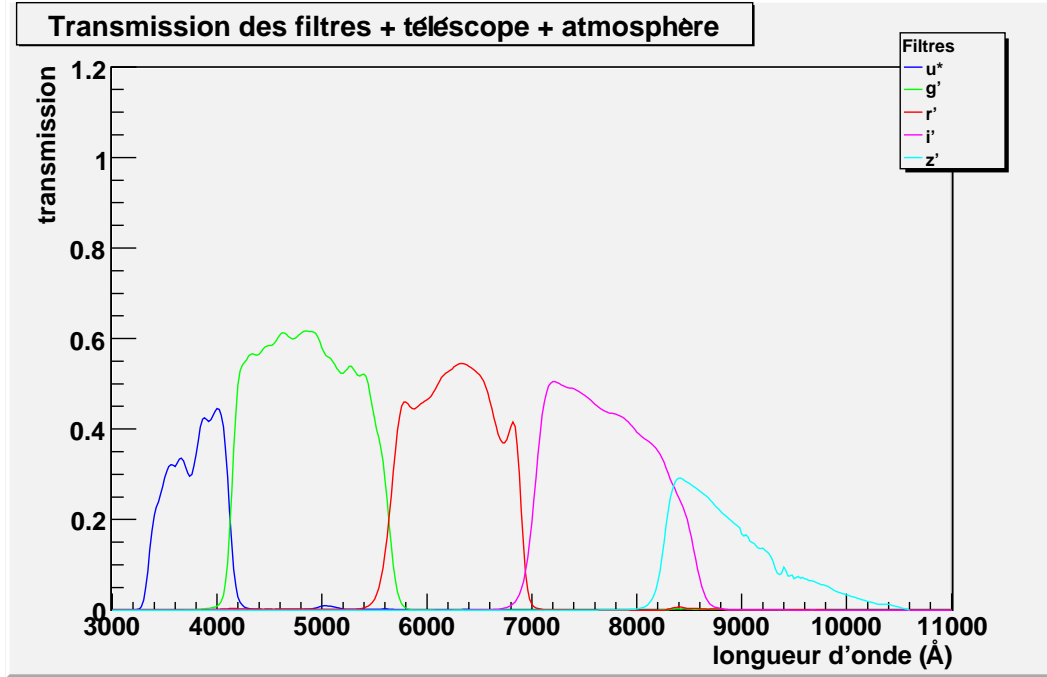


FIG. 3.7 – Facteurs de transmission effectifs des filtres de Megacam

3.2.2 Le CFHTLS, trois relevés

Le CFHTLS est un projet généraliste visant à observer l'Univers à différentes échelles. Trois relevés différents permettent de se focaliser à la fois sur les objets proches (en regardant une large partie du ciel mais peu profonde) et sur l'Univers lointain (en observant de petites zones du ciel mais plus profondes). Le CFHTLS a utilisé environ 450 nuits sur les 5 ans qui lui sont impartis (2003–2008).

3.2.2.1 Le relevé très large

Le relevé très large observe une bande couvrant ± 2 deg autour du plan de l'écliptique pour une surface totale observée de $1\,300\text{ deg}^2$. Le but de ce relevé très large, mais peu profond, est de détecter et d'étudier les objets de la ceinture de Kuiper. Un objet trans-neptunien² a d'ailleurs récemment été découvert (Allen et al. 2006 [3]). Il orbite à 58 unités astronomiques du soleil sur une trajectoire presque circulaire et fortement inclinée par rapport à l'écliptique (47 degrés).

Ce relevé permet aussi d'observer les contreparties optiques des sursauts gamma et de poser des contraintes sur leur taux d'apparition (Malacrino et al. 2007 [60]).

Le relevé très large permet également l'étude de quasars lointains datant de l'époque de la réionisation. Les quatre premiers quasars situés à un redshift supérieur à 6 ont

²Au delà de l'orbite de Neptune.

été découverts en 2007 (Willott et al. 2007 [91]). Leur spectres nous donnent déjà les premières informations concernant les propriétés de leur environnement et l'état d'ionisation de l'Univers à cette époque.

3.2.2.2 Le relevé large

Le relevé large couvre trois champs d'observation pour une surface totale observée de 170 deg^2 . Il est observé à travers tous les filtres u^* , g' , r' , i' et z' (magnitude limite en i' : 24.5). Il a pour but l'étude des structures à grande échelle et de la distribution de matière dans l'Univers.

Ce relevé permet d'obtenir des premières contraintes sur la cosmologie en utilisant des effets de cisaillement gravitationnel, notamment sur l'amplitude du spectre de puissance de la matière σ_8 et sur Ω_M (Fu et al. 2008 [32]).

D'autre part, ce relevé permet d'examiner ce que pourront être les futures contraintes apportées par le cisaillement gravitationnel sur les modèles d'énergie noire. Schimd et al. 2007 [76] ont réalisé cette étude en utilisant les données du relevé large conjointement aux observations du CMB (WMAP 1 an, Spergel et al ; 2003 [81]) et de SNe Ia (High Z Search Team, Tonry et al. 2003 [84]).

3.2.2.3 Le relevé profond

Le SNLS fait partie du relevé profond. Ce dernier couvre 4 deg^2 répartis sur quatre champs de sorte que deux champs soient toujours observables simultanément quel que soit le moment de l'année (voir figure 3.8). De plus, les fréquences d'observation (à travers les cinq filtres) de ces champs sont optimisées pour la détection et l'étude des événements transitoires en particulier les supernovae.

Ce relevé permettra en outre, d'étudier la distribution statistique des galaxies et des quasars grâce à sa profondeur (temps de pose total allant de 30 h environ en g' et jusqu'à 130 h environ en i'). Cela apporte de fortes contraintes sur l'évolution des galaxies et l'histoire de la formation stellaire.

3.2.3 Le SuperNova Legacy Survey

Le SNLS s'inscrit dans le cadre du relevé profond sur une période de 5 ans. Il a touché à sa fin en juin 2008 et comptabilise autour de 500 supernovae de type Ia confirmées par l'observation de leur spectre et situées à des redshifts compris entre 0.2 et 1.2. Il s'agit là d'un lot plus important d'un facteur 5 environ par rapport aux précédents grands relevés (High Z Search Team [72], Supernova Cosmology Project [71] et le projet en cours de mesures sur le Hubble Space Telescope de supernovae à grand redhsift [73]).

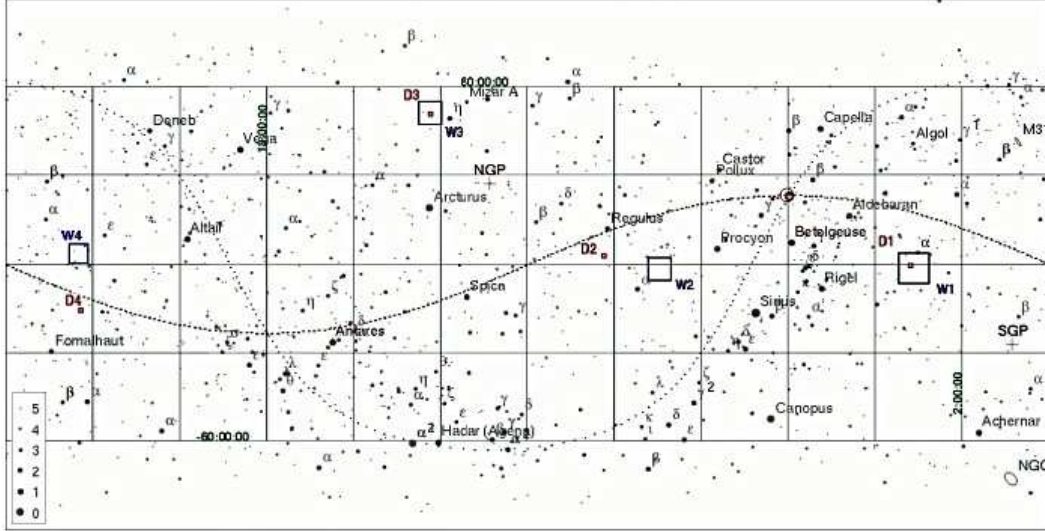


FIG. 3.8 – Position dans le ciel des champs d’observation du CFHTLS : W1, W2 et W3 pour les relevés larges (carrés bleus) ; D1, D2, D3 et D4 pour les relevés profonds (carrés rouges). La ligne en pointillés sombres représente le plan de l’écliptique, celle en pointillés plus clairs le plan galactique. Les points noirs sont les étoiles visibles à l’œil nu.

3.3 Analyse en temps réel

3.3.1 Méthode de recherche glissante

La caractéristique principale et l’atout majeur de SNLS est sa méthode de recherche glissante (*rolling search*) des événements transitoires. Les champs profonds sont observés sur une période de 15 à 18 jours autour de la nouvelle lune et le télescope est pointé tous les 3 ou 4 jours sur un même champ. Cela fournit un bon échantillonnage temporel et permet ainsi la détection et le suivi simultané d’un grand nombre d’objets.

3.3.2 Sélection et spectroscopie

Le bon échantillonnage temporel de l’expérience autorise une sélection photométrique des événements jugés intéressants pour la cosmologie. De cette façon, les SNe Ia sont sélectionnées sur la partie montante de leur courbe de lumière afin d’être placées dans les listes d’attente des grands télescopes pour l’obtention de leur spectre (Sullivan et al. 2006 [82]).

Ce sont les grands télescopes de la classe des plus de 8 m qui fournissent les spectres des objets sélectionnés pour identification. Nous utilisons le VLT (120 h.an^{-1}), le Gemini Nord (120 h.an^{-1}), le Magellan (15 nuits.an^{-1}) et les deux Keck (8 nuits.an^{-1}). Notons que le temps spectroscopique utilisé est finalement supérieur au temps photométrique dédié au SNLS sur le CFHT.

Les spectres obtenus sont utiles pour deux raisons : confirmer le type de la super-

nova et donner son redshift avec une très grande précision (de 1% à 1‰). Les événements SNe Ia ainsi confirmés contribuent, après rejet des événements considérés comme particuliers (dont le module de distance est trop déviant du diagramme de Hubble, typiquement à plus de 3σ), au diagramme de Hubble et à la contrainte des paramètres cosmologiques.

3.3.3 Base de données

Afin de centraliser les données et gérer la sélection spectroscopique, la collaboration du SNLS a développé une base de données³. Elle contient toutes les informations caractérisant chaque objet transitoire détecté, parmi lesquelles :

- le nom de l’objet (deux chiffres pour l’année, deux caractères pour le champ et deux lettres pour l’ordre chronologique de détection) ;
- la position (ascension droite et déclinaison) ;
- la priorité de soumission à la spectroscopie allant de 1 (remplit tous les critères photométriques d’une SN Ia) à 10 (ne jamais envoyer à la spectroscopie) ;
- le redshift spectroscopique s’il a été obtenu ;
- la provenance du redshift spectroscopique s’il a été obtenu (SN ou galaxie hôte) ;
- le type de l’objet qui est une information importante car elle détermine s’il s’agit d’une SN Ia identifiée par la spectroscopie (SN Ia ou SN Ia?), une SN Ib/c ou SN II, une SN dont le type n’a pas pu être confirmé, un noyau actif de galaxie (AGN pour Active Galactic Nucleus), une étoile variable, un objet inconnu ou encore si la détection résulte d’un problème photométrique. Chaque type est affecté d’un point d’interrogation lorsque la confiance accordée à sa détermination est moins importante (dans la plupart des cas, le rapport signal sur bruit obtenu sur le spectre est plus faible) ;
- un indice caractérisant le résultat de l’identification spectroscopique (Howell et al. 2005 [43]) et prenant les valeurs suivantes : 5 (SN Ia certaine), 4 (SN Ia probable), 3 (SN Ia probable mais possible SN Ib/c), 2 (ne permet pas de se prononcer), 1 (probablement pas une SN Ia), 0 (pas une SN Ia) et -1 (spectre obtenu pas utilisable).

Les SNe Ia que nous appelons *identifiées par la spectroscopie* ou encore *confirmées par la spectroscopie* sont notées *SNIa* ou *SNIa?* dans la base de données et possèdent un indice spectroscopique, lorsqu’il leur est attribué, compris entre 3 et 5.

3.3.4 Utilisation pour la cosmologie et systématiques

La qualité des courbes de lumière obtenues par SNLS est telle qu’il est possible de déterminer précisément les paramètres intrinsèques de chaque événement : sa couleur, son stretch et sa magnitude. La connaissance et l’interprétation de ces paramètres jouent un rôle majeur dans la compréhension des systématiques liées à ces objets.

Le lot de supernovae obtenu par l’expérience est déjà suffisamment conséquent pour être divisé en sous-lots significatifs. Nous pouvons dès à présent étudier les possibles

³La base de données publique est accessible à l’adresse <http://legacy.astro.utoronto.ca/>

effets d'évolution avec le redshift. Plusieurs études ont été menées dans ce sens (Conley et al. 2006 [24], Howell et al. 2007 [41], Bronder et al. 2008 [17] et Sullivan et al. 2006 [83]).

Ces analyses n'ont pour l'instant pas montré de différences significatives entre les supernovae proches et lointaines. Elles ont mis en évidence que le temps de montée des supernovae, après correction de stretch, est le même à petit ou grand redshift. D'autre part, les corrélations entre les caractéristiques des supernovae et le type de galaxie hôte sont les mêmes à petit et grand redshift, en particulier les supernovae à grand stretch – et donc plus brillantes – explosent préférentiellement dans des galaxies de type spirales tandis que les supernovae à petit stretch explosent plus fréquemment dans les galaxies elliptiques. Cela permet de commencer à approcher l'environnement local des différents événements, notamment connaître la métallicité du milieu.

Nous savons également que le taux d'explosion de SNe Ia dans les galaxies elliptiques est proportionnel à la masse de l'hôte. Il a été montré que ce taux d'explosion est aussi proportionnel au taux de formation stellaire (SFR pour Star Formation Rate) des galaxies hôtes. Plus la galaxie forme d'étoiles et plus il est possible d'y observer des SNe Ia. Les galaxies ayant un fort SFR (jusqu'à $100 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$) peuvent abriter jusqu'à 10 fois plus de SNe Ia que les galaxies passives (elliptiques) qui forment très peu d'étoiles. Si l'étude porte sur les données à grand redshift du SNLS, ceci reste en accord avec les observations établies dans l'Univers local (Mannucci et al. 2005 [61]).

Concernant les propriétés spectrales, les distributions des intensités des raies d'absorption CaII et SiII ainsi que la distribution de la vitesse d'éjection de matière (calculé à partir du blueshift des raies de CaII H&K) ne montrent pas de différence entre le lot de supernovae proches et le lot de supernovae lointaines.

Enfin, une corrélation a été mise en évidence entre l'intensité de la raie SiII et le pic de luminosité des supernovae (plus la raie est intense, moins la supernova est brillante). La prise en compte de cette corrélation permet de réduire la dispersion intrinsèque en luminosité. Toutefois, l'utilisation de la couleur et du stretch réalise une meilleure correction.

Une étude intéressante et qui n'a pas encore été réalisée serait de tenter de lever la dégénérescence entre la couleur de la supernova et l'extinction de sa galaxie hôte (possibilité d'avoir des hôtes très éteints, ce qui peut donner en apparence une supernova sous-lumineuse).

Plus généralement, l'étude simultanée des spectres et des courbes de lumière permet de mettre en évidence des corrélations entre les propriétés spectrales, la couleur, le stretch et la luminosité intrinsèque de ces événements. Il s'agit alors d'obtenir une meilleure standardisation des SNe Ia (Guy et al. 2007 [37] et Bronder et al. 2008 [17]).

Chapitre 4

Traitement des données

4.1 Motivations scientifiques et analyse différée

Alors que l'analyse en temps réel du SNLS est basée sur la confirmation spectroscopique de chaque événement qui contribuera à la cosmologie, le groupe du Service de Physique des Particules du CEA a développé une chaîne d'analyse entièrement photométrique.

Le temps spectroscopique est un facteur limitant des futurs grands projets d'observation de SNe Ia. Des expériences comme le Dark Universe Explorer (DUNE), Le Dark Energy Survey (DES) ou le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) observeront des centaines de milliers de supernovae et ne pourront en aucun cas bénéficier de temps d'observation spectroscopique suffisant sur les grands télescopes (de la classe des 8 m et plus) afin d'obtenir le spectre de chacun de leurs événements. Ces projets devront par conséquent se passer d'une confirmation spectroscopique systématique. Il est donc de la première importance d'étudier la faisabilité d'une telle analyse entièrement basée sur la photométrie.

La confirmation spectroscopique du SNLS implique cependant une étape de sélection photométrique des événements pour lesquels le spectre est demandé. Les événements du SNLS sont sélectionnés sur la partie montante de leurs courbes de lumière et cette sélection peut être entachée de biais ayant un possible impact sur la cosmologie. A priori, nous nous attendons à sélectionner préférentiellement les supernovae les plus brillantes car l'obtention de leur spectre demande moins de temps sur les grands télescopes.

Mon travail de thèse s'inscrit donc dans un double objectif : démontrer la faisabilité d'une sélection photométrique et étudier les éventuels biais induits par la sélection spectroscopique du SNLS.

4.2 La soustraction d'images

Le flux d'une supernova est, tout au plus, du même ordre de grandeur que celui de sa galaxie hôte. Cela rend difficile leur recherche par simple comparaison des flux galactiques à différentes époques pour des événements à grand redshift. De plus, le

nombre d'événements attendus est très inférieur au nombre de galaxies que nous pouvons observer sur les quatre champs profonds du CFHTLS (entre 200 000 et 300 000 par champ).

La méthode la plus appropriée pour la détection de ce type d'objets est alors la soustraction d'images. Il s'agit de soustraire une image de référence, fixe, à une image prise à un temps donné pendant une période d'observation. Cette technique fait apparaître les variations temporelles de flux et permet donc de détecter des événements transitoires tels que les supernovae. Elle met également en évidence d'autres phénomènes comme les étoiles variables, les AGN ou les quasars. L'analyse ultérieure des courbes de lumière permettra de dissocier les supernovae et plus particulièrement celles de type Ia des autres phénomènes.

Par ailleurs, le travail effectué au cours de cette thèse m'a permis de mettre en valeur et d'améliorer mes connaissances en langages C, C++, Java et autres langages de script. J'ai développé de nombreux codes, aussi bien pour optimiser des étapes existantes du traitement des données comme pour les créer de toute pièce quand elles n'existaient pas. Je me suis parfois aussi appuyé sur des logiciels déjà existants, parmi lesquels les outils Terapix¹ et *Triton*, logiciel développé par Laurent Le Guillou dans le cadre de l'expérience EROS (Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres), optimisé par mes soins et ceux du groupe SNLS de Saclay. Le lecteur trouvera de plus amples informations dans sa thèse de doctorat (Le Guillou 2003 [54]). Je me suis aussi appuyé sur les outils mis en place par Vincent Lusset au cours de sa thèse de doctorat sur le SNLS (Vincent Lusset 2006 [57]).

4.2.1 Traitement des images

Les images sorties directement de Megacam ne sont pas utilisables sans un traitement préalable. Deux principales étapes sont requises : le *flatfielding* et le retrait des *franges d'interférences*. Ce système de prétraitement des images brutes (Elixir) a été développé par Magnier et Cuillandre 2004 [59] afin de fournir des données directement utilisables aux usagers du CFHT. Voyons un peu plus en détails ce dont il s'agit.

Le flatfielding correspond à un étalonnage de la réponse de chacun des pixels de la caméra. En effet, chaque pixel renvoie un nombre d'électrons différent pour un même flux de photons reçu. De même, chaque amplificateur (deux par CCD) renvoie un signal en ADU différent. Il s'avère donc nécessaire d'étalonner chaque pixel pour les remettre tous sur la même dynamique. Pour ce faire, nous avons besoin de mesurer la réponse de tous les pixels de la caméra pour un même flux de photons. Un éclairage très uniforme est donc requis. C'est alors le ciel crépusculaire qui est utilisé pour illuminer la caméra. Il a en effet le double avantage d'être extrêmement uniforme et d'avoir une distribution spectrale en énergie très lisse (cela permet d'éviter les franges d'interférences dues à des raies spectrales émises par O₂ ou H₂O). L'étalonnage des pixels est effectué en divisant chaque image provenant du télescope par l'image de flatfielding.

La présence de franges d'interférences est due aux CCD amincis (16 μm) qui ont tendance à piéger une partie du rayonnement infrarouge de l'atmosphère. Ce phénomène

¹<http://terapix.iap.fr/>

engendre une fluctuation du fond de ciel qui peut aller jusqu'à 6 % en i' et 15 % en z' (les franges ne sont pas, ou très peu présentes en g' et r' car ces bandes passantes sont trop éloignées de l'infrarouge). L'algorithme de traitement des images détermine la forme de ces franges sur chaque CCD et pour chaque filtre. Les franges sont ensuite soustraites des images brutes.

Après ce passage par Elixir, les données obtenues sont les images de science que nous utiliserons par la suite.

4.2.2 Alignement astrométrique et construction de l'image de référence

Le CFHT observe les champs profonds en moyenne sept fois par nuit avec des temps d'exposition qui peuvent varier de 360 à 720 secondes. Pour chaque exposition, le télescope pointe une zone différente du champ observé afin de garantir la couverture totale de 1 degré carré mais également afin d'éviter les systématiques dues aux non uniformités de la caméra (vignelage, présence de colonnes de pixels morts sur les CCD). De plus, la précision du pointé n'est que de 5" environ et le mouvement apparent du ciel vient ajouter une translation et une rotation entre les différents pointés. D'autre part, les images se trouvent plus ou moins déformées suivant l'angle de prise de vue du champ (proche du zénith ou de l'horizon) à cause de la réfraction différentielle de l'atmosphère. Les variations de température engendrent le déplacement du foyer du télescope et déforment aussi les images. Enfin, les changements d'optique et les aberrations contribuent également à cette déformation.

Tous ces facteurs imposent un alignement astrométrique des images. C'est à dire, aligner les pixels de toutes les images sur les mêmes coordonnées spatiales de telle façon que la comparaison pixel à pixel soit rendue possible (mettre toutes les images sur la même grille de pixels). Pour cela, nous utilisons l'outil Terapix SCAMP (Software for Calibrating AstroMetry and Photometry). A partir d'un catalogue d'objets connus, SCAMP calcule la solution astrométrique qui permet de tenir compte de toutes les translations, rotations et déformations entre les images. Il donne finalement une transformation basée sur des polynômes de Legendre. Cette transformation est issue du meilleur ajustement sur l'ensemble des images. Il se peut toutefois que l'ajustement échoue sur certaines extrêmement rares images (de l'ordre de 1 pour 1000 avec $\chi^2 > 10^6$). Cela est dû à des problèmes de pointé du télescope et de suivi de la rotation apparente du ciel pendant l'exposition. Ces images sont alors rejetées de nos données.

C'est l'outil Terapix SWarp (Software for Warping) qui est sollicité pour l'alignement effectif des images. SWarp récupère la transformation définie par SCAMP et produit les images alignées. Ce calcul fait intervenir une interpolation car la position de chaque pixel sur l'image alignée recouvre 4 pixels sur l'image non alignée. Il faut donc calculer la valeur du pixel aligné à partir des pixels les plus proches sur l'image non alignée. SWarp produit aussi notre image de référence (sur le même grille de pixels). C'est à dire, l'image qui restera fixe et qui sera soustraite aux différentes images obtenues au cours des observations. Cette référence est construite à partir de plusieurs images prises dans nos observations. Cela permet d'accroître le rapport signal sur bruit mais aussi



FIG. 4.1 – La même zone du ciel vue sur une exposition unique – à gauche – et sur l'image de référence – à droite – dans le filtre i' . Nous y voyons la différence de rapport signal sur bruit.

de couvrir tout le champ. Les différents pointés du télescope permettent en effet de ne pas toujours placer les zones inter-CCD au même endroit sur le champ. Afin d'obtenir une référence d'excellente qualité, nous sélectionnons au préalable les images de meilleur seeing qui contribueront à sa réalisation. Ce sont en moyenne 20 images qui entrent dans le signal de la référence pour chaque filtre. SWarp calcule chaque pixel de l'image de référence comme la médiane des pixels des 20 images utilisées. Cette méthode contribue à faire diminuer le bruit d'un facteur proche de $\sqrt{20}$ et limite aussi la contamination de l'image de référence par des objets dont le flux a varié sur quelques unes de ces 20 images. Une comparaison entre une observation donnée et la même zone du ciel sur la référence est représentée figure 4.1. La référence y est nettement plus profonde (on y voit plus d'étoiles et de galaxies faibles) et moins bruitée (signal sur bruit plus important).

4.2.3 Soustraction

Pour chaque image prise par le CFHT il faut produire la soustraction qui permettra ensuite de détecter les objets variables. Nous utilisons pour cela la technique décrite par Alard et Lupton 1998 [1]. Mais cette opération ne peut se faire de façon optimale qu'après avoir pris certaines précautions.

Tout d'abord, il est nécessaire de retirer les « défauts » de l'image en question. Nous entendons par défauts les effets introduits par l'algorithme d'interpolation lors

de l'alignement astrométrique (SWarp) mais également les traces de rayons cosmiques, inévitables sur les CCD.

4.2.3.1 Nettoyage des images

La rotation des images engendre la présence de zones vides sur les bords de CCD. Ces zones, ainsi que les colonnes de pixels morts possèdent un flux normal de 0 ADU. Mais l'algorithme d'interpolation de SWarp induit des effets non désirés. Les pixels qui ont normalement un flux de 0 ADU se retrouvent à des valeurs tantôt positives, tantôt négatives tandis que les pixels plus proches voisins de ces zones voient leur flux prendre des valeurs trop grandes (voir figures 4.2 et 4.3).

Afin de traiter correctement les zones normalement vides, il faut leur affecter de nouveau une valeur de flux de 0 ADU. Pour cela, un filtre médian est appliqué sur l'image. Tous les pixels qui possèdent un flux inférieur à la valeur médiane du fond de ciel moins 5 fois sa déviation standard (10 fois pour l'image de référence qui est beaucoup moins affectée du fait de son mode de construction) sont remis à 0 ADU (voir figures 4.2 et 4.3).

Les valeurs trop hautes des pixels observées autour des zones remises à 0 ADU sont traitées par la procédure de filtrage des rayons cosmiques. En effet, les traces de rayons cosmiques sont éliminées par un filtre de Laplace (van Dokkum 2001 [88]) implémenté par Nathalie Palanque-Delabrouille pour les besoins de l'expérience. Cet algorithme détecte les rayons cosmiques de toutes formes et de toutes tailles par la raideur de leurs bords, ce qui lui permet de traiter de manière équivalente les bords de colonnes mortes. De plus, il effectue une discrimination fiable entre les sources faibles et les rayons cosmiques.

4.2.3.2 Convolution et soustraction

Ces deux étapes de nettoyage sont réalisées sur l'image courante et l'image de référence. Nous pouvons maintenant passer à l'étape de soustraction. Là encore, nous devons rester prudents. En effet, une soustraction brute pixel à pixel ne donne en aucun cas un résultat satisfaisant. L'effet d'une telle soustraction est illustré figure 4.4. La différence de qualité entre l'image courante et celle de référence ne permet pas d'effectuer la soustraction aussi simplement et il faut d'abord ajuster le seeing de la référence sur celui de l'image courante. Il s'agit de dégrader le profil des objets sur la référence (qui est construite de façon à obtenir un seeing parmi les meilleurs) pour l'ajuster au profil des objets de l'image courante². La dégradation est réalisée via une convolution dont le noyau est déterminé en comparant les objets brillants présents sur les deux images.

Pour cela, chaque CCD est d'abord découpé en 8 tuiles. Ce nombre a été choisi afin d'obtenir le meilleur compromis entre le temps de calcul et la quantité de signal apporté à l'algorithme de soustraction. La soustraction sera réalisée sur chaque tuile afin de tenir

²Il est néanmoins possible que pour certaines images de très bonnes qualité, le seeing de la référence soit moins bon que celui de l'image courante. Dans ces rares cas, soit l'algorithme trouve une solution qui permet d'améliorer le seeing de la référence (déconvolution), soit il ne trouve pas de solution et la soustraction échoue.

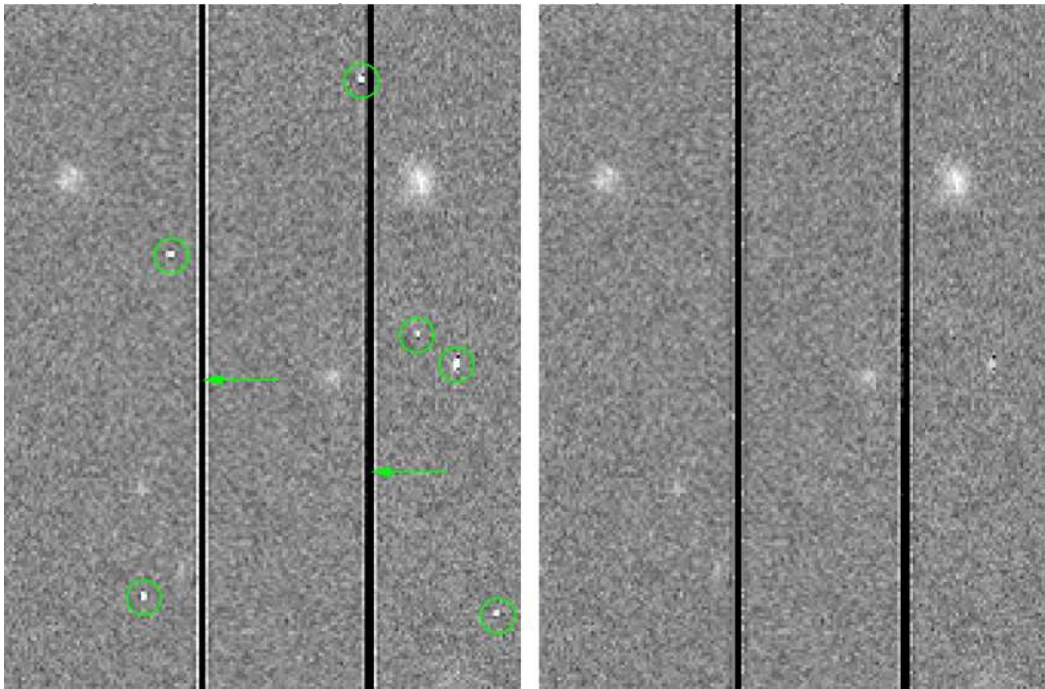


FIG. 4.2 – Portion du CCD numéro 4 comportant des traces de rayons cosmiques (entourées d'un cercle vert) et des colonnes de pixels morts (indiquées par les flèches). L'image de gauche représente la portion de CCD avant traitement des « défauts ». L'image de droite représente la même portion après passage du filtre médian et du filtre de Laplace. Les pixels prenant des valeurs anormalement élevées sur les bords de la colonne morte sont remis à la valeur médiane du fond de ciel et la plupart des traces de rayons cosmiques sont retirées.

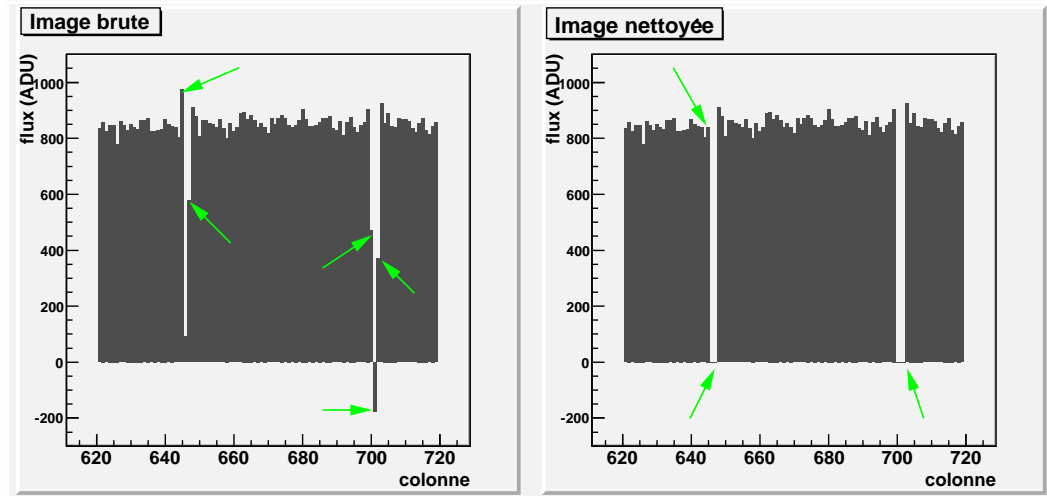


FIG. 4.3 – Profil des deux colonnes de pixels morts de la figure 4.2. A gauche, le profil observé sur l'image après alignement astrométrique et avant nettoyage des « défauts » (indiqués par les flèches vertes). Nous y voyons les pixels morts à des valeurs de flux différentes de 0 ADU. Nous observons également des valeurs de flux trop élevées sur la première rangée de pixels à gauche de la première zone morte. A droite est représenté le même profil après traitement. Les défauts précédemment cités y sont éliminés.

compte d'une possible variabilité spatiale du noyau de convolution sur le CCD. Un ajustement est effectué entre la tuile et la zone de l'image de référence correspondant. Il détermine deux choses : les paramètres analytiques du noyau de convolution (développé sur une base de gaussiennes et de polynômes) ; et les paramètres de modélisation du fond de ciel (polynôme de degré deux). Ce dernier peut en effet fluctuer selon l'uniformité du ciel et de la caméra. Il doit être retiré de l'image de différence.

Le noyau de convolution est déterminé dans une boîte carrée de 27 pixels de côté (suffisant pour dégrader la qualité de notre référence sur les plus mauvais seeings). Il contient deux informations : sa forme qui adapte le seeing d'une image sur celui de l'autre ; et sa norme qui adapte l'échelle de flux entre les deux images.

Afin de contraindre les paramètres du noyau de convolution et du fond de ciel, l'algorithme initial de Triton choisissait les objets brillants en découpant les tuiles en plusieurs morceaux (6 colonnes et 6 lignes) et en sélectionnant le pixel avec le maximum de flux dans chacun des morceaux. Cela n'était pas sans poser quelques problèmes car le pixel ayant le maximum de flux ne correspond pas toujours à un objet physique (étoile ou galaxie). Il peut s'agir de défauts persistant sur les images comme des bords de colonnes mortes, des restes de rayons cosmiques ou des bords de CCD mal traités par SWarp. Il peut aussi s'agir d'un pixel saturé par une étoile proche ou d'un objet dont le flux a varié entre l'image courante et l'image de référence. Dans ce cas l'algorithme rejette ces pixels pour la détermination du noyau de convolution et du fond de ciel pour cause de mauvais χ^2 . Sur des images de mauvais seeing ou peu riches en objets brillants, cela peut entraîner une mauvaise contrainte de l'ajustement. Nous obtenons alors une

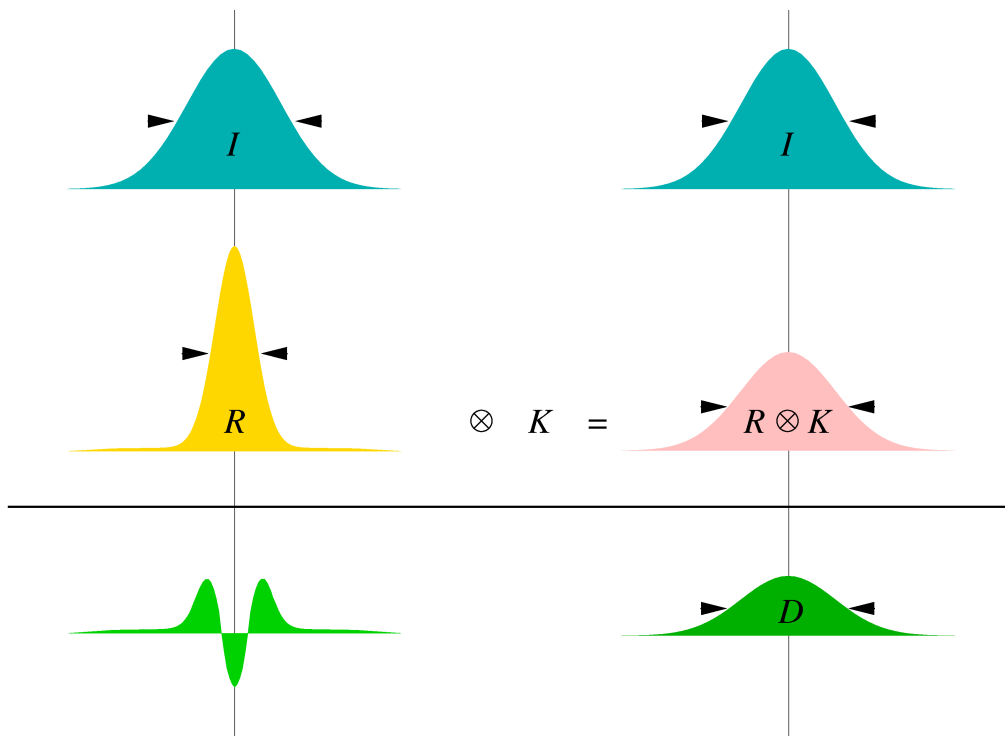


FIG. 4.4 – Principe de la soustraction d'image avec ajustement de PSF. Nous voulons soustraire l'image de référence R à l'image I pour obtenir l'image de différence D . Alors que la soustraction pixel à pixel est inexploitable, la convolution par un noyau K de l'image de référence rend les PSF identiques et la soustraction possible. Notons que le profil des objets est le même sur les deux images après convolution et seuls les objets dont le flux a varié apparaissent sur l'image différence.

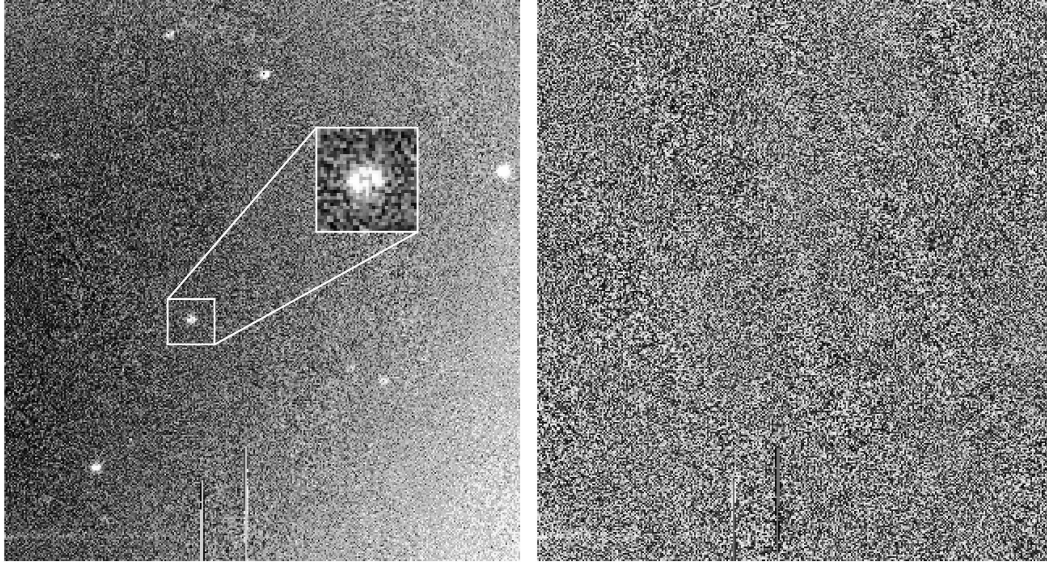


FIG. 4.5 – Optimisation de la soustraction des images. Nous voyons sur l'image de gauche, les problèmes liés à l'algorithme initial de Triton sur une image de grand seeing ($\sim 1''$). Peu d'objets sont retenus pour contribuer à l'ajustement du noyau de convolution et du fond de ciel. Le manque de signal occasionne une adaptation incorrecte de la qualité de la référence sur celle de l'image courante. Les objets permanents apparaissent alors mal soustraits et apparaissent sous forme de halos brillants (en insert). Le fond de ciel est par ailleurs mal contraint en bas à droite de l'image (le flux remonte anormalement dans cette zone). A droite, la même soustraction après utilisation d'une liste d'objets physiques et l'accroissement du rapport signal sur bruit par l'utilisation d'un nombre d'objets plus important et de zones plus larges pour effectuer l'ajustement.

soustraction médiocre qui présente des halos brillants ou sombres autour des objets (mauvaise adaptation des seeings, voir figure 4.5) et un fond de ciel qui n'est pas plat (effet dû à des zones de l'image qui ne se retrouvent pas couvertes pour l'ajustement).

Afin d'éviter ces désagréments, j'ai modifié le code Triton pour qu'il prenne en paramètre une liste d'objets brillants et physiques directement utilisables pour l'ajustement. Cette liste est produite avec l'outil Terapix SExtractor (Source Extractor) développé par Bertin et Arnoult 1996 [13]. Tout d'abord, deux listes d'objets indépendantes sont produites, la première sur l'image courante et la deuxième sur la référence. Ces deux listes sont ensuite fusionnées pour ne garder que les objets détectés sur les deux images à la fois. Le seuil de détection SExtractor a été placé à 2σ du fond de ciel. Cela permet de conserver environ une centaine d'objets par tuile pour l'ajustement avec un seeing moyen d'environ $0.7''$.

D'autre part, les pixels dont le flux entre dans l'ajustement se trouvent dans une boîte carrée centrée sur chaque objet. Auparavant, cette boîte était restreinte à 23 pixels de large. Afin d'intégrer plus de signal dans l'ajustement, j'ai jugé utile d'agrandir la boîte à 59 pixels de large. Cette taille permet de conserver peu de recouvrement entre les boîtes. Les éventuels recouvrements trop importants sont éliminés si plus de 20 %

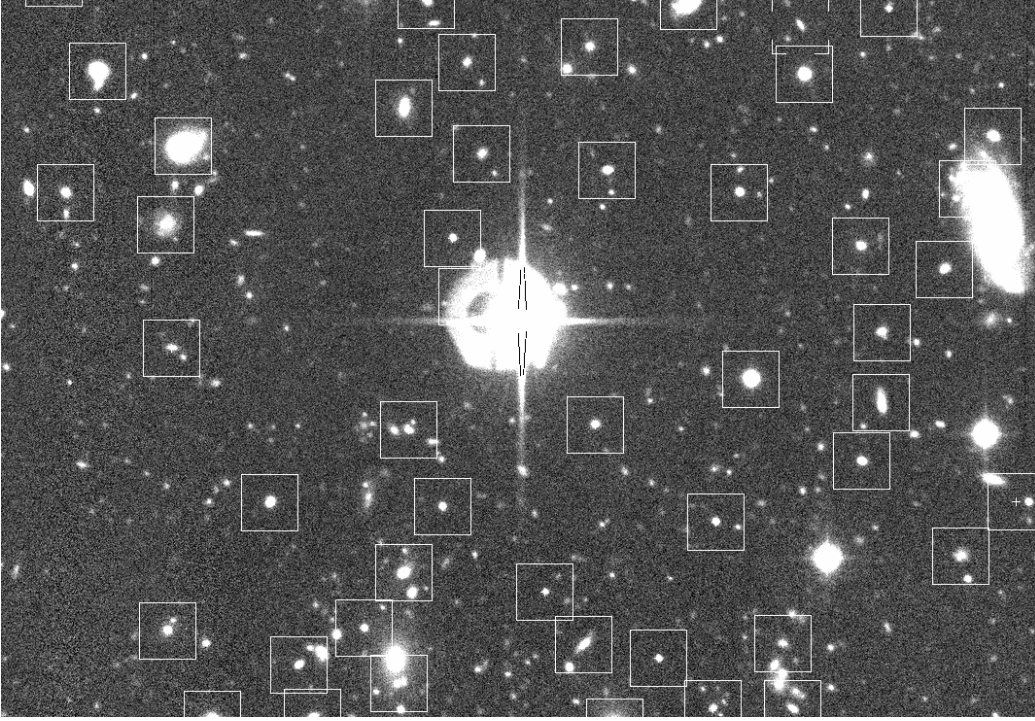


FIG. 4.6 – Carte des zones du ciel sélectionnées pour la détermination du noyau de convolution et du fond de ciel. Les carrés en trait plein correspondent aux zones retenues autour des objets brillants. Les carrés en traits discontinus représentent les zones éliminées pour mauvais χ^2 ou recouvrement trop important avec une autre zone adjacente (une zone de ce type est visible en haut à droite de la carte).

d'une boîte se retrouve dans une autre (voir figure 4.6).

L'image de différence est obtenue en soustrayant pixel à pixel de l'image courante l'image de référence convoluée et le fond de ciel :

$$D(x, y) = I(x, y) - [(R \otimes K)(x, y) + B(x, y)] \quad (4.1)$$

avec D l'image différence, I l'image courante, R l'image de référence, K le noyau de convolution, B le fond de ciel et x et y les coordonnées en pixel.

L'ajustement qui détermine K et B est réalisé par la méthode des moindres carrés linéaire :

$$\chi^2 = \sum_{x,y} \frac{I(x, y) - (R \otimes K)(x, y) - B(x, y)}{\sigma^2(x, y)} \quad (4.2)$$

où σ est le bruit poissonnien associé à chaque pixel ($\sqrt{N_{\text{photons}}} \propto \sqrt{I(x, y)}$). Notons ici que les corrélations entre pixels engendrées par l'alignement des images ne sont pas prises en compte dans la barre d'erreur.

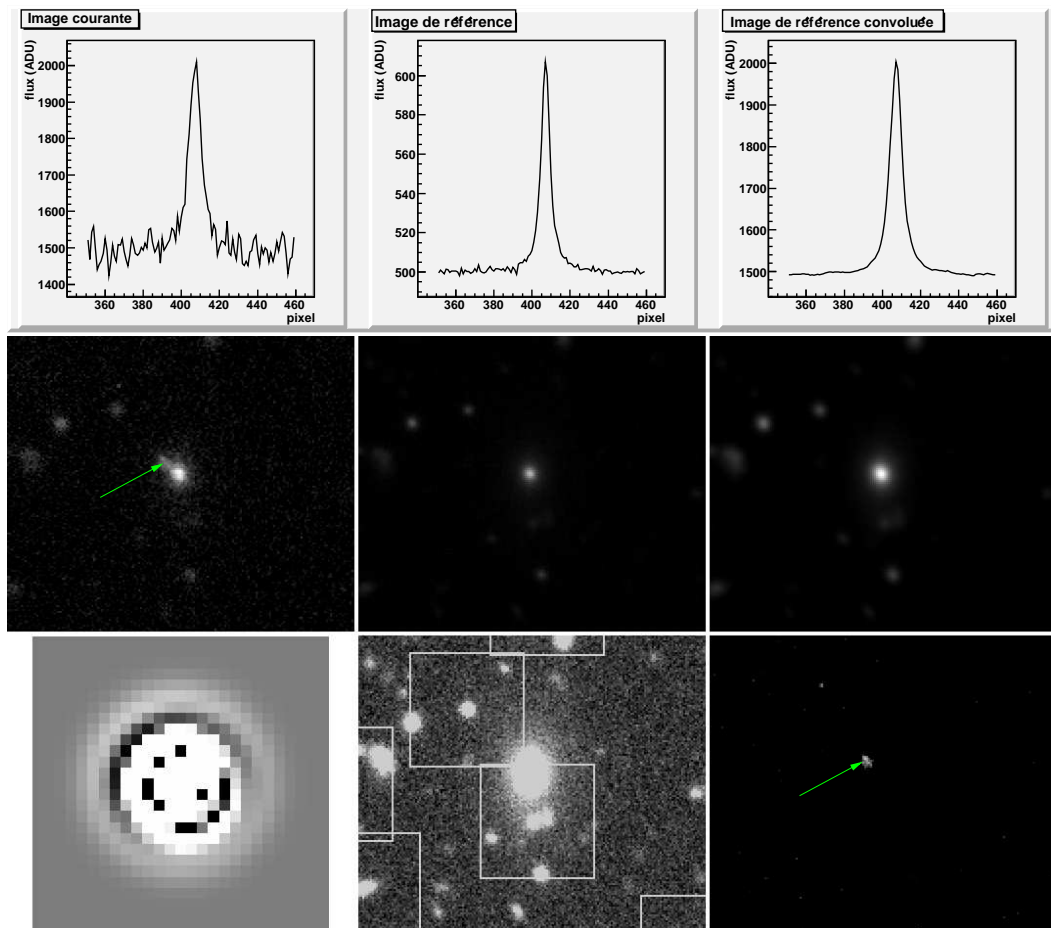


FIG. 4.7 – Soustraction d'une exposition centrée sur la SN Ia 03D1ax (indiquée par la flèche verte) le 1er octobre 2003. Au milieu de gauche à droite : l'image courante, l'image de référence et l'image de référence convoluée. En haut de gauche à droite : le profil de la galaxie hôte sur ces mêmes images. On note la différence de seeing avant et après convolution. En bas de gauche à droite, le noyau de convolution utilisé pour adapter le seeing de la référence, la carte locale des zones retenues pour ajuster le noyau et le fond de ciel, et enfin l'image différence faisant apparaître la SN au pic de sa luminosité. Toutes ces images ont été observées à travers le filtre r' .

Le noyau est développé sur une base de gaussiennes et de polynômes :

$$K(u, v) = \sum_n a_n u^{\mu_n} v^{\nu_n} e^{-\frac{u^2+v^2}{2\sigma_n^2}} \quad (4.3)$$

Et le fond de ciel est modélisé par une base de polynômes :

$$B(x, y) = \sum_{l=0}^{N_B-1} b_l M_l(x, y) \quad (4.4)$$

où les fonctions M_l sont les monômes $x^\alpha y^\beta$ indexés suivant le schéma :

$$l = \frac{(\alpha + \beta)(\alpha + \beta + 1)}{2} + 1 \quad N_B = \frac{(d_B + 1)(d_B + 2)}{2} \quad (4.5)$$

avec $\alpha + \beta < d_B$, d_B étant le degré total du polynôme.

Finalement, la solution du système nous donne les coefficients a_n et b_l , paramètres analytiques qui vont permettre de mener à bien la soustraction. Un exemple illustrant toute la procédure de soustraction est représenté figure 4.7.

Rien ne garantit l'existence du noyau de convolution, surtout sur la base sur laquelle nous imposons à l'algorithme de le développer. Lorsque les seeing entre les deux images (référence et courante) sont proches, il arrive que le système ne trouve pas de solution et la soustraction échoue. Le taux d'échec à la soustraction est faible : de moins de 1 % en g' à 5 % en z'.

Une validation de la soustraction est effectuée dans le filtre i'. En effet, c'est à travers ce filtre que la détection de nos événements se fera et il est important de minimiser les erreurs de soustraction afin de ne pas faire apparaître de fausses variations de flux. La validation est réalisée sur la valeur de l'intégrale du noyau de convolution. L'intégrale du noyau représente le rapport entre le flux intégré d'un objet non transitoire sur une pose quelconque et le flux intégré de cet objet sur l'image de référence. Il correspond donc au rapport des échelles de flux entre les deux images. En effet :

$$\iint dx dy I(x, y) = \iint dx_0 dy_0 \iint dx dy K(x - x_0, y - y_0) \times R(x_0, y_0) \quad (4.6)$$

avec K le noyau de convolution, I et R les flux par pixel pour une image courante et pour la référence respectivement. En posant $x = u + x_0$ et $y = v + y_0$ nous obtenons :

$$\iint dx dy I(x, y) = \iint dx_0 dy_0 \iint du dv K(u, v) \times R(x_0, y_0) \quad (4.7)$$

et finalement :

$$\iint dx dy I(x, y) = \iint du dv K(u, v) \times \iint dx_0 dy_0 R(x_0, y_0) \quad (4.8)$$

La valeur rencontrée la plus fréquemment se situe autour de 10 et décroît jusqu'à environ 6 lorsque les conditions d'observation se dégradent (voir figure 4.8). Si l'intégrale

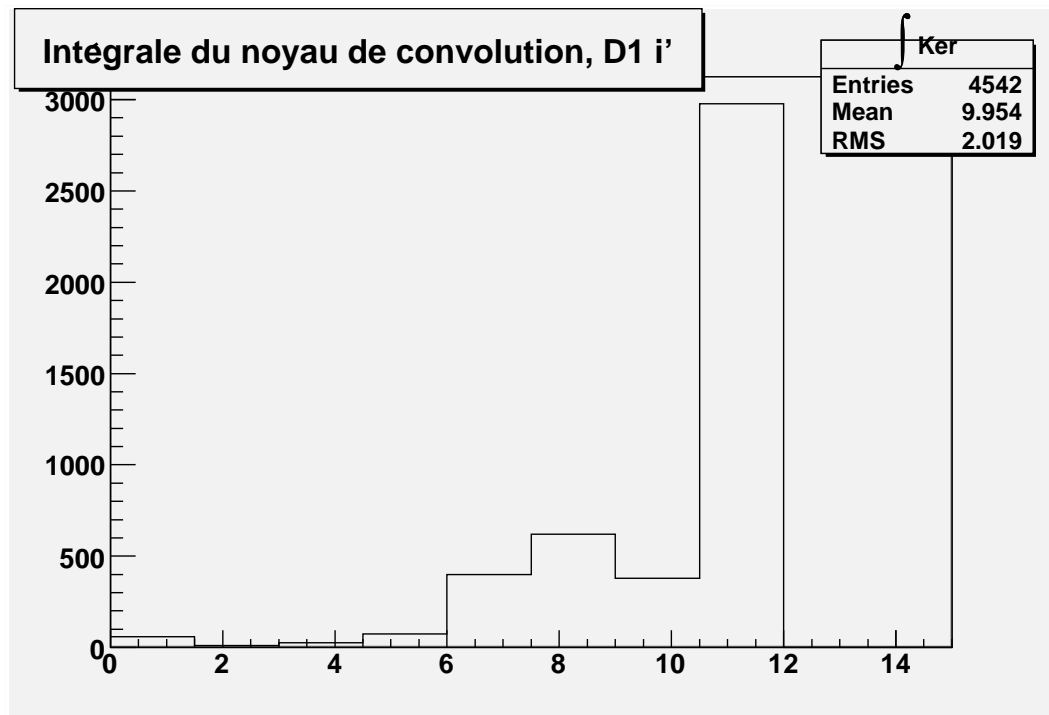


FIG. 4.8 – Valeurs prises par l'intégrale du noyau de convolution dans le filtre i' et sur le champ D1. La valeur la plus fréquente se situe autour de 10 alors que des valeurs plus basses sont rencontrées lorsque les conditions d'observation se dégradent. La soustraction est validée en i' si l'intégrale vaut plus que 3.

est inférieure à 3, la soustraction est jugée échouée et l'image est supprimée. Dans les autres filtres, la condition demandée est simplement d'obtenir une valeur positive.

De plus, l'échelle de flux des images soustraites n'est jamais la même. Il existe en effet des variations dues à l'absorption de l'atmosphère, mais j'y reviendrai dans la section 4.4.2.1. Afin d'obtenir des images soustraites dont l'échelle de flux est la même nous divisons la valeur de chaque pixel de l'image soustraite par l'intégrale du noyau de convolution.

4.3 Stratégie de détection

Chaque image de science étant soustraite, nous disposons d'un lot d'images différences sur lesquelles apparaissent les objets variables. L'étape suivante consiste à détecter ces objets afin de construire leurs courbes de lumière. C'est de nouveau l'outil Terapix SExtractor qui sera utilisé pour construire les catalogues de détection sur les images.

Les supernovae lointaines observées par le SNLS donnent le maximum de flux dans le filtre i' , nous avons donc choisi d'effectuer les détections sur les images prises à travers ce filtre. Les images obtenues sur les autres filtres ayant préalablement été alignées sur la même solution astrométrique, la position de chaque objet détecté en i' sera la même dans les autres filtres.

4.3.1 Nécessité d'accroître le signal sur bruit

Auparavant, la détection des objets variables était réalisée sur les images soustraites individuelles (Vincent Luset 2006 [57]). Cette stratégie fonctionne correctement lorsqu'il s'agit de trouver la position des objets très lumineux. Elle comporte cependant de multiples inconvénients.

Tout d'abord, et c'est le défaut majeur de cette procédure, les objets faibles risquent d'être noyés dans le bruit et d'échapper à la détection. C'est un grave problème lorsqu'il s'agit de trouver des supernovae lointaines ($m_{i'} \simeq 24$).

D'autre part, la faiblesse des flux mesurés sur les objets lointains nous contraint à conserver un seuil de détection très bas sur les images individuelles. Un seuil de 4 pixels à 1.2σ du fond de ciel avait été choisi donnant lieu à des millions de fausses détections qui ne reflétaient que le bruit de fond.

Ensuite, réaliser les détections sur les images individuelles nous laisse des centaines de cartes (positions des objets variables) à manipuler, à aligner (trouver toutes les cartes qui recouvrent la même zone du ciel) et à fusionner. De plus, les millions de fausses détections donnent lieu au calcul de millions de courbes de lumière inutiles. Tous ces facteurs entraînent une utilisation intensive des moyens de calcul et il est impératif de pouvoir produire les courbes de lumière en des temps raisonnables (de l'ordre du mois).

Enfin, la phase d'analyse des courbes de lumière était d'autant plus délicate qu'elle se trouvait alourdie d'un bruit de fond considérable. Il s'avérait donc impératif de changer la stratégie de détection afin d'accroître le rapport signal sur bruit.

4.3.2 Nouvelle stratégie

Afin d'augmenter le signal sur bruit, la solution la plus simple est d'additionner les images qui recouvrent une même zone du ciel. Théoriquement, nous accroissons le rapport signal sur bruit d'un facteur \sqrt{N} en supposant le bruit blanc. Cela n'est qu'approximativement le cas puisqu'il existe des corrélations entre les pixels (dues au rééchantillonnage des images lors de l'alignement et à la convolution de la référence) ainsi qu'entre les expositions (flux de la galaxie hôte qui peut être imparfaitement soustrait, possible biais systématique du noyau de convolution en fonction de la position sur le CCD et des étoiles utilisées pour sa détermination).

Plutôt que d'effectuer la détection des objets variables sur chaque soustraction individuelle, il paraît alors plus judicieux d'empiler les soustractions qui recouvrent une même zone du ciel sur une même période d'observation (tous les mois, autour de la nouvelle lune). Pour cela, nous divisons notre image de référence complète (un peu plus d'un degré carré) en autant de CCD virtuels qu'en dénombre la caméra Megacam (il faut bien noter qu'à cause de la modification du pointé du télescope entre chaque exposition, les CCD virtuels découpant notre image de référence ne sont jamais alignés sur le même CCD Megacam). Puis, pour chaque période d'observation, nous déterminons les soustractions qui possèdent un recouvrement non nul avec chaque CCD virtuel. Les images sont ensuite simplement additionnées pixel à pixel. Il faut se rappeler que toutes les soustractions sont ramenées à la même échelle de flux – celle de la référence –, mais pas au même seeing (c'est la référence qui est convoluée). A cause de cela, l'accroissement du rapport signal sur bruit n'est donc pas non plus être tout à fait de \sqrt{N} . Néanmoins, l'addition améliore considérablement notre sensibilité et le traitement ultérieur des données.

J'ai donc procédé à l'empilement de 27 soustractions en moyenne par période de prise de données et par CCD virtuel (voir figure 4.9). J'ai ainsi amélioré le rapport signal sur bruit approximativement d'un facteur 5 par rapport à la stratégie utilisée auparavant. Il faut noter que le nettoyage effectué au préalable sur les images courantes permet d'additionner les images soustraites sans empiler trop de défauts et permet de limiter par conséquent le bruit dû aux bords de CCD et de colonnes mortes.

Nous obtenons une pile sur laquelle SExtractor est exécuté. Le seuil de détection a été sensiblement remonté à 4 pixels au delà de 2.5σ du fond de ciel. Il a été choisi afin de permettre la détection des objets les moins brillants, jusqu'à une magnitude i' supérieure à 24.

D'une part, cela diminue considérablement le nombre de fausses détections. Sur le champ D1 et les données des deux premières années, le nombre de courbes de lumière à construire est passé d'environ 3 millions à environ 40 000 sur la mosaïque entière. A ce niveau, j'ai donc réduit le bruit d'un facteur proche de 75 !

D'autre part, les objets très faibles qui n'étaient pas détectés auparavant sont maintenant extraits des images d'empilement. Par exemple, l'objet 04D10e ($i' > 24$) n'est pas détecté à 4 pixels au delà de 1.2σ du fond de ciel sur les images individuelles. Il l'est maintenant jusqu'à 4 pixels au delà de 2.8σ sur la pile de détection où il apparaît avec un maximum de flux. La figure 4.10 représente une soustraction individuelle au maxi-

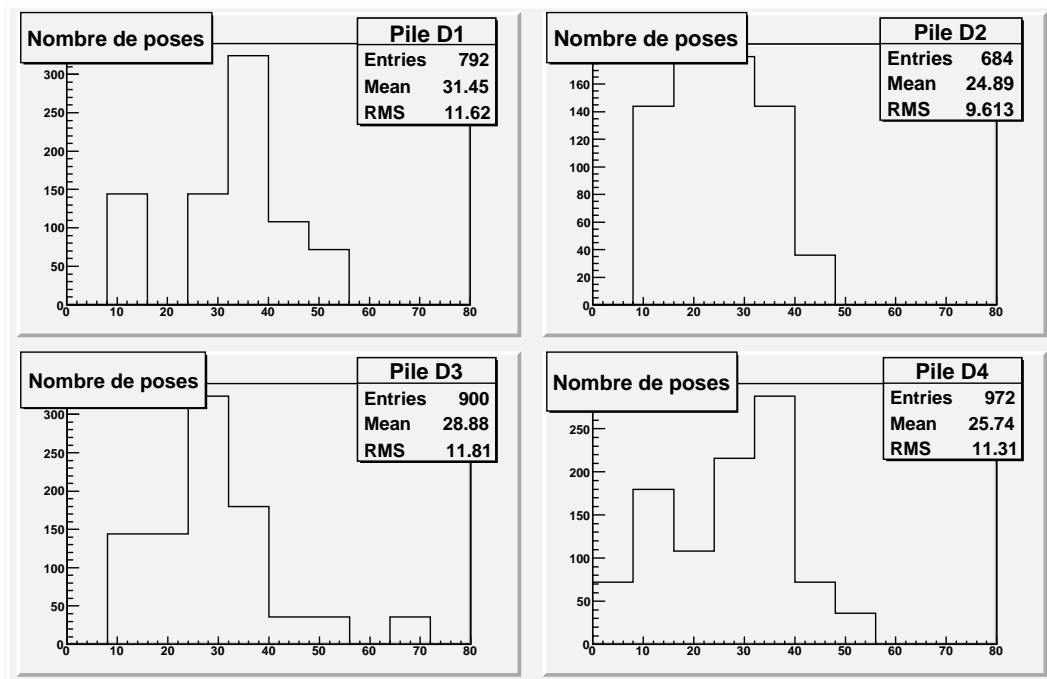


FIG. 4.9 – Distributions du nombre d'expositions empliées pour la détection sur toutes les périodes de prise de données. L'histogramme est représenté pour chaque champ observé. En moyenne, nous additionnons 27 images de soustraction.

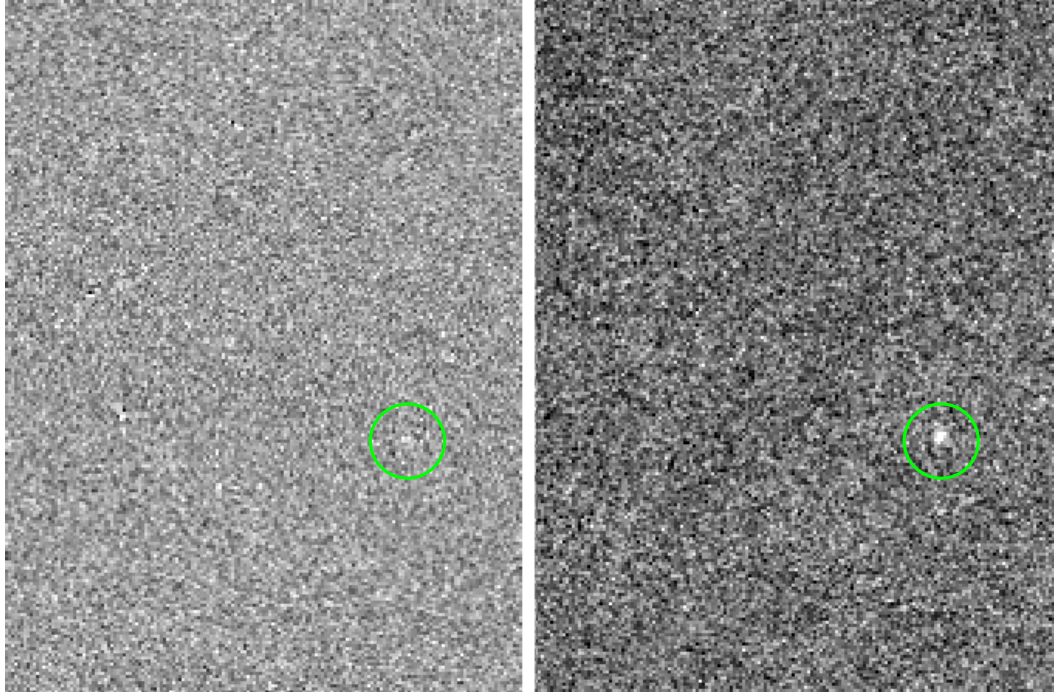


FIG. 4.10 – 04D1oe : un exemple d'objet variable avec $i' > 24$. Alors que l'objet (entouré d'un cercle vert) n'est pas extrait à 1.2σ du bruit de fond sur l'image individuelle au maximum de flux (à gauche), il l'est maintenant jusqu'à 2.8σ sur l'image de détection (à droite).

mum de flux – l'objet y est noyé dans le bruit de fond – et l'image pile où il apparaît nettement.

Des catalogues de détection sont construits pour chaque période d'observation (entre 19 et 27 périodes suivant le champ pour les 3 ans de données traités). Ces catalogues sont par la suite fusionnés afin d'obtenir la position de tous les objets détectés par CCD virtuel et pour toutes les périodes d'observation. La fusion est réalisée en concaténant les catalogues provenant des différentes périodes. Une carte est ensuite produite en plaçant une gaussienne de norme 1 et de largeur 1 pixel à chaque emplacement correspondant à un objet détecté. Une détection est ensuite effectuée par SExtractor sur la carte globale produisant ainsi le catalogue final. De ce fait, si un objet est détecté sur plusieurs périodes d'observation, ce qui est le cas si son flux est assez important pour passer le seuil de détection sur plusieurs périodes (une supernova proche par exemple), il ne fait l'objet que d'une seule détection. Sa position en est également moyennée sur l'ensemble des cartes de détections.

La construction des courbes de lumière peut alors commencer.

4.4 Courbes de lumière

A partir des catalogues de détection produits, nous allons construire les courbes de lumière des objets dans les 4 filtres en mesurant le flux sur chaque image de soustraction à la position indiquée dans le catalogue de détection en i' .

4.4.1 Photométrie de PSF

Afin de mesurer le flux d'un objet sur une image, la technique la plus simple est la photométrie d'ouverture. On additionne la valeur de tous les pixels dans un cercle ou une ellipse autour de l'objet en question. C'est une solution intéressante lorsqu'il s'agit de travailler sur des images de soustraction car le risque de contamination par d'autres objets proches est très faible. Mais, l'étalonnage des flux mesurés est ensuite réalisé sur des étoiles de référence (voir section 4.5) ce qui nous contraint à mesurer le flux de ces étoiles sur les images courantes (non soustraites) pour lesquelles la photométrie d'ouverture n'est pas adaptée et nous fait ainsi perdre le principal avantage de cette solution. De plus, la qualité de la photométrie d'ouverture est vite dégradée par le bruit de fond de ciel intégré dans l'ouverture.

Nous avons donc choisi de travailler avec la photométrie de PSF. Avec cette méthode, un profil d'étoile – la PSF – centré sur la position de chaque objet détecté est ajusté sur les images de soustraction. C'est alors l'intégrale de la PSF qui donne la valeur du flux. Les barres d'erreurs quant à elles, correspondent au bruit de photon ($\sqrt{N_{\text{Photons}}}$ sur chaque pixel). Notons qu'un fond de ciel (une constante) est également ajusté en même temps que l'amplitude de la PSF. Les images de soustraction sont normalement calculées avec un fond de ciel nul suivant la procédure décrite à la section 4.2.3.2. Néanmoins, cela permet de tenir compte d'un éventuel fond de ciel résiduel sur ces images.

Il est possible d'utiliser une PSF analytique. Cependant, obtenir une modélisation optimale est assez difficile. Nous avons donc choisit de travailler avec une PSF tabulée. Elle est déterminée sur chaque exposition pour chacun des 36 CCD Megacam. Les étoiles de notre galaxie y sont présentes en nombre suffisant pour obtenir un profil moyen de bonne qualité. En moyenne, ce sont 95 étoiles qui entrent dans la composition de la PSF (voir figure 4.11 pour les distributions dans les 4 champs). Celle-ci est calculée dans une boîte carrée de taille variable dont la demi-largeur correspond à l'entier le plus proche de la FWHM³ de la PSF afin de tenir compte des variations de seeing au cours des différentes expositions. Par ailleurs, celle-ci est sur-échantillonnée d'un facteur 5 par rapport aux images afin de garantir un profil très lisse et permettre une mesure de flux optimale. Deux exemples de PSF sont représentés pour des conditions d'observations différentes figure 3.4.

La sélection des étoiles sur les images, absente de la procédure initiale du traitement des données, est une étape cruciale dans la réalisation de la PSF. Il faut s'affranchir de toute contamination par les galaxies pouvant adopter un profil très différent de celui des étoiles. Ce type de contamination engendre un fort élargissement de la PSF. Le seeing représenté par cette dernière n'est alors plus représentatif du seeing réel de l'image et les

³Full Width at Half Maximum

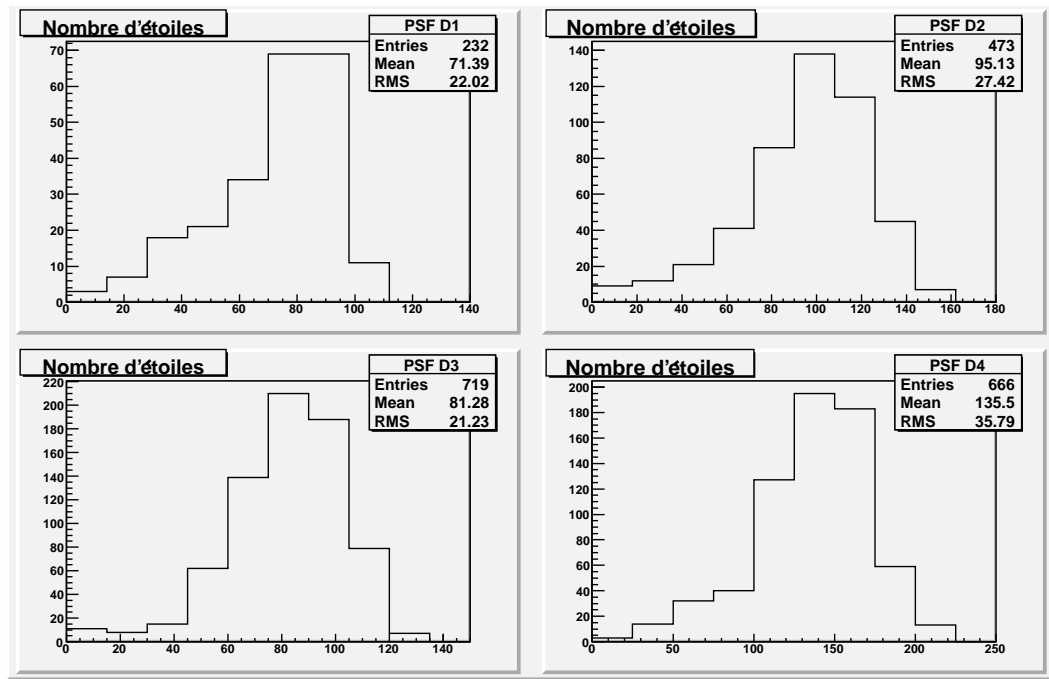


FIG. 4.11 – Histogrammes pour les 4 champs observés du nombre d'étoiles qui entrent dans la composition de la PSF sur le CCD Megacam numéro 13 et pour le filtre r' . En moyenne, le nombre d'étoiles déterminant la PSF est de 95, il peut néanmoins être sensiblement plus faible si les conditions d'observation ne sont pas optimales.

mesures de flux en sont fortement affectées. C'est pourquoi j'ai développé un algorithme de sélection rigoureux permettant d'exclure les galaxies des objets intervenant dans la construction de la PSF.

Tout d'abord, un catalogue SExtractor extrait des images courantes les objets les plus brillants. Les étoiles sont ensuite sélectionnées suivant la valeur du flux total intégré sur l'objet et la valeur du pixel de flux maximum (ces deux valeurs nous sont données par SExtractor). Le rapport de ces deux valeurs est constant sur une étoile (jusqu'à saturation où la valeur maximum reste constante, la dépendance du rapport est alors linéaire avec le flux intégré) car il s'agit d'un objet ponctuel. Cela n'est pas vrai sur une galaxie qui est un objet étendu. La discrimination est alors faite sur le diagramme $\log_{10} \left(\frac{\Phi}{\Phi_{\max}} \right)$ vs $-\log_{10}(\Phi)$. Les étoiles y sont séparées des galaxies par leur « trace » rectiligne sur ce diagramme. Les étoiles saturées – dont le profil est écrêté – sont également rejetées. Un exemple de sélection est représenté figure 4.12.

Après cette optimisation majeure dans le traitement de la PSF, la mesure des flux se trouve grandement améliorée. Un exemple de courbe de lumière obtenue avant et après la sélection rigoureuse des étoiles pour fabriquer la PSF et toutes les autres optimisations effectuées sur la soustraction d'images est représenté figure 4.13. Il apparaît très clairement que la dispersion des mesures au sein d'une même nuit est fortement réduite (facteur 5 sur la déviation standard). La courbe de lumière dans son ensemble apparaît dès maintenant utilisable pour la cosmologie.

4.4.2 Absorption de l'atmosphère, taille de PSF, seeing et flux intégré

4.4.2.1 Absorption de l'atmosphère

Quelques précautions sont à prendre quant à l'interprétation des flux mesurés. En effet, les conditions météorologiques ne sont pas toujours les mêmes pour les différentes expositions au cours d'une même nuit, mais à plus forte raison entre deux expositions séparées de plusieurs jours. L'absorption atmosphérique est différente suivant l'exposition considérée. Il faut donc tenir compte du phénomène avant de pouvoir comparer tous les flux entre eux (traitement et analyse ultérieure des courbes de lumière).

Je démontre dans la section 4.2.3.2 que l'intégrale du noyau de convolution intervenant dans l'étape de soustraction d'image représente le rapport des échelles de flux entre une image quelconque et l'image de référence. La valeur de cette intégrale contient donc l'information d'absorption atmosphérique. Plus sa valeur est petite (plus les flux de l'image courante sont faibles), plus l'absorption est grande.

Afin de tenir compte du fait que l'absorption atmosphérique n'est jamais la même entre les différentes expositions, la valeur de chaque pixel obtenue sur chaque image soustraite est divisée par l'intégrale du noyau de convolution. Ainsi, les flux mesurés sur toutes les images soustraites sont tous ramenés sur la même échelle de flux, celle de l'image de référence.

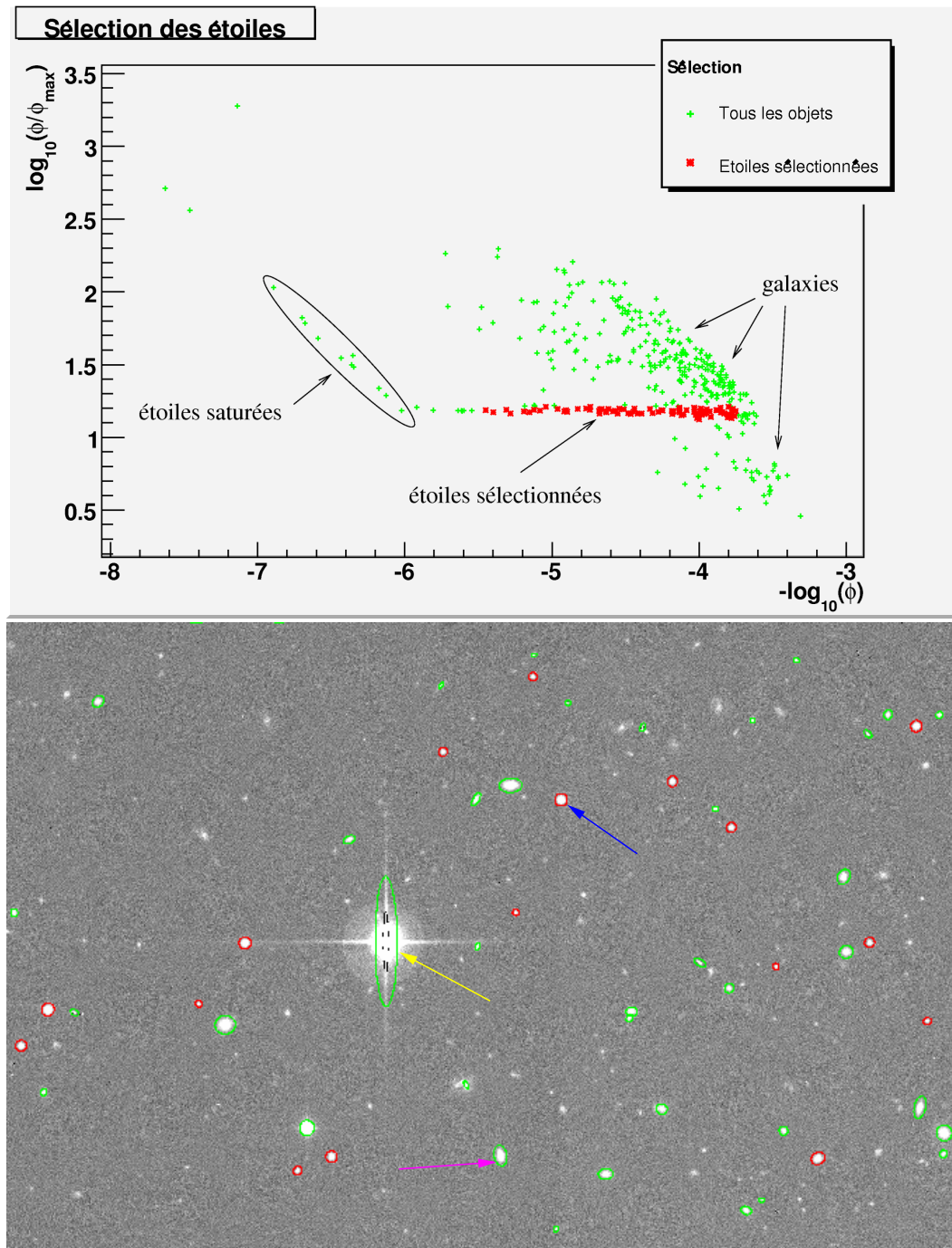


FIG. 4.12 – Sélection des étoiles contribuant à la tabulation de la PSF. En haut, le diagramme $\log_{10} \left(\frac{\Phi}{\Phi_{\max}} \right)$ vs $-\log_{10}(\Phi)$, les étoiles retenues sont en rouge et les autres objets sont en vert. Nous y voyons la répartition des étoiles sur une fine bande constante en $\frac{\Phi}{\Phi_{\max}}$ alors que les galaxies occupent une zone plus étendue. La saturation des étoiles est observée pour les grandes valeurs de Φ (petites valeurs de $-\log_{10}(\Phi)$), là où Φ_{\max} devient constant. En bas, une portion du CCD considéré. Le code couleur reste le même et illustre le rejet des étoiles saturées et des galaxies. Les trois flèches jaune, bleue et magenta indiquent respectivement les trois cas rencontrés : étoile saturée, étoile conservée pour la fabrication de la PSF et galaxie.

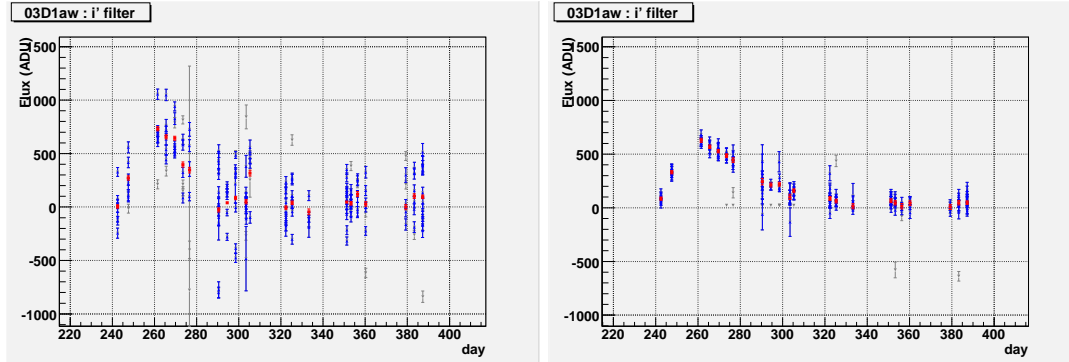


FIG. 4.13 – Effet de l’optimisation de la soustraction d’images et de la sélection des étoiles contribuant à la construction de notre PSF. A gauche, la courbe de lumière de la SN Ia 03D1aw en i' avant les différentes optimisations. A droite, la même courbe de lumière avec application des optimisations. Les points rouges sont les moyennes des flux sur les expositions au sein de chaque nuit. Les points bleus sont les points retenus pour contribuer aux moyennes et les points gris sont rejetés par le nettoyage des courbes de lumière (voir la section 4.7.1). Les différentes optimisations ont une répercussion nettement visible sur la mesure des flux. Alors que la courbe de lumière de gauche possède une grande dispersion des flux dans une même nuit, la courbe de droite montre des mesures largement plus compatibles (réduction de la déviation standard entre les expositions d’un facteur ~ 5). La courbe de lumière est dès maintenant utilisable pour l’analyse et pour la cosmologie.

4.4.2.2 PSF et seeing

Un autre problème, directement lié à notre technique de mesure, se pose pour être capable de comparer les flux entre eux. Le profil de notre PSF dépend du seeing de l’exposition considérée. La PSF est tabulée et d’inévitables effets de bords sont à attendre. Pour deux images de seeings différents, et malgré l’adaptation de la taille de la boîte de PSF en fonction du seeing, la FWHM du profil des étoiles n’occupera pas la même proportion de la boîte de PSF dans laquelle nous allons intégrer le signal. Cela peut être imputé à la discrétisation de l’espace imposé par les calculs numériques mais également au fait que la PSF n’est en aucun cas gaussienne (déformations plus complexes dues à l’optique du télescope, notamment en bord de caméra). Par conséquent, nous allons intégrer une proportion différente du flux des objets pour chaque seeing et donc pour chaque image. Les flux mesurés sur toute la courbe de lumière d’un événement ne sont donc pas directement comparables entre eux et une étape d’étalonnage est nécessaire. Cet étalonnage n’existait pas dans la version initiale de notre photométrie car les courbes de lumières, construites seulement en i' , n’étaient pas utilisées jusqu’au bout de l’analyse. J’ai donc totalement mis en place cette procédure.

4.5 Etalonnage des flux

Les flux mesurés par photométrie de PSF nécessitent une étape d’étalonnage avant d’être comparés. Pour cela, nous avons besoin d’objets étalons. Ce sont des étoiles, présentes sur nos images, et dont la magnitude est bien connue qui servent de référence.

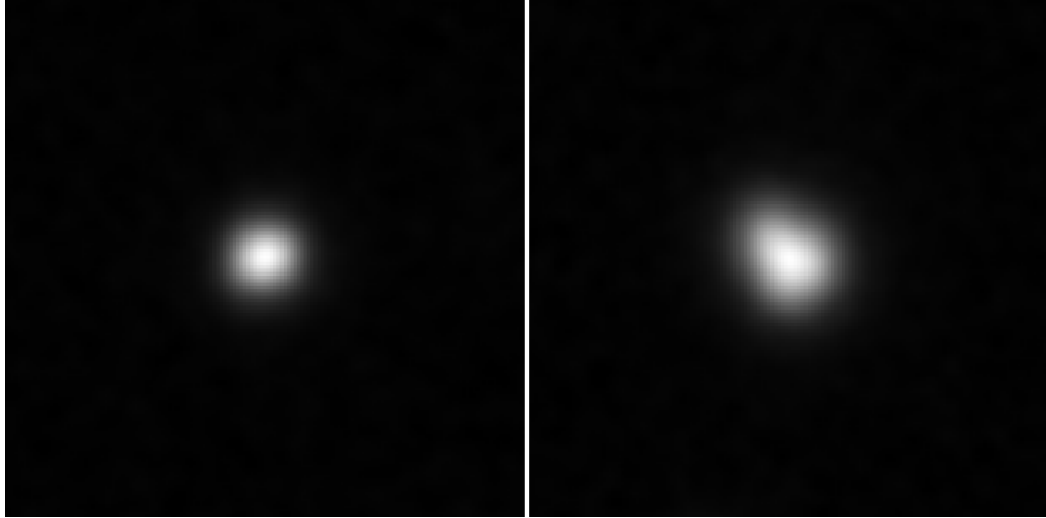


FIG. 4.14 – La forme de la PSF varie en fonction de la position sur la caméra. Ces non uniformités engendrées par l’optique du télescope sont ici bien visibles entre un CCD central (le numéro 13) à gauche, et un CCD d’angle (le numéro 35) à droite. Alors que la PSF est plutôt symétrique au centre de la caméra, elle adopte une forme ovoïdale sur les bords et dans les angles.

Ces étoiles, dites « étoiles d’étalonnage tertiaires », sont elles-mêmes étalonnées sur d’autres étoiles de référence – les étoiles de Landolt – par Nicolas Regnault pour la collaboration (Astier et al. 2006 [5]). Notons qu’une amélioration de l’étalonnage de ces étoiles est en cours.

4.5.1 Étoiles de référence

Sur chaque exposition et chaque CCD de Megacam, nous avons besoin d’étalonner nos flux. Nous construisons donc les flux des étoiles présentes par CCD virtuel de notre image de référence. Il faut remarquer que le flux des étoiles est mesuré sur les images courantes qui ne possèdent pas la même dynamique que les images soustraites, toutes ramenées à la dynamique de notre référence. Une division du flux des étoiles par l’intégrale du noyau de convolution est donc appliquée préalablement afin de rester parfaitement cohérent.

Si les différences de seeing sont corrélées aux conditions d’observation, elle sont aussi corrélées à l’emplacement sur la caméra à cause des déformations géométriques du télescope (voir figure 4.14). Il faut donc pour chaque exposition déterminer les étoiles présentes sur chaque CCD Megacam. Nous disposons ensuite de lots d’étoiles de référence permettant d’étalonner la mesure de nos flux sur chaque exposition et chaque CCD Megacam.

4.5.2 Détermination des points zéros

La magnitude est définie comme étant le rapport du flux mesuré sur un objet et celui mesuré sur une étoile de référence (Vega pour le système de magnitude Vega) dans un filtre donné :

$$m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\Phi}{\Phi_{\star_{\text{ref}}}} \right) \quad (4.9)$$

elle peut aussi être définie par rapport à une constante ou *point zéro* :

$$m = -2.5 \log_{10}(\Phi) + ZP \quad (4.10)$$

ce qui revient au même si on pose $m_{\text{Vega}} = 0$ (système de magnitude Vega). Cela reste vrai dans le système standard de Bessel à quelques corrections près : $m_{\text{Vega}} = 0.020, 0.030, 0.030, 0.030, 0.024$ pour les filtres UBVRI respectivement (Fukugita et al. 1996 [33]).

Or, nous disposons ici d'un ensemble d'étoiles de référence dont la magnitude m_{\star} est connue dans le système Vega et dont le flux Φ_{\star} est mesuré sur chaque exposition. Il est donc possible de déterminer un point zéro par exposition, par CCD Megacam et par étoile dans chaque filtre :

$$ZP = m_{\star} + 2.5 \log_{10}(\Phi_{\star}) \quad (4.11)$$

Plus généralement, un ajustement linéaire est réalisé avec :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[m_i + 2.5 \log_{10}(\Phi_i) - ZP]^2}{\sigma_i^2} \quad (4.12)$$

où Φ_i est le flux mesuré sur l'étoile i , m_i est la magnitude de l'étoile i dans le système Vega fournie par Nicolas Regnault pour la collaboration et $\sigma_i^2 = \sigma_{m_i}^2 + \left(2.5 \times \frac{\sigma_{\Phi_i}}{\Phi_i \times \ln(10)}\right)^2$. Finalement :

$$ZP = \frac{\sum_i \frac{m_i + 2.5 \log_{10}(\Phi_i)}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (4.13)$$

Le calcul est effectué itérativement afin d'éliminer les points de mesure trop imprécis ou aberrants. A chaque itération, nous calculons les résidus à l'ajustement et nous retirons les points qui s'écartent à plus de 5 fois la déviation standard de la médiane ainsi que ceux dont le χ^2/dof est supérieur à 9.

La corrélation du point zéro avec le seeing (proportion du flux intégré dans la PSF) est clairement illustrée sur la figure 4.15. Afin de compenser la perte d'une plus grande proportion de flux lors d'observations à grand seeing, la valeur du point zéro augmente.

Une fois les points zéro calculés, les points photométriques peuvent être comparés entre eux. Pour cela, nous les ramenons tous au même point zéro arbitraire de 30 :

$$-2.5 \log_{10}(\Phi) + ZP = -2.5 \log_{10}(\Phi_{\text{ét}}) + 30 \quad (4.14)$$

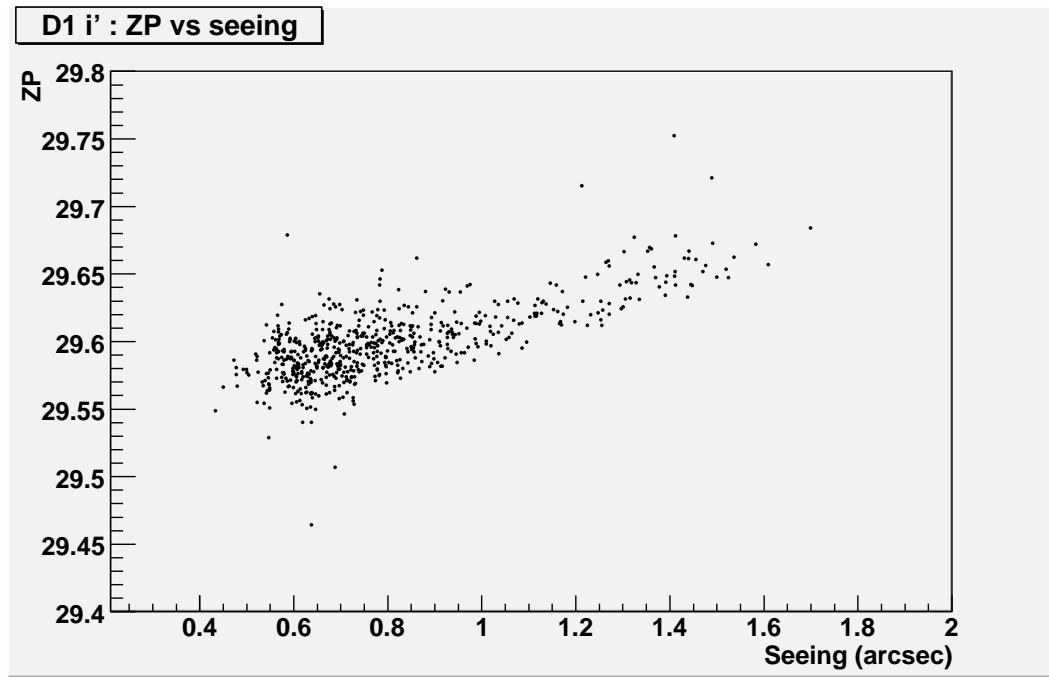


FIG. 4.15 – Variation du point zéro en fonction du seeing observé sur les expositions du champ D1 à travers le filtre i' et sur le CCD Megacam numéro 13. Quand le seeing augmente, la proportion de flux intégré dans la PSF diminue. La valeur du point zéro augmente alors pour compenser la perte de flux et toujours obtenir la bonne magnitude sur les étoiles de référence.

$$\Phi_{\text{ét}} = 10^{\frac{-2.5 \log_{10}(\Phi) + ZP - 30}{-2.5}} \quad (4.15)$$

$$\Phi_{\text{ét}} = \Phi \times 10^{\frac{ZP - 30}{-2.5}} \quad (4.16)$$

avec Φ le flux mesuré et $\Phi_{\text{ét}}$ le flux étalonné.

S'il arrive que pour de rares cas certains CCD ne contiennent aucune étoile de référence (avec de très mauvais seeing il arrive qu'aucune étoile de référence ne soit détectée, il arrive aussi qu'un CCD Megacam soit placé sur une zone du ciel n'en contenant aucune), alors le point zéro affecté aux flux mesurés sur ce CCD est moyenné sur les points zéro du reste de la mosaïque.

4.6 Systématiques

Afin de faire confiance à notre photométrie, il est utile de contrôler si les processus qui permettent d'obtenir les courbes de lumière ne sont pas entachés d'effets systématiques, et d'en tenir compte le cas échéant.

4.6.1 Erreurs sur les flux

L'alignement astrométrique des images par SWarp induit des corrélations à courte distance entre pixels. Ce sont les algorithmes d'interpolation qui en sont responsables. De même, la convolution de notre image de référence pour adapter son seeing à celui de chaque image prise par le télescope introduit des corrélations à plus grande distance (taille de la boîte de convolution, c'est à dire 27 pixels). De plus, des corrélations existent entre les différentes expositions. Elles sont dues au flux de la galaxies hôte qui peut être imparfaitement soustrait, à l'erreur de position, au biais systématique du noyau de convolution en fonction de la position sur le CCD et des étoiles qui ont servi à le déterminer, et aux possibles biais sur notre image de référence.

Toutes ces corrélations entre pixels et entre expositions sont autant d'éléments de matrice non diagonaux qui ne sont pas pris en compte dans nos barres d'erreur qui ne tiennent compte que du bruit de photons indépendamment sur chaque pixel et sur chaque exposition.

A priori, les courbes de lumière dans les différents filtres ne sont pas affectés de la même façon. Afin de permettre un traitement équivalent des courbes de lumière dans les différents filtres (notamment avant tout calcul de χ^2), nous devons évaluer un facteur correctif à appliquer aux erreurs sur les flux dans chacun des filtres.

Nous allons pour cela vérifier la compatibilité des points photométriques avec leur moyenne au cours d'une même nuit. Cela revient à obtenir la largeur de la distribution des pulls suivante :

$$\frac{(\Phi - \bar{\Phi})}{\sigma} \quad (4.17)$$

avec Φ le flux d'une exposition appartenant à une nuit, $\bar{\Phi}$ la moyenne des flux dans cette nuit et σ l'incertitude associée à la différence. Les deux paramètres n'étant pas

indépendants, nous calculons la variance de la différence pour un point de mesure i comme il suit :

$$\sigma_i^2 = \langle (\bar{\Phi} - \Phi_i)(\bar{\Phi} - \Phi_i)^t \rangle \quad (4.18)$$

$$\sigma_i^2 = \langle [(\bar{\Phi} - \Phi) - (\Phi_i - \Phi)][(\bar{\Phi} - \Phi) - (\Phi_i - \Phi)]^t \rangle \quad (4.19)$$

$$\sigma_i^2 = \langle (\bar{\Phi} - \Phi)(\bar{\Phi} - \Phi)^t \rangle + \langle (\Phi_i - \Phi)(\Phi_i - \Phi)^t \rangle - 2\langle (\bar{\Phi} - \Phi)(\Phi_i - \Phi)^t \rangle \quad (4.20)$$

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\bar{\Phi}}^2 + \sigma_{\Phi_i}^2 - 2\langle (\bar{\Phi} - \Phi)(\Phi_i - \Phi)^t \rangle \quad (4.21)$$

et

$$\langle (\bar{\Phi} - \Phi)(\Phi_i - \Phi)^t \rangle = \sigma_{\bar{\Phi}}^2 \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \langle (\Phi_j - \Phi)(\Phi_i - \Phi)^t \rangle \quad (4.22)$$

Or, les mesures de flux sont indépendantes et seul le terme avec $i = j$ n'est pas nul :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\bar{\Phi}}^2 + \sigma_{\Phi_i}^2 - 2\sigma_{\bar{\Phi}}^2 \quad (4.23)$$

Finalement :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\Phi_i}^2 - \sigma_{\bar{\Phi}}^2 \quad (4.24)$$

Le χ^2 pour la mesure i s'écrit donc :

$$\chi^2 = \frac{(\bar{\Phi} - \Phi_i)^2}{\sigma_{\Phi_i}^2 - \sigma_{\bar{\Phi}}^2} \quad (4.25)$$

et le pull :

$$P_i = \frac{(\bar{\Phi} - \Phi_i)}{\sqrt{\sigma_{\Phi_i}^2 - \sigma_{\bar{\Phi}}^2}} \quad (4.26)$$

Ce calcul provient de la section 11.5.2 de *Statistical Methods in experimental physics*, Eadie, Drijard, James, Roos et Sadoulet.

Le facteur correctif est calculé de manière à obtenir une largeur de distribution de 1, ce qui serait normalement le cas si nos erreurs étaient parfaitement bien évaluées et si nos mesures photométriques étaient compatibles en moyenne. Les distributions avant et après correction sont représentées figure 4.16. Ce facteur est calculé sur les courbes de lumière des SNe Ia identifiées par la spectroscopie indépendamment sur chaque champ. Ces courbes de lumière subissent ensuite les étapes de nettoyage décrites dans la section 4.7. Le facteur est alors recalculé afin de tenir compte des modifications apportées aux courbes de lumière suite au nettoyage. Il est ensuite appliqué aux erreurs de l'ensemble des courbes de lumière dans chaque filtre. Un résumé des facteurs correctifs est présenté table 4.1. Nous voyons une nette dépendance en longueur d'onde du facteur de renormalisation. Alors que les erreurs sont sur-estimées en g' et en r', elles sont sous-estimées en i' et z'.

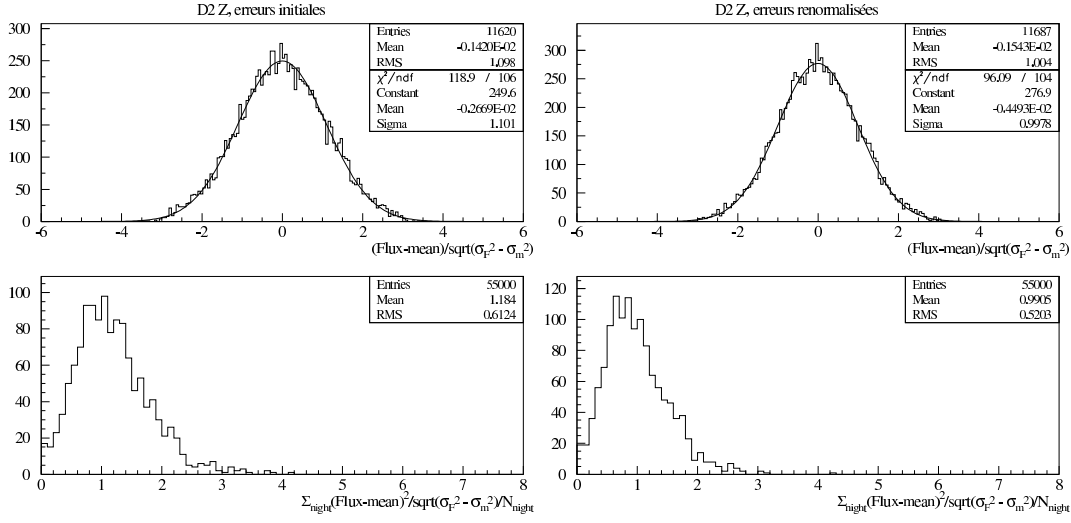


FIG. 4.16 – Distribution des pulls et des χ^2 au sein des nuits sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie du champ D2 et dans le filtre z' . A gauche, ces distributions avant l'application du facteur correctif : la largeur de la distribution des pulls prend la valeur 1.101 tandis que le χ^2 moyen est de 1.184. A droite, les mêmes distribution après application du facteur correctif et nettoyage des courbes de lumière : la largeur de la distribution des pulls est très proche de 1 et la moyenne des χ^2 l'est également.

	D1	D2	D3	D4
g'	0.8350	0.9148	0.8837	0.8517
r'	0.9661	0.9425	0.9415	0.9523
i'	1.0646	1.0372	1.0831	1.0799
z'	1.1326	1.1177	1.1471	1.1409

TAB. 4.1 – Résumé des facteurs correctifs appliqués sur les erreurs des flux sur les 4 champs et sur les 4 filtres. Nous voyons une nette dépendance en longueur d'onde, reproductible sur les 4 champs. Alors que nous sur-estimons les barres d'erreur pour les faibles longueurs d'onde (filtre g' et r'), nous les sous-estimons pour les plus grandes (filtre i' et z').

4.6.2 Etalonnage des flux

L'utilisation conjointe des supernovae lointaines observées par le SNLS et des supernovae proches collectées dans la littérature pour contraindre les paramètres cosmologique impose l'utilisation du même système de magnitude sur les deux lots de supernovae.

Les flux des supernovae proches sont mesurés dans le système de filtres de Landolt⁴ (Landolt 1992 [53]). Les flux de ces supernovae sont étalonnés en utilisant le catalogue d'étoiles standard de Landolt (Landolt 1992 [53]). Pour pouvoir comparer les flux des supernovae proches et ceux des supernovae lointaines, les flux mesurés sur les supernovae du SNLS sont également étalonnés dans le système de Landolt.

L'étoile de référence de ce système est Vega (magnitudes Vega) et la première source d'incertitude systématique est la connaissance même des magnitudes de Vega. L'incertitude sur ces magnitudes se traduit par une incertitude de 0.5 % sur les flux étalonnés du SNLS. De même, l'incertitude sur le spectre de l'étoile, plus exactement sur sa pente entre le bleu (B) et le rouge (I) est d'environ 1 %.

De plus, l'incertitude sur les modèles d'instruments utilisés (Landolt/Bessel, Megacam) pour ajuster un modèle sur les courbes de lumière nous induit quelques pourmilles d'incertitude sur les flux également.

Mais l'incertitude systématique dominante est celle affectant les points zéro. Les filtres de Landolt étant différents des filtres Megacam, nous devons déterminer les magnitudes des étoiles de Landolt dans le système Megacam à partir des mesures publiées par Landolt dans ses filtres à lui. La différence entre la magnitude d'une étoile de Landolt donnée dans un filtre Megacam (g' par exemple) et la magnitude de la même étoile dans un filtre de Landolt (V par exemple) dépend du spectre de l'étoile. Il faut donc modéliser des transformations de couleur afin de tenir compte des différences spectrales. La modélisation des transformations de couleur de Landolt à Megacam est délicate. Ces transformations ne sont pas linéaires. Les incertitudes qui leur sont associées induisent sur les points zéro une incertitude systématique de l'ordre de 1 % en g' , r' et i' , et de 3 % en z' .

Toutes ces informations concernant les sources d'incertitude systématique affectant l'étalonnage des flux m'ont été délivrées par Nicolas Regnault pour le SNLS.

4.6.3 Dépendance de l'étalonnage en flux

Dans le but de garantir un étalonnage correct de nos flux, il est légitime de procéder à quelques contrôles.

Les étoiles possèdent des flux qui se situent souvent un ordre de grandeur au dessus de celui des supernovae et de tous les objets variables traités ici. Il est donc impératif que l'étalonnage soit indépendant du flux mesuré⁵.

⁴Les filtres de Landolt peuvent être représentés par les filtres de Bessel auxquels sont appliqués les décalages vers le bleu : 41, 27, 21 et 25 Å pour BVRI respectivement (Astier et al. 2006 [5]).

⁵Ce ne serait pas le cas si notre photométrie induisait des effets systématiques dépendant du flux.

Afin de s'en assurer, un contrôle a été effectué sur les résidus entre le flux « théorique » des étoiles (calculé à partir de leurs magnitudes connues et des points zéro déterminés précédemment), et les flux effectivement mesurés. Une loi linéaire a été ajustée pour chaque exposition sur les résidus relatifs ($\frac{\Delta\Phi}{\Phi}$) en fonction du flux théorique : $\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = a\Phi + b$. Un exemple des distributions des paramètres de l'ajustement est représenté figure 4.17. La table 4.2 récapitule leurs valeurs moyennes pour tous les champs et les filtres. A priori, ces ajustements ne mettent pas en évidence une quelconque dépendance de nos points zéro en fonction du flux des objets, l'étalonnage serait donc extrapolable aux plus faibles flux.

Champs	Filtre	\bar{a}	$\overline{\Delta a}$	\bar{b}	$\overline{\Delta b}$
D1	g'	1.19×10^{-7}	3.55×10^{-8}	-2.37×10^{-4}	1.72×10^{-3}
	r'	9.70×10^{-8}	5.67×10^{-8}	-1.07×10^{-3}	1.71×10^{-3}
	i'	1.23×10^{-7}	4.53×10^{-8}	-2.23×10^{-3}	1.78×10^{-3}
	z'	1.27×10^{-7}	5.65×10^{-8}	-5.10×10^{-3}	2.58×10^{-3}
D2	g'	6.32×10^{-8}	2.76×10^{-8}	-9.91×10^{-4}	9.54×10^{-4}
	r'	3.82×10^{-8}	1.85×10^{-8}	7.08×10^{-4}	9.64×10^{-4}
	i'	9.60×10^{-8}	3.12×10^{-8}	-2.89×10^{-3}	1.64×10^{-3}
	z'	6.11×10^{-8}	3.84×10^{-8}	-1.57×10^{-3}	1.77×10^{-3}
D3	g'	6.83×10^{-8}	2.98×10^{-8}	-1.24×10^{-3}	1.09×10^{-3}
	r'	8.54×10^{-7}	2.22×10^{-8}	-8.60×10^{-4}	1.34×10^{-3}
	i'	1.33×10^{-7}	3.30×10^{-8}	-4.35×10^{-3}	1.59×10^{-3}
	z'	1.68×10^{-8}	6.49×10^{-8}	4.98×10^{-4}	2.88×10^{-3}
D4	g'	1.07×10^{-7}	1.37×10^{-8}	2.06×10^{-3}	7.38×10^{-4}
	r'	4.33×10^{-8}	1.37×10^{-8}	-4.31×10^{-4}	7.14×10^{-4}
	i'	8.42×10^{-8}	2.47×10^{-8}	-2.30×10^{-3}	1.07×10^{-3}
	z'	4.98×10^{-8}	3.89×10^{-8}	-1.13×10^{-3}	1.80×10^{-3}

TAB. 4.2 – Récapitulatif des valeurs prises par les paramètres de l'ajustement linéaire $\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = a\Phi + b$. Les ordonnées à l'origine sont le plus souvent compatibles avec zéro à moins de 1σ tandis que les pentes sont le plus souvent compatibles avec zéro à moins de 3σ mais pour des valeurs très faibles (de l'ordre de 10^{-7}).

Toutefois, lorsque nous regardons le profil des résidus relatifs en fonction du flux (figure 4.17), nous voyons que les flux mesurés semblent plus faibles d'environ 2 % à haut flux. Cela provient des effets de saturation des pixels sur la camera. Dans cette zone, le flux mesuré commence à plafonner à cause de l'écrêtage de la PSF. Par contre, les flux mesurés semblent plus importants d'environ 1 % pour les petits flux. L'extrapolation de l'étalonnage à des flux inférieurs d'un ordre de grandeur est donc discutable. C'est pourquoi j'ai comparé les flux issus de notre photométrie – Triton – avec ceux issus de la photométrie de la collaboration – *Make Lightcurve* (Astier et al. 2006 [5]). La photométrie *Make Lightcurve* a été vérifiée sur des plus faibles flux et ne fait pas intervenir d'effets non-linéaires (Astier et al. 2006 [5]). La figure 4.18 montre les résidus entre les flux mesurés sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie du SNLS 1 an par Triton

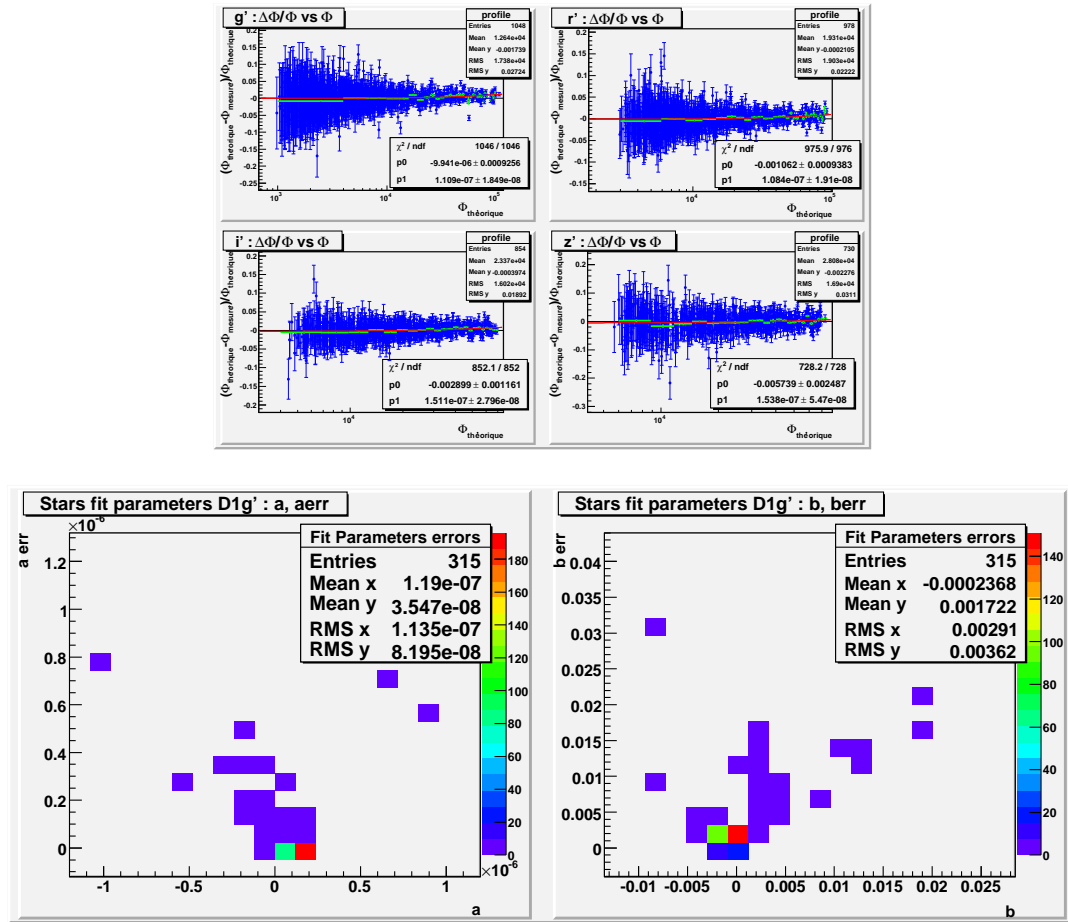


FIG. 4.17 – En haut : ajustement linéaire de la différence entre le flux théorique des étoiles tertiaires (calculé à partir de leur magnitude et du point zéro ajusté sur ces étoiles) et le flux effectivement mesuré rapportée au flux théorique en fonction du flux théorique ($\frac{\Delta\phi}{\phi} = a\phi + b$) sur une exposition de D1 dans les quatre filtres. Le profil des points est également superposé en cyan. De plus, les deux histogrammes du bas représentent les distributions des paramètres de cet ajustement et de leur erreurs sur toutes les expositions de D1 dans le filtre g' . Les deux distributions, concernant la pente et l'ordonnée à l'origine, sont très piquées et montrent une compatibilité des deux valeurs avec 0.

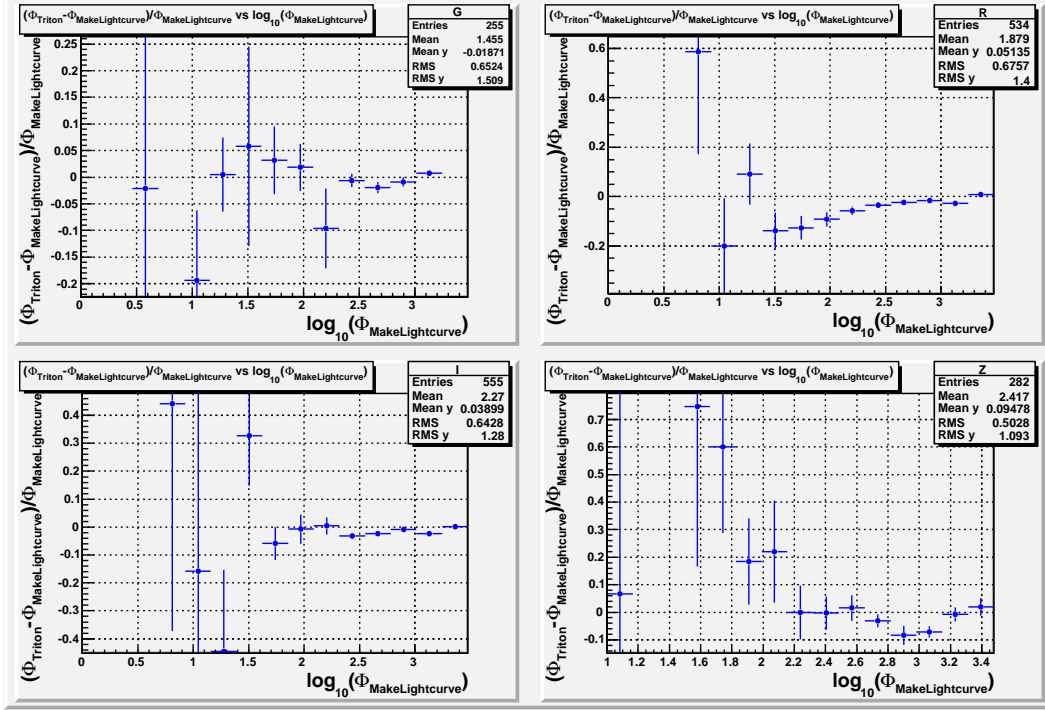


FIG. 4.18 – Profils des résidus entre les flux Triton et MakeLightcurve en fonction des flux MakeLightcurve dans les quatre filtres. A faible flux, la statistique n'est pas suffisante pour pouvoir annoncer un biais quelconque. Pour des flux plus élevés, le biais observé sur les flux Triton par rapport aux flux MakeLightcurve n'est pas significatif en g'. Par contre, il est d'environ -2 % en i' et z'. En r', le biais semble évoluer de 0 à -15 % (-7 % en moyenne) pour des flux allant de 3000 à 30 ADU.

et ceux obtenus au cours des mêmes nuits par Make Lightcurve. Cette comparaison ne permet pas de trouver une biais significatif à faible flux (inférieur à 30 ADU environ) faute de statistique suffisante. Elle montre néanmoins que les deux photométries sont compatibles à moins de 1 % en g' pour des flux plus élevés. Par contre, un biais d'environ -2% est constaté en i' et z' alors qu'une évolution du biais de 0 à -15 % (-7 % en moyenne) est observée en r' pour des flux allant de 3 000 à 30 ADU. Cette non linéarité reste à confirmer avec l'utilisation des courbes de lumières des deux années suivantes du SNLS et, le cas échéant, devra être comprise afin d'y remédier ou au moins en tenir compte dans les incertitudes systématiques.

4.7 Traitement des courbes de lumière

4.7.1 Filtrage

Après étalonnage, une étape de filtrage est requise sur les courbes de lumière. Il s'agit de retirer les points de mesure aberrants. Ils sont dus soit aux conditions d'observation elles-mêmes : mauvais seeing, passage d'avions ou de satellites dans le champ

du télescope, objet situé à proximité d'une étoile saturée ; soit à des problèmes liés à la soustraction d'image (problèmes inhérents à la détermination du noyau de convolution et du fond de ciel ou encore problème d'alignement astrométrique résiduel), à la méthode de photométrie par PSF, ou encore à des erreurs d'étalonnage. Là encore, j'ai été amené à modifier la procédure afin de l'optimiser. Dans un premier temps, je calcule le seeing sur la PSF extraite de chaque image (FWHM d'un ajustement gaussien) et toutes les expositions ayant un seeing supérieur à 1.2 sont retirées des courbes de lumière car difficilement exploitables (très mauvaise qualité). Ensuite, j'identifie les traces d'avions, de satellites et d'étoiles saturées par une détection SExtractor à 3σ du fond de ciel (objets très brillants) sur les images soustraites. Je retire alors tous les points photométriques dont la boîte de PSF entre dans l'extension spatiale des contaminants (ellipse fortement allongée et caractérisée par ses demi-axes pour les traces d'avions et de satellites ; cercle pour les étoiles saturées). Il faut noter que les courbes de lumière construites sur de fausses détections dues à la présence de résidus de colonnes mortes et de bords de CCD sont identifiées de la même façon ce qui retire encore un peu plus de bruit de fond pour l'analyse ultérieure.

Après passage de ces filtres, il subsiste des problèmes de mesure de flux dus à des erreurs de soustraction ou d'ajustement de PSF mais aussi des points de mesures incorrects dus, par exemple, à des rayons cosmiques ayant interagi avec le CCD au même endroit que le signal mesuré. Il convient donc de retirer ces points photométriques afin d'éviter un maximum d'effets systématiques dans les courbes de lumière.

Les flux dont la barre d'erreur est supérieure à 1 000 ADU sont le reflet d'un problème rencontré sur l'ajustement de PSF, leur valeur de flux est souvent pour le moins fantaisiste (des dizaines ou centaines de milliers d'ADU) et ils ne contribueront que très peu aux ajustements ultérieurs sur les courbes de lumière. Plus préoccupants, les flux dont la barre d'erreur est inférieure à 15 ADU sont aussi problématiques puisque cette valeur est inférieure au bruit du fond de ciel (de l'ordre de 20 ADU). Ils peuvent correspondre à des ajustements de PSF en bords de CCD, ou sur des zones masquées au centre des étoiles saturées, avec une partie du signal qui entre dans la PSF à 0 ADU. Cela a pour effet de biaiser la moyenne des flux dans la nuit en plus de sous-estimer la barre d'erreur. Un exemple des distributions des barres d'erreur dans les 4 filtres et sur le champ D1 est représenté figure 4.19. Il fait apparaître clairement les 2 populations problématiques ($\sigma_{\Phi} < 15$ ADU et $\sigma_{\Phi} > 1000$ ADU) séparées de la distribution des barres d'erreurs correspondant à la majorité des points de mesure. Tous ces points photométriques sont retirés des courbes de lumière.

Les distributions des écarts à la valeur médiane des flux mesurés au sein d'une même nuit montrent que la majorité des points photométriques se situent à moins de 3 fois leur erreur individuelle de la valeur médiane des flux dans la nuit (voir figure 4.20 pour un exemple sur le champ D1). Les points de mesure qui se situent au delà sont le reflet d'un problème photométrique potentiel et ont donc tendance à biaiser la moyenne des flux dans la nuit. Ces points sont retirés de la courbe de lumière. La procédure est itérée (nous calculons la nouvelle valeur médiane et les écarts) jusqu'à ce qu'aucun point ne soit plus retiré.

A ce niveau de traitement, s'il ne reste qu'une seule exposition dans une nuit alors

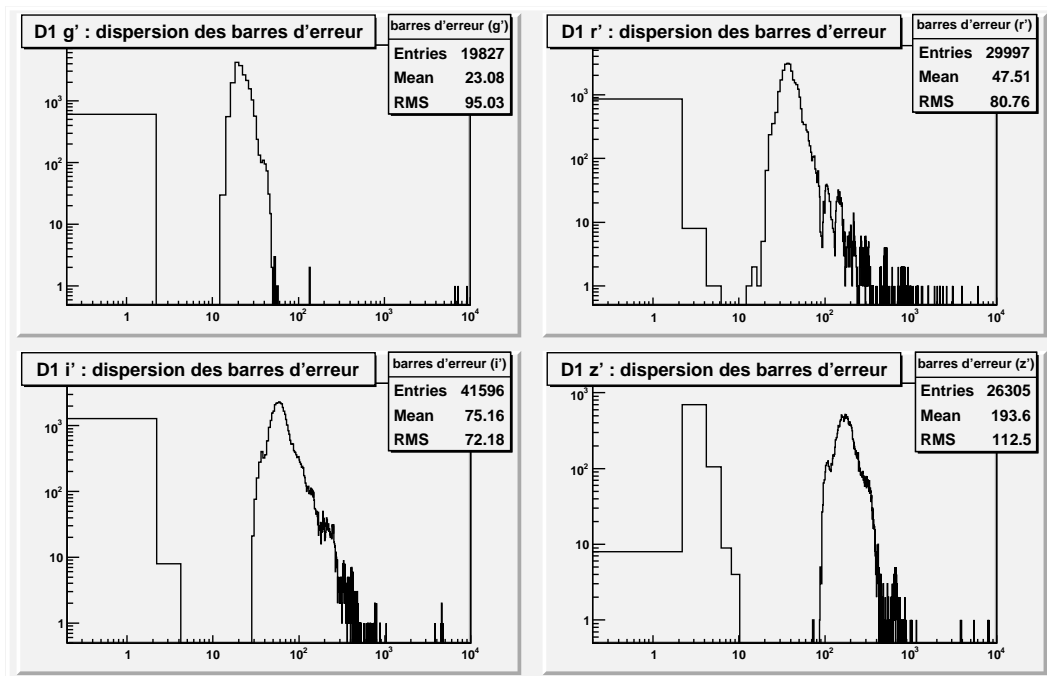


FIG. 4.19 – Distributions des barres d'erreur sur les flux du champ D1 dans les 4 filtres. La majorité des points photométriques possèdent une barre d'erreur comprise entre 15 et 1000 ADU. Alors que les points dont la barre d'erreur est au delà de 1000 ADU sont le reflet d'un problème photométrique et ne contribuent que très peu à la courbe de lumière, ceux dont la barre d'erreur est inférieure à 15 ADU constituent un lot également problématique et peuvent biaiser le flux moyen de la nuit concernée. Les points entrant dans ces deux cas de figure sont donc retirés des courbes de lumière.

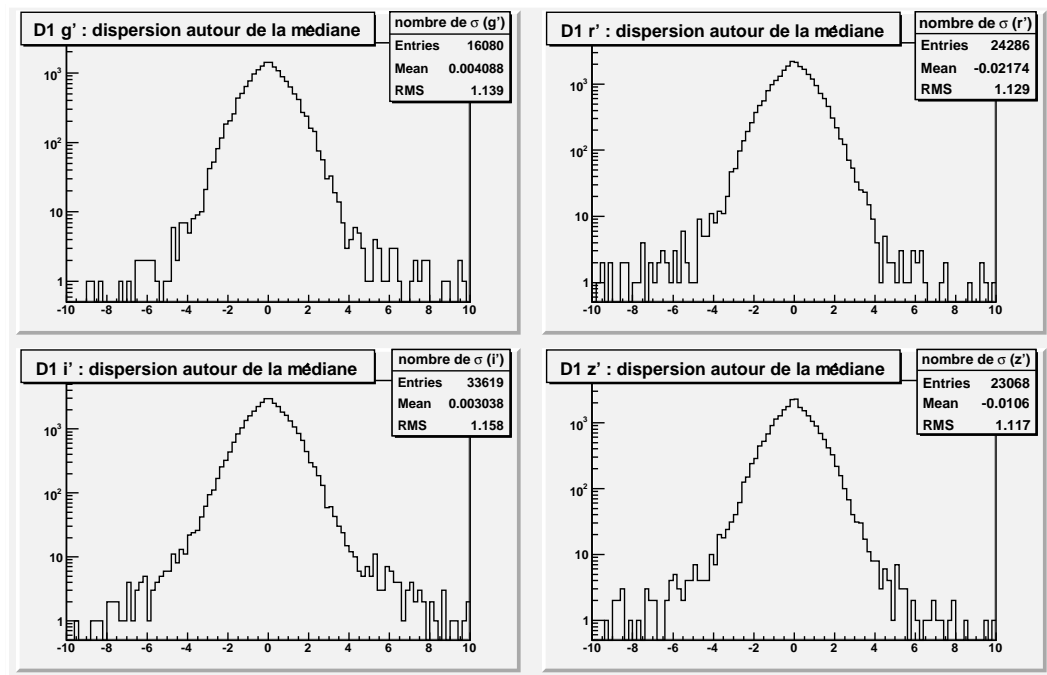


FIG. 4.20 – Distributions des écarts à la médiane au cours des nuits. Les mesures sont représentées en unité d'erreur individuelle sur chaque point considéré. Dans chacun des filtres, la distribution des écarts chute fortement entre 3 et 4 fois la barre d'erreur individuelle. Les points situés à plus de 3σ sont le reflet d'un problème photométrique potentiel et sont donc retirés.

qu'elle en contenait au moins deux avant le filtrage, la nuit est jugée problématique et nous décidons de ne pas faire confiance à la seule exposition restante. La nuit est donc retirée de la courbe de lumière.

Enfin, un dernier critère de qualité est appliqué sur les nuits. Nous utilisons pour cela les résultats du Software for Pipeline Ccd Analysis (SPICA). SPICA nous renseigne sur la réussite du traitement des images par Terapix sur chaque exposition et chaque CCD via un indice de qualité. Cet indice prend les valeurs suivantes : A (bonnes conditions), B (conditions acceptables), C (sérieux problème) et D (image sans information astrométrique utilisable). Il s'agit notamment de prendre en considération les images entachées d'un problème astrométrique dû au pointé du télescope ou au mauvais suivi de la rotation apparente du ciel pendant l'exposition.

Le traitement suivant est donc appliqué : si au sein d'une nuit, les expositions restantes après passage des filtres précédemment décrits sont toutes affectées d'un indice C ou supérieur alors la nuit risque d'être de mauvaise qualité et de venir biaiser la courbe de lumière, elle est donc retirée.

La figure 4.21 représente les distributions des nombres d'expositions par nuit avant filtrage dans les quatre champs et les quatre filtres. Le nombre de poses moyen par nuit se situe entre 4 et 5 dans le filtre g' , il est de 5 dans le filtre r' et varie entre 5 et 8 dans le filtre i' . Le filtre z' est un peu particulier car la politique d'observation a changé au CFHT. Le désir d'observer des supernovae à plus grand redshift a fait passer le nombre de poses de 5 à 10 en fin de 2ème année.

La figure 4.22 représente les nombres d'expositions retirées au cours de chaque étape du nettoyage des courbes de lumière. Nous voyons que le rejet des points photométriques dont la PSF intègre des traces d'avions, de satellites, de colonnes mortes, de bords de CCD ou des étoiles saturées, ainsi que le rejet des points ayant des erreurs inférieures à 15 ADU ou supérieures à 1000 ADU contribuent à retirer le plus de mauvaises expositions. En moyenne et dans toutes les courbes de lumière du champ D1, ce sont entre 4 % dans le filtre g' et 16 % dans le filtre i' des points photométriques qui sont retirés par ces deux filtrages. Il arrive que 100 % des expositions soient retirées par le détecteur de traces. Il s'agit alors d'une fausse détection correspondant à un résidu d'étoile saturée. Dans ce cas, toutes les mesures de flux sont réalisées dans une zone identifiée comme appartenant à l'étoile. Le filtrage médian quant à lui ne retire que moins de 1 % des points. Cela montre que les points rejetés le sont très majoritairement pour des raisons parfaitement identifiées.

En ce qui concerne le nettoyage des nuits, moins de 1 % des nuits sont retirées par le fait qu'il ne reste qu'une seule pose dans la nuit après nettoyage. En moyenne, le critère de qualité issu de SPICA retire de moins de 1 % des nuits dans le filtre g' à environ 6 % des nuits dans le filtre z' . Cela est tout à fait en accord avec le fait que la qualité photométrique décroît lorsque nous approchons de l'infrarouge.

Finalement, nous calculons la moyenne des flux pondérés par leurs erreurs après nettoyage au sein d'une même nuit. A partir de ce moment, ce sont les courbes de lumière moyennées qui sont utilisées. Un exemple de courbe de lumière nettoyée et moyennée est représenté figure 4.23.

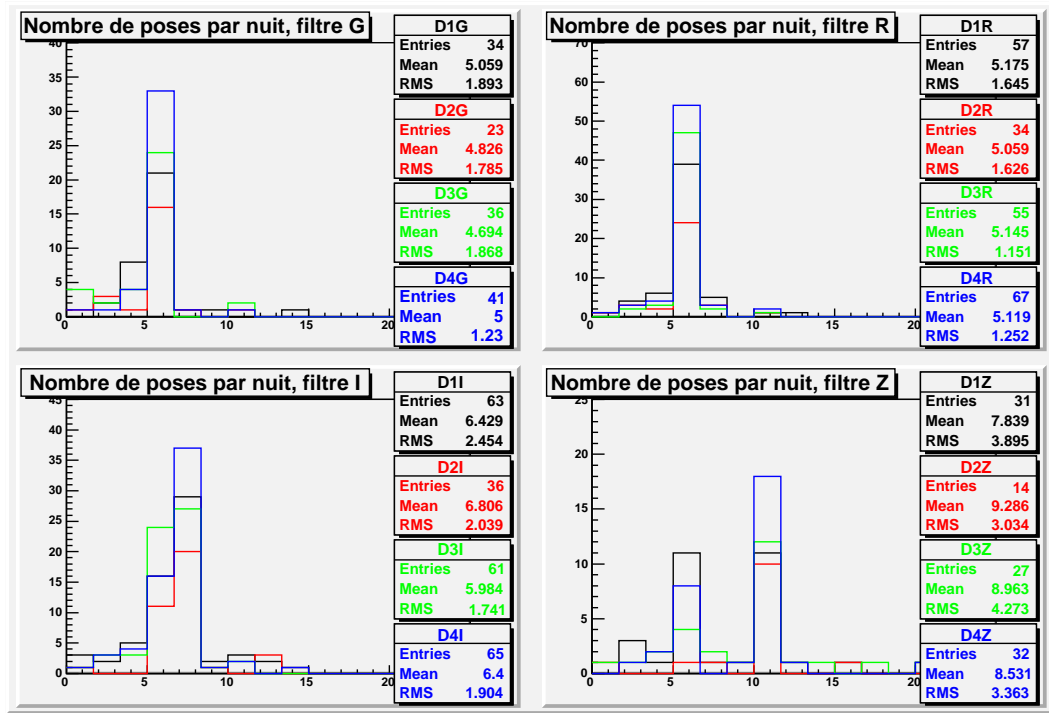


FIG. 4.21 – Distributions des nombres d'expositions par nuit pour les quatre champs et les quatre filtres. Le nombre de poses moyen par nuit se situe entre 4 et 5 dans le filtre g', il est de 5 dans le filtre r' et varie entre 5 et 8 dans le filtre i'. En ce qui concerne le filtre z', le désir d'observer des supernovae à plus grand redshift a fait passé le nombre de poses de 5 à 10 à la fin de la 2ème année du relevé.

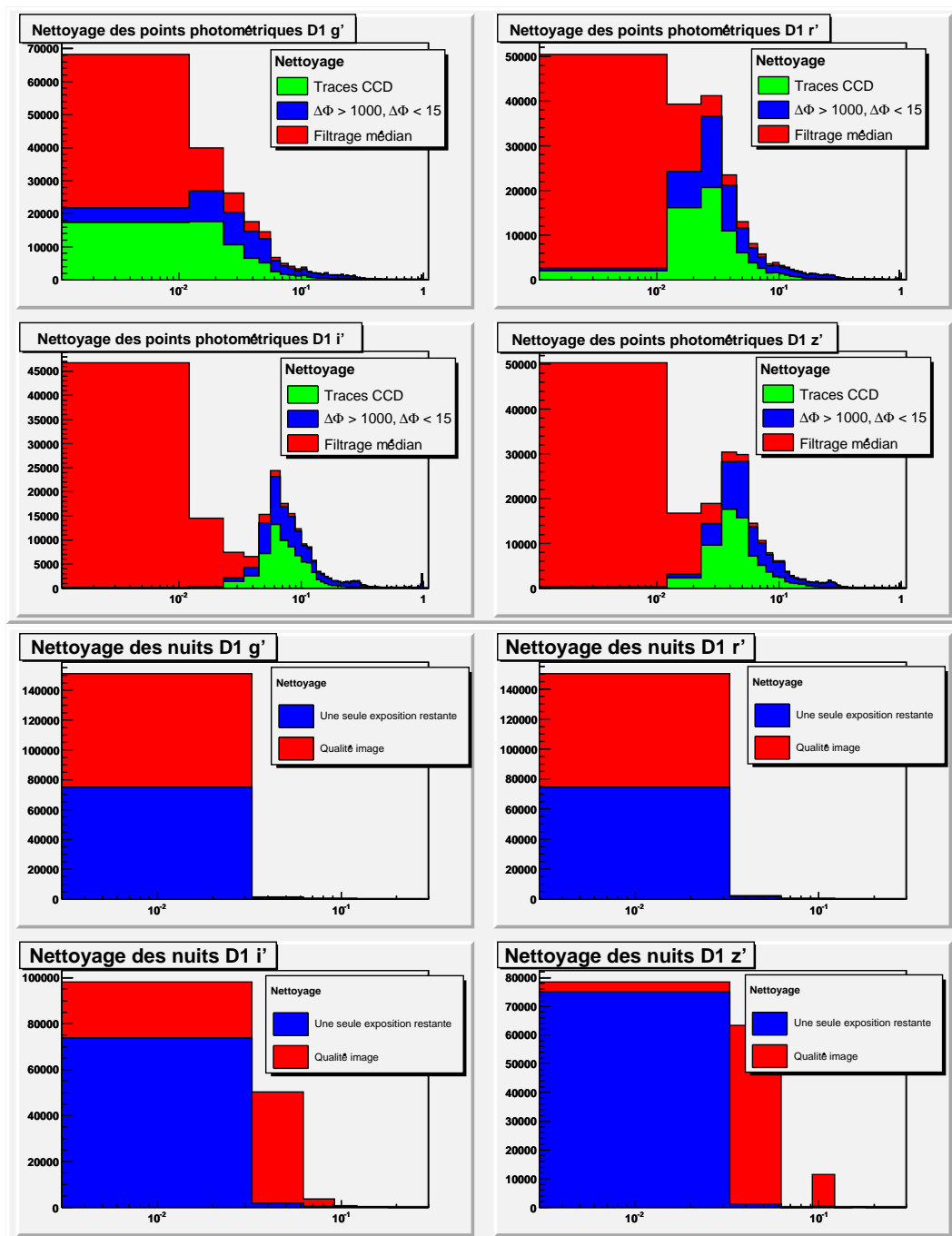


FIG. 4.22 – Résumé des distributions de points photométriques et nuits retirés par les étapes de nettoyage des courbes de lumière du champ D1. En haut, les histogrammes dans les 4 filtres représentant les proportions des expositions retirées par le filtrage des points de mesures situés sur des traces (avions, satellites, bords de CCD ou encore sur des étoiles saturées), des points ayant une erreur non conventionnelle et le filtrage médian. En bas, les histogrammes dans les 4 filtres représentant les proportions des nuits retirées par le rejet des uniques expositions restantes et des nuits n'ayant plus que des expositions de mauvaise qualité après nettoyage.

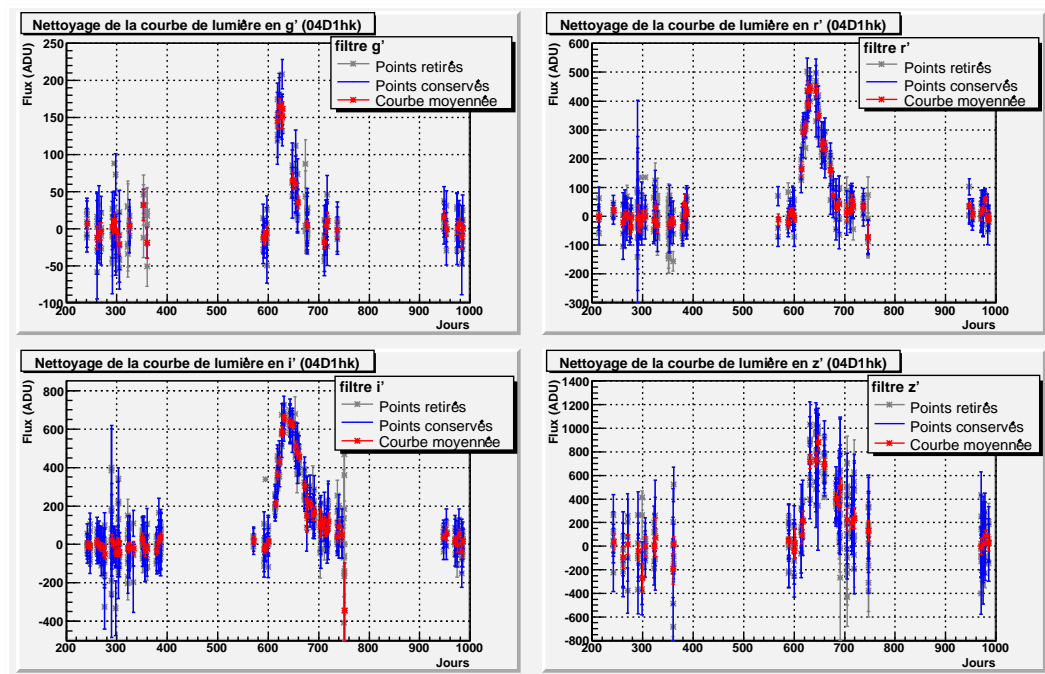


FIG. 4.23 – Nettoyage des courbes de lumière de la SN Ia 04D1hk. Les points rouges sont les moyennes des flux dans une même nuit. Les points bleus sont les points retenus pour contribuer aux moyennes et les points gris sont rejetés par l'étape de nettoyage. Nous pouvons remarquer la grande dispersion et les grandes barres d'erreurs dans la nuit du 20 janvier 2005 (jour 751). Les conditions d'observations étaient très mauvaises et de nombreux points photométriques se sont vus retirés.

4.7.2 Ligne de base

Une autre source éventuelle de biais sur notre photométrie réside dans la possible contribution des objets variables dans notre image de référence. Il suffit pour cela qu'une image de bon seeing sur laquelle l'objet variable apparaît avec un flux non négligeable soit utilisée pour construire la référence.

Cet effet est principalement corrigé par l'algorithme de création de la référence qui utilise un filtre médian. Les pixels qui apparaissent plus brillants sur les quelques éventuelles images contenant l'objet variable biaisent finalement assez peu la référence.

De plus, si un objet variable est présent dans notre référence, sa courbe de lumière sera translatée vers les flux négatifs du nombre d'ADU contribuant à la référence. Si un point photométrique est mesuré alors que l'objet n'émet pas de photons, nous allons soustraire de l'image courante sa contribution à la référence. Dans ce cas, l'ajustement de PSF va mesurer un flux négatif.

Pour remédier à cet éventuel problème, une ligne de base est calculée sur chaque courbe de lumière et lui sera soustraite. Pour cela, nous utilisons la méthode de « l'escargot » développée par Laurent Le Guillou (Laurent Le Guillou 2003 [54]).

Il s'agit de projeter la courbe de lumière sur l'axe des flux et de la parcourir dans le sens de l'écoulement du temps (comme si un escargot glissait dessus). L'axe des flux est divisé en 10 000 intervalles de largeurs équivalentes entre la valeur inférieure et la valeur supérieure constituant un histogramme de « passage de l'escargot ». A chaque fois que nous passons d'un point à un autre de la courbe de lumière, nous incrémentons de 1 les intervalles compris entre les deux valeurs de flux. La variation du flux est une fonction continue du temps, on note donc ainsi toutes les valeurs intermédiaires entre deux points mesurés.

Finalement, on relève la valeur du flux pour laquelle l'histogramme comptabilise le plus de passages. C'est la valeur la plus fréquente, elle constitue donc la ligne de base.

Cette méthode est plus robuste que le calcul de la médiane ou le mode de la distribution des flux, notamment si cette distribution est bimodale, ce qui arrive s'il manque des points sur la courbe de lumière (période de pleine lune, début ou fin de saison).

La ligne de base est ensuite soustraite de tous les points photométriques.

4.7.3 Fluctuations et recherche du signal

Afin de localiser la variation de flux dans le temps d'un objet variable, il convient de rechercher les fluctuations positives du signal. Nous parcourons pour cela sa courbe de lumière dans le sens de l'écoulement du temps. L'algorithme de détection suivant est appliqué :

- début de fluctuation : une fluctuation commence lorsqu'un point photométrique dépasse d'au moins 1σ la ligne de base.
- fin de fluctuation : une fluctuation prend fin quand un point photométrique passe à plus de 1σ en dessous de la ligne de base ou que deux points consécutifs passent à moins de 1σ au dessus de la ligne de base. Elle prend également fin lorsque nous arrivons en fin d'une saison de prise de données.

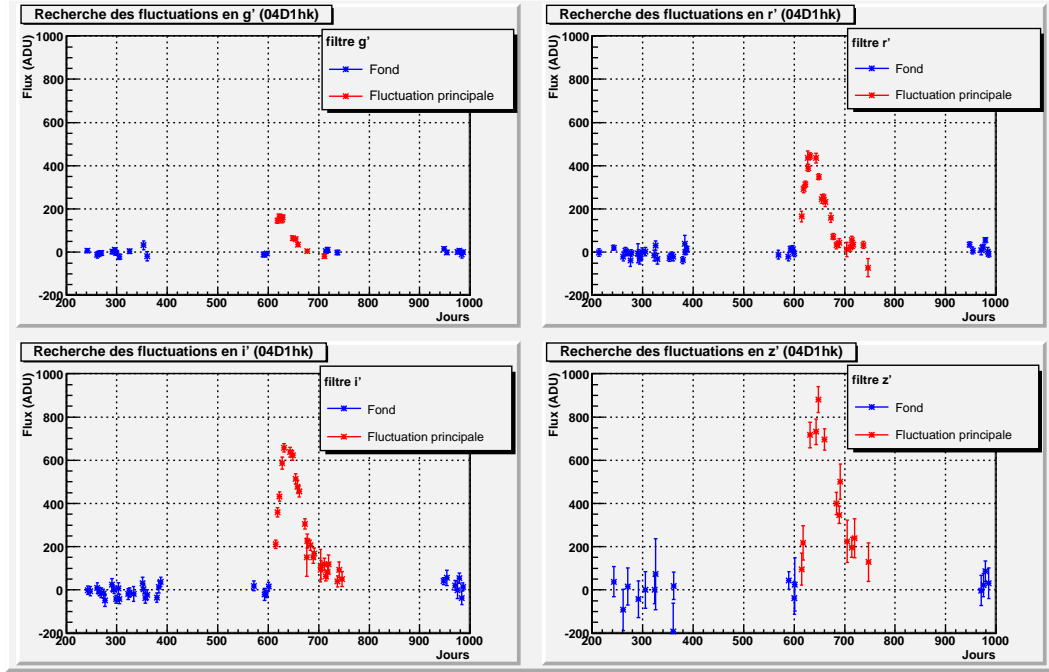


FIG. 4.24 – Courbes de lumière de 04D1hk où apparaissent en rouge les points constituant les fluctuations principales. Les points bleus ne font pas partie de ces fluctuations.

Deux quantités vont caractériser les fluctuations trouvées dans les courbes de lumière : le nombre de nuits N les constituant et leur signification :

$$s = \sqrt{\sum_{i \in \text{fluctuation}} \frac{(\Phi_i - \Phi_0)^2}{\sigma_i^2}} \quad (4.27)$$

avec Φ_0 la ligne de base.

Les significations sont ensuite classées par ordre d'importance. Les fluctuations principales détectées dans chacun des filtres pour la SN Ia 04D1hk sont représentées figure 4.24.

4.7.4 Procédure complète

Le calcul de la ligne de base peut parfois être biaisé par le signal qui peut concerner plus d'un tiers des points de mesure (pour une supernova). De même, la recherche des fluctuations peut être altérée par une ligne de base mal déterminée. C'est pourquoi il convient d'itérer ces deux opérations. La condition d'arrêt est la stabilité de la ligne de base entre deux itérations (la différence doit être inférieure à 0.1 ADU). Cependant, il arrive que l'algorithme oscille entre deux valeurs, on s'arrête alors à la cinquième itération.

FIG. 4.25 – Comparaison de la photométrie Triton à la photométrie Make Lightcurve.

Il faut noter que pour des objets lentement variables (étoiles variables, AGN...) la ligne de base ne veut rien dire car non seulement le signal est présent sur l'image de référence mais il varie sur toute la courbe de lumière.

Auparavant, les courbes de lumières produites par notre photométrie (seulement en *i'*) n'étaient utilisées que pour les premières étapes de sélection (Vincent Lusset 2006 [57]). La qualité de notre photométrie n'était pas suffisante pour permettre de mener à bien une sélection entièrement photométrique des événements SNe Ia. Ainsi la majorité des étapes d'analyse était réalisée sur des courbes de lumière g'r'i'z' produites avec l'outil Make Lightcurve. Après les nombreuses optimisations apportées à notre procédure de traitement des données, il s'avère que nos courbes de lumière sont dorénavant parfaitement utilisables pour des études cosmologiques.

4.7.5 Paramétrisation des courbes de lumière

Dans le but de caractériser les courbes de lumière en vue d'une première sélection d'objets ayant les propriétés de supernovae, une paramétrisation analytique est réalisée.

4.7.5.1 Ajustements indépendants

Dans un premier temps, l'ajustement d'une fonction simple décrivant l'allure générale d'une courbe de lumière de supernova est réalisé sur les courbes de lumière de façon indépendante pour chaque filtre. Bien que cette fonction soit loin des contributions physiques d'une courbe de lumière de supernova, elle caractérise les temps de montée et de descente du flux, le jour, et le flux au maximum. La montée est représentée par une fonction de Fermi-Dirac et la descente par une simple exponentielle de type Boltzmann :

$$f(t) = C + A \times \frac{e^{-\frac{t-t_0}{x\tau}}}{1 + e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}} \quad (4.28)$$

avec C une constante (ligne de base), A l'amplitude du signal, τ le temps caractéristique de montée, x le facteur multiplicatif sur le temps de montée qui caractérise le temps de descente. Ce facteur était fixé à 3 dans le cadre de l'analyse menée par Vincent Lusset (Vincent Lusset 2006 [57]). Pour plus de souplesse et afin d'effectuer un traitement homogène entre les SNe Ia et les événements plus longs (SN IIP par exemple), nous avons décidé de laisser ce paramètre libre. Le jour au maximum est donné par $t_0 + \tau \ln(x - 1)$. Un exemple d'ajustement dans les quatre filtres par cette fonction de Boltzmann-Fermi-Dirac est représenté figure 4.26.

4.7.5.2 Ajustements corrélés

Les ajustements auxquels nous avons procédé sur chaque filtre sont indépendants les uns des autres. Or, il paraît assez logique que les temps au maximum soient com-

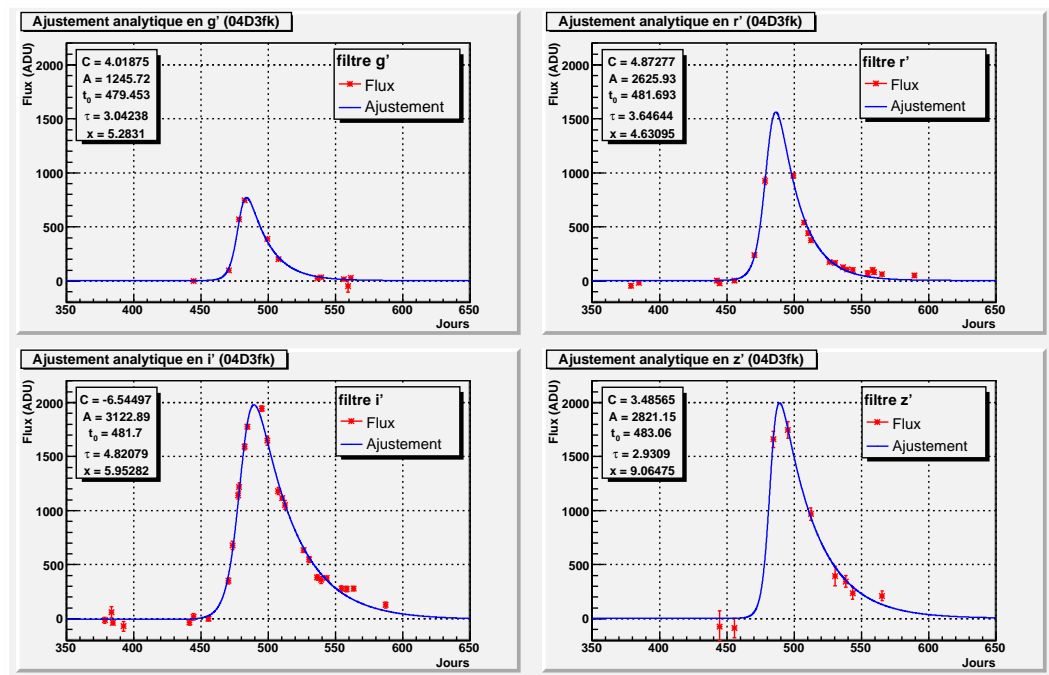


FIG. 4.26 – Ajustements analytiques indépendants des courbes de lumière de 04D3fk, une SN Ia confirmée par son spectre et située à un redshift de 0.36.

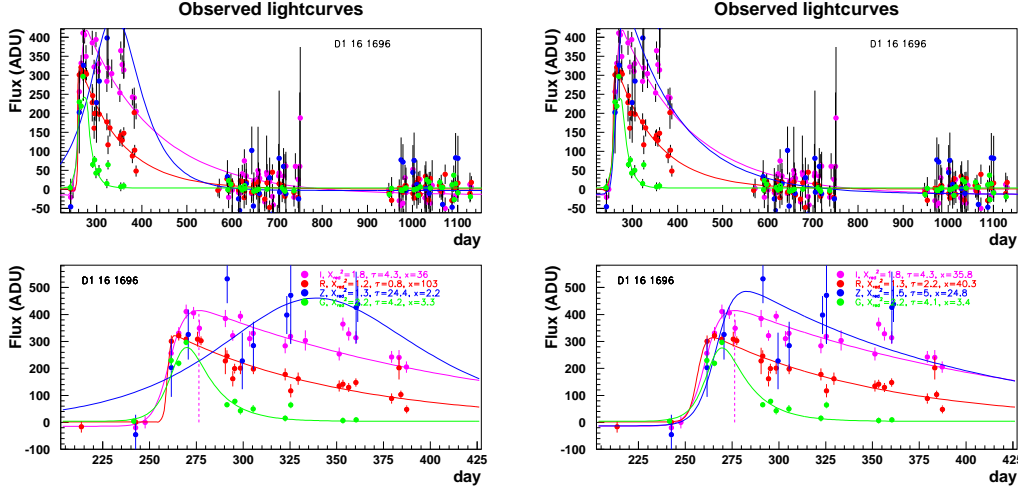


FIG. 4.27 – Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 03D1bo. A gauche les ajustements indépendants qui laissent une incompatibilité entre les temps au maximum du filtre z' par rapport aux autres. A droite, les ajustements corrélés par l'utilisation de priors donnent des temps au maximum compatibles entre tous les filtres.

patibles ou que les temps de montée et de descente soit corrélés entre les filtres lorsqu'il s'agit d'objets physiques tels que les supernovae. Afin de tenir compte de ces corrélations et d'améliorer la convergence des ajustements, nous réalisons donc de nouveaux ajustements sur chaque filtre en appliquant des *priors* sur les paramètres caractérisant les courbes de lumière : les temps au maximum t_0 , les temps de montée τ , et les temps de descente $x\tau$. De plus, des bornes sont fixées sur les amplitudes A . La détermination des bornes et des priors est le fruit des travaux du groupe, en particulier Nathalie Palanque-Delabrouille. Ils sont obtenus à partir des distributions statistiques observées sur les données issues des premières étapes de sélection photométrique (voir section 6.1) à partir des ajustements indépendants et sont appliqués de la façon suivante :

$$\frac{(p' - \bar{p})^2}{\sigma_p^2} \quad (4.29)$$

où p' est le paramètre du nouvel ajustement sur lequel le prior est appliqué, \bar{p} la valeur moyenne de ce paramètre observée dans les données sur les ajustements indépendants et σ_p la déviation standard de la distribution.

La figure 4.27 montre la différence entre les ajustements indépendants et corrélés sur la SN IIP 03D1bo. Alors que le temps au maximum dans le filtre z' se trouve décalé des temps au maximum obtenus dans les autres filtres avec des ajustements indépendants, il est ramené à une valeur compatible par l'utilisation des priors dans les ajustements corrélés.

Sur la figure 4.28, nous pouvons observer la différence entre les ajustements indépendants et corrélés sur la SN Ia 04D1qd. Sur les ajustements indépendants, l'amplitude

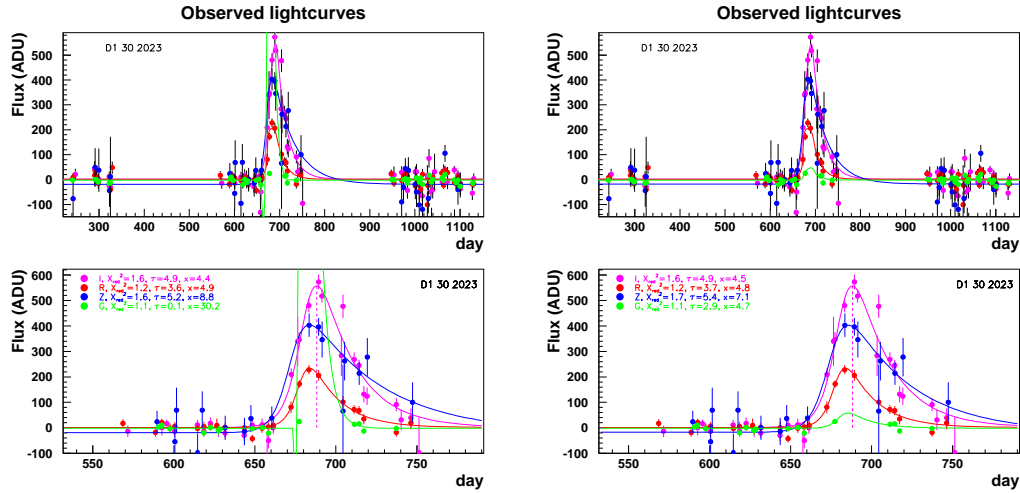


FIG. 4.28 – Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 04D1qd. A gauche les ajustements indépendants. Le filtre g' ne possède pas assez de points au niveau du maximum de luminosité pour contraindre suffisamment l'amplitude de l'ajustement. Ce paramètre est alors ajusté à une valeur aberrante. A droite, les ajustements corrélés par l'utilisation de priors redonnent une amplitude correcte dans le filtre g' .

de la courbe de lumière dans le filtre g' est ajustée à une valeur aberrante beaucoup trop importante à cause du manque de points photométriques au niveau du maximum de luminosité. Cela poserait un problème si nous voulions utiliser les couleurs obtenues à partir de ces ajustements. Cette amplitude est ramenée à une valeur correcte par l'utilisation des ajustements corrélés.

Un dernier exemple sur la SN II 06D3eq est représenté figure 4.29. Cet événement de fin de saison ne possède pas assez de points photométriques dans le filtre z' pour contraindre correctement le temps de descente sur les ajustements indépendants. Là encore, les corrélations entre les ajustements permettent de ramener le temps de descente à une valeur raisonnable. Cela permettra une utilisation plus sûre des variables issues de ces ajustements pour réaliser la sélection photométrique les SN Ia.

Enfin, nous pouvons remarquer que le modèle analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac ne reproduit pas exactement l'évolution du flux dans le temps des SNe Ia. Il s'ajuste assez bien sur les courbes de lumière des SNe Ia lointaines (à bas flux) car nos barres d'erreurs sont dominées par le fond de ciel et donc suffisamment importantes. Par contre, il s'ajuste moins bien sur les courbes de lumière des SNe Ia proches (à haut flux), après le maximum de luminosité car il ne reproduit pas l'évolution du flux dans cette zone, mais également au pic de luminosité car les erreurs photométriques relatives sont plus faibles (dominées par le bruit de photons). Un exemple de courbes de lumière simulée pour une SNe Ia proche est représenté figure 4.30. En illustrant les différences entre les courbes de lumière réelles et celles du modèle analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac, il met en évidence les limites de cette méthode.

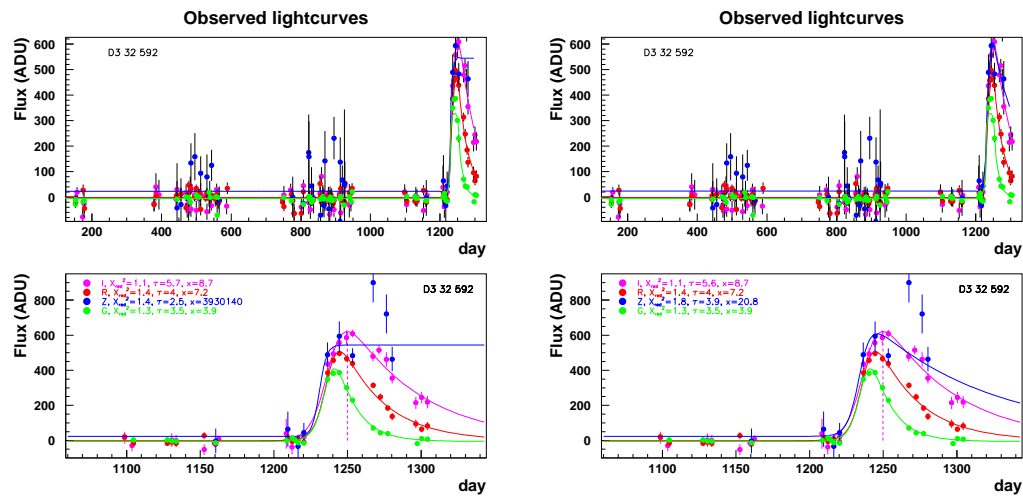


FIG. 4.29 – Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 06D3eq. A gauche les ajustements indépendants. Le temps de descente sur le filtre z' n'est pas correctement contraint (valeur beaucoup trop élevée). A droite, les ajustements corrélés par l'utilisation de priors lui redonnent une valeur raisonnable.

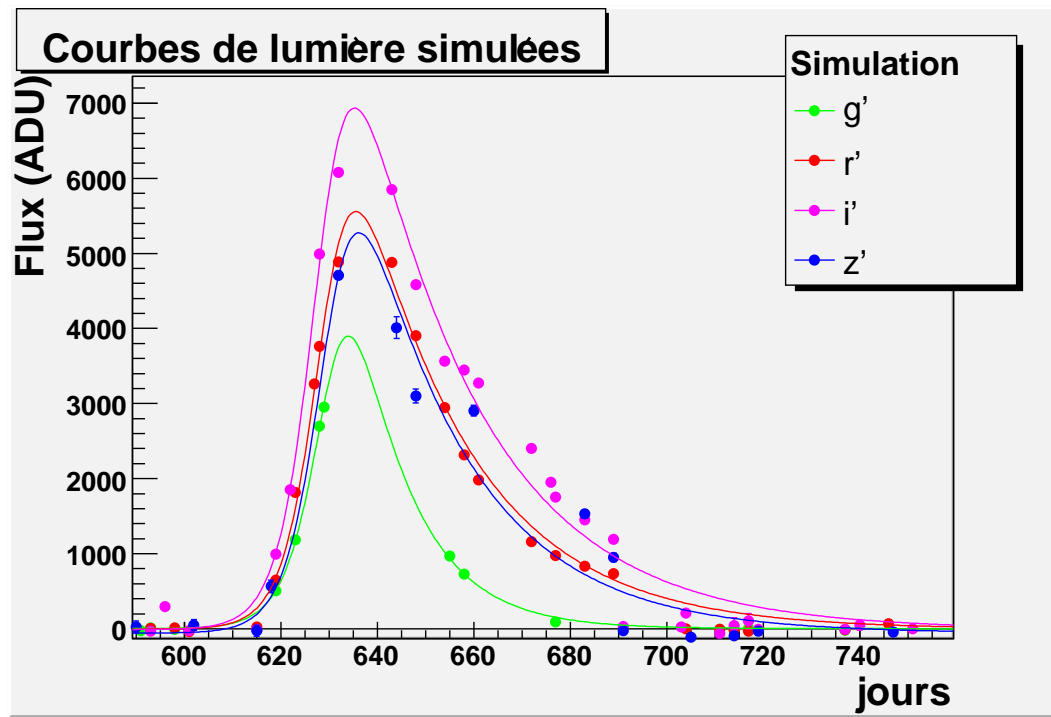


FIG. 4.30 – Courbes de lumière simulées pour une SNe Ia proche ($z = 0.2$). Nous voyons que le modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac ne reproduit pas tout à fait les variations de flux dans le temps pour les événements proches, particulièrement dans le filtre i' , après le maximum de luminosité mais aussi au niveau du maximum en r' , i' et z' .

Chapitre 5

Outils

5.1 Outil de caractérisation photométrique : SALT2

5.1.1 Modèle de courbe de lumière

L'utilisation des courbes de lumière de SNe Ia pour la cosmologie nécessite un outil qui caractérise les propriétés intrinsèques de chaque supernova et qui puisse nous fournir une magnitude au pic de luminosité dans le référentiel propre de chaque événement en vue de la construction du diagramme de Hubble (voir section 2.3.3). Cet outil doit donc être en mesure de réaliser des corrections-K tout en tenant compte des variabilités de nos chandelles standard. De plus, il se doit a fortiori d'être indépendant de la cosmologie.

L'équipe du Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies (LPNHE) de l'Université de Paris 6, et plus particulièrement Julien Guy, a développé un logiciel de caractérisation photométrique des SNe Ia. Il s'agit du Spectral Adaptive Lightcurve Template, dans sa deuxième version (SALT2, Guy et al. 2007 [37]).

5.1.1.1 Séquence spectrale

SALT2 modélise les courbes de lumière à partir d'une séquence spectrale de base. Cette séquence spectrale décrit l'évolution du spectre moyen des supernovae au cours du temps. La première version de SALT utilisait la séquence de Peter Nugent (Nugent et al. 2002 [66]). Cette dernière est utilisée dans tous les outils d'ajustement de courbes de lumière de supernovae. Pour cette raison, elle peut engendrer des biais. Elle est également très peu contrainte dans la partie ultraviolette car constituée à partir de spectres obtenus sur des supernovae proches. Pour SALT2, et afin de réaliser une séquence spectrale indépendante et mieux contrainte dans l'ultraviolet, Julien Guy a non seulement utilisé les courbes de lumières de 52 SNe Ia proches collectées dans la littérature et un total de 264 spectres obtenus sur 16 d'entre elles, mais également les courbes de lumière de 121 SNe Ia observées par le SNLS à grand redshift et 39 spectres obtenus sur celles-ci durant les deux premières années de prise de données. L'utilisation de supernovae à grand redshift a principalement permis d'améliorer la séquence spectrale dans la zone ultraviolette (voir figure 5.1).

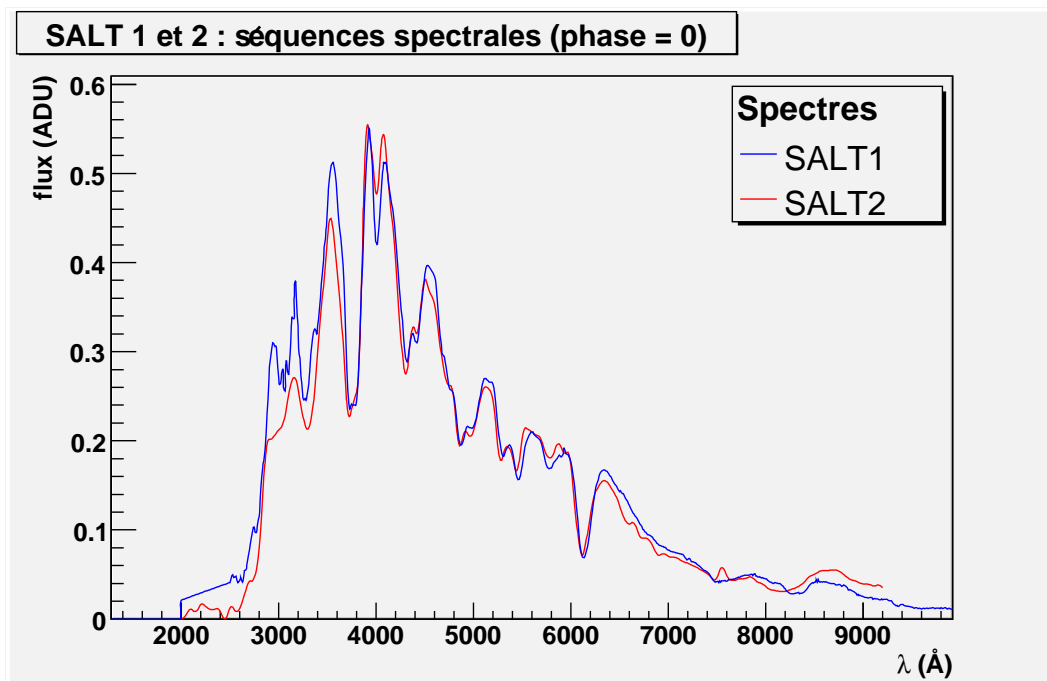


FIG. 5.1 – Les séquences spectrales au pic de luminosité. La première est celle donnée par Peter Nugent (en bleu) et utilisée sur SALT1, elle a été déterminée à partir de spectres obtenus sur des SNe Ia proches ; la seconde, obtenue par Julien Guy pour SALT2, a été déterminée à partir des spectres de supernovae proches auxquels viennent s'ajouter des spectres de supernovae lointaines du SNLS. Nous observons particulièrement la différence entre les deux séquences au niveau de la zone ultraviolette. Alors que la séquence de Peter Nugent manque de données pour ces longueurs d'onde, la nouvelle séquence spectrale de SALT2 y est mieux connue grâce à l'adjonction de spectres à plus haut redshift dans sa détermination.

5.1.1.2 Variabilité, couleur et stretch

SALT2 tient compte de la variabilité des SNe Ia à travers deux paramètres : la couleur c , qui représente la différence entre la couleur $B - V$ de l'événement en question et la couleur moyenne $\overline{B - V}$ des SNe Ia ; et le stretch représenté par la variable x_1 . Une grande valeur de c indique une supernova plus rouge alors qu'une grande valeur de x_1 indique une supernova plus lente.

Remarquons qu'un paramètre supplémentaire x_0 représente la normalisation absolue de la séquence spectrale et permet un ajustement des flux observés sur chaque événement indépendamment de la distance, de la couleur et du stretch. Le paramètre x_0 rend ainsi le modèle indépendant de la cosmologie.

En plus d'une séquence spectrale moyenne, notée M_0 , le modèle comprend deux composantes supplémentaires incluant la variabilité en couleur et en stretch des SNe Ia. La première composante, notée M_1 , permet de tenir compte de la variabilité de la séquence spectrale en fonction du stretch (en modélisant notamment les variations d'intensité de la raie de SiII). La seconde composante, notée CL , modélise la variabilité de la séquence spectrale en couleur.

Finalement, le modèle donne le flux pour une phase p (temps écoulé dans le référentiel de la supernova depuis le jour au maximum) et une longueur d'onde λ en fonction de la couleur c , du stretch x_1 et d'une normalisation globale de la séquence spectrale x_0 sous la forme :

$$F(p, \lambda) = x_0 \times [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda)] \times e^{[cCL(\lambda)]} \quad (5.1)$$

Afin d'ajuster le modèle sur les courbes de lumières observées en g' , r' , i' et z' , et à un redshift donné, la séquence spectrale est décalée vers le rouge sur l'axe des longueurs d'onde et étirée d'un facteur $(1 + z)$ en temps. La magnitude au repos est obtenue dans une bande donnée par intégration du modèle pour un redshift de 0. Les corrections-K ne sont donc pas calculées en tant que facteurs correctifs mais directement implicites dans le modèle.

5.1.1.3 Entraînement et incertitudes

Afin de déterminer M_0 , M_1 et CL , le modèle a subi un entraînement sur les 173 SNe Ia précédemment décrites.

La propagation des incertitudes a permis de donner des marges d'erreur sur le modèle. Sont pris en compte dans ce calcul le rapport signal sur bruit des spectres, l'erreur statistique correspondant au manque de données sur certaines zones de la séquence spectrale (comme par exemple sur les premiers jours après l'explosion et dans la zone ultraviolette) et les systématiques qui entrent en jeu dans les corrections-K (Nugent et al. 1995 [67]). Ces erreurs sont modélisées en fonction de la longueur d'onde par comparaison entre les magnitudes prédites par le modèle et celles réellement observées sur les courbes de lumière au pic de luminosité.

Finalement, SALT2 permet de mesurer le module de distance entre 2 500 et 8 000 Å avec des incertitudes calculables. L'ajout des spectres des SNe Ia à grand redshift tirés

des données du SNLS améliorent l'estimateur de distance pour $z \in [0.8, 1.1]$ par rapport à la séquence spectrale de P. Nugent utilisée dans la première version de SALT. Ainsi, la déviation standard au meilleur ajustement cosmologique des données de première année dans cette gamme de redshift est maintenant de 0.16 mag alors qu'elle était de 0.20 mag avec la première version de SALT (voir figure 9 dans Astier et al. 2006 [5]).

5.1.1.4 Utilisation et résultats

A partir des courbes de lumière dans un système de filtres et de magnitude donné, SALT2 ajuste les quatre paramètres libres de son modèle, la normalisation de la séquence spectrale x_0 , la couleur c , le stretch x_1 et le jour au maximum. Nous devons également lui fournir le redshift de la supernova et l'extinction $E(B - V)$ de la Voie Lactée sur la ligne de visée dont le modèle tient compte en appliquant la loi de Cardelli (Cardelli et al. 1989 [20]) sur le système de filtres.

L'ajustement des courbes de lumière donne non seulement les paramètres propres à la SN Ia considérée (x_0 , x_1 et c), leurs erreurs respectives et les covariances entre ces paramètres, mais également le jour au maximum, les magnitudes observées au pic de luminosité (g' , r' , i' , et z') et les magnitudes au repos dans le système de Bessel (la magnitude en bande B est généralement utilisée pour la cosmologie). Les χ^2 de l'ajustement sont fournis pour chaque filtre. Un χ^2 global également.

Notons qu'il est possible de fournir à SALT2 des contraintes pour son ajustement. Un prior peut en effet être imposé sur le stretch et sur la couleur. D'autre part, il est également possible de choisir les intervalles de longueur d'onde et de phase sur lesquels effectuer l'ajustement. Par défaut, SALT2 choisit d'ajuster les courbes de lumière entre 3 000 et 7 000 Å pour une phase comprise entre -15 et $+45$ jours. Les courbes de lumière dans les filtres de plus basse longueur d'onde ne servent donc plus à l'ajustement quand le redshift augmente (car elles sont moins bien contraintes par la séquence spectrale dans la zone ultraviolette). Ainsi le filtre g' est retiré de l'ajustement à partir de $z \simeq 0.7$ et le filtre r' à partir de $z \simeq 1.1$.

Un exemple d'ajustement des courbes de lumière sur la SN Ia 03D1bk est représenté figure 5.2. Nous y voyons les points photométriques moyennés par nuit et le modèle correspondant au meilleur ajustement. Les erreurs associées au modèle sont visiblement plus grandes dans le filtre g' là où la séquence spectrale est moins bien contrainte.

5.1.2 Simulation de courbes de lumières

Dans l'objectif de réaliser une sélection photométrique de SNe Ia, il s'avère indispensable de trouver des variables discriminantes qui permettront de mettre en place les coupures séparant les événements SNe Ia des autres. Nous éprouvons également le besoin de quantifier l'efficacité de cette sélection. J'ai donc réalisé une simulation numérique de courbes de lumière de SNe Ia basée sur le modèle SALT2 et permettant de répondre à ces attentes.

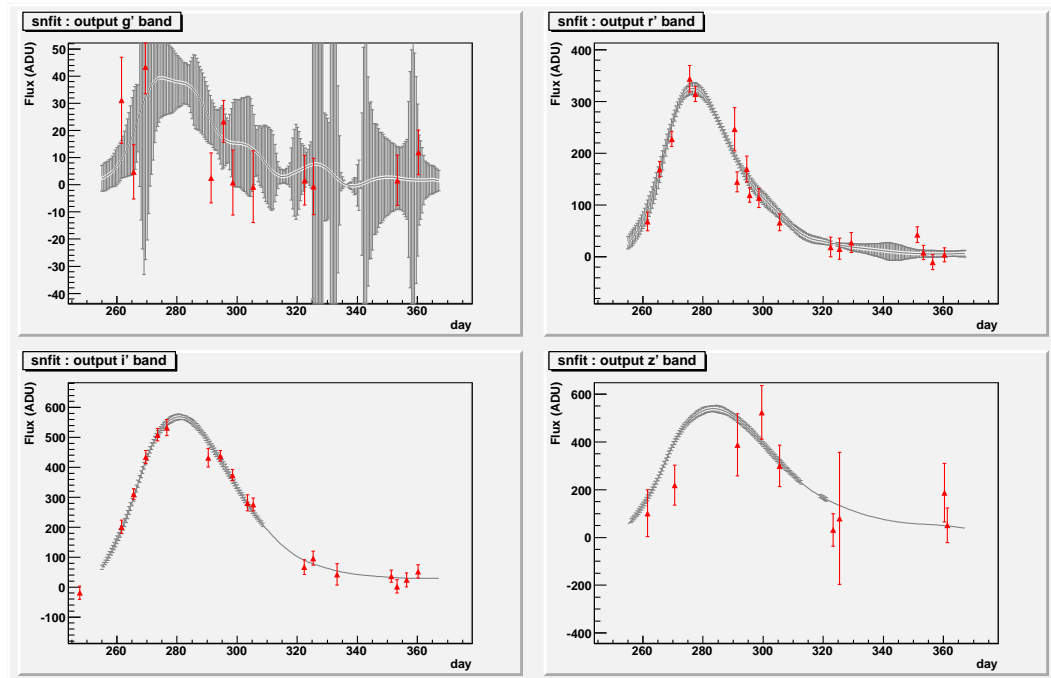


FIG. 5.2 – Ajustement du modèle SALT2 sur la SN Ia 03D1bk située à un redshift de 0.865. La couleur et le stretch trouvés sont $c = -0.22 \pm 0.06$, $x_1 = -0.00 \pm 0.26$ et la magnitude B dans le référentiel de la supernova est donné à $m_B = 24.25 \pm 0.03$. Pour le redshift de cette supernova, la bande g' observée se trouve dans la partie ultraviolette. Les marges d'erreurs sur le modèle correspondent au manque de données dans cette partie du spectre qui reste tout de même moins bien contrainte.

5.1.2.1 Lot d'entraînement

Afin que les événements simulés reproduisent le plus fidèlement possible les données, j'ai étalonné ma simulation sur un lot d'entraînement constitué de 282 SNe Ia confirmées par la spectroscopie du SNLS et observées durant les trois premières années de l'expérience.

5.1.2.2 Courbes simulées

Les courbes de lumière simulées correspondent directement aux courbes de lumières nettoyées et moyennées par nuit. De cette façon, je reproduis tous les effets de la procédure de traitement des courbes de lumière (voir section 4.7). J'économise aussi le temps de calcul qui serait utilisé pour simuler des courbes de lumière brutes et pour passer les étapes de nettoyage sur ces dernières.

Tout d'abord, la position de chaque événement est tirée uniformément sur chaque champ. Les courbes synthétiques sont également générées indépendamment sur chaque champ. Cela est vrai pour les saisons d'observation mais également pour les caractéristiques photométriques (dispersion des flux et barres d'erreur).

Les saisons reproduites correspondent aux 3 premières années d'observation du SNLS. Les nuits sont générées suivant le calendrier réel des observations du SNLS. Elle sont affectées d'un poids statistique d'apparition en fonction du CCD virtuel de notre référence sur lesquelles les courbes de lumière sont simulées. Ce poids correspond au rapport du nombre de fois où la nuit apparaît dans les courbes de lumière du CCD virtuel en question sur le nombre total de courbes de lumière du CCD. Je reproduis ainsi l'échantillonnage temporel moyen en fonction de la localisation des événements sur chaque champ.

5.1.2.3 Paramètres introduits dans la simulation

Extinction de la Voie Lactée : L'extinction de la Voie Lactée – paramètre $E(B - V)$ – sur la ligne de visée en fonction de la position simulée est directement lue sur la carte d'extinction donnée par Schlegel et al. 1998 [77].

Jour au maximum : Les courbes de lumière sont générées de telle sorte que leur jour au maximum de luminosité puisse se situer dans les intervalles de saisons mais également 10 jours avant et 5 jours après. Cela afin de prendre en considération les supernovae pour lesquelles nous ne disposons pas de courbes complètes.

Un exemple des distributions des jours au maximum est donné figure 5.3, il fait apparaître les jours au maximum des événements réels confirmés par la spectroscopie et les jours aux maximum des événements artificiels sur le champ D4.

Redshift : Le redshift de chaque supernova synthétique est tiré dans la distribution en redshift (voir figure 5.4) calculée avec un taux d'explosion volumique constant et une cosmologie plate Λ CDM avec $\Omega_M = 0.24$ obtenue par Guy et al. 2007 [37].

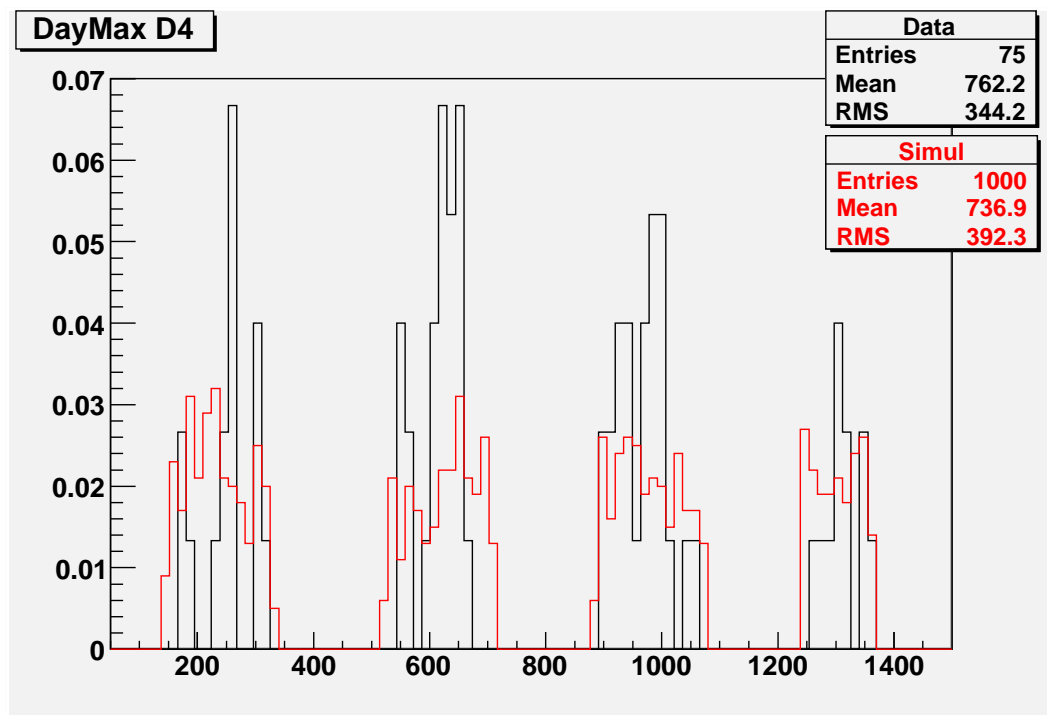


FIG. 5.3 – Distribution des jours au maximum de luminosité sur le champ D4 et pour les 3 premières années de données. En noir, l’histogramme des jours au maximum pour les SNe Ia confirmées par la spectroscopie et en rouge ceux des événements simulés. Nous voyons que les jours au maximum des supernovae synthétiques débordent des saisons de prise de données (à peu près représentées par les limites tracées par les supernovae réelles), cela afin de tenir compte d’événements dont les courbes de lumière peuvent être tronquées.

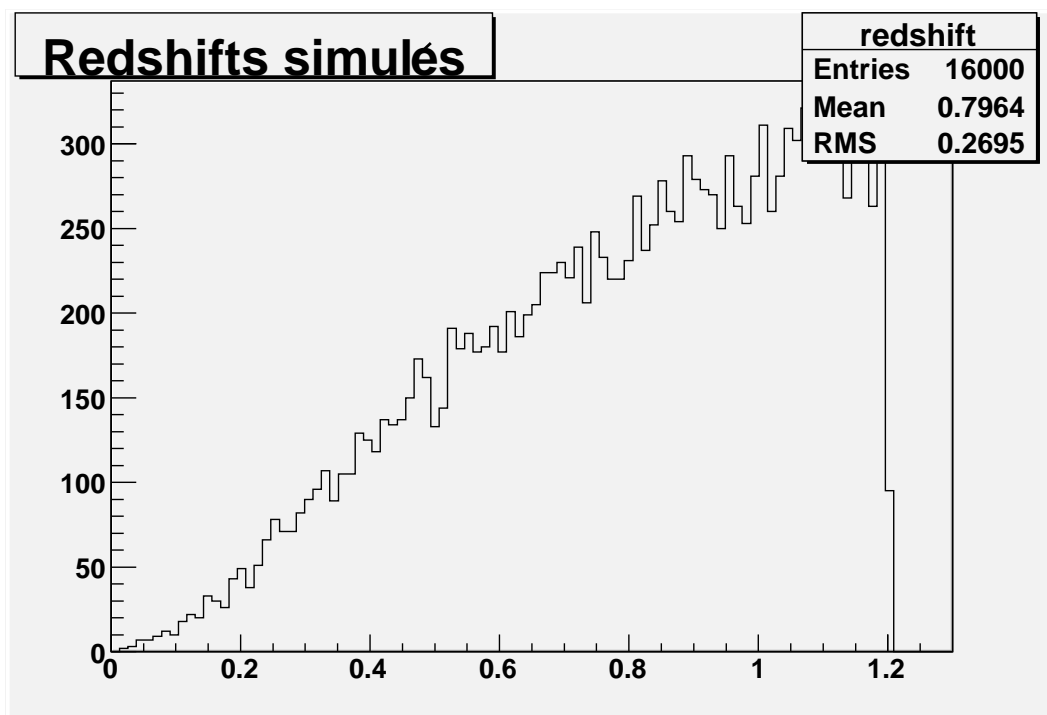


FIG. 5.4 – Distribution en redshift des supernovae simulées. Elle correspond à un taux d'explosion volumique constant et une cosmologie Λ CDM avec $\Omega_M = 0.24$.

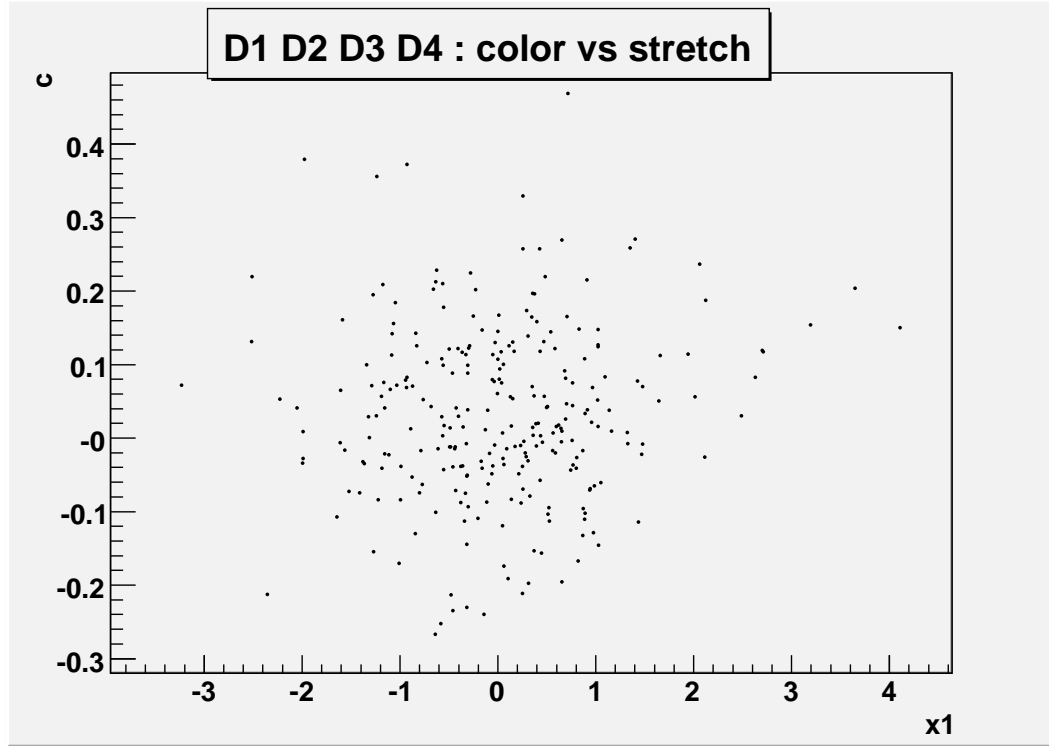


FIG. 5.5 – Diagramme couleur-stretch des SNe Ia confirmées par la spectroscopie.

Couleur et stretch : La couleur et le stretch de chaque événement simulé sont tirés indépendamment du redshift dans les distributions de ces deux paramètres correspondant aux supernovae réelles confirmées par la spectroscopie. La répartition des supernovae réelles sur le diagramme couleur–stretch est donnée en figure 5.5.

Le stretch est d’abord tiré dans la distribution globale en stretch (voir figure 5.6). Ensuite, et afin de reproduire finement la répartition des supernovae en couleur et en stretch, la couleur est tirée dans des distributions construites pour quatre intervalles en stretch : $x_1 < -0.660$, $-0.660 < x_1 < 0.035$, $0.035 < x_1 < 0.660$ et $x_1 > 0.660$ (voir figure 5.7).

Normalisation de la séquence spectrale : Le paramètre de normalisation globale de la séquence spectrale x_0 dépend de la distance à laquelle la supernova simulée se situe. Il contient l’information sur la cosmologie et dépend du redshift :

$$x_0 = \frac{\alpha}{d_L^2(z, H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda \dots)} \quad (5.2)$$

avec α une constante ajustée sur les 282 supernovae confirmées par la spectroscopie (la séquence spectrale est exprimée en unités cgs à une constante près). Encore une fois, la cosmologie utilisée est celle tirée de Guy et al. 2007 [37].

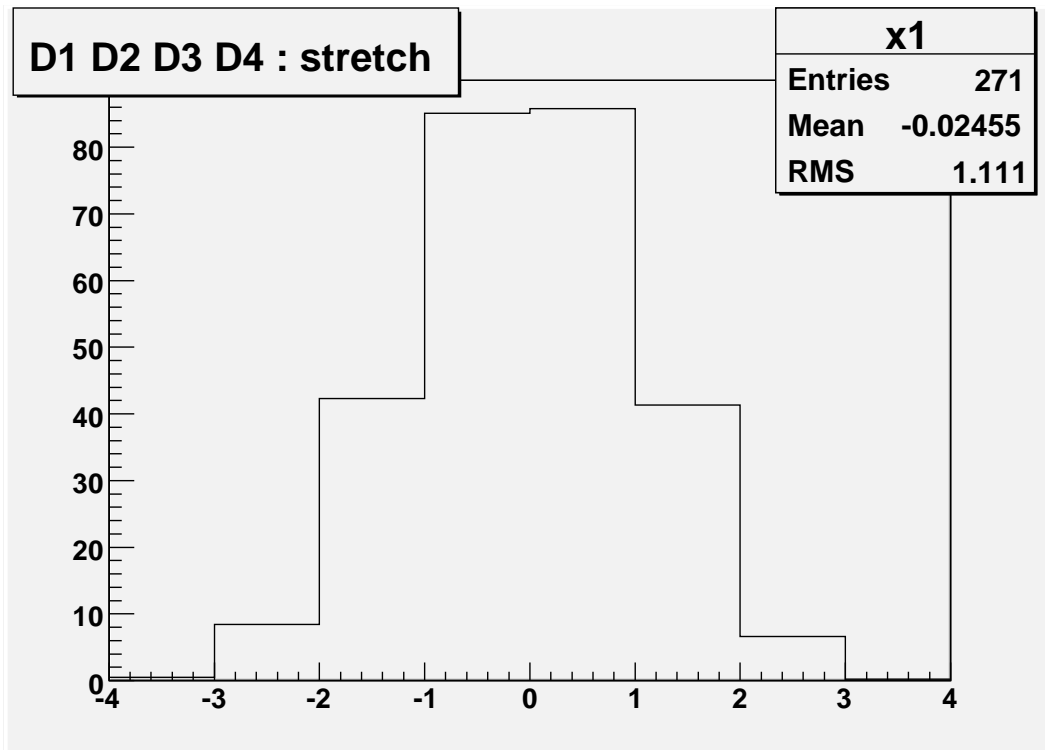


FIG. 5.6 – Distribution en stretch des SNe Ia confirmées par la spectroscopie.

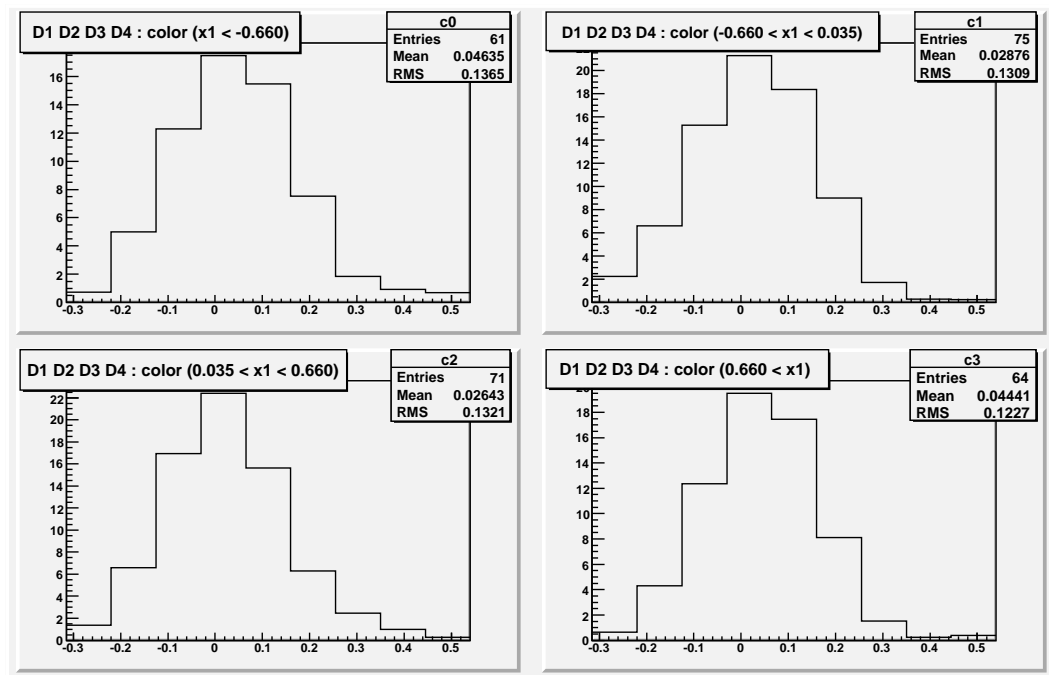


FIG. 5.7 – Distributions en couleur et par intervalle de stretch des SNe Ia confirmées par la spectroscopie.

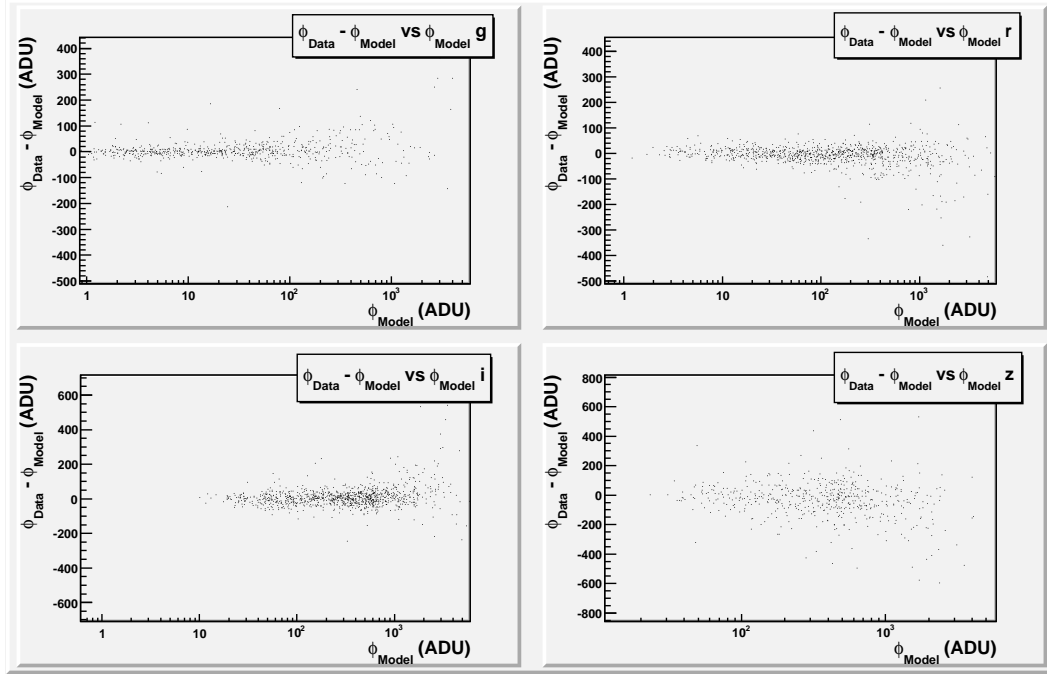


FIG. 5.8 – Dispersions des points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie par rapport au modèle en fonction du flux. Un exemple sur le champ D3 est représenté dans les quatre filtres. Nous y voyons la corrélation entre l'écart au modèle et le flux du modèle.

5.1.2.4 Photométrie

A partir d'une couleur, d'un stretch, d'un redshift, d'une extinction sur la ligne de visée et du paramètre de normalisation globale de sa séquence spectrale, SALT2 nous fournit les courbes de lumière correspondant à son modèle en g' , r' , i' et z' .

Il s'agit de reproduire à travers ma simulation les dispersions des points photométriques mesurés sur les données réelles autour du modèle ainsi que les dispersions des barres d'erreur tout en tenant compte des corrélations qui peuvent exister entre les flux mesurés, leurs barres d'erreur et les écarts au modèle.

Pour cela, j'ai tout d'abord tenu compte de la dispersion des flux mesurés autour du modèle. J'ai aussi mis en évidence une dépendance entre les écarts au modèle et le flux du modèle. Le comportement général observé dans les quatre filtres est le suivant : plus les flux sont grands, plus les points photométriques sont dispersés autour du modèle (voir figure 5.8 pour un exemple sur D3 dans les quatre filtres). Ainsi, plutôt que de gérer une dispersion globale, j'ai établi les dispersions pour quatre intervalles de flux (dont les bornes sont ajustées en fonction du champ et du filtre pour conserver des nombres de points de mesure du même ordre de grandeur dans chaque intervalle). De cette façon, je reproduis en moyenne la dépendance de la dispersion avec le flux du modèle.

Ensuite, et au sein de chaque intervalle de flux, j'ai étudié le comportement des

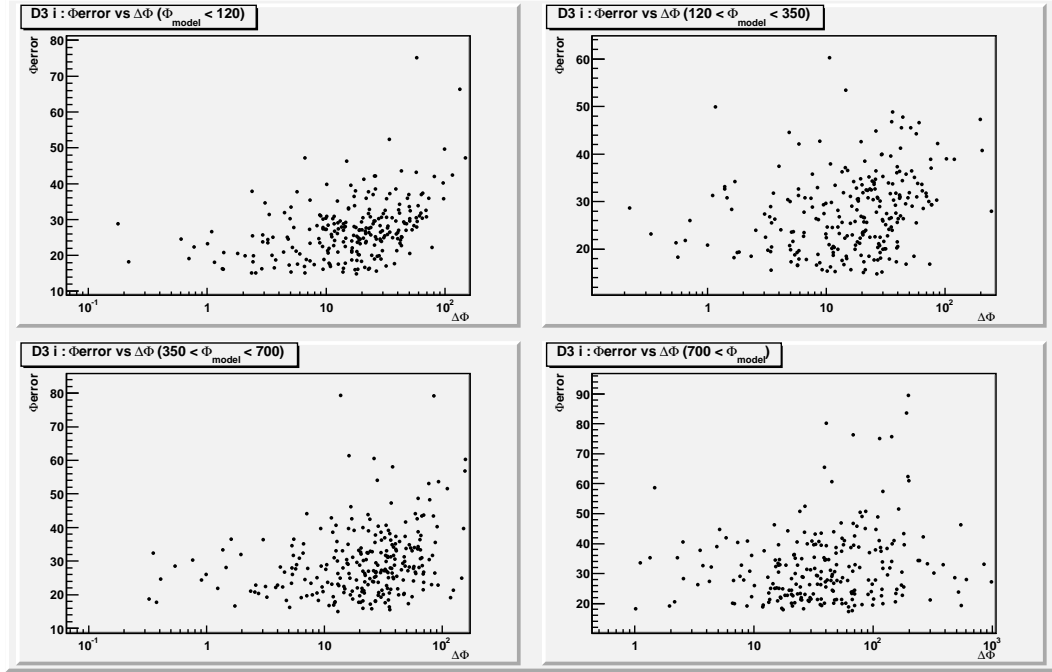


FIG. 5.9 – Dispersions des erreurs sur les points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie en fonction de l'écart au modèle. Il s'agit d'un exemple sur le champ D3 dans le filtre i' et par tranche de flux. Nous y voyons la corrélation entre les barres d'erreur et l'écart au modèle.

barres d'erreur en fonction de la dispersion par rapport au modèle. Là encore, une corrélation est observée, et plus l'écart au modèle est important, plus la barre d'erreur s'élargit (voir figure 5.9 pour un exemple sur D3 dans le filtre r' et pour chaque intervalle de flux). J'ai donc à nouveau séparé les lots de données (pour chaque intervalle de flux du modèle) en trois intervalles d'écart au modèle. Cette séparation permet de suivre la corrélation moyenne des barres d'erreur avec les écarts au modèle tout en gardant une statistique significative d'environ 20 points photométriques par intervalle (voir figure 5.10).

Deux exemples de courbes de lumière simulées à des redshifts différents (0.29 et 0.77) sur le champ D3 sont représentées figure 5.11.

5.2 Simulation d'images et efficacité de détection

Afin de quantifier notre efficacité de détection, nous avons utilisé une simulation numérique développée pour la collaboration par Pascal Ripoché (voir sa thèse de doctorat pour de plus amples informations [74]).

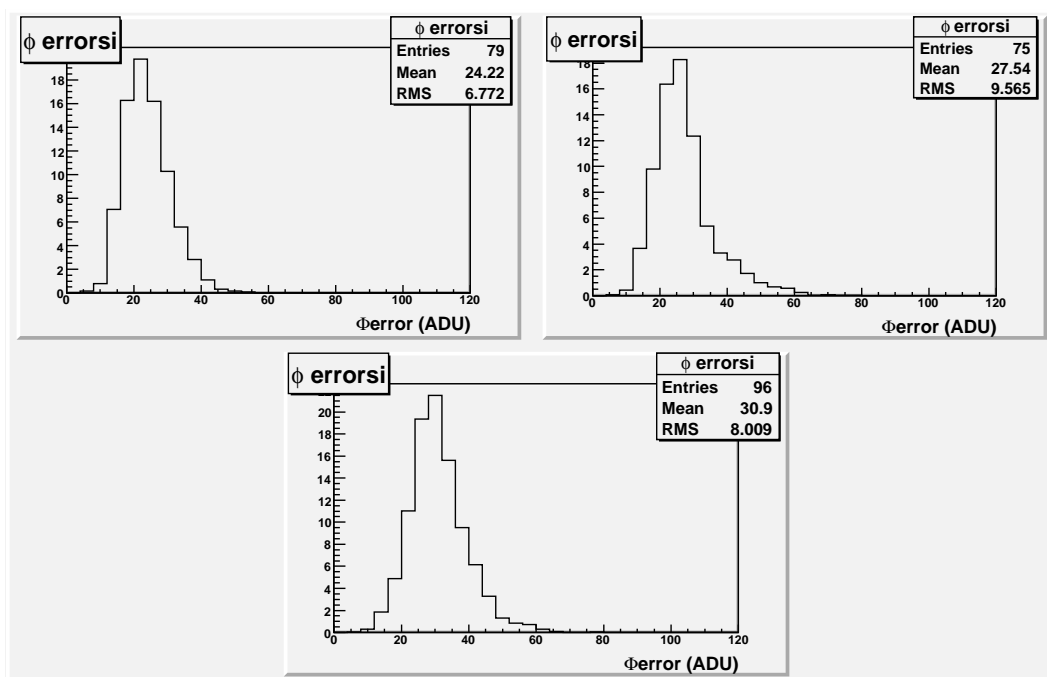


FIG. 5.10 – Dispersions des erreurs sur les points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie en trois intervalles d'écart au modèle et dans l'intervalle de flux du modèle inférieur à 120 ADU. Il s'agit d'un exemple sur le champ D3 dans le filtre i' . Nous y voyons la corrélation entre les barres d'erreur et l'écart au modèle.

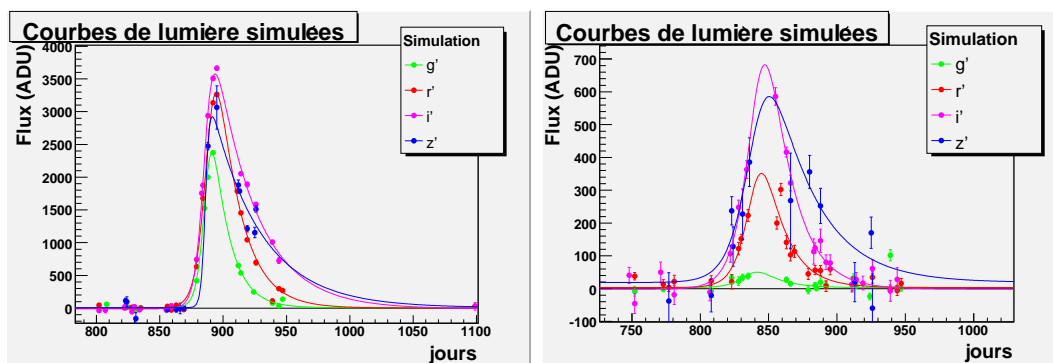


FIG. 5.11 – Deux exemples de courbes de lumière simulées sur D3. A gauche, une SN Ia relativement proche ($z = 0.29$). A droite, une SN Ia plus distante ($z = 0.77$). Nous notons les différences de couleur notamment dans la partie bleue avec la chute du flux dans le filtre g' avec le redshift.

5.2.1 Simulation d'images

Cette simulation reprend l'ensemble des images obtenues sur les quatre champs profonds du CFHTLS pendant les trois premières années de données et y ajoute des SNe Ia synthétiques. Les 216 000 événements générés le sont à proximité de galaxies présentes sur les champs dont ils reprennent le redshift (10 % le sont aussi en dehors de toute galaxie). Pour cela, Pascal Riposte utilise le catalogue de Ilbert et al. 2006 [47]. Ce catalogue répertorie les étoiles et galaxies présentes sur les quatre champs profonds (en moyenne, il répertorie 415 000 objets par champ). Lorsqu'il s'agit d'une galaxie, le catalogue fournit un redshift photométrique lorsque l'objet est suffisamment brillant pour en permettre la détermination ($i' < 25$). Il donne également un indice de confiance sur le redshift photométrique qui correspond en fait à la zone où se trouve l'objet : région proche d'une étoile saturée (ou zone masquée) ou pas¹. Finalement, le catalogue fournit un redshift photométrique pour 96 % des galaxies répertoriées hors zones masquées.

Les paramètres intrinsèques – couleur et stretch – des supernovae générées sont tirés des distributions obtenues sur les événements confirmés par la spectroscopie. Les flux ajoutés aux images sont issus du modèle SALT2 et dépendent des conditions d'observation réelles (prise en compte de l'étalonnage). Il en est de même pour la forme de la PSF.

5.2.2 Traitement des images

Les images de simulation sur lesquelles les supernovae synthétiques ont été ajoutées subissent le même traitement que celui appliqué aux images normales : depuis l'alignement jusqu'aux étapes de nettoyage et de soustraction puis d'empilement afin de procéder à la détection des événements transitoires. Le noyau de convolution, utilisé lors de la soustraction pour adapter la qualité de l'image de référence à celle de l'image considérée, est cependant repris des images normales. En effet, les très nombreuses supernovae synthétiques ajoutées aux images entacheraient d'erreur un nouveau calcul du noyau de convolution (qui ne doit prendre en compte que les objets à la fois présents sur les images de simulation et sur l'image de référence). Cela économise aussi assez considérablement le temps de calcul qui est dominé par la détermination du noyau de convolution en ce qui concerne l'étape de soustraction des images.

5.2.3 Reconstruction des SNe Ia simulées

Quantifier l'efficacité de détection nécessite d'être capable d'identifier les objets générés qui sont détectés et ceux qui ne le sont pas. Pour cela, nous devons associer les objets générés aux objets détectés. Cela implique la détermination d'une distance d'association. Afin d'en calculer la valeur optimale, considérons le nombre approximatif de détections d'objets réels (pas ceux qui sont simulés) obtenues sur un champ pour les 3 ans de données (60 000). Toutes ces détections, qu'elles correspondent à des événements physiques réels ou du bruit de fond, ne sont en fait que du bruit pour la reconstruction

¹Les redshifts déterminés dans les zones masquées peuvent être entachés d'erreur. Les flux mesurés peuvent en effet se trouver contaminés par celui de l'étoile saturée se trouvant juste à côté.

des SNe Ia simulées. En supposant que ces détections soient uniformément réparties sur la mosaïque (environ 380 000 000 de pixels), il est possible de déterminer la probabilité par pixel de détecter un événement qui n'a pas été simulé :

$$p_1 = \frac{6 \times 10^4}{3.8 \times 10^8} \quad (5.3)$$

La probabilité de ne pas détecter ce bruit de fond (pour la simulation) est donc :

$$\bar{p}_1 = 1 - p_1 \quad (5.4)$$

Nous cherchons à déterminer une distance d'association optimale. Nous devons donc considérer le nombre de pixels présents dans le cercle de rayon r autour de chaque objet généré : $N(r)$. La probabilité de ne pas détecter de bruit de fond varie donc avec la distance d'association comme :

$$\bar{p}_1^{N(r)} \quad (5.5)$$

La figure 5.12 (haut) montre comment se comporte cette probabilité en fonction de r .

D'autre part, la probabilité $p_2(r)$ d'associer à un événement généré une détection quelconque peut être déterminée sur la simulation en comptant le nombre d'objets détectés dans le cercle de rayon r autour de chaque objet généré. Elle varie avec la distance d'association comme le montre la figure 5.12 (milieu).

Finalement, la probabilité d'associer un objet détecté autre que du bruit de fond à une SN Ia simulée est le produit :

$$p = \bar{p}_1^{N(r)} \times p_2(r) \quad (5.6)$$

et est représentée figure 5.12 (bas).

La valeur maximum de cette probabilité est obtenue pour $r = 0.85''$ et est prise pour le rayon d'association. C'est cette valeur qui sera utilisée pour comptabiliser le nombre de SNe Ia reconstruites. Remarquons tout de même qu'elle peut sembler trop importante. Cela est dû au fait que la référence astrométrique utilisée par Pascal Ripoche n'est pas celle que nous utilisons. Malgré une correction en déclinaison (là où les différences sont les plus importantes), certains décalages subsistent expliquant cette valeur un peu élevée prise par la distance d'association. Dans tous les cas, nous avons intérêt à prendre une distance d'association suffisamment large pour englober ces différences d'astrométrie car cet effet domine la résolution astrométrique lors de la détection d'un événement qui elle, est de $0.185''$.

5.2.4 Efficacité de détection

Pour chaque supernova générée, nous recherchons un objet détecté dans le rayon $r = 0.85''$. Si un objet est trouvé, il est associé à l'événement simulé. Si plusieurs objets sont détectés, le plus proche est associé. Les événements simulés associés à une détection

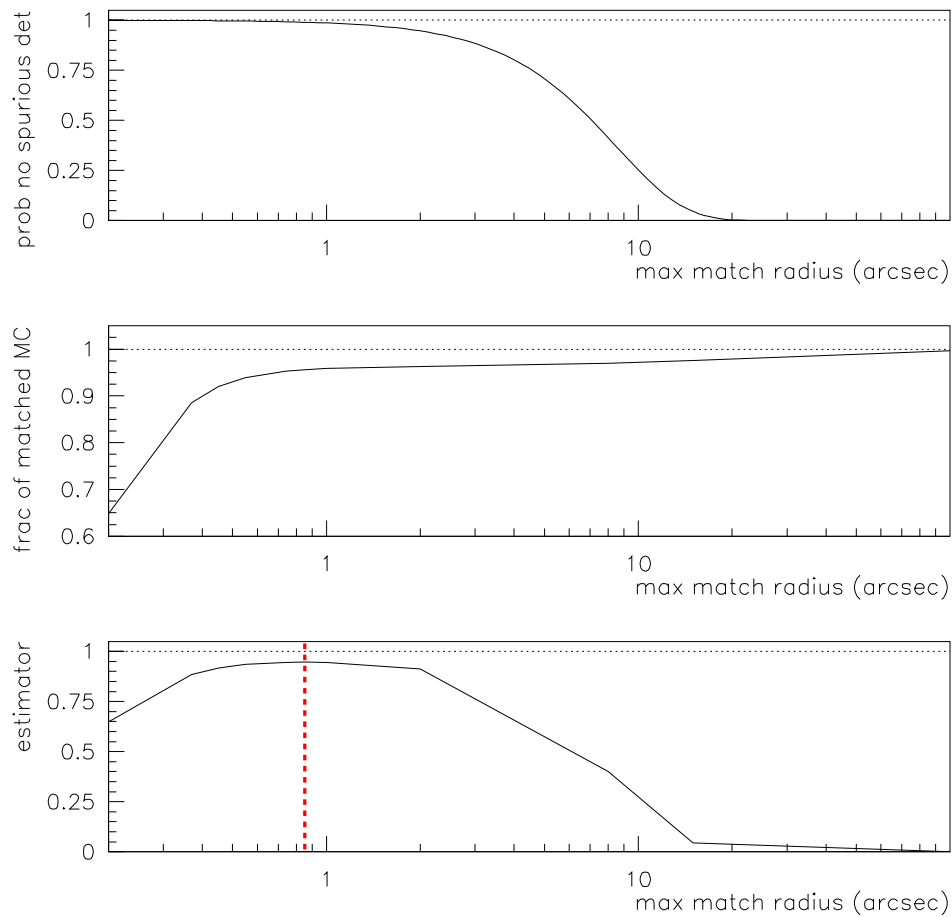


FIG. 5.12 – Optimisation de la distance d'association pour la reconstruction des SNe Ia simulées. En haut, la probabilité de ne pas détecter de bruit de fond en fonction du rayon d'association. Au milieu, la probabilité d'associer un objet quelconque dans un rayon autour d'une SN Ia générée. En bas, la probabilité d'associer à une SN Ia générée un objet reconstruit qui n'est pas du bruit de fond en fonction du rayon d'association. La distance qui maximise cette probabilité est $r = 0.85''$.

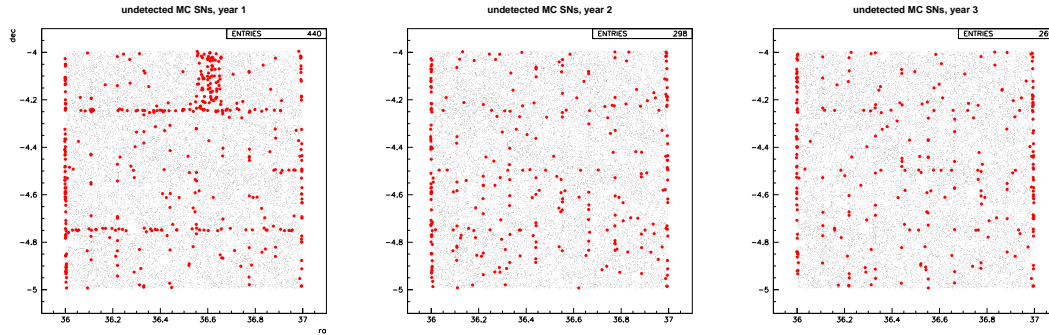


FIG. 5.13 – Cartes des reconstructions sur le champ D1 pour les trois années de prise de données. Elles font apparaître les objets reconstruits (en noir) et les objets non reconstruits (en rouge) dont la magnitude minimum enregistrée est inférieure à 23. La faible modification du pointé du télescope entre les poses en première année fait apparaître une accumulation de SNe Ia non reconstruites dans les zones qui ne sont pas couvertes (régions horizontales inter-CCD) et sur le CCD 03 ayant eu un problème technique.

sont considérés comme reconstruits et ceux ne se trouvant pas associés à une quelconque détection considérés comme non reconstruits.

La figure 5.13 montre le résultat des reconstructions par année de prise de données sur D1. Elle montre également les objets non reconstruits dont la magnitude minimum enregistrée en i' est inférieure à 23 (il s'agit bien de la magnitude minimum enregistrée sur les images et non celle générée au pic de luminosité).

Tout d'abord, une différence est observée entre la première année de données et les suivantes au niveau des zones horizontales inter-CCD sur Megacam. Une accumulation de SNe Ia non reconstruites se trouve dans ces zones en première année alors qu'il n'en est rien pour les suivantes. Cela est dû aux faibles changements du pointé du télescope entre les expositions en première année alors que la politique d'observation s'est tournée vers des modifications plus importantes des positions pointées à partir des années suivantes. Les zones inter-CCD étaient donc beaucoup moins couvertes en première année affaiblissant ainsi l'efficacité de détection dans ces parties du champ. Toujours en première année, un problème technique affectant le second amplificateur du CCD 03 a conduit au même problème dans la zone en question.

Ensuite, et pour toutes les années de prise de données nous observons des objets non reconstruits en bord de mosaïque. En effet, la simulation de Pascal Ripoche produit des SNe Ia dans des zones situées en extrême bord de champ et qui ne sont pas couvertes par notre image de référence. Il nous est donc impossible de les détecter.

Enfin, les reconstructions semblent légèrement moins bonnes en bord de CCD virtuels sur notre mosaïque. Cela peut être expliqué par une moins bonne précision sur la position donnée par SExtractor (utilisé pour établir les détections) en bord d'image. Cela est vu aussi bien en première année que sur les années suivantes.

Nous pouvons également remarquer des zones de la mosaïque dans lesquelles aucune SN Ia n'a été simulée (en blanc sur la figure 5.13). Il s'agit de zones masquées du

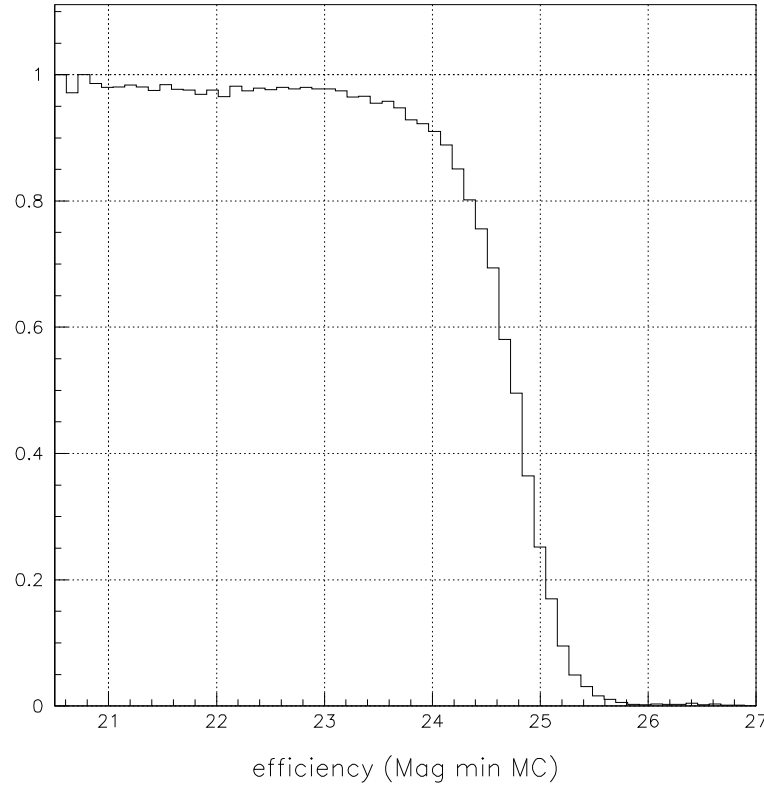


FIG. 5.14 – Efficacité de détection en fonction de la magnitude i' minimum enregistrée. Alors que nous reconstruisons 98 % des SNe Ia simulée pour une magnitude inférieure à 23, l'efficacité est encore de 90 % pour une magnitude de 24 et chute à 50 % pour une magnitude de 24.7.

catalogue de Ilbert et al. 2006 entourant des étoiles saturées. La simulation étant basée sur les galaxies présentes dans ce catalogue hors zones masquées, rien n'a été produit dans ces zones. En ce qui concerne notre efficacité de détection, cela peut être considéré comme de simples coupures fiducielles.

Finalement, l'efficacité de détection en fonction de la magnitude minimum enregistrée en i' est représentée figure 5.14. Au niveau de la détection, notre échantillon est complet (efficacité proche de 100 %) jusqu'à une magnitude de 23. Nous atteignons une complétude de 90 % à $i' = 24$ puis une chute assez rapide de l'efficacité (50 % pour $i' = 24.7$) est observée pour des valeurs plus grandes, là où le flux des supernovae se trouve noyé dans le bruit de fond de ciel. De même, si nous regardons l'efficacité en fonction du redshift (voir figure 5.15), nous observons une bonne complétude jusqu'à un redshift de 0.8 puis une chute d'efficacité pour les objets de plus en plus lointains.

La figure 5.16 représente l'efficacité de détection en fonction du temps (jour au pic de luminosité générée). Nous observons une efficacité maximum au centre des périodes

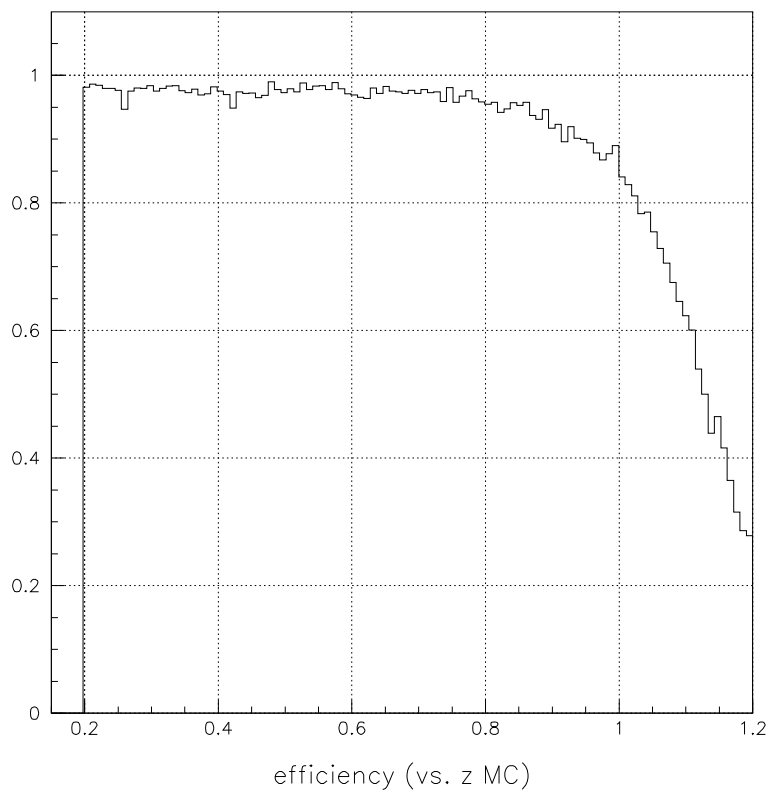


FIG. 5.15 – Efficacité de détection en fonction du redshift. Nous voyons que l'efficacité reste stable à une valeur d'environ 98 % jusqu'à un redshift de 0.8. Notre complétude est donc excellente jusqu'à ce redshift.

de prise de données, là où le plus de flux est enregistré sur les images dans la période entourant le maximum de luminosité. L'efficacité y est d'environ 95 %. Entre les saisons de prise de données, l'efficacité chute à environ 85 %. Cela s'explique par le fait que nous n'observons l'objet que dans la montée ou la descente de sa courbe de lumière mais nous ne le voyons pas au pic de luminosité. Nous enregistrons alors beaucoup moins de flux.

Nous avons décrit la procédure qui permet de déterminer l'efficacité de notre détection sur le champ D1. Afin d'économiser du temps de calcul, les étapes de traitement des images n'ont pas été reproduites sur les autres champs. En revanche, une modélisation de l'efficacité sur D1 a été réalisée en fonction du seeing, du fond de ciel et de la distribution des dates de prise de données. Son extrapolation sur les autres champs nous a conduit à une estimation de l'efficacité sur ces derniers. Nous avons trouvé finalement un comportement très similaire en fonction de la magnitude, du redshift et des périodes d'observation.

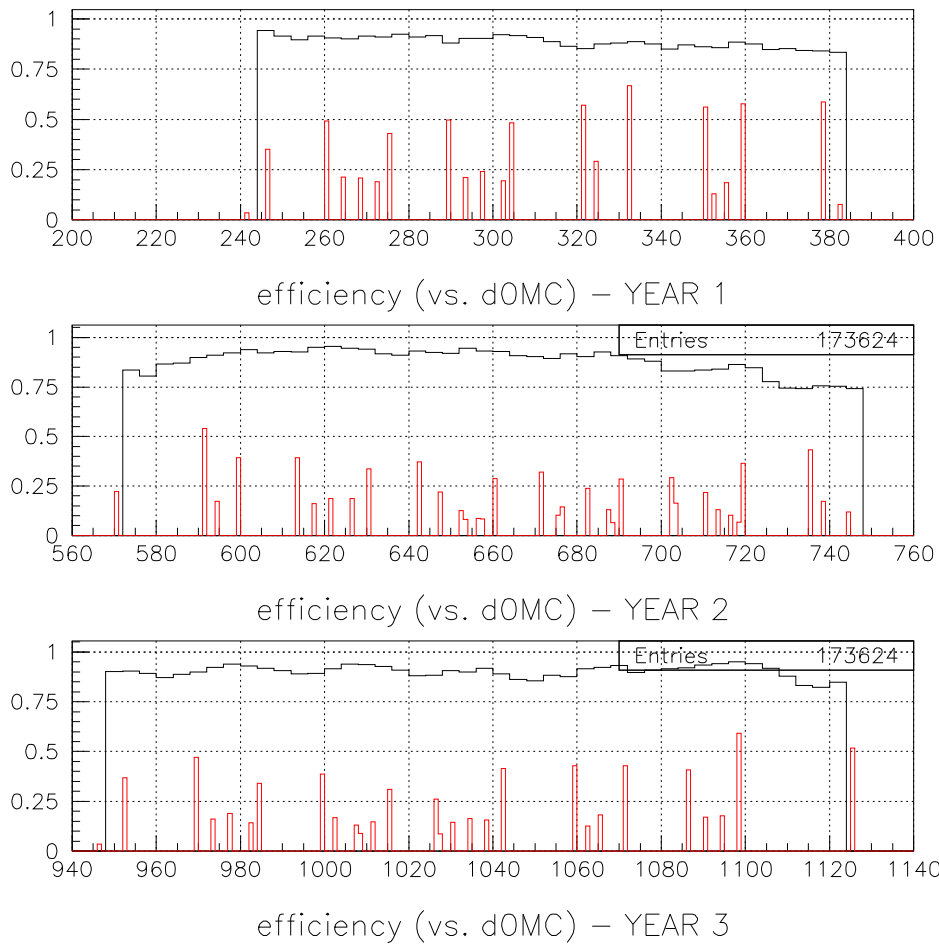


FIG. 5.16 – Efficacité de détection en fonction du jour au maximum de luminosité généré (en noir). Y sont superposés les jours au maximum de luminosité des SNe Ia réelles qui sont confirmées par la spectroscopie. Elles donnent une bonne représentation des périodes de prise de données. Nous observons que l'efficacité de détection est maximum (environ 95 %) pendant ces périodes alors qu'elle est plus faible (environ 85 %) en dehors de périodes de prise de données.

Chapitre 6

Sélection photométrique

Munis des courbes de lumière construites aux positions indiquées sur les cartes de détection, notre but est de sélectionner les événements intéressants pour la cosmologie, les supernovae de type Ia.

La sélection photométrique se fait en deux temps. Nous effectuons tout d'abord une présélection qui a pour but de nous affranchir le plus possible du bruit de fond (physique ou non). Cette partie de l'analyse a été principalement mise en place par Vanina Ruhlmann-Kleider. Ensuite, une étape de sélection plus précise, entièrement développée par mes soins, va séparer les SNe Ia des SNe gravitationnelles et des autres contaminants potentiels.

6.1 Présélection

L'étape de présélection a pour but de s'affranchir du bruit de fond. Elle est basée sur l'utilisation des courbes de lumière elles-mêmes et des paramètres de l'ajustement analytique de Boltmann-Fermi-Dirac décrit dans la section 4.7.5.

Lors de cette procédure, ma simulation numérique de courbes de lumière de SNe Ia permet de mettre en place des coupures de sélection pertinentes mais constitue également un échantillon permettant d'évaluer l'efficacité de ces dernières.

6.1.1 Élimination du bruit de fond

Il s'agit tout d'abord d'éliminer les événements non physiques correspondant à des fausses détections. Ces fausses détections peuvent avoir lieu sur des étoiles saturées (voir figure 6.1 pour un exemple sur le champ D4), plus exactement sur les aigrettes de ces étoiles dues à la diffraction engendrée par les branches du télescope ou sur le halo entourant l'étoile, image de l'ouverture du télescope sur la caméra. Il peut également s'agir de problèmes résiduels dus à la soustraction ou à des défauts persistants sur les images.

Les courbes de lumière correspondant à ces détections sont majoritairement plates car le flux enregistré n'a alors aucune raison de varier (sauf en cas d'erreurs de soustraction ou de photométrie). S'il s'agit de courbes de lumière correspondant à des détections

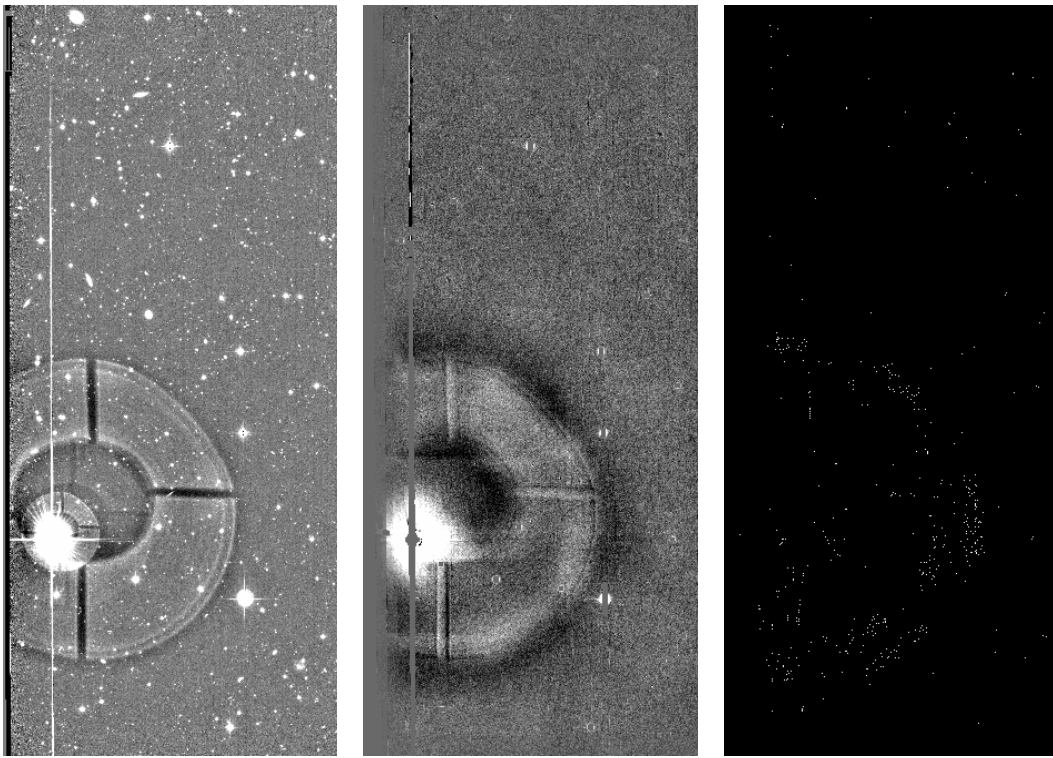


FIG. 6.1 – A gauche, l'image de référence où apparaît une étoile proche saturée avec de longues aigrettes de diffraction et un large halo correspondant à l'image de l'ouverture du télescope sur la caméra. Au centre, l'empilement de détection sur une période d'observation. Les pixels saturés y sont masqués (mis à 0 ADU lors de la soustraction d'image) ce qui retire le centre de l'étoile et une bonne partie des aigrettes mais laisse néanmoins le halo dont les pixels concernés n'atteignent pas la saturation. Enfin à droite, la carte des détections qui rend compte des fausses détections induites par les restes d'aigrettes (en haut à gauche de l'image) et surtout par la présence du halo.

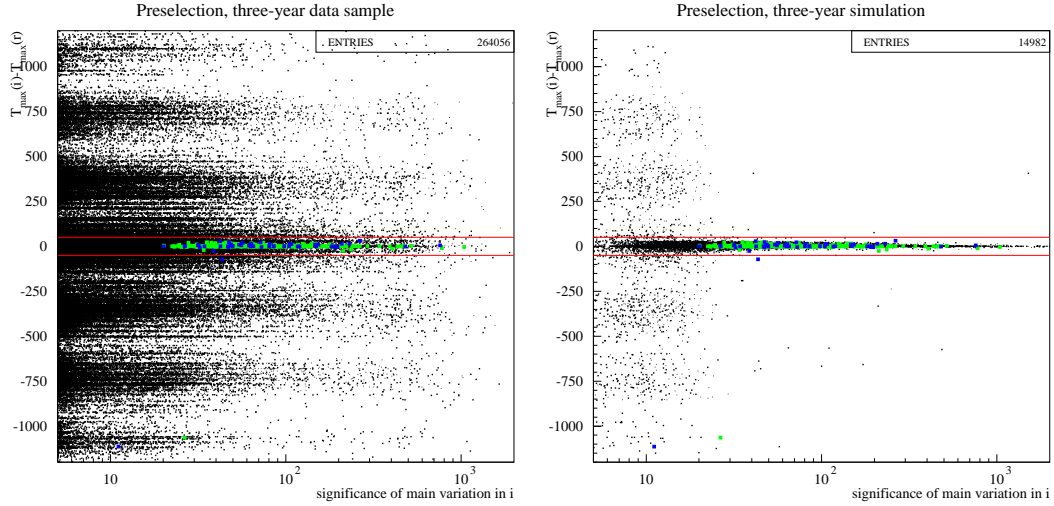


FIG. 6.2 – Ecart entre les jours au maximum de flux (enregistrés) en r' et i' en fonction de la signification de la fluctuation principale en i' . A gauche, les données. Les SNe Ia identifiées par la spectroscopie y sont indiquées en vert alors que les SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie le sont en bleu. Le reste est représenté en noir. A droite, la simulation est superposée en noir aux données identifiées par la spectroscopie. Nous demandons une compatibilité à 50 jours pour la sélection des objets physiques. Les événements identifiés par la spectroscopie et la simulation confirment que les supernovae bien reconstruites ont des jours au maximum en r' et i' compatibles dans cet intervalle.

situées sur des aigrettes, elles ne contiennent généralement que peu de points photométriques, la plupart ayant été identifiés comme étant mesurés à proximité d'une étoile saturée (voir section 4.7.1). Nous excluons donc les objets dont les courbes de lumière ne présentent pas de fluctuation dans les filtres r' et i' . Il se peut néanmoins que quelques points photométriques sortent de manière significative de la ligne de base dans ces deux filtres. Afin de s'assurer qu'il s'agit bien d'un objet physique, nous demandons en plus que les jours correspondant au maximum de flux enregistré au sein des fluctuations principales en r' et i' ne soient pas éloignés de plus de 50 jours (voir figure 6.2) :

$$\|t_{i'}^{\max} - t_{r'}^{\max}\| < 50$$

Cette marge de 50 jours peut paraître importante. Mais il faut bien insister sur le fait qu'il s'agit ici d'un écart entre les jours où des points photométriques ont été enregistrés avec le maximum de flux. Il ne s'agit pas d'une quelconque interpolation ou ajustement d'un modèle qui donnerait le flux du jour au maximum de luminosité. Le manque de points photométriques pouvant intervenir autour du maximum de luminosité (période sans prise de données autour de la nouvelle lune) peut donc engendrer un tel écart. De plus, les erreurs photométriques vont aussi parfois contribuer à placer un flux plus haut alors qu'il est plus éloigné qu'un autre du maximum de luminosité. La figure 6.3 montre un exemple où le manque de point au maximum engendre un écart de 21 jours entre le point photométrique ayant le maximum de flux en r' et celui ayant le maximum de flux

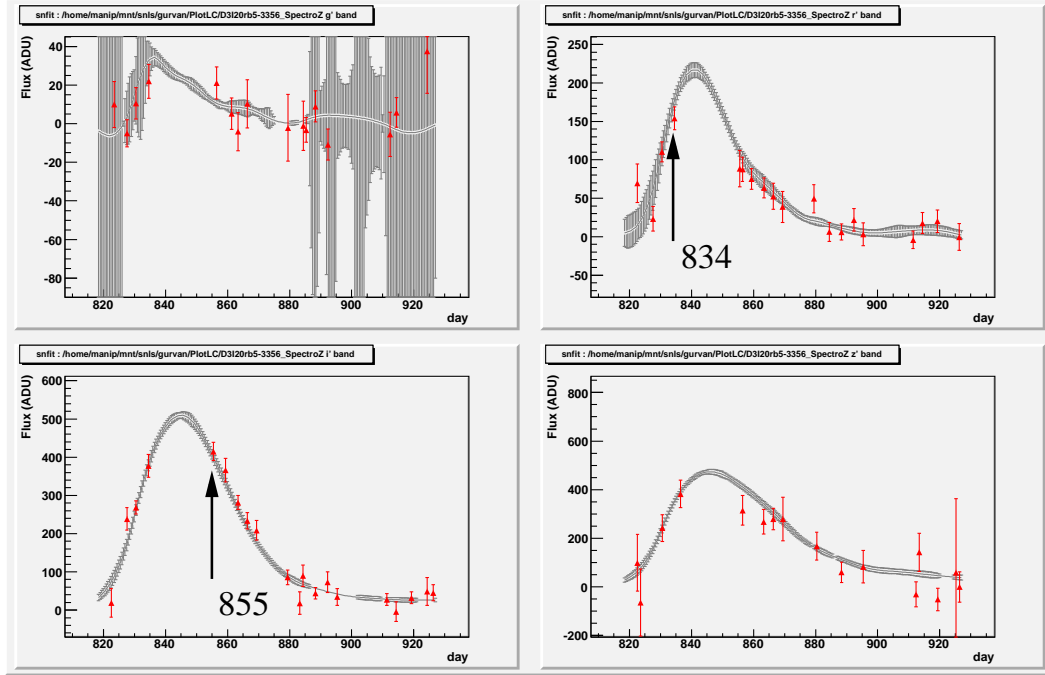


FIG. 6.3 – Courbes de lumières de la SN Ia 05D3ha (identifiées par la spectroscopie). Nous y voyons l'écart de 21 jours entre le point photométrique ayant le maximum de flux en r' et celui ayant le maximum de flux en i'

en i' .

Afin d'éviter les éventuels problèmes liés aux détections en bord de CCD virtuels, la mosaïque est découpée de façon à obtenir un recouvrement de 32 pixels entre chaque CCD. Cela laisse dans tous les cas une marge d'au moins 16 pixels entre l'objet détecté et le bord de l'image de détection mais engendre aussi des doubles détections pour les objets situés dans les bandes de recouvrement. C'est pourquoi nous rejetons les doublons des détections multiples (voir figure 6.4).

6.1.2 Rejet des étoiles variables

Certaines de nos courbes de lumière peuvent correspondre à des étoiles de la Voie Lactée. A cela, il existe deux raisons : soit elles sont variables et leur variation de flux a été mise en évidence par notre procédure de détection ; soit elles sont saturées et leur soustraction est imparfaite entraînant une détection fortuite. Dans tous les cas, elles sont à exclure de nos données. Nous les identifions par leur facteur de forme $\frac{\Phi}{\Phi_{\max}}$ (voir section 4.4.1).

Nous extrayons tout d'abord un catalogue d'objets de nos images de référence à l'aide de SExtractor. Le seuil de détection est fixé à 5 pixels au dessus de 2σ du fond de ciel. SExtractor nous fournit les informations en position, flux intégré, flux maximum, etc. Mais il nous fournit également les extensions spatiales des objets, c'est à dire les

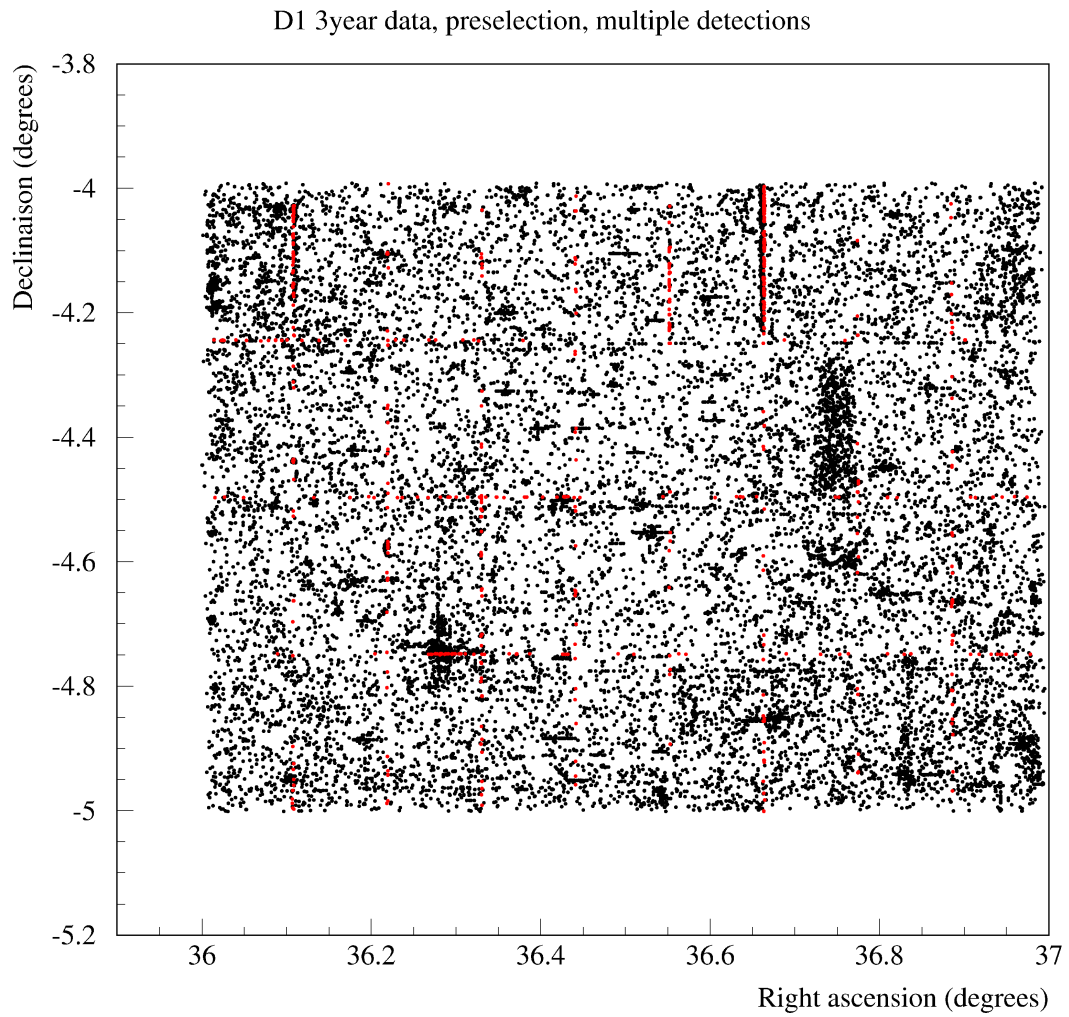


FIG. 6.4 – Illustration du rejet des doublons de détection sur le champ D1. Les positions des événements détectés sont représentés en noirs. Les événements faisant l'objet d'une double détection sont indiqués en rouge. Ils sont clairement localisés sur les zones de recouvrement entre les CCD virtuels sur lesquels sont réalisées les détections.

largeurs à mi-hauteur d'un ajustement gaussien à deux dimensions.

De plus, nous disposons aussi du catalogue d'objets de Ilbert et al. 2006 [47]. En pratique, moins de la moitié (44 %) des objets du catalogue de Ilbert et al. 2006 sont retrouvés sur notre image de référence. Cette proportion peut sembler faible mais elle s'explique par le fait que nos images de référence sont beaucoup moins profondes que celles utilisées par Ilbert et al. 2006. Nos images de référence sont réalisées à partir d'une vingtaine d'images prises dans nos données alors que Ilbert et al. 2006 utilisent toutes les images des deux premières années du relevé profond. En moyenne, 79 % des objets détectés par SExtractor sur nos images de référence sont retrouvés dans le catalogue de Ilbert et al. 2006. Le reste y est ajouté pour constituer un catalogue total.

Afin d'identifier dans nos données les courbes de lumière qui correspondent à des étoiles de la Voie Lactée, nous associons à nos événements les objets du catalogue total pour lesquels nous disposons des extensions spatiales (ce qui nous ramène en pratique au catalogue extrait de nos images de référence car les extensions spatiales ne sont pas données par Ilbert et al. 2006). Si un événement est situé à moins de 3 fois l'extension spatiale d'un objet du catalogue, alors il lui est associé (voir figure 6.5). Si l'objet qui lui est associé est une étoile alors nous l'excluons.

6.1.3 Rejet des objets lentement variables

Les événements dont le flux varie sur de longues périodes tels que les AGN ou les quasars constituent la première source de bruit. Leur flux est présent dans notre image de référence. Les flux mesurés sur les images différence sont donc sous-estimés. La comparaison du flux maximum enregistré dans la fluctuation principale et celui mesuré sur la référence permet alors de rejeter au moins une partie de ces objets. La figure 6.6 montre les flux enregistrés sur l'image de référence en i' Φ_i^{ref} en fonction du flux maximum observé dans la fluctuation principale en i' Φ_i^{max} pour tous les objets ayant passé les premiers critères de présélection. Elle met également en évidence la position sur ce diagramme des SNe Ia et SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie, ainsi que les événements identifiés comme des AGN par la spectroscopie ou AGN potentiels (respectivement notés AGN ou AGN ?) dans la base de données SNLS décrite section 3.3.3. Nous voyons en effet une proportion non négligeable d'AGN ou AGN ? situés dans la zone où :

$$\Phi_i^{\text{ref}} > 3 \times \Phi_i^{\text{max}}$$

La coupure est donc établie sur cette limite pour rejeter ce type d'événement. Remarquons également qu'une bonne quantité de bruit de fond est rejetée par cette coupure dans nos données.

Plus généralement, les courbes de lumière irrégulières (AGN, quasars ou bruit non physique résiduel) subissent elles aussi un rejet basé sur le calcul du χ^2 sommé sur tous les filtres en dehors de la période correspondant aux limites de la fluctuation principale

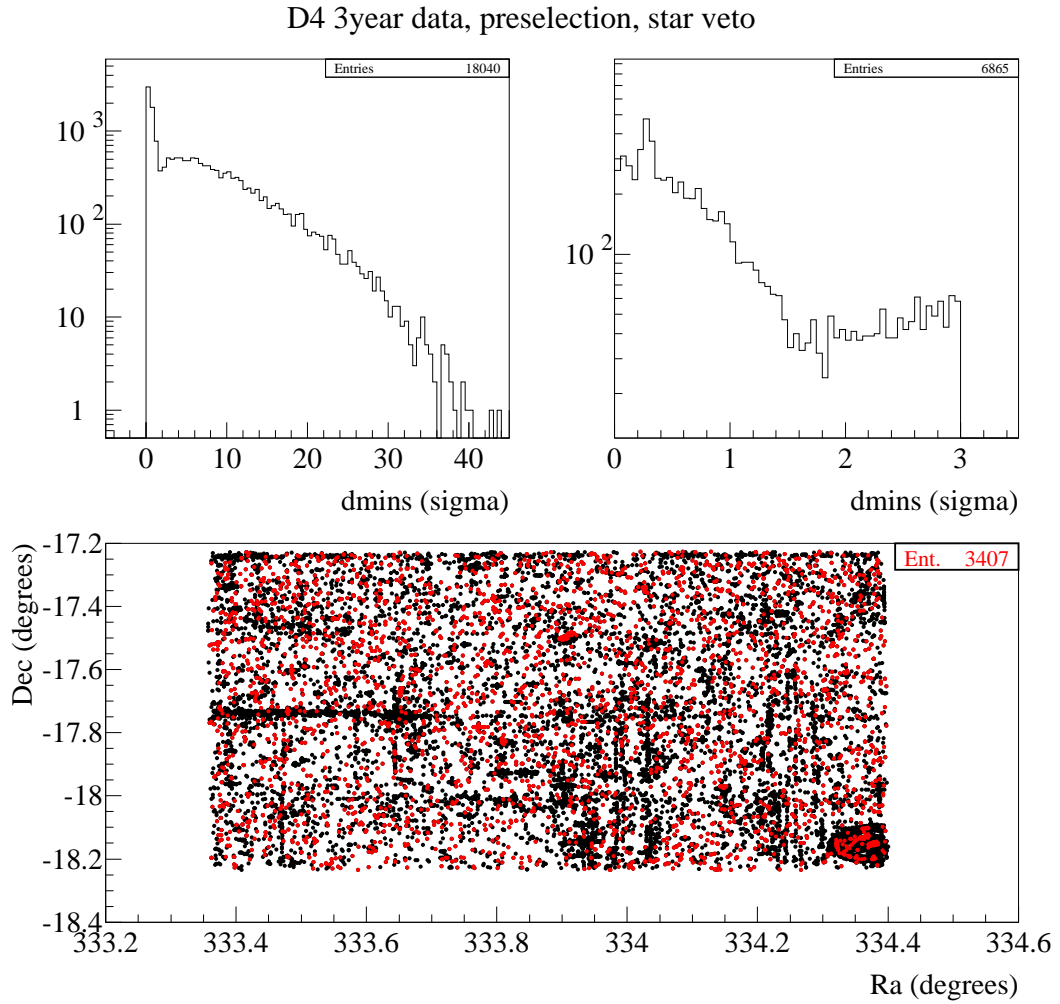


FIG. 6.5 – Association de nos événements aux objets du catalogue de Ilbert et al. 2006 complété des objets détectés sur notre image de référence sur le champ D4. En haut, est représentée la distribution des distances séparant nos événements des objets les plus proches dont nous disposons des extensions spatiales. les distances sont exprimées en unité d'extension spatiale. Le pic de cette distribution nous permet de fixer la distance limite d'association à 3σ . En bas, une illustration des événements associés aux objets du catalogue de Ilbert et al. 2006 sur D4. En noir, les événements associés à des galaxies et en rouge les événements associés à des étoiles et qui seront donc exclus de nos données.

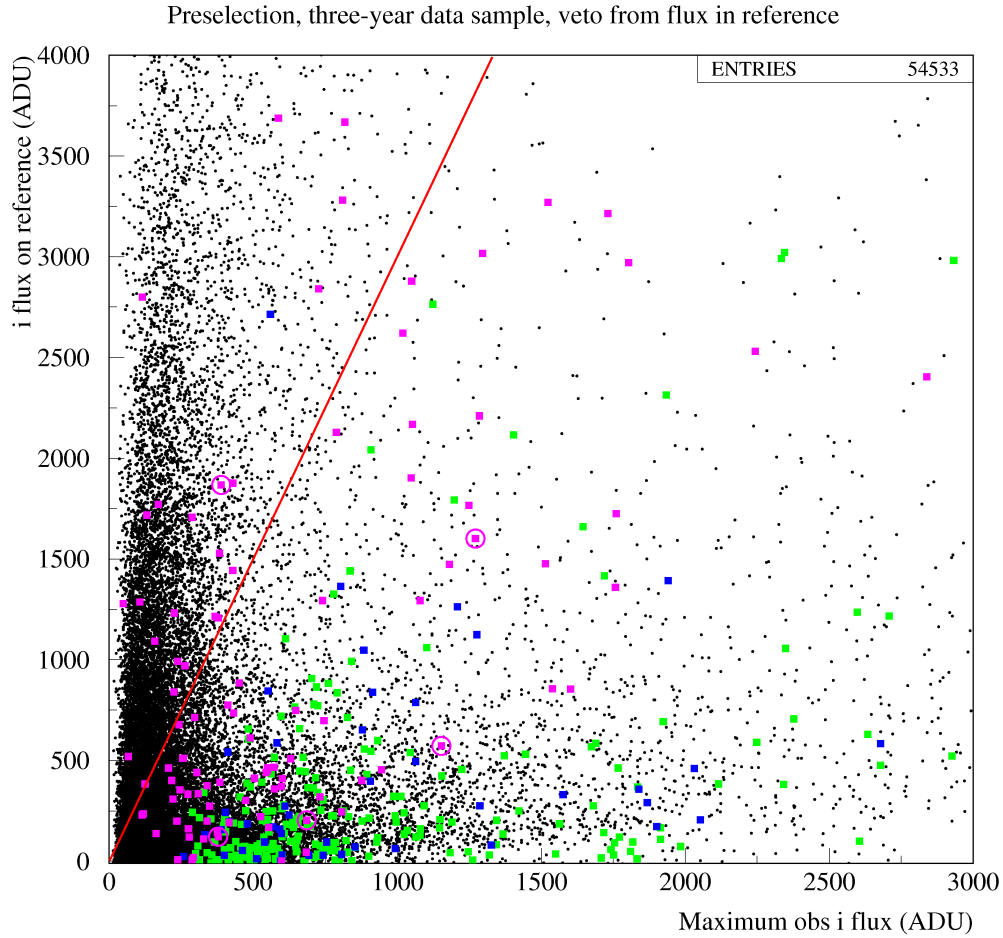


FIG. 6.6 – Flux mesurés sur l'image de référence en i' en fonction du flux maximum observé dans la fluctuation principale en i' . Les SNe Ia identifiées par la spectroscopie sont indiquées en vert alors que les SNe gravitationnelles le sont en bleu. Les AGN potentiels dans la base de données SNLS le sont en magenta et ceux identifiés par la spectroscopie sont entourés d'un cercle magenta supplémentaire. Les événements dont le flux varie sur de longues périodes tels que les AGN étant présents sur l'image de référence, l'écart entre le flux maximum enregistré et celui de la référence est moindre. Nous voyons en effet une proportion non négligeable d'AGN ou AGN potentiels situés dans la zone où $\Phi_{i'}^{\text{ref}} > 3 \times \Phi_{i'}^{\text{max}}$. La coupure est donc établie sur cette limite pour rejeter ce type d'événement.

en i' et normalisé au nombre de points :

$$\chi_{\text{base}}^2 = \frac{\sum_{f \in \text{g'r'i'z'}} \sum_{i \notin \text{fluct}, i'} \frac{(\Phi_i^f - C^f)^2}{\sigma_i^2}}{N} \quad (6.1)$$

avec C^f la constante de l'ajustement de Boltzmann-Fermi-Dirac dans le filtre f et N le nombre de points qui entrent dans le calcul.

La figure 6.7 montre la valeur de ce χ_{base}^2 en fonction de la valeur maximum du flux observé dans la fluctuation principale en i' . Nous y voyons la corrélation entre le χ_{base}^2 et la valeur de flux maximum caractérisant les courbes de lumière irrégulières et plus généralement lentement variables (dont les AGN et les quasars par exemple). Cette corrélation est due au fait que l'échelle de temps sur laquelle le flux de ces objets varie est nettement supérieure à celle de la fluctuation principale qui s'étend sur une saison au maximum. Pour la simulation, les courbes de lumière sont remarquablement plates en dehors de la fluctuation principale (faible χ_{base}^2). Nous pouvons aussi le constater pour la majorité des supernovae identifiées par la spectroscopie (Ia ou gravitationnelles) à l'exception des supernovae pour lesquelles les flux maximum se situent au delà d'environ 2 000 ADU. Ces derniers sont proches et il se peut que la soustraction de la galaxie hôte ne se fasse pas de manière optimale, entraînant ainsi une variabilité artificielle de la ligne de base. Ce phénomène n'est pas reproduit par la simulation.

Remarquons qu'il existe un décalage entre la distribution du χ_{base}^2 de la simulation et celle des supernovae identifiées par la spectroscopie. En effet, le χ_{base}^2 de la simulation semble centré sur une valeur légèrement plus élevée que celle sur laquelle est centrée la majorité des supernovae identifiées par la spectroscopie. Cela est dû au fait que la simulation ne reproduit qu'en moyenne l'échantillonnage et les dispersions des points photométriques et des barres d'erreur autour du modèle qui lui est imposé (SALT2, voir section 5.1.2). Aucun tirage sur une quelconque distribution de χ^2 n'est effectué et à plus forte raison sur celui de l'ajustement de Boltzmann-Fermi-Dirac. Par conséquent, si la moyenne en χ_{base}^2 de l'ajustement de Boltzmann-Fermi-Dirac est assez proche de celle des données, la forme de la distribution n'est pas exactement reproduite (voir figure 6.8 pour une comparaison du χ^2 obtenu par l'ajustement du modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac sur D1 r' et D3 i' entre les SNe Ia identifiées par la spectroscopie et les SNe Ia générées par ma simulation numérique). Par contre, le décalage observé sur le flux maximum enregistré en i' entre la simulation et les supernovae identifiées par la spectroscopie est uniquement dû au fait que je simule des SNe Ia plus lointaines que celles des données.

Finalement, nous rejetons les objets dont le flux maximum $\Phi_{\text{max}}^{i'}$ est inférieur à 250 ADU et pour lesquels :

$$\chi_{\text{base}}^2 > 2$$

Pour des valeurs de flux plus importantes, nous relâchons la coupure pour finalement rejeter les objets pour lesquels :

$$\chi_{\text{base}}^2 > 0.0225 \times \Phi_{\text{max}}^{i'} - 3.625$$

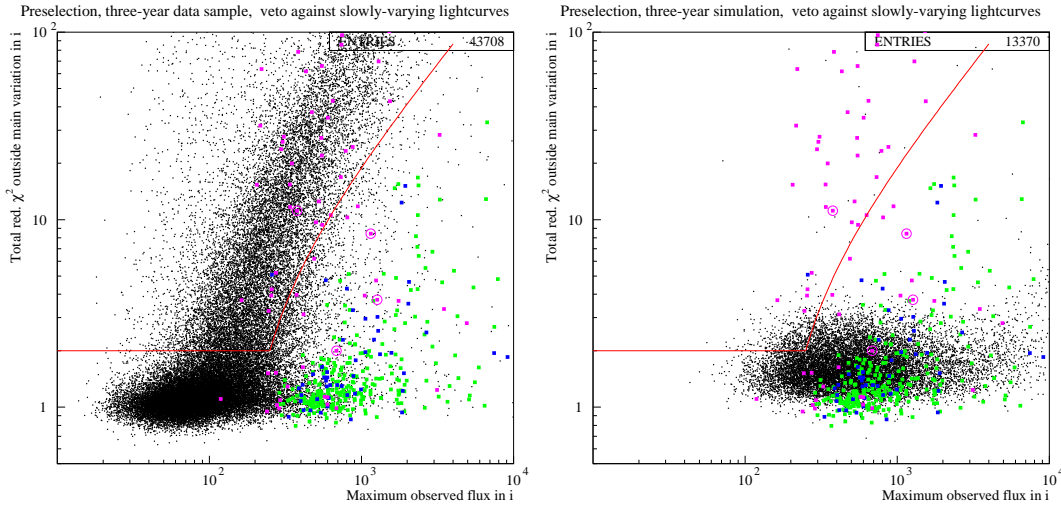


FIG. 6.7 – χ^2_{base} (hors fluctuation principale) sommé sur tous les filtres en dehors de la période correspondant aux limites de la fluctuation principale en i' représenté en fonction de la valeur maximum du flux enregistré dans la fluctuation principale en i' . A gauche, les données. Les SNe Ia identifiées par la spectroscopie y sont indiquées en vert alors que les SNe gravitationnelles le sont en bleu. Les AGN potentiels le sont en magenta et ceux identifiés par la spectroscopie sont entourés d'un cercle magenta supplémentaire. Les courbes de lumières variant sur de longues périodes telles que celles des AGN sont caractérisées par une corrélation entre le χ^2_{base} et le flux maximum observé en i' . A droite, la simulation en noir vient se superposer aux supernovae identifiées par la spectroscopie ainsi qu'aux AGN et AGN potentiels. Cela nous permet d'établir la coupure indiquée en rouge pour rejeter les objets ayant des courbes de lumière lentement variables comme les AGN ou les quasars.

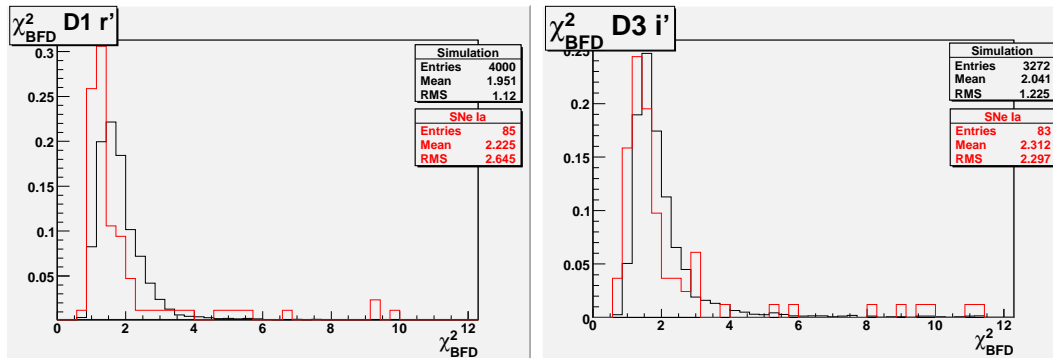


FIG. 6.8 – Comparaison des χ^2 obtenus sur l'ajustement du modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac entre les SNe Ia identifiées par la spectroscopie et les SNe Ia générées par ma simulation numérique. Les histogrammes sont obtenus sans aucune coupure de présélection. Nous y voyons un désaccord sur l'allure des distributions. Alors que les SNe Ia identifiées par la spectroscopie semblent se rassembler majoritairement sur des valeurs de χ^2 plus faibles que les SNe Ia simulées, elles semblent également constituer une queue de distribution plus importante vers les grandes valeurs de χ^2 .

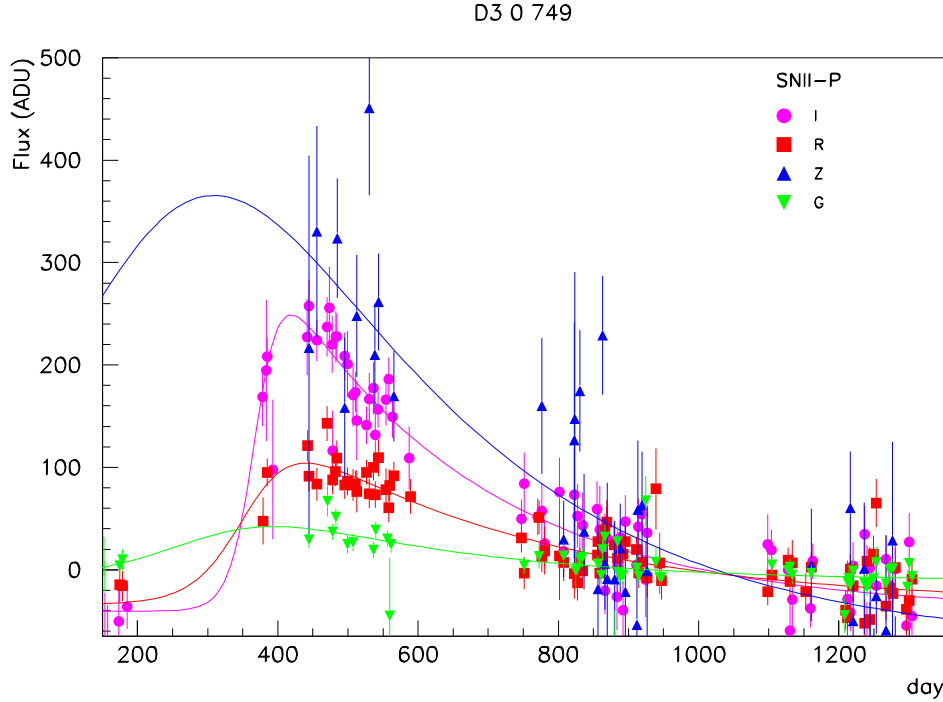


FIG. 6.9 – Courbes de 04D3de, une SN IIP identifiée par la spectroscopie. Cette supernova possède des variations temporelles suffisamment longues pour ne pas passer la coupure en χ^2 hors fluctuation principale.

Notons que le décalage en χ_{base}^2 observé entre les supernovae identifiées par la spectroscopie et la simulation nous conduit à sous-estimer l'efficacité de cette coupure via la simulation.

La figure 6.9 montre les courbes de lumière de 04D3de, une SN IIP identifiée par la spectroscopie et qui est rejetée par cette coupure. Les SN IIP sont en effet des événements longs et les courbes de lumière de celles-ci peuvent être variables suffisamment longtemps pour ne pas passer cette coupure.

Notons que ces coupures rejetant les événements variables sur de longues périodes de temps ne rejettent pas tous les objets AGN ou AGN potentiels dans la base de données du SNLS.

6.1.4 Sélection du signal et critères de qualité

Cette présélection permet aussi d'épurer les données en requérant des conditions sur le signal. Il s'agit de sélectionner les objets dont les courbes de lumière ont l'allure générale de celles des supernovae. Nous imposons aussi des critères de qualité afin de sélectionner les objets dont les paramètres physiques, magnitudes, couleur et stretch,

sont les mieux reconstruits. Nous éliminons ainsi les objets dont les courbes de lumière sont incomplètes ou mal échantillonnées autour du maximum de luminosité. C'est le cas pour des événements ayant lieu en début ou fin de saison (il manque alors une partie de la montée ou de la descente). C'est également le cas des événements pour lesquels nous ne disposons pas de suffisamment de points photométriques ou pour lesquels le signal est plat près du maximum de luminosité.

Pour répondre à ces exigences, nous commençons par demander un signal suffisamment significatif dans le filtre i' . C'est en effet à travers ce filtre que le maximum de flux est mesuré sur les supernovae pour l'intervalle en redshift observé par le SNLS. La figure 6.10 montre la différence de χ^2 entre un ajustement analytique de la courbe de lumière en i' par une constante et le χ^2 obtenu sur l'ajustement analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac en fonction de ce dernier. Physiquement, cette figure représente la signification du signal observé par rapport à une courbe plate en fonction de sa compatibilité avec la fonction ajustée. Les données confirmées par la spectroscopie et la simulation se situent en majorité à des valeurs de χ^2 proches de 1 pour des $\Delta\chi^2$ variant sur plus de 2 ordres de grandeur (de 1 environ à plusieurs milliers). En effet, le $\Delta\chi^2$ varie depuis les objets très lointains et donc très faibles (i' au delà de 24) jusqu'aux objets proches dont le signal est très significatif. Nous observons à nouveau un petit décalage en χ^2 de la simulation par rapport aux supernovae identifiées par la spectroscopie. En effet, le χ^2 de la simulation semble centré sur une valeur légèrement plus élevée que celle sur laquelle est centrée la majorité des supernovae identifiées par la spectroscopie. Les raisons évoquées dans la section 6.1.1 pour expliquer le décalage en χ_{base}^2 en sont également responsables.

Nous savons que le modèle analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac peine à s'ajuster sur les courbes de lumière des supernovae proches (voir section 4.7.5.2). Nous observons donc une corrélation entre le $\Delta\chi^2$ et le χ^2 pour les objets les plus proches, c'est à dire les objets qui possèdent de grandes valeurs de $\Delta\chi^2$. Cette corrélation est surtout visible sur la simulation qui produit des SNe Ia très proches ayant peu de chance d'être observées par le SNLS.

La coupure finalement adoptée pour sélectionner les objets ayant un signal suffisamment significatif et compatible avec une supernova en i' est la suivante :

$$\Delta\chi_{i'}^2 > 10^{1.4 \log_{10} \chi_{i'}^2}$$

Notons que le décalage en χ^2 observé entre les supernovae identifiées par la spectroscopie et la simulation nous conduit à sous-estimer l'efficacité de cette coupure via la simulation.

De plus, et afin de disposer de suffisamment de mesures photométriques pour contraindre dans les meilleures conditions les futurs ajustements du modèle de courbes de lumière de SNe Ia (SALT2), nous demandons les critères suivant :

- au moins un point de mesure en r' et i' avant et après le maximum dans la saison contenant le maximum de flux enregistré dans chacun des filtres ;
- au moins 10 points de mesures en r' et i' dans la saison contenant le maximum de flux enregistré dans chacun des filtres ;

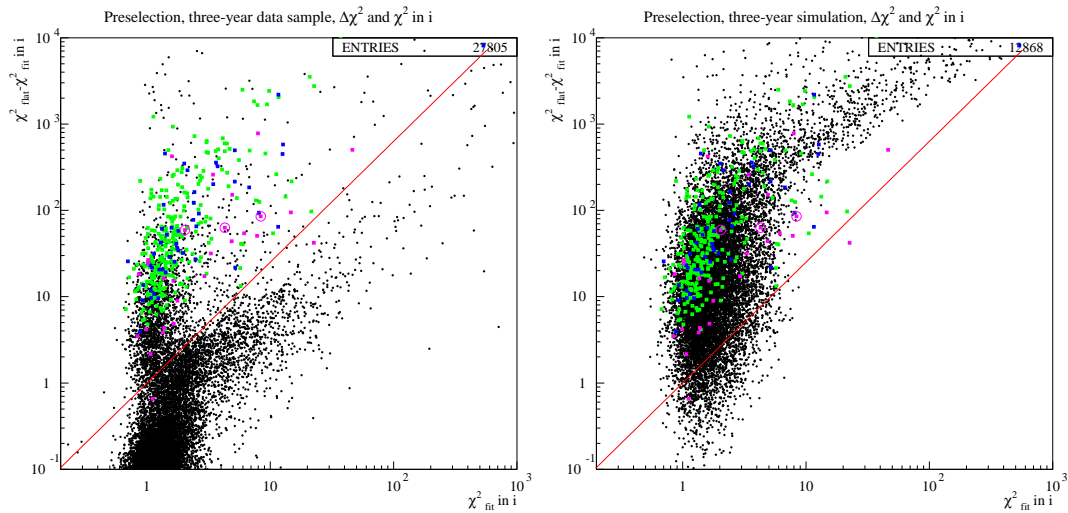


FIG. 6.10 – $\Delta\chi_i^2$ vs χ_i^2 . A gauche, les données. Les SNe Ia identifiées par la spectroscopie sont indiquées en vert alors que les SNe gravitationnelles le sont en bleu. Les AGN potentiels dans la base de données SNLS le sont en magenta et ceux identifiés par la spectroscopie sont entourés d'un cercle magenta supplémentaire. Le reste est représenté en noir. A droite, la simulation en noir est superposée aux supernovae identifiées par la spectroscopie et aux AGN et AGN potentiels. Les courbes de lumière qui ne présentent pas de signal ont de faibles valeurs de $\Delta\chi_i^2$ et les courbes de lumière qui ne ressemblent pas à celles de supernovae ont de fortes valeur de χ_i^2 . Les données et la simulation indiquent que les supernovae se situent à faible valeur de χ_i^2 et relativement forte valeur de $\Delta\chi_i^2$ (dépendant de la magnitude de l'objet en question). A très grandes valeurs de $\Delta\chi_i^2$, la simulation indique que le χ_i^2 est corrélé au $\Delta\chi_i^2$. Cela est dû au modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac qui peine à s'ajuster sur les courbes de lumière à grand flux. La coupure représentée en rouge permet de rejeter les objets ne présentant pas un signal suffisant en i ou dont les courbes de lumière sont clairement incompatibles avec une supernova.

- au moins un point de mesure en g' et z' dans l'intervalle $[t_i^{\max} - 30, t_i^{\max} + 60]$, t_i^{\max} étant le jour auquel le maximum de flux est enregistré en i' dans la fluctuation principale.

6.1.5 Association à un hôte

En vue de la sélection, nous aurons besoin d'informations sur les galaxies hôtes de nos candidats SNe Ia. C'est pourquoi une association est effectuée au catalogue de Ilbert et al. 2006 complété de nos détections sur nos images de référence et débarrassé des étoiles. L'association de nos événements aux objets du catalogue se fait de deux façons différentes : les objets retrouvés sur notre image de référence, et dont nous disposons par conséquent des extensions spatiales, sont associés s'il se situent à moins de 5 fois leur extension spatiale ; les objets du catalogue de Ilbert et al. 2006 qui ne sont pas retrouvés sur notre image de référence sont associés s'ils se situent à moins de 5 pixels. En cas de double association (par les deux méthodes), l'objet qui a la distance d'association la plus petite (en unité d'extension spatiale ou en pixel) est finalement associé.

Notons qu'une galaxie est un objet étendu et son profil n'est pas gaussien. Cela explique que la distance d'association autorisée pour les galaxies soit choisie plus grande que celle utilisée pour les étoiles (décrite section 6.1.2).

6.1.6 Bilan de la présélection et efficacité

Le bilan des coupures de cette première étape de présélection – avant la sélection photométrique à proprement parler – est représenté table 6.1 pour l'ensemble des événements, table 6.2 pour les SNe Ia et SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie et table 6.3 pour la simulation.

A l'issue de cette présélection, 1 650 événements sont conservés en tout sur les données. Parmi ces derniers, 257 sont des SNe Ia et 39 sont des SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie. L'efficacité de cette présélection est de 90 % sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Côté simulation, 62 % des SNe Ia simulées sont conservées.

Sur les données dans leur ensemble, nous distinguons 3 coupures éliminant le plus de bruit. La première est la coupure qui impose des temps au maximum de flux compatibles à moins de 50 jours en r' et i' . Les deux autres sont respectivement la coupure éliminant les courbes de lumière irrégulières ou qui varient sur de longues périodes (χ_{base}^2 vs $\Phi_{\text{max}}^{i'}$) et celle qui rejete les courbes de lumière incompatibles avec le modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac ou qui ne présente pas assez de signal en i' ($\Delta\chi_{i'}^2$ vs $\chi_{i'}^2$).

Sur les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, 2 ne sont pas détectées sur D3. Elles correspondent à un événement situé en dehors de notre image de référence (et donc impossible à détecter) et un événement qui fut observé durant la phase de test (prélevé). Les coupures de présélection ne coupent que très peu d'événements sur D1 et D4 (3 et 2 respectivement). Sur D2 et D3, 10 et 13 SNe Ia se voient respectivement exclues après cette présélection. Précisons que ce sont les coupures d'échantillonnage imposées sur les courbes de lumière qui retirent le plus d'événements (9 et 10 respectivement). Ces

supernovae ne sont donc pas éliminées sur des critères physiques mais pour les besoins de l'analyse photométrique. De plus précisons que 8 SNe Ia sont éliminées pour cause d'échantillonnage insuffisant sur D2 car elle ont explosé autour du mois de février de l'hiver 2004. Durant ce mois, les observations n'ont pas pu être réalisées à cause des très mauvaises conditions météorologiques. Sur D3, 7 SNe Ia sont éliminées car elle ont explosé durant la phase de test du relevé profond (prélevé) ne permettant pas de répondre à nos exigences envers l'échantillonnage.

Sur la simulation, les coupures les plus restrictives sont celles concernant la compatibilité des temps au maximum de flux enregistré en r' et i' , la coupure en $\Delta\chi^2$ vs χ^2 et le bon échantillonnage temporel requis en g' , r' , i' et z' . Cette dernière coupure élimine un millier d'événements sur D2. Ce champ d'hiver est en effet handicapé par son faible échantillonnage, notamment durant le mois de février 2004. Ces coupures sont avant tout des coupures permettant de s'assurer de la bonne reconstruction des événements. De plus, la simulation produit en plus grand nombre des SNe Ia lointaines (taux d'explosion volumique constant). Or, les SNe Ia identifiées par la spectroscopie sont toutes suffisamment brillantes pour les besoins de la confirmation spectroscopique. Il est donc logique d'obtenir une efficacité globale moindre sur la simulation que sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie.

Par contre, les histogrammes d'efficacité de la présélection sur la simulation (voir figure 6.11) montrent que l'efficacité de la présélection forme un plateau à 85 % sur D1, 65 % sur D2, 70 % sur D3 et 85 % sur D4 jusqu'à une magnitude moyenne de 23.5 sur les quatre champs. L'efficacité chute ensuite assez brutalement. Comparées aux 90 % d'efficacité sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie, ces valeurs semblent faibles. Cette différence reste à comprendre. Nous pouvons néanmoins apporter quelques éléments de réponse. Tout d'abord, la différence relative d'efficacité entre D2 et les autres champs est expliquée par le plus faible échantillonnage sur ce champ. Ensuite, la coupure visant à supprimer les courbes irrégulières et la coupure en $\Delta\chi^2$ vs χ^2 retirent plus d'événements sur la simulation que sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Cela est dû au décalage de la simulation sur ces variables et reste à comprendre puis à améliorer. Enfin, la simulation ne reproduit pas les décisions humaines qui sont prises lors de la sélection spectroscopique. Il se peut donc que nos coupures de présélection retirent plus d'événements simulés que de SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Ma simulation génère par exemple des événements situés en bords de saisons. Ce type d'événement a peu de chance d'être retenu par la sélection spectroscopique.

De plus, nous pouvons observer une assez forte variabilité de la magnitude i' à 50 % d'efficacité (de 23.8 environ sur D1 à 24.2 sur D4) et des pentes différentes pour la chute d'efficacité. Si ce phénomène semble dû à des effets de non reproductibilité de ma simulation de courbes de lumière, il reste néanmoins à comprendre et à rectifier.

6.2 Sélection

Parmi les objets issus de la présélection précédente, nous nous intéressons aux SNe Ia qui vont nous permettre de réaliser une étude cosmologique. Nous devons maintenant

Champ	D1	D2	D3	D4	Σ	ϵ
détections en i'	76 806	64 763	70 447	95 163	307 179	1
fluctuation en r' et i'	68 359	52 189	61 776	81 732	264 056	0.860
$\ t_i^{\max} - t_r^{\max}\ < 50$	21 356	13 210	12 634	18 425	65 624	0.213
Doublons	20 722	12 911	12 373	18 040	64 046	0.208
Etoiles variables	17 191	10 402	10 310	14 633	52 536	0.171
$\Phi_i^{\text{ref}} < 3 \times \Phi_i^{\text{max}}$	12 480	8 149	8 678	12 472	41 779	0.136
Courbes irrégulières	8 700	4 823	6 026	7 636	27 185	0.088
$\Delta\chi^2$ vs χ^2	600	589	564	511	2 264	0.007
Echantillonnage en g', r', i', et z'	474	377	405	394	1 650	0.005

TAB. 6.1 – Bilan des coupures de présélection sur les données.

Champ	D1		D2		D3		D4		Σ		ϵ	
	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC
Terapix T0004	69	15	55	9	85	13	75	15	284	52	1	1
détections en i'	69	15	55	9	83	13	75	15	282	52	0.993	1
fluctuation en r' et i'	69	15	55	9	83	13	75	15	282	52	0.993	1
$\ t_i^{\max} - t_r^{\max}\ < 50$	69	15	55	9	82	11	75	15	281	50	0.989	0.961
Doublons	69	15	55	9	82	11	75	15	281	49	0.989	0.942
Etoiles variables	69	15	55	9	82	11	75	15	281	48	0.989	0.923
$\Phi_i^{\text{ref}} < 3 \times \Phi_i^{\text{max}}$	69	14	55	9	82	11	75	15	281	48	0.989	0.923
Courbes irrégulières	69	14	55	9	82	10	75	15	271	41	0.954	0.788
$\Delta\chi^2$ vs χ^2	69	14	55	9	82	10	75	15	270	40	0.951	0.769
Echantillonnage en g', r', i', et z'	66	13	46	8	72	6	73	12	257	39	0.905	0.750

TAB. 6.2 – Bilan des coupures de présélection sur les données confirmées par la spectroscopie. Le dénombrement des SNe Ia est situé dans les colonnes indexées « Ia » tandis que celui des SNe gravitationnelles l'est dans les colonnes indexées « CC » (pour Core Collapse).

Champ	D1	D2	D3	D4	Σ	ϵ
détections en i'	3 776	3 727	3 744	3 735	14 982	1
fluctuation en r' et i'	3 776	3 727	3 744	3 735	14 982	1
$\ t_i^{\max} - t_r^{\max}\ < 50$	3 434	3 667	3 425	3 645	13 370	0.89
Courbes irrégulières	3 084	3 404	2 969	3 411	12 868	0.86
$\Delta\chi^2$ vs χ^2	2 669	3 105	2 791	3 019	11 584	0.77
Echantillonnage en g', r', i', et z'	2 331	2 121	2 168	2 645	9 265	0.62

TAB. 6.3 – Bilan des coupures de présélection sur la simulation.

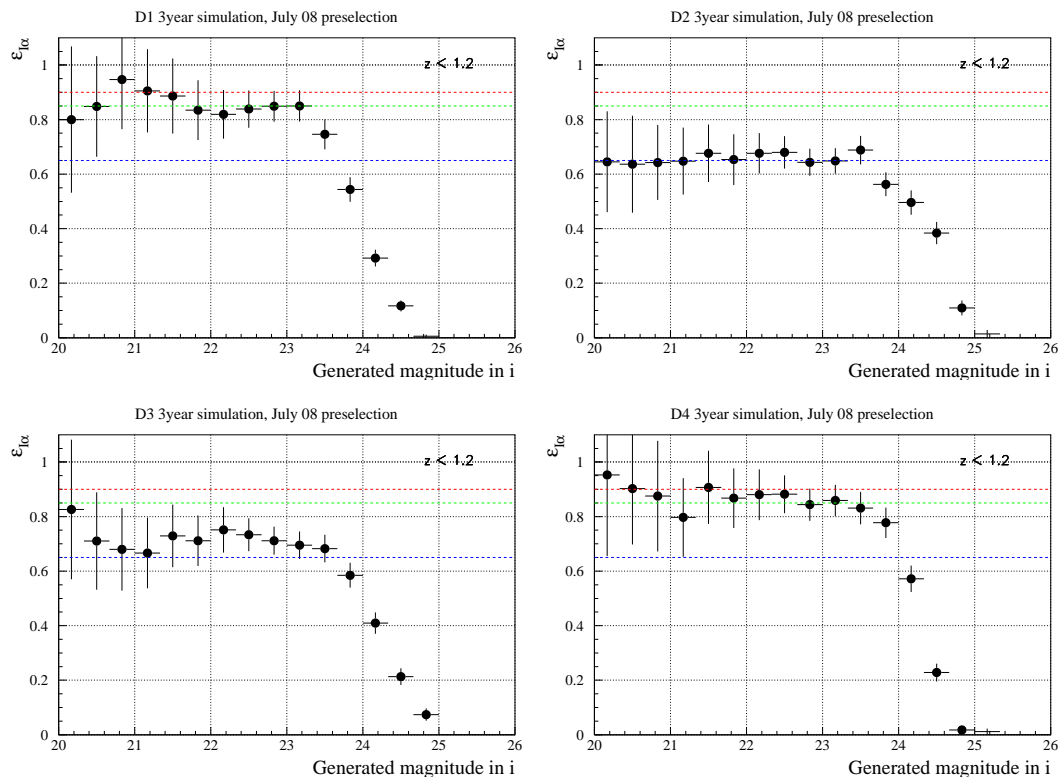


FIG. 6.11 – Efficacité de la présélection sur la simulation numérique de courbes de lumière. Nous voyons que l'efficacité est d'environ 85 % pour des magnitudes allant jusqu'à 23.2 sur D1, 65 % pour des magnitudes allant jusqu'à 23.5 sur D2, 70 % pour des magnitudes allant jusqu'à 23.5 sur D3 et 90 % pour des magnitudes allant jusqu'à 23.5 sur D4. Au delà de ces magnitudes l'efficacité tombe rapidement sur tous les champs.

les isoler des contaminants sur des critères physiques.

Pour effectuer cette discrimination, nous devons extraire des variables comme la couleur, le stretch, mais également les magnitudes au pic de luminosité qui caractérisent les courbes de lumière. L'ajustement du modèle de SN Ia SALT2 sur les courbes de lumière de nos événements présélectionnés va nous fournir ces informations.

6.2.1 Ajustement du modèle SALT2

Les paramètres requis par SALT2 pour réaliser l'ajustement sont l'extinction de la Voie Lactée sur la ligne de visée et le redshift. En ce qui concerne l'extinction, celle-ci est obtenue en utilisant les cartes de Schlegel et al. 1998 [77] qui nous donnent directement la valeur de $E(B-V)$. Par contre, le redshift est une information dont nous ne disposons pas a priori dans le cadre d'une analyse se privant de toute information spectroscopique. En revanche, nous disposons des galaxies recensées dans le catalogue de Ilbert et al. 2006 [47] associées comme hôtes de nos candidats. Ce catalogue affecte, lorsque cela est possible, un redshift photométrique à ces galaxies. Nous imposons en plus un critère permettant de s'assurer de la bonne détermination du redshift photométrique : nous devons disposer de mesures photométriques dans au moins trois filtres. En moyenne, ce critère nous restreint à 96 % du catalogue.

Finalement, 88 % de nos candidats sont associés à des galaxies hôtes et 90 % d'entre elles possèdent un redshift photométrique répondant à nos critères (ce qui munit finalement environ 79 % de nos candidats d'un redshift galactique). Parmi ces événements, certains d'entre eux possèdent également un redshift spectroscopique (tiré soit du spectre de l'événement lui-même, soit du spectre de sa galaxie hôte) dans la base de données du SNLS. C'est particulièrement le cas pour toutes les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, certaines SNe gravitationnelles et d'autres SNe dont le type n'est pas confirmé. Cela nous permet d'établir une comparaison entre le redshift galactique photométrique et le redshift spectroscopique (voir figure 6.12). Le redshift photométrique est en bon accord avec le redshift spectroscopique jusqu'à un redshift de 0.8 avec un biais compatible avec 0 et une dispersion inférieure à $0.03 \times (1+z)$ au coeur de la distribution, alors qu'elle est plus proche de 0.05 si on considère les quelques points qui ont une plus forte déviation. Au delà d'un redshift de 0.8, la dispersion augmente assez fortement tout comme les barres d'erreur du redshift photométrique qui reste finalement compatible avec le redshift spectroscopique à l'exception de quelques points fortement excentrés. Cela valide l'utilisation du redshift galactique photométrique pour l'ajustement des courbes de lumière par SALT2 et plus globalement pour la suite de mon analyse.

Le modèle SALT2 est donc ajusté sur l'intégralité des courbes de lumière des candidats ayant passé avec succès la présélection et qui se voient associé un hôte avec un redshift photométrique valide. Un exemple d'ajustement sur un candidat SN Ia non confirmé par la spectroscopie est représenté figure 6.13.

Avant d'utiliser les informations données par SALT2, il convient de s'assurer qu'elles sont pertinentes. La première vérification consiste à demander une compatibilité entre le jour au maximum de luminosité déterminé par l'ajustement du modèle analytique

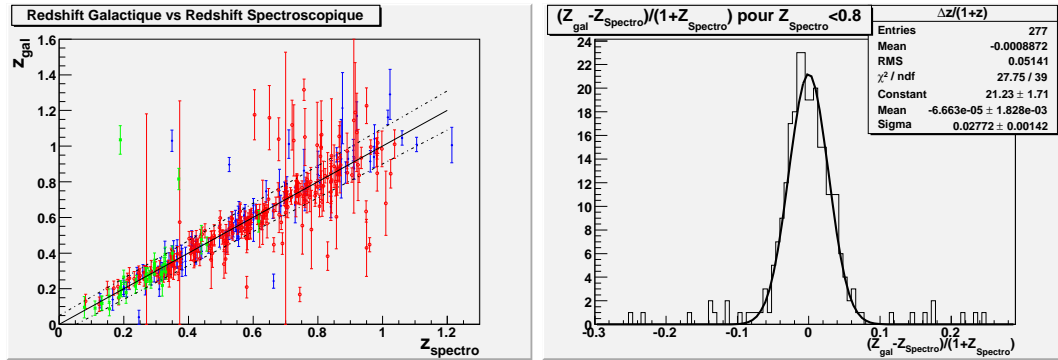


FIG. 6.12 – Comparaison entre le redshift galactique photométrique donné par le catalogue de Ilbert et al. 2006 [47] et le redshift spectroscopique. A gauche, le redshift galactique représenté en fonction du redshift spectroscopique. En rouge, les SNe Ia identifiées par la spectroscopie, en vert, les SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie et en bleu, les autres candidats pour lesquels nous disposons également d'un redshift spectroscopique. A droite l'histogramme de la différence normalisée à $1 + z_{spectro}$ et pour $z_{spectro} < 0.8$. Un bon accord est observé jusqu'à un redshift de 0.8 environ avec un biais compatible avec 0 et une dispersion inférieure à $0.03 \times (1 + z_{spectro})$ au coeur de la distribution. La présence de queues sur cette distribution donne une déviation standard plus proche de 0.05. Elle est matérialisée en traits discontinus sur le graphique de gauche. Cela valide l'utilisation du redshift galactique photométrique pour le reste de l'analyse.

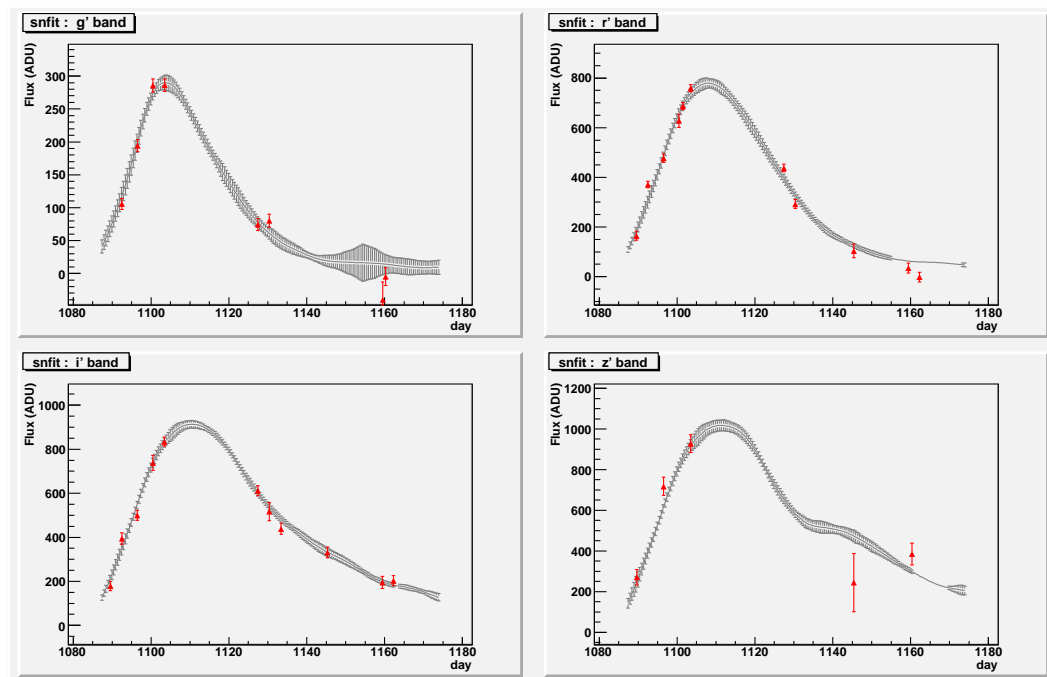


FIG. 6.13 – Exemple d'ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière de 06D2ai, un candidat SN Ia non confirmé par la spectroscopie et situé à un redshift galactique de 0.44.

de Boltzmann-Fermi-Dirac dans chacun des filtres et celui donné par SALT2 dans la bande B et dans le référentiel de l'événement. Les deux valeurs ne sont pas directement comparables car l'une provient des courbes de lumière observées (Boltzmann-Fermi-Dirac) et l'autre d'une courbe de lumière dans le référentiel de l'événement (SALT2). C'est pourquoi les différences exigées entre les deux valeurs sont déterminées suivant les écarts observés sur la simulation numérique qui suit parfaitement les données (voir figure 6.14). J'impose respectivement dans les quatre filtres :

$$\begin{aligned} -20 < t_0^{\text{SALT2}} - \left(t_0^{g'} x^{g'} + \tau^{g'} \ln(x^{g'} - 1) \right) < 40 \\ -10 < t_0^{\text{SALT2}} - \left(t_0^{r'} x^{r'} + \tau^{r'} \ln(x^{r'} - 1) \right) < 30 \\ -15 < t_0^{\text{SALT2}} - \left(t_0^{i'} x^{i'} + \tau^{i'} \ln(x^{i'} - 1) \right) < 30 \\ -20 < t_0^{\text{SALT2}} - \left(t_0^{z'} x^{z'} + \tau^{z'} \ln(x^{z'} - 1) \right) < 30 \end{aligned}$$

Les coupures les plus strictes sont imposées en r' et i' là où l'échantillonnage temporel devrait être suffisant pour déterminer avec précision le jour au maximum observé. Cela permet de rejeter les candidats pour lesquels le signal est insuffisant pour déterminer sans ambiguïté le jour au maximum et donc à plus forte raison les autres paramètres caractérisant leurs courbes de lumière.

De plus, afin de m'assurer d'avoir suffisamment de signal dans les courbes de lumière pour réaliser une sélection photométrique, j'impose un critère sur la différence entre le χ^2 de l'ajustement de la fonction de Boltzmann-Fermi-Dirac et le χ^2 calculé par rapport à la constante C de cette fonction dans l'intervalle de temps $[-10, +20]$ autour du jour au maximum donné par SALT2. Les événements pour lesquels cette différence est nulle dans les filtres r' ou i' ou g' et z' en même temps sont éliminés. Nous conservons donc les événements pour lesquels :

$$\Delta\chi_{[-10,+20]}^2 \neq 0 \quad \text{dans } r' \text{ et } i' \text{ et } (g' \text{ ou } z')$$

Cette coupure rejette les objets dont au moins une des courbes de lumière est plate en r' ou i' . Ces courbes de lumière sont alors ajustées avec une valeur d'amplitude très petite $A < 10^{-5}$. Cela ne doit pas arriver dans la gamme de redshift observée par le SNLS. Elle rejette aussi les objets pour lesquels les courbes de lumière en g' et z' sont plates conjointement. Cela ne doit pas non plus arriver. Alors qu'une SNe Ia proche doit fournir du signal dans tous les filtres, une SNe Ia lointaine peut posséder une courbe de lumière plate en g' , alors aligné sur la partie ultraviolette du spectre, mais doit présenter du signal en z' , intégrant la partie visible du spectre redshifté.

Cette coupure rejette également les objets qui possèdent trop peu de points dans l'intervalle pour contraindre correctement l'ajustement de Boltzmann-Fermi-Dirac. Le modèle peut alors se retrouver contraint avec un temps au maximum hors de l'intervalle considéré et un τ ajusté sur une très petite valeur ($\tau < 10^{-3}$). Le modèle prend alors l'allure d'un pic très étroit.

La figure 6.15 illustre ces deux cas de figure dans le filtre r' .

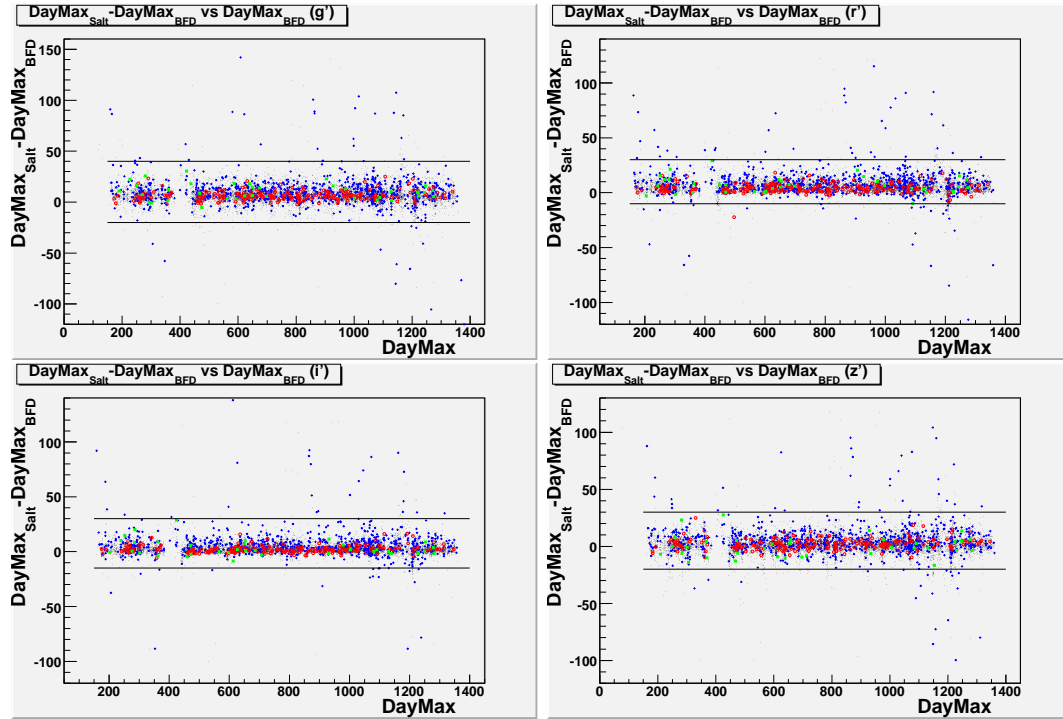


FIG. 6.14 – Différence entre les jours au maximum de luminosité donnés par l'ajustement analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac dans chacun des filtres et celui donné par SALT2 en fonction du jour au maximum donné par l'ajustement analytique. En noir, les SNe Ia simulées, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les candidats présélectionnés. Seuls les événements pour lesquels les deux valeurs de jour au maximum sont compatibles sont conservés.

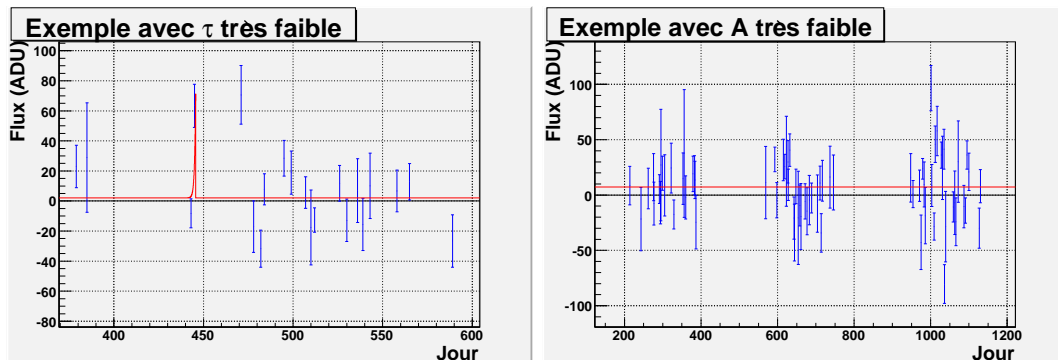


FIG. 6.15 – Exemple d'objets rejetés par $\Delta\chi^2_{[-10,+20]} \neq 0$. A gauche, un objet dont la courbe de lumière en r' contient trop peu de points pour contraindre correctement l'ajustement. Le τ ajusté est inférieur à 10^{-3} ce qui donne une fonction très piquée en dehors de l'intervalle où le χ^2 est calculé. A droite, un événement dont le signal est insuffisant en r' et pour lequel l'amplitude A est ajustée sur une valeur inférieure à 10^{-5} .

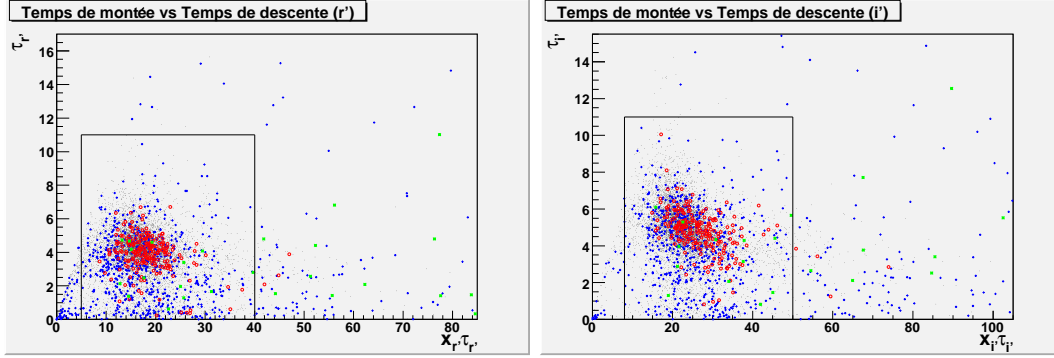


FIG. 6.16 – Les temps de montée en fonction des temps de descente en r' et i' . En noir, les SNe Ia simulées, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les autres candidats. Les événements ayant des temps de montée ou de descente ne correspondant pas aux valeurs typiques des SNe Ia – zones encadrées par les rectangles noirs – sont rejetés.

6.2.2 Sélection des SNe Ia

Après les coupures de qualité décrite précédemment, il s'agit maintenant de sélectionner les SNe Ia sur des critères physiques en vue de leur utilisation pour la cosmologie.

6.2.2.1 Temps de montée et de descente

Je commence par faire une sélection sur les temps de montée et de descente des courbes de lumière en r' et en i' . Les courbes de lumière dans ces filtres sont en effet assez bien échantillonnées pour permettre une détermination assez précise de ces deux paramètres à travers l'ajustement analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac. Nous voyons sur la figure 6.16 que la simulation et les SNe Ia confirmées par la spectroscopie possèdent des temps de montée centrés sur 4 et 5 jours en r' et i' respectivement. D'après les données spectroscopiques et la simulation, la quasi totalité des SNe Ia reconstruites (presque 100.0 %) possèdent des temps de montée inférieurs à 11 jours en r' et en i' . C'est donc à cette valeur que j'ai fixé mes coupures en temps de montée :

$$\tau_{r'} < 11$$

$$\tau_{i'} < 11$$

De la même manière, les temps de descente sont centrés sur 16 jours et 24 jours en r' et i' respectivement avec une dispersion plus grande en i' aussi bien sur la simulation que sur les SNe Ia confirmées par la spectroscopie. La grande majorité de ces événements, aussi bien sur les données spectroscopiques que sur la simulation (environ 96 %), est caractérisée par des temps de descente compris 5 et 40 jours en r' et entre 8 et 50 jours en i' . J'ai donc établi mes coupures en temps de descente selon ces critères :

$$5 < x_{r'} \tau_{r'} < 40$$

$$8 < x_{i'} \tau_{i'} < 50$$

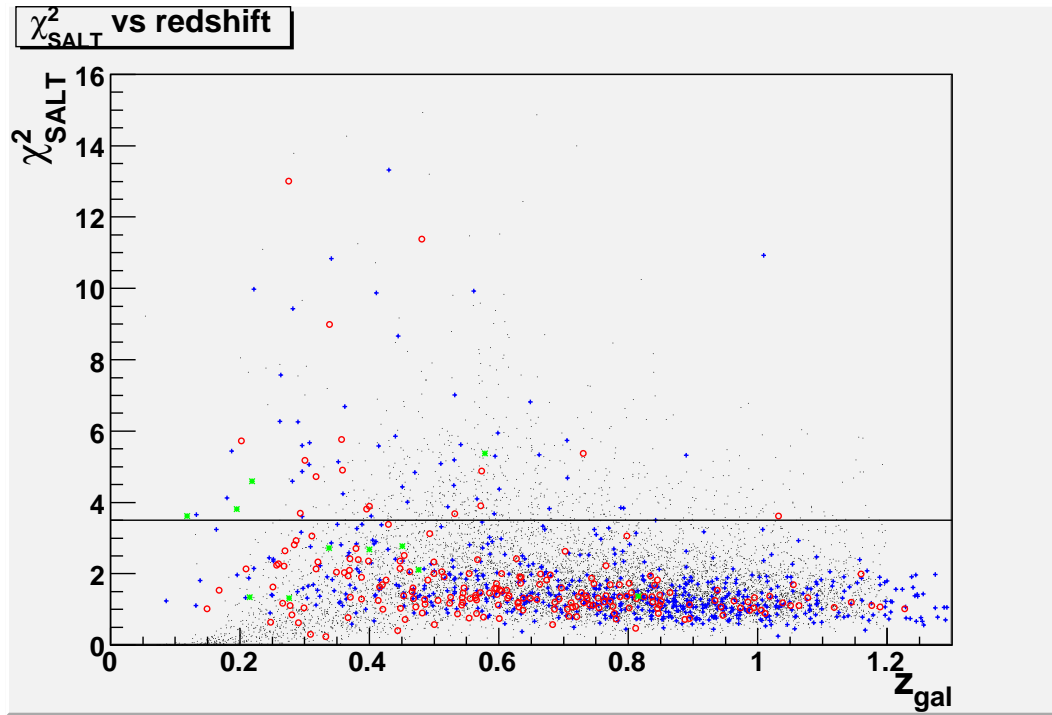


FIG. 6.17 – Le χ^2 de l'ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière des candidats en fonction de leur redshift galactique. En noir, les SNe Ia simulées, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les autres candidats sélectionnés. Les événements ayant un χ^2 supérieur à 3.5 sont rejetés.

6.2.2.2 χ^2 SALT2

Enfin, après avoir exclu les événements pour lesquels l'allure générale des courbes de lumière ne correspond pas à celle des SNe Ia (temps de montée et de descente), je rejette les candidats le modèle SALT2 ne s'ajuste pas bien sur les courbes de lumière. Il peut s'agir d'objets n'étant tout simplement pas des SNe Ia. Il se peut aussi que le redshift galactique photométrique ne soit pas bon. Nous pouvons aussi penser que les courbes de lumière de ces événements contraignent mal le modèle (pas assez de points photométriques, problème de mesure des flux ou points photométriques mal répartis autour du maximum de luminosité). Ces candidats sont donc rejetés si le χ^2 de l'ajustement est supérieur à 3.5 (voir figure 6.17). La simulation numérique confirme que plus de 92 % des SNe Ia respectent :

$$\chi_{\text{SALT2}}^2 < 3.5$$

6.2.2.3 Diagrammes couleur-magnitude

Je vais maintenant utiliser les valeurs des magnitudes observées au pic de luminosité tirées du modèle SALT2 pour séparer les SNe Ia des contaminants. Plus précisément,

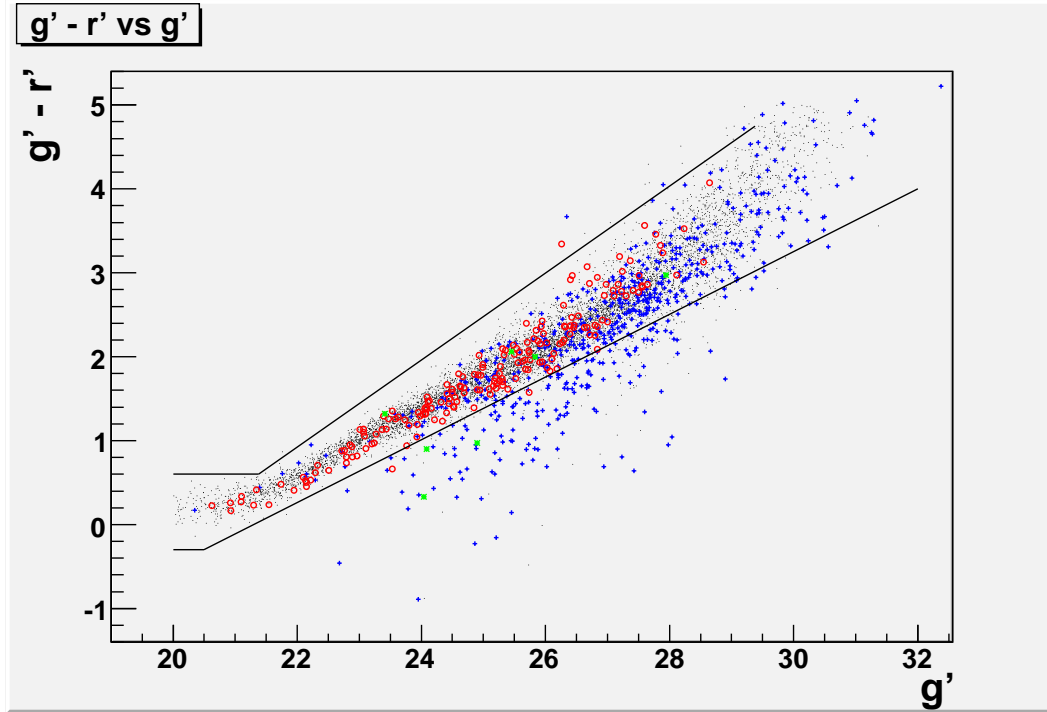


FIG. 6.18 – Diagramme couleur-magnitude $g' - r'$ vs g' . En noir, les SNe Ia simulés, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les autres candidats. Je rejette ici les événements qui sont faibles à couleur observée donnée par rapport au chemin typique suivi par les SNe Ia. Ce chemin est bien matérialisé par la simulation numérique qui suit les SNe Ia confirmées par la spectroscopie.

je vais utiliser les diagrammes couleur-magnitude $g' - r'$ vs g' , $r' - i'$ vs r' et $i' - z'$ vs i' , sur lesquels les SNe Ia suivent un chemin particulier.

Les figures 6.18, 6.19 et 6.20 montrent ces trois diagrammes sur lesquels ma simulation suit parfaitement le chemin des SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Mes coupures de sélection rejettent principalement les événements faibles (grandes valeurs de magnitudes) à couleurs observées données. Le même type d'objet est rejeté sur ces trois diagrammes mais pour des redshifts différents, ce qui a pour effet de décaler les mêmes propriétés spectrales successivement dans les différents filtres. Nous pouvons aussi noter que le lot d'événements faibles n'est pas distinctement séparé des SNe Ia pour les couleurs observées les plus rouges. Cela est particulièrement visible sur le diagramme $g' - r'$ vs g' . Une possible contamination résiduelle n'est donc pas à exclure dans cette zone.

6.2.2.4 Couleur et stretch

En ce qui concerne la couleur et le stretch, les SNe Ia confirmées par la spectroscopie et celles issues de la simulation sont centrées sur des valeurs proches de 0 pour les deux

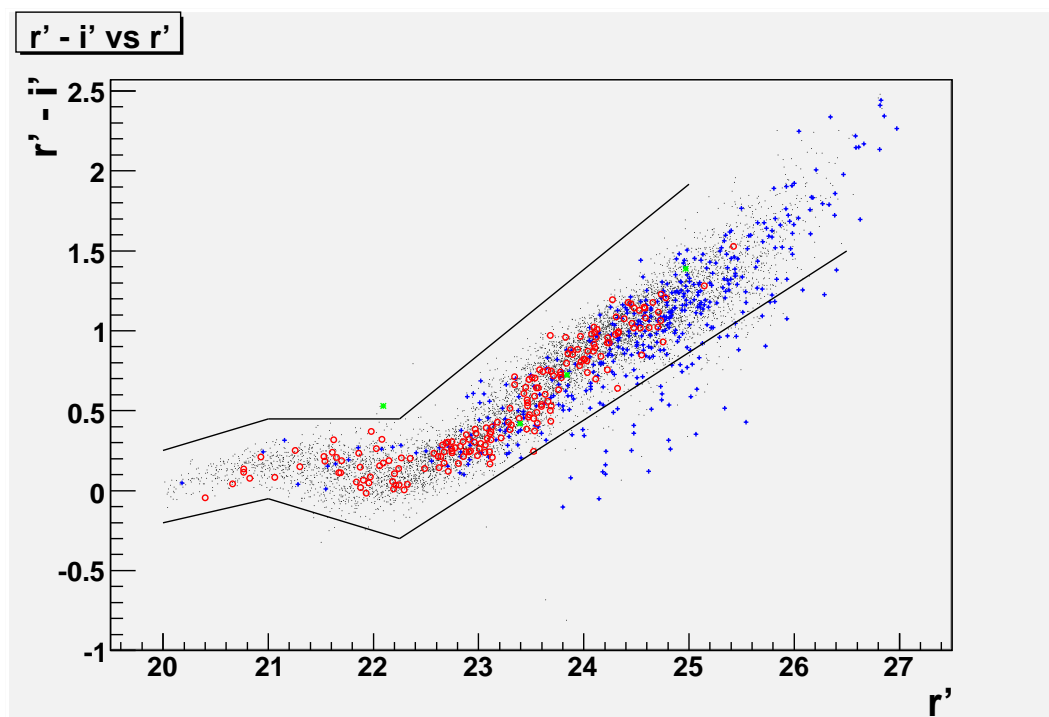


FIG. 6.19 – Diagramme couleur-magnitude $r' - i'$ vs r' . En noir, les SNe Ia simulées, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les autres candidats. Je rejette de nouveau les événements qui sont faibles à couleur observée donnée par rapport au chemin typique suivi par les SNe Ia. Il s'agit du même type d'objets que dans le diagramme $g' - r'$ vs g' figure 6.18 mais ils sont situés à des redshifts plus élevés et apparaissent donc en $r' - i'$ vs r' .

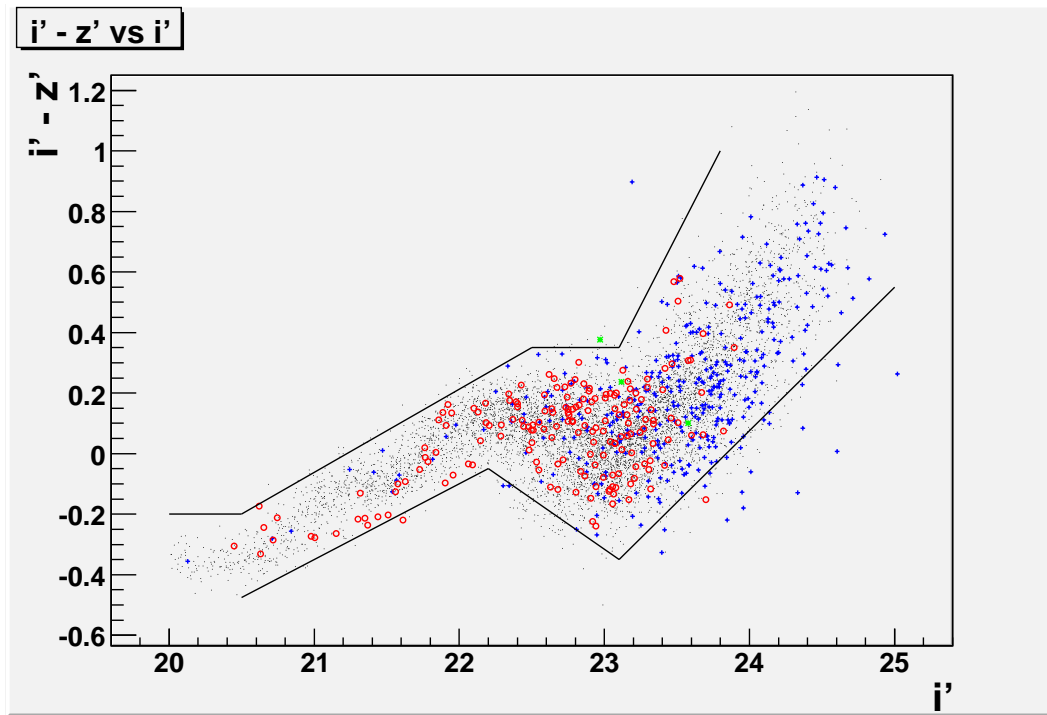


FIG. 6.20 – Diagramme couleur-magnitude $i' - z'$ vs i' . En noir, les SNe Ia simulées, en rouge les SNe Ia confirmées par la spectroscopie, en vert les SN gravitationnelles confirmées par la spectroscopie et en bleu les autres candidats. Je rejette les derniers événements qui sont faibles à couleur observée donnée par rapport au chemin typique suivi par les SNe Ia. Il s'agit du même type d'objets que dans les diagrammes $g' - r'$ vs g' et $g' - r'$ vs r' mais observés ici à des redshift encore plus élevés.

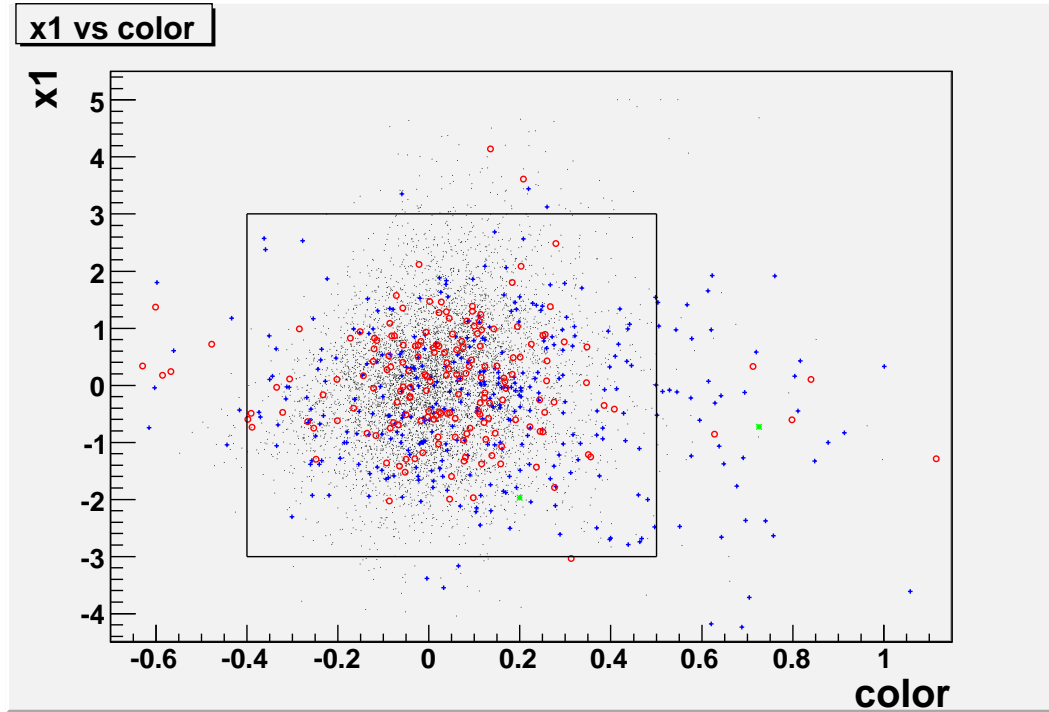


FIG. 6.21 – Le stretch x_1 en fonction de la couleur c . Le rectangle noir représente les coupures rejetant les objets ayant une couleur ou un stretch trop extrêmes, reflets d'un problème de redshift galactique, d'une SN Ia particulière ou d'un objet qui n'en est pas une.

paramètres x_1 et c (voir figure 6.21).

Les données spectroscopiques et la simulation indiquent que les valeurs de couleur reconstruites sont majoritairement comprises entre -0.4 et $+0.5$ (93 % et plus de 99 % respectivement). De plus, la figure 6.22 montre une corrélation entre la couleur reconstruite et l'écart observé entre le redshift galactique photométrique et le redshift spectroscopique pour les objets dont on dispose des deux informations. Environ 60 % des couleurs reconstruites prenant des valeurs extrêmes ($c < -0.4$ ou surtout $c > +0.5$) sont ainsi identifiées comme étant dues à des problèmes de redshift galactique. Il peut également s'agir de SNe Ia particulières (et donc non utilisables pour la cosmologie) ou d'objets n'étant pas des SNe Ia (des SNe Ib/c par exemple dont les courbes de lumière peuvent bien s'ajuster sur celles des SNe Ia mais dont la couleur intrinsèque est souvent plus bleue). Les candidats dont la couleur prend une valeur extrême ($c < -0.4$ ou $c > +0.5$) sont donc éliminés.

Les données spectroscopiques et la simulation indiquent que SALT2 reconstruit les stretches majoritairement entre -3 et $+3$ (98 % pour les deux). Les candidats présentant des variations de flux très longues ou très courtes peuvent être des SNe Ia particulières ou potentiellement des contaminants résiduels. Les objets ayant des valeurs de stretch extrêmes ($x_1 < -3$ ou $x_1 > +3$) sont donc éliminés.

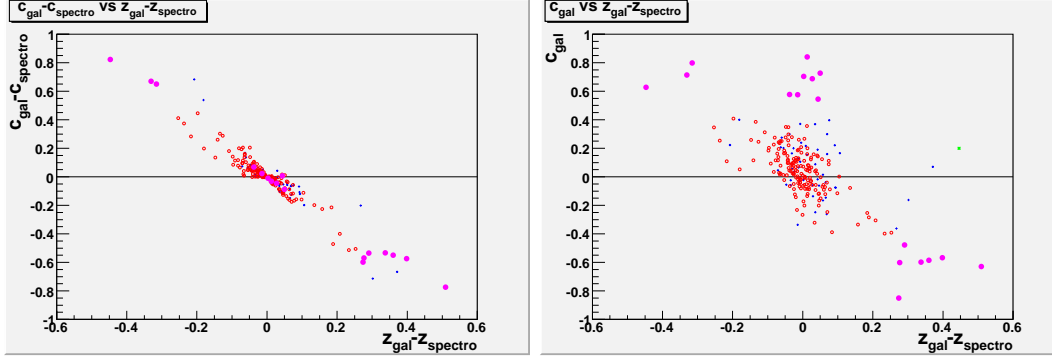


FIG. 6.22 – A gauche, l'écart entre la couleur obtenue en ajustant le modèle SALT2 avec le redshift galactique et la couleur obtenue en ajustant le modèle SALT2 en utilisant le redshift spectroscopique en fonction de l'écart entre les deux redshifts. La corrélation est claire et signe une dégénérescence du modèle entre les deux paramètres. A droite, la couleur obtenue en ajustant le modèle SALT2 avec le redshift galactique en fonction de la différence entre le redshift galactique et le redshift spectroscopique. En rouge, sont représentées les SNe Ia identifiées par la spectroscopie, en bleu les autres événements et en magenta les objets ayant des couleurs extrêmes ($c < -0.4$ ou $c > +0.5$). Environ 60 % des couleurs extrêmes correspondent à des problèmes de redshift galactique photométrique. Cela justifie le rejet des candidats concernés.

6.2.3 Bilan de la sélection

Le bilan de la sélection est donné sur les supernovae Ia et gravitationnelles identifiées par la spectroscopie en table 6.4. Il est également dressé sur l'ensemble des données en table 6.5 et sur la simulation en table 6.6.

A l'issue de cette sélection, 472 événements sont conservés en tout sur les données. Parmi ces derniers, 166 sont des SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Une seule SNe gravitationnelle identifiée par la spectroscopie subsiste. Ma sélection photométrique ajoute donc une proportion assez conséquente de SNe Ia n'étant pas identifiées par la spectroscopie. La taille de l'échantillon se voit presque doublée.

L'efficacité de cette sélection est de 65 % sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie. Pour la simulation, 73 % des SNe Ia simulées sont conservés.

La coupure la plus restrictive est l'association à un hôte pourvu d'un redshift photométrique. Elle fait perdre en moyenne 16 % des SNe Ia identifiées par la spectroscopie (21 % des candidats dans leur ensemble). L'obtention d'un redshift galactique est donc un facteur limitant de cette analyse photométrique.

La totalité des SNe gravitationnelles identifiées par la spectroscopie, à l'exception de la SN Ib/c 06D2bo, se voit exclue de ma sélection photométrique à l'issue de mes coupures de sélection. Nous devons rester prudents car ces objets sont beaucoup moins reproductibles que les SNe Ia et soumettre ce type d'événements à la spectroscopie ne constitue pas une priorité du SNLS. L'échantillon identifié de ces supernovae ne constitue certainement pas un lot totalement représentatif. De plus, le nombre de SNe gravitationnelles représentées dans cet échantillon n'est pas statistiquement suffisant. Une contamination résiduelle reste donc à évaluer.

L'efficacité sur les SNe Ia identifiées par la spectro tombe de 15 points lors de l'attribution d'un redshift galactique et de 6 points lors de la coupure en couleur visant à éliminer les mauvais redshifts galactiques. Or, ma simulation ne reproduit pas l'association à une galaxie hôte et l'attribution du redshift galactique. Elle ne reproduit pas non plus l'écart entre le redshift galactique et le redshift spectroscopique. Son efficacité est donc supérieure sur ces deux coupures. Par contre, je simule des courbes de lumière plus lointaines que celles des SNe Ia identifiées et l'efficacité de ma simulation est constatée plus faible sur des coupures de qualité visant à conserver une bonne reconstruction des variables. Nous le voyons sur les coupures de convergence SALT2, de compatibilité des jours au maximum et de $\Delta\chi^2_{\text{BFDmax}}$ où je perds 8 points sur ma simulation contre 2 sur les SNe Ia identifiées.

Finalement, nous comprenons la perte de 22 points (15+6+2) sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie et celle de 8 points sur la simulation. L'écart de 14 points ainsi obtenu est à comparer à l'écart final de 10 points (65 % contre 75 %). Cela indique que s'il reste des effets de non reproductibilité à comprendre au niveau des variables de présélection, il semble en exister également sur les variables de sélection même si cela paraît moins évident a priori.

Champ Type	D1		D2		D3		D4		Σ		ϵ	
	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC	Ia	CC
Présélection	66	13	46	8	72	6	73	12	257	39	1	1
Hôte et redshift galactique	61	11	41	7	56	6	59	12	217	36	0.844	0.923
Convergence SALT2	61	11	41	7	56	6	59	12	217	36	0.844	0.923
Compatibilité des jours au maximum	61	11	41	7	55	6	59	12	216	36	0.840	0.923
$\Delta\chi^2_{\text{BFDmax}}$	58	10	41	7	55	6	59	12	213	35	0.829	0.897
Temps de montée et descente	56	3	40	3	53	2	58	3	207	11	0.805	0.282
χ^2_{SALT2}	52	2	33	2	48	2	55	1	188	7	0.731	0.179
$g' - r'$ vs g'	51	0	32	2	47	1	54	1	184	4	0.716	0.102
$r' - i'$ vs r'	51	0	32	1	47	1	54	1	184	3	0.716	0.077
$i' - z'$ vs i'	51	0	32	1	47	1	52	0	182	2	0.708	0.051
Couleur et stretch	45	0	31	1	41	0	49	0	166	1	0.646	0.026

TAB. 6.4 – Bilan de la sélection sur les SNe identifiées par la spectroscopie.

Enfin, la majorité des événements retenus par ma sélection photométrique sont répertoriés dans la base de données du SNLS (386 contre 86 qui ne le sont pas). La table 6.7 résume les types affectés aux objets issus de ma sélection. 166 événements sont des SNe Ia identifiées par la spectroscopie. 193 événements sont classifiés comme SN/SN ? et 20 sont dans des catégories incluant la possibilité que l'objet soit une SN : SN/AGN ?, SN/var ? (var pour étoile variable possible) ou SN/PSFM ? (PSFM pour erreur photométrique possible à la détection). De plus, la possibilité d'une contamination résiduelle par les AGN est possible comme l'atteste les 14 événements classés dans des catégories incluant la potentialité d'avoir à faire à ce type d'objets.

Champ	D1	D2	D3	D4	Σ	ϵ
Présélection	474	377	405	394	1650	1
Hôte et redshift galactique	392	269	342	298	1301	0.79
Convergence SALT2	372	263	335	289	1259	0.76
Compatibilité des jours au maximum	339	234	307	272	1152	0.70
$\Delta\chi_{\text{BFDmax}}^2$	323	227	296	269	1115	0.67
Temps de montée et descente	232	177	240	211	860	0.52
χ_{SALT2}^2	206	163	221	196	786	0.48
$g' - r'$ vs g'	165	114	172	161	612	0.37
$r' - i'$ vs r'	155	108	159	151	573	0.35
$i' - z'$ vs i'	148	105	152	143	548	0.33
Couleur et stretch	123	98	130	121	472	0.29

TAB. 6.5 – Bilan de la sélection sur les données.

Champ	D1	D2	D3	D4	Σ	ϵ
Présélection	2337	2126	2181	2653	9297	1
Hôte et redshift galactique	2337	2126	2181	2653	9297	1
Convergence SALT2	2315	2105	2080	2638	9138	0.98
Compatibilité des jours au maximum	2276	2030	1940	2578	8824	0.95
$\Delta\chi_{\text{BFDmax}}^2$	2214	1918	1883	2539	8554	0.92
Temps de montée et descente	2113	1800	1789	2422	8124	0.87
χ_{SALT2}^2	1890	1754	1475	2358	7477	0.80
$g' - r'$ vs g'	1840	1677	1423	2291	7231	0.78
$r' - i'$ vs r'	1830	1653	1406	2278	7167	0.77
$i' - z'$ vs i'	1781	1587	1356	2208	6932	0.74
Couleur et stretch	1739	1545	1312	2169	6765	0.73

TAB. 6.6 – Bilan de la sélection sur la simulation.

Base de données SNLS	386
SN Ia/SNIa ?	166
SN Ib/c	1
SN/SN ?	193
SN/AGN ?	11
SN/PSFM ?	7
SN/var ?	2
AGN ?	2
AGN/PSFM ?	1
var ?	1
PSFM ?	1
inconnu	1
Hors base de données SNLS	86

TAB. 6.7 – Types d'objets sélectionnés dans la base de données du SNLS.

Chapitre 7

Science

Le premier but de ce travail de thèse est de rechercher les effets systématiques dus à la sélection spectroscopique des SNe Ia du SNLS. Nous savons en particulier qu'un biais de sélection est attendu pour les événements à grand redshift. La comparaison des deux sous-lots sélectionnés – le sous-lot identifié par la spectroscopie (SNIa et SNIa ? dans la base de donnée du SNLS) et retrouvé dans le cadre de ma sélection, et le sous-lot non identifié de nouveaux événements que je rajoute – va permettre de quantifier ces effets. Je déterminerai ensuite leur impact sur le module de distance.

Le deuxième but de mes travaux est de déterminer les paramètres cosmologiques avec ma sélection purement photométrique. Je réaliserai pour cela un ajustement de type Λ CDM sur le lot complet de données.

7.1 Propriétés des objets sélectionnés

7.1.1 Magnitude i' observée et redshift galactique

Les distributions en magnitude i' au pic de luminosité estimé par SALT2 et en redshift galactique photométrique des 471 événements sélectionnés – SNe Ia identifiées ou pas par la spectroscopie – sont représentées figure 7.1. Comme nous pouvions nous y attendre, les événements non identifiés par la spectroscopie sont nettement plus faibles que ceux qui sont identifiés. Leurs distributions en magnitude i' culminent à 23.7 et 23.0 respectivement. Les événements non identifiés sont également situés à des redshifts galactiques photométriques plus importants. La distribution en redshift des SNe Ia identifiées culmine à un redshift de 0.6 indiquant le début de l'incomplétude à partir de cette valeur. En ce qui concerne le sous-lot non identifié, le pic en redshift est repoussé à 0.9.

Cela traduit simplement une meilleure efficacité de notre méthode de sélection sur les événements faibles et lointains par rapport à la méthode de détection en temps réel associée à la confirmation spectroscopique du SNLS. Le fait que nous n'utilisons pas d'information spectroscopique explique cette différence. En effet, obtenir un spectre sur un grand télescope dans un laps de temps restreint (moins de quelques heures) nécessite de disposer de suffisamment de signal. Au delà d'une magnitude approximative de 23.5

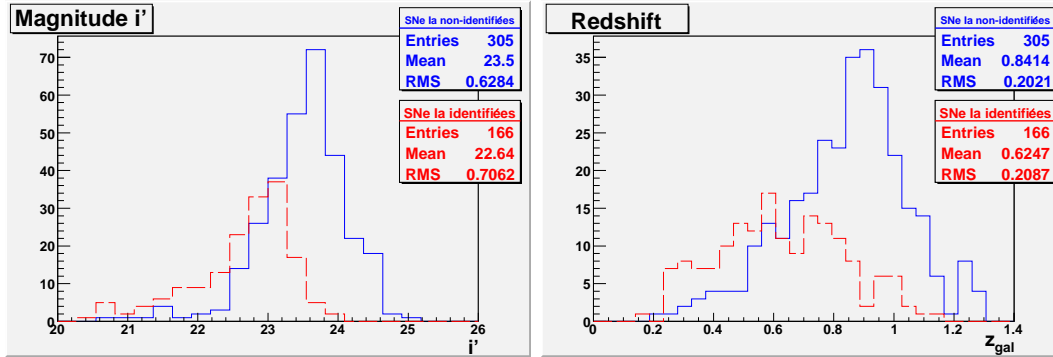


FIG. 7.1 – Distributions en magnitude i' et en redshift. Les événements non identifiés par la spectroscopie sont clairement plus faibles et situés à des valeurs de redshift plus importantes que les SNe Ia identifiées spectroscopiquement.

en i' , l'obtention d'un spectre s'avère beaucoup plus délicate et peu d'événements sont identifiés au delà. La figure 7.1 montre cette coupure assez nettement sur le lot de SNe Ia confirmées par la spectroscopie.

La plupart des différences rencontrées entre les deux sous-lots de données vont être dues aux différences en magnitude et en redshift. C'est pourquoi, nous tenterons de réduire ces effets en distinguant les comparaisons réalisées sur le lot complet d'événements et les comparaisons réalisées sur un sous-lot dont la magnitude i' sera coupée à 23.5, reproduisant approximativement la coupure de sélection spectroscopique. Cela nous restreint à 134 SNe Ia non identifiées et 158 SNe Ia identifiées par la spectroscopie.

Nous avons tout d'abord cherché des raisons triviales pour lesquelles les supernovae ajoutées par ma sélection photométrique et dont la magnitude i' est inférieure à 23.5 n'avaient pas été soumises à la spectroscopie.

La première hypothèse est que ces événements se situent en bord de saison. La figure 7.2 représente l'écart entre le jour au maximum de luminosité et les bords de saison (début et fin). Les deux sous-lots se répartissent assez uniformément sur les saisons. Nous observons toutefois un léger excédent d'événements en début de saison pour le sous-lot non identifié. Cela engendre un effet sur le nombre de points photométriques dans la montée de la courbe de lumière en i' : en moyenne 2.4 ± 0.1 points sont présents dans l'intervalle de temps $t \in [t_0^{\text{SALT}2} - 15, t_0^{\text{SALT}2}]$ pour les SNe Ia identifiées par la spectroscopie contre 2.1 ± 0.1 pour les SNe Ia non identifiées (voir figure 7.3). Le nombre de points dans la montée, légèrement inférieur pour le sous-lot non identifié, pourrait expliquer qu'une partie de ces événements n'aient pas été soumis à la spectroscopie.

Une autre explication serait que les courbes de lumière des SNe Ia non identifiées soient de moins bonne qualité. Nous entendons par là qu'elles pourraient contenir moins de points autour du maximum de luminosité ou bien qu'elles seraient plus dispersées (à cause de problèmes de photométrie par exemple). La collaboration du SNLS aurait donc jugé ces événements suffisamment brillants mais trop incertains pour être envoyés à la spectroscopie. La figure 7.4 représente le nombre de points photométriques en i' dans

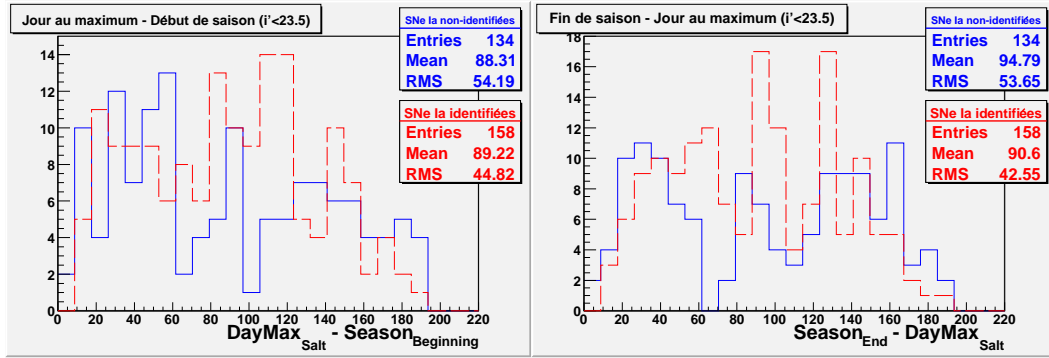


FIG. 7.2 – Ecarts entre le jour au maximum de luminosité donné par SALT2 et les début et fin de saison. Nous pouvons remarquer un léger excédent d'événements non identifiés par la spectroscopie en début de saison.

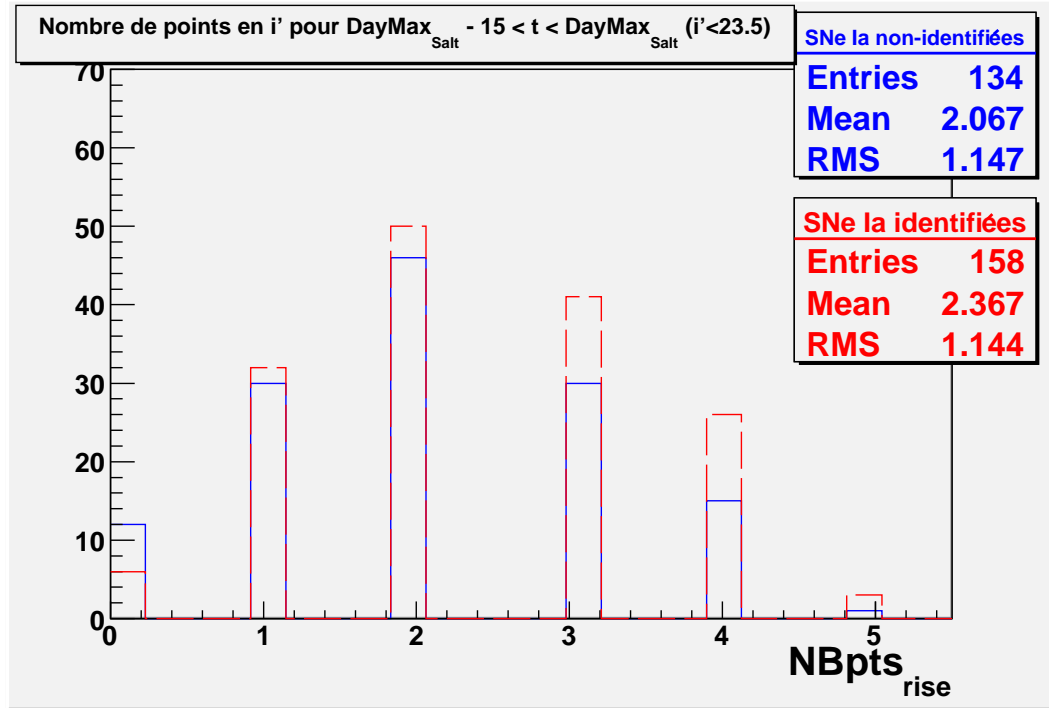


FIG. 7.3 – Nombre de points dans la montée (intervalle $t \in [t_0^{\text{SALT2}} - 15, t_0^{\text{SALT2}}]$) dans le filtre i' . En moyenne, le sous-lot non identifié par la spectroscopie possède moins de points photométriques dans cette partie des courbes de lumière : 2.1 contre 2.4 pour le sous-lot identifié.

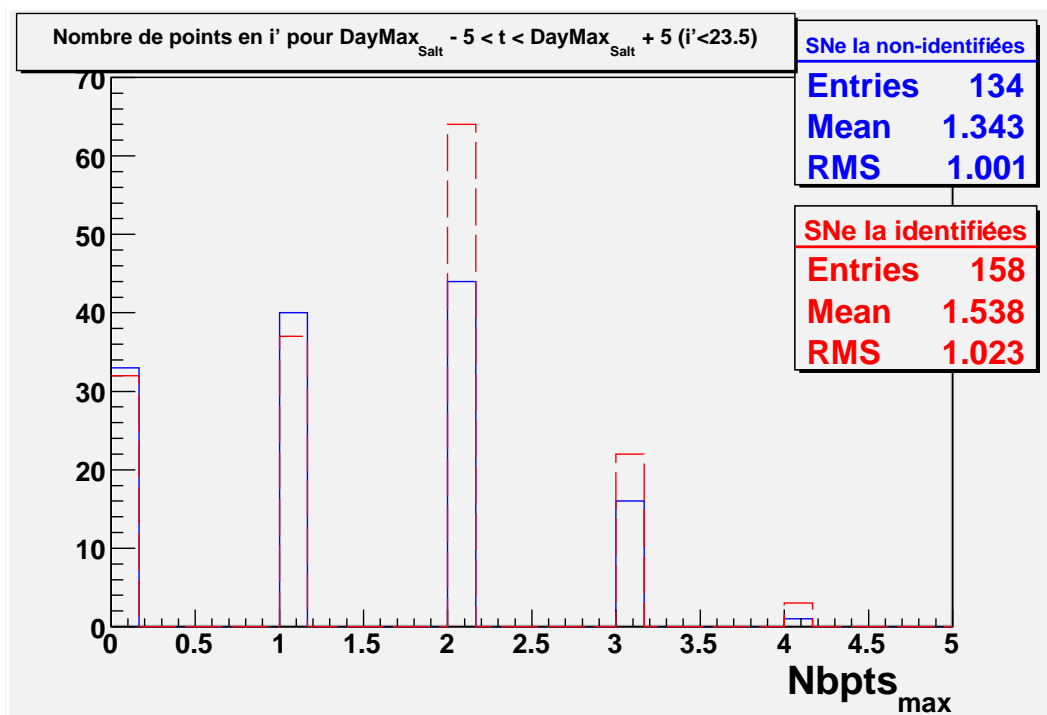


FIG. 7.4 – Nombre de points au maximum (intervalle $t \in [t_0^{\text{SALT}2} - 5, t_0^{\text{SALT}2} + 5]$) dans le filtre i' . En moyenne, le sous-lot non identifié par la spectroscopie possède moins de points photométriques dans cette partie des courbes de lumière : 1.3 contre 1.5 pour le sous-lot identifié.

l'intervalle de temps $t \in [t_0^{\text{SALT2}} - 5, t_0^{\text{SALT2}} + 5]$. Le nombre de points au maximum est effectivement un peu inférieur sur le sous-lot non identifié. En moyenne, le nombre de points dans l'intervalle est de 1.3 ± 0.1 pour le sous-lot non identifié contre 1.5 ± 0.1 pour le sous-lot identifié. Les valeurs moyennes sont donc séparées d'environ 1.5σ . La figure 7.5 représente le χ_{BFDmax}^2 calculé dans le filtre i' au maximum de luminosité (dans l'intervalle $t \in [t_0^{\text{SALT2}} - 5, t_0^{\text{SALT2}} + 5]$) entre les points photométriques et le modèle analytique de Boltzmann-Fermi-Dirac pour les deux sous-lots d'événements, identifié ou pas par la spectroscopie. Nous y voyons que les moyennes sont séparées de presque 4σ . Le χ_{BFDmax}^2 est donc significativement meilleur pour les SNe Ia non identifiées (0.96 ± 0.11 contre 1.89 ± 0.22). Cela peut paraître contradictoire mais il semble s'agir d'un effet résiduel de magnitude. En effet, la distribution en magnitude est très décalée vers les grandes valeurs pour le sous-lot non-identifié. Il s'agit donc principalement d'événements faibles (même si la coupure $i' < 23.5$ est appliquée) alors que les SNe Ia identifiées se situent en moyenne à une magnitude de 22.7. Or, nous savons que le modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac peine à s'ajuster sur les courbes de lumière à grand flux (voir section 4.7.5.2). La figure 7.6 montre que pour des magnitudes comprises entre 22.5 et 23.5 au pic de luminosité, les distributions en χ_{BFDmax}^2 se répartissent de la même façon sur les deux sous-lots de données. Il n'en est pas ainsi pour des magnitudes inférieures à 22.5 où les SNe Ia non identifiées sont très peu représentées et où le χ_{BFDmax}^2 des SNe Ia identifiées est d'autant plus grand que leur magnitude diminue. Cela explique la différence en χ_{BFDmax}^2 observée entre les deux sous-lots.

Finalement, aucun effet très important n'a été mis en évidence pour expliquer l'absence de spectroscopie sur les événements ajoutés par ma sélection photométrique. L'explication la plus plausible est que ces derniers sont majoritairement plus faibles que les événements pour lesquels le spectre a été obtenu. Le temps spectroscopique étant un facteur limitant, la fraction des SNe Ia trouvées par ma sélection n'aurait simplement pas pu bénéficier de suffisamment de temps alloué sur les grands télescopes.

7.1.2 Couleur et stretch

Nous avons comparé les paramètres intrinsèques des SNe Ia issues des deux sous-lots de données.

En ce qui concerne la couleur, comme le montre la figure 7.7, les distributions sont compatibles en moyenne lorsque la coupure $i' < 23.5$ est appliquée. Elles ne le sont plus qu'à 2σ (0.04 ± 0.01 pour les SNe Ia identifiées contre 0.07 ± 0.01 pour les autres) sans cette coupure avec un décalage du sous-lot d'événements non identifiés par la spectroscopie vers les grandes valeurs de c . Cela peut être interprété comme un biais de sélection spectroscopique. Les SNe Ia plus bleues (à faibles valeur de c) sont plus brillantes (relation *brighter-bluer*) et donc soumises prioritairement à la spectroscopie.

Si nous regardons maintenant l'évolution de la couleur en fonction du redshift (voir figure 7.8), la même tendance est observée entre le sous-lot identifié et le sous-lot non identifié lorsque la coupure en magnitude est appliquée : alors que la distribution en couleur est entièrement représentée pour des redshifts inférieurs à 0.7, ce sont les événements bleus qui sont surtout présents au delà de cette valeur.

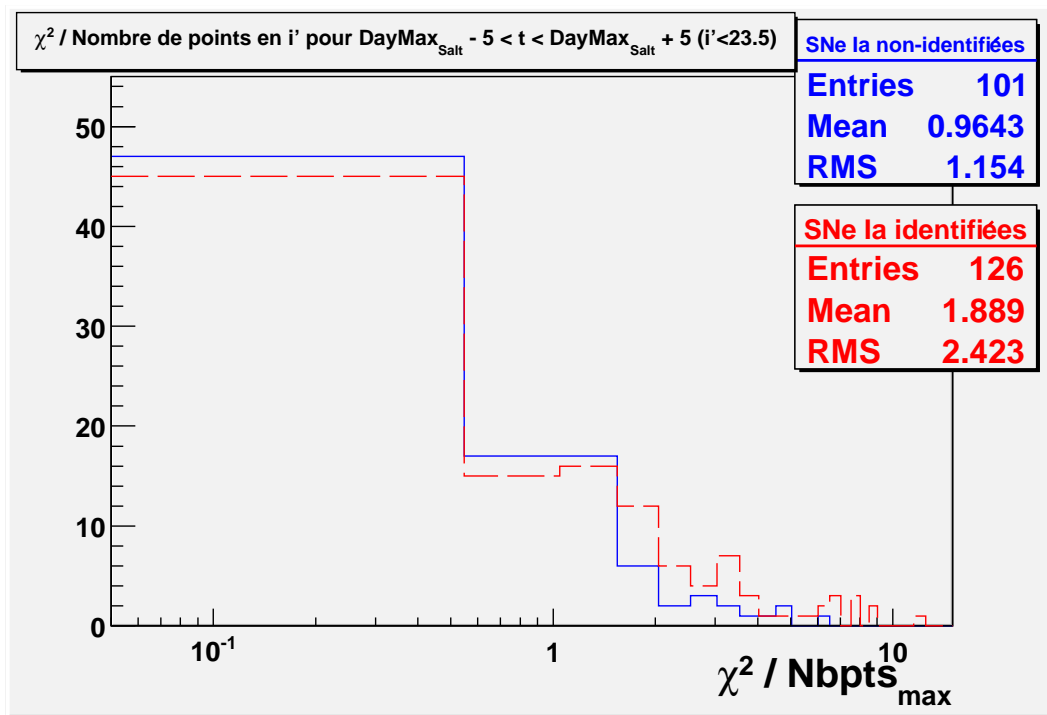


FIG. 7.5 – χ_{BFDmax}^2 en i' dans la région du maximum de luminosité (cinq jours autour du maximum de luminosité donné par SALT2). Le χ_{BFDmax}^2 moyen est plus grand pour le sous-lot identifié. Cela pourrait vouloir dire que les courbes de lumières des SNe Ia identifiées par la spectroscopie sont de moins bonne qualité au maximum de luminosité mais il s'agit en fait d'un effet de magnitude (voir figure 7.6).

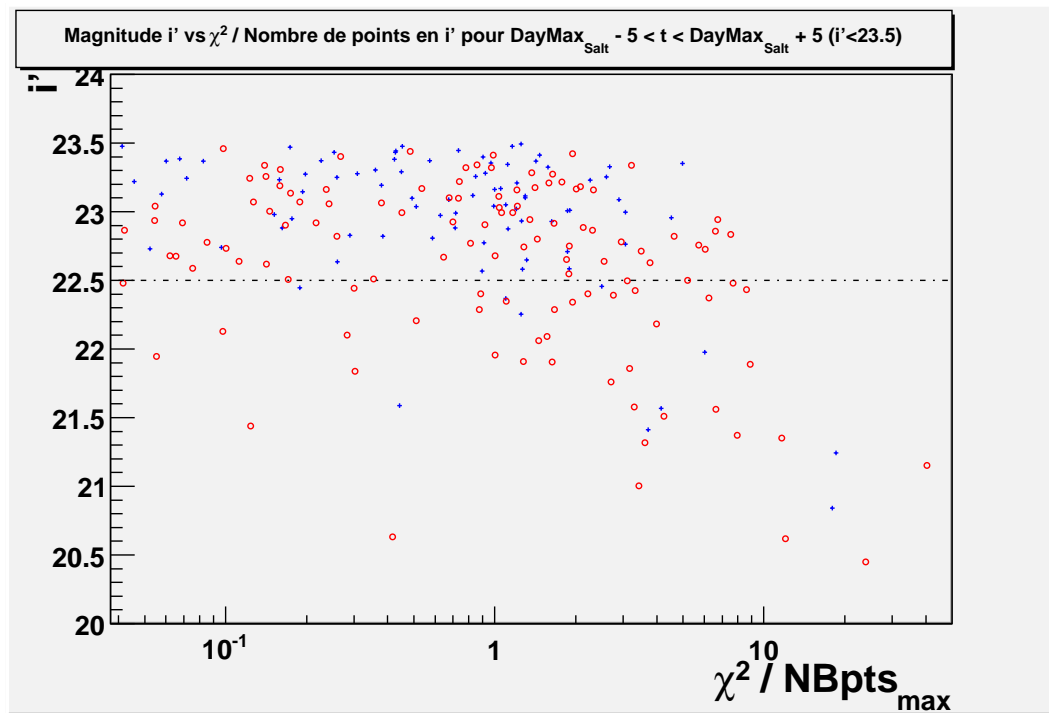


FIG. 7.6 – Magnitude i' au maximum de luminosité donné par SALT2 en fonction du χ_{BFDmax}^2 autour du maximum. Nous voyons tout d'abord que les événements du sous-lot non identifié par la spectroscopie (en bleu) sont très majoritairement situés à des magnitude supérieures à 22.5. En dessous de cette magnitude, nous ne rencontrons presque que des événements du sous-lot identifié (en rouge). Au delà de cette magnitude, la répartition en χ_{BFDmax}^2 est comparable sur les deux sous-lots d'événements. Par contre, pour des valeurs inférieures, les plus grandes valeurs de χ_{BFDmax}^2 sont obtenues sur le sous-lot identifié et pour les magnitudes les plus faibles. Cela est dû au modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac qui peine à s'ajuster correctement sur les courbes de lumières des SNe Ia brillantes.

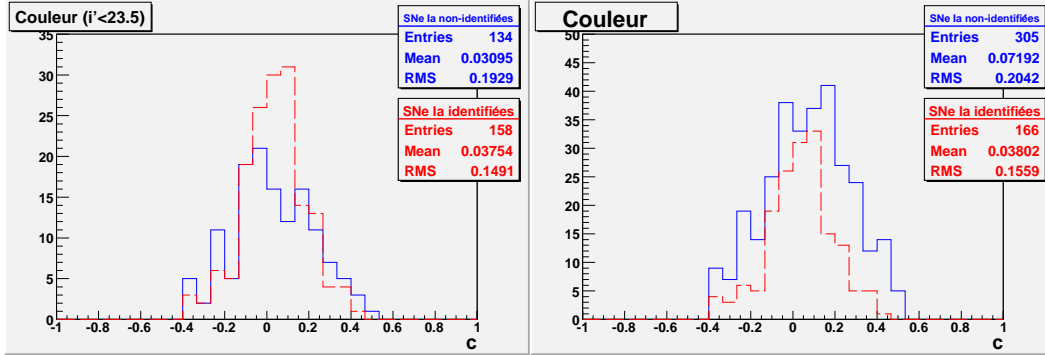


FIG. 7.7 – Distributions en couleur obtenues avec et sans la coupure en i' sur les deux sous-lots de données : identifié et non identifié par la spectroscopie. Alors que les distributions sont compatibles en moyenne avec la coupure en magnitude, le sous-lot non identifié est décalé vers les grandes valeurs de c (plus rouge) si nous relâchons cette coupure. Cela traduit un biais de sélection spectroscopique favorisant les SNe Ia plus bleues et donc plus brillantes pour la soumission à la spectroscopie.

Lorsque la coupure en magnitude est relâchée, il est très clair que la majeure partie du sous-lot de SNe Ia non-identifiées vient compléter la portion d'événements rouges manquant dans la distribution des événements identifiés à partir d'un redshift de 0.7.

Nous pouvons également noter que ma sélection photométrique est a fortiori affectée du même biais de sélection mais pour les événements plus faibles et à plus grande valeur de redshift. Typiquement, l'incomplétude apparaît vers un redshift de 0.9 environ.

Concernant le stretch, la figure 7.9 montre que les distributions sont compatibles à 2σ si nous appliquons la coupure en magnitude $i' < 23.5$. Le sous-lot de SNe Ia non-identifiées possède en effet un léger excédent d'événements plus courts (petites valeurs de x_1). Cette différence peu s'interpréter comme un biais dans la procédure de sélection du SNLS soumettant préférentiellement les objets longs et brillants (relation *brighter-slower*) à la spectroscopie.

Le retrait de la coupure en magnitude amplifie logiquement l'effet observé. Grâce au gain statistique, le décalage est un peu plus net entre les SNe Ia identifiées par la spectroscopie et les autres. Les moyennes des distributions sont distinctes de 2.5σ (0.00 ± 0.07 pour les SNe Ia identifiées contre -0.24 ± 0.06 pour les autres).

L'évolution du stretch avec le redshift est beaucoup moins marquée que celle de la couleur car $\alpha\sigma_{x_1} < \beta\sigma_c$. Nous voyons tout de même sur la figure 7.10 que les événements identifiés possèdent principalement de grandes valeurs de x_1 au delà d'un redshift de 0.8. De plus, les événements ajoutés au delà de la coupure en magnitude le sont majoritairement pour des valeurs de x_1 inférieures à 0.

7.1.3 Impact sur le module de distance

Le biais identifié comme étant lié au besoin de signal imposé par la spectroscopie dans la sélection du SNLS est en principe pris en compte par les corrections appliquées au module de distance via la paramétrisation des relations *brighter-bluer* et *brighter-*

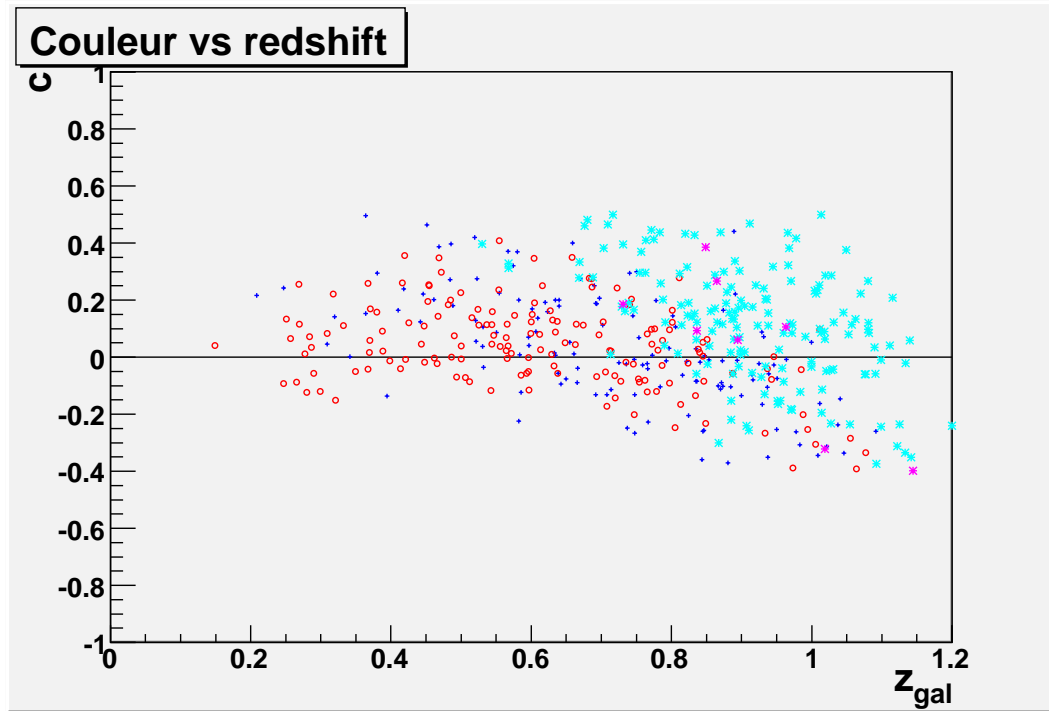


FIG. 7.8 – Evolution de la couleur en fonction du redshift. Avec la coupure en i' : en rouge le sous-lot identifié et en bleu le sous-lot non identifié. Sans la coupure en i' : en magenta le sous-lot identifié et en cyan le sous-lot non identifié. A faible redshift ($z_{\text{gal}} < 0.7$), la répartition en couleur des deux sous-lot est comparable. A grand redshift, le biais de sélection spectroscopique est bien visible lorsque les SNe Ia identifiées ne peuplent que la partie bleue et que les événements non identifiés complète la partie rouge.

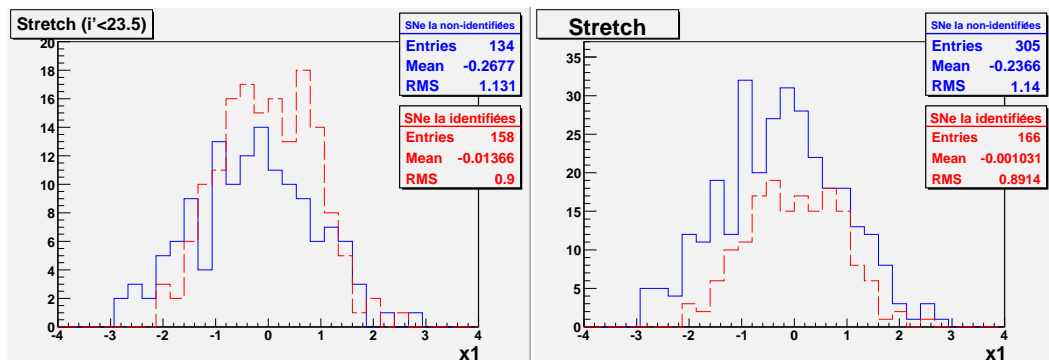


FIG. 7.9 – Distributions en stretch obtenues avec et sans la coupure en i' sur les deux sous-lots de données : identifié et non identifié par la spectroscopie. Alors que les moyennes des distributions sont séparées par 2σ avec la coupure en magnitude, elles le sont de 2.5σ sans. Cela traduit un biais de sélection spectroscopique favorisant les SNe Ia plus longues et donc plus brillantes pour la soumission à la spectroscopie.

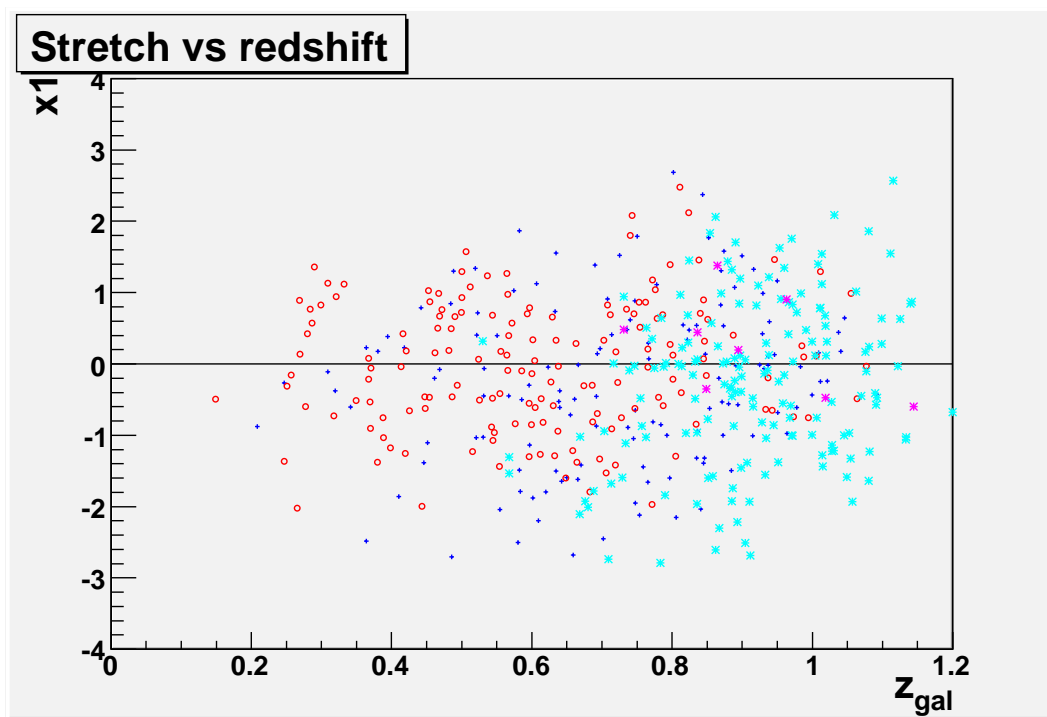


FIG. 7.10 – Evolution du stretch en fonction du redshift. Avec la coupure en i' : en rouge le sous-lot identifié et en bleu le sous-lot non identifié. Sans la coupure en i' : en magenta le sous-lot identifié et en cyan le sous-lot non identifié. A faible redshift ($z_{\text{gal}} < 0.7$), la répartition en stretch des deux sous-lot est comparable. A grand redshift, le biais de sélection spectroscopique est plus visible lorsque les SNe la identifiées peuplent majoritairement la partie à grand stretch et que les événements non identifiés complètent la partie à petit stretch.

slower (voir section 2.3.3.3) :

$$\mu_B = m_B - M + \alpha x_1 - \beta c \quad (7.1)$$

Nous allons maintenant tenter de voir si ces relations sont suffisantes. Pour cela, la coupure en magnitude n'est bien évidemment plus appliquée. Le choix d'une cosmologie de référence s'impose également. Naturellement c'est celle établie sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie qui sera utilisée. Ce sont en effet les supernovae dont le type est le plus sûr puisque confirmé par le spectre mais c'est également le module de distance de celles là que nous voulons comparer à celui de lot complet. La cosmologie de référence est donc établie, comme le montre la figure 7.11, sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie, et retrouvées par ma sélection purement spectroscopique, auxquelles nous rajoutons un lot de SNe Ia proches également confirmées par leurs spectres et collectées dans la littérature (Astier et al. 2006 [5]). Elle correspond à une cosmologie Λ CDM ajustée avec une vraie constante cosmologique ($w = -1$) et un espace plat ($\Omega_k = 0$) : $\Omega_M = 0.252 \pm 0.032$, $\alpha = 0.13 \pm 0.01$, $\beta = 2.16 \pm 0.14$ et $M = -19.27 \pm 0.03 + 5 \log_{10}(h_{70})$.

Il est important de préciser que c'est le redshift spectroscopique qui est utilisé. L'ajustement cosmologique est réalisé avec l'outil adéquat fourni avec SALT2 (Guy et al. 2007 [37]). Ajoutons enfin que l'incertitude sur les vitesses particulières σ_v des SNe Ia proches est prise en compte dans cet ajustement et les barres d'erreurs qui sont représentées figure 7.11 en tiennent compte aussi :

$$\sigma_v = 300 \text{ km.s}^{-1} \quad (7.2)$$

ou en redshift pour des supernovae proches :

$$\sigma_z \simeq \frac{300}{c} \quad (7.3)$$

avec c la vitesse de la lumière.

$$\sigma_z \simeq 10^{-3} \quad (7.4)$$

L'incertitude en redshift est ensuite propagée en module de distance via la pente du diagramme de Hubble au redshift considéré :

$$\sigma_{\mu_B} = \frac{d}{dz} \left[5 \log_{10} \left(H_0 \frac{d_L(z)}{c} \right) \right] \times \sigma_z \quad (7.5)$$

La figure 7.12 montre les résidus $\Delta\mu_B$ du diagramme de Hubble par rapport à la cosmologie de référence. C'est le redshift galactique qui est systématiquement utilisé afin d'établir une comparaison cohérente entre les différents sous-lots de données. L'utilisation de ce redshift nécessite de prendre en compte les barres d'erreur sur le redshift qui sont propagées verticalement via la pente du diagramme de Hubble au redshift considéré comme le décrit l'équation 7.5. Les SNe Ia proches sont ajoutées sur la figure.

Notons que les événements qui se situent au delà des limites matérialisées par les lignes discontinues sur cette figure sont retirés des calculs car nous les considérons comme particuliers. De plus, ils sont souvent affectés de très larges barres d'erreur et

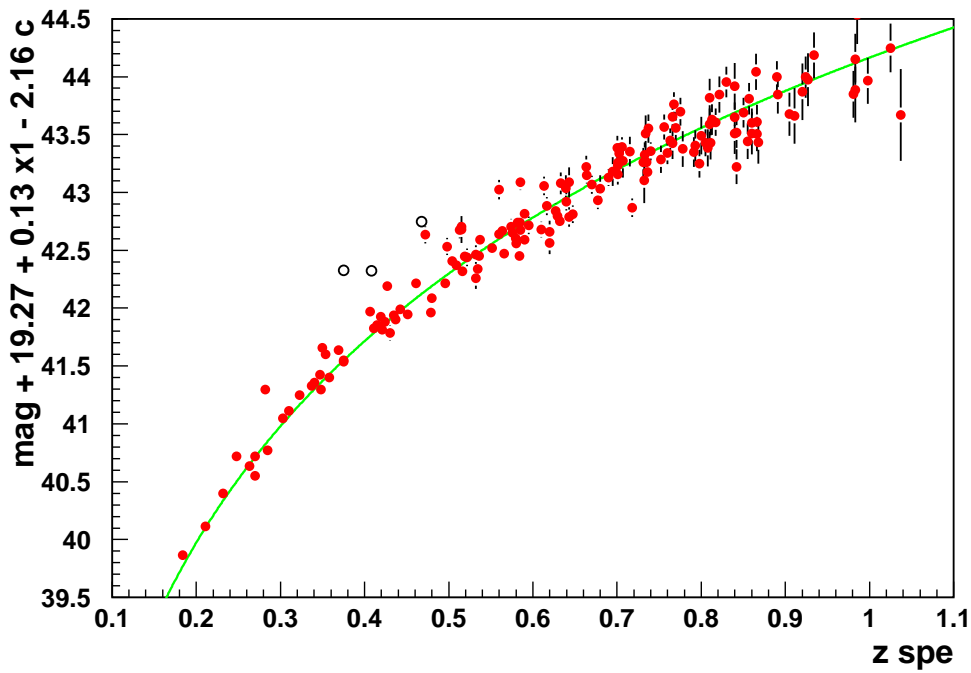


FIG. 7.11 – Diagramme de Hubble sur lequel est ajustée la cosmologie de référence. La cosmologie plate Λ CDM de référence est ajustée sur les SNe Ia proches collectées dans la littérature et les SNe Ia lointaines du SNLS identifiées par la spectroscopie et retrouvées dans le cadre de mon analyse (en rouge). 3 points (cercles noirs) ont été retirés de l'ajustement car ils correspondent à des SNe Ia considérées comme particulières (situées à plus de 6σ du modèle). La cosmologie de référence servira à comparer les modules de distances calculés sur les sous-lots d'événements identifiés ou non par la spectroscopie.

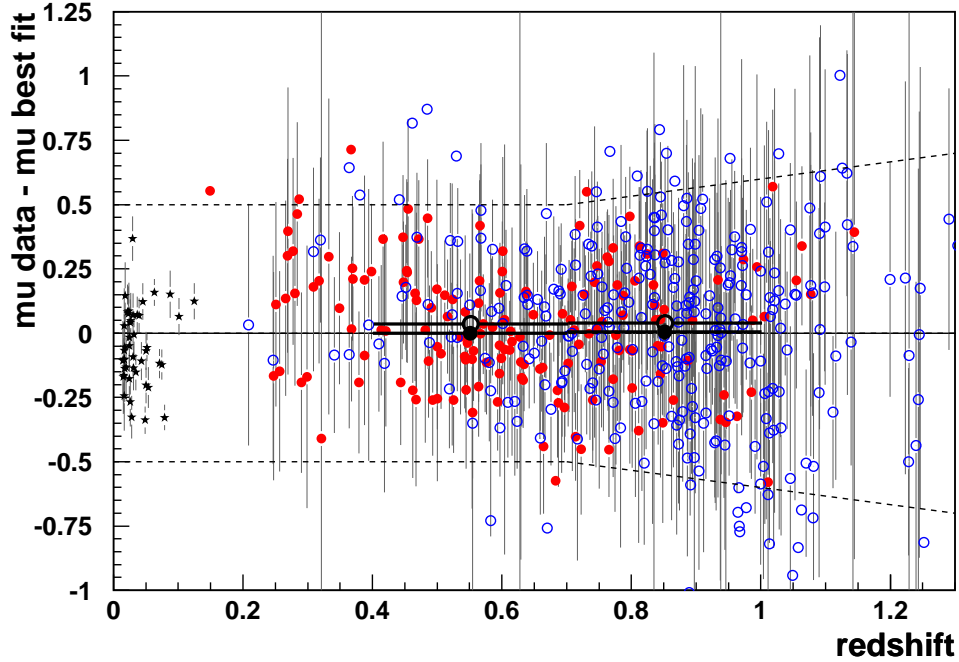


FIG. 7.12 – Résidus à la cosmologie de référence pour les SNe Ia proches (en noir) et les deux sous-lots d'événements de cette analyse : SNe Ia identifiées par la spectroscopie (en rouge) et SNe Ia seulement issues de ma sélection photométrique (en bleu).

nos calculs de moyennes n'en tiennent pas compte (les moyennes sont calculées sans pondération). Il est donc préférable de les rejeter afin qu'ils ne biaisent pas les résultats. La coupure est établie à $\|\Delta\mu_b\| < 0.5$ pour $z < 0.7$ et $\|\Delta\mu_B\| < \frac{1}{3}z + \frac{4}{15}$ pour $z > 0.7$.

Remarquons enfin que les résidus à la cosmologie de référence des SNe Ia situées à des redshifts inférieurs à 0.4 sont décalés vers les valeurs positives. Cela est observé indifféremment sur le sous-lot identifié par la spectroscopie et celui qui ne l'est pas. Il s'agit probablement d'un effet de migration dû à l'utilisation du redshift galactique photométrique. Cet effet de migration sera détaillé dans la section 7.4.6.

Afin de mettre en évidence l'impact éventuel du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance, l'étude sera réalisée sur deux intervalles de redshifts : $z \in [0.4, 0.7]$ et $z \in [0.7, 1.0]$. Ces intervalles sont choisis ainsi car la complétude du lot entier peut être considérée comme presque totale sur les deux intervalles. De plus, la complétude du lot de SNe Ia identifiées par la spectroscopie est quasiment totale sur le premier intervalle et c'est donc dans le deuxième intervalle que l'effet du biais est attendu. Enfin, c'est dans cette gamme de redshift que nous disposons d'une statistique suffisante dans les deux sous-lots pour mener à bien la comparaison.

Les modules de distance sont comparés à la cosmologie de référence en calculant la moyenne des résidus de chaque lot considéré pour toutes les SNe Ia indexées i dans l'intervalle de redshift considéré :

$$\delta\mu_B = \sum_i \mu_{Bi} - \mu_{Bi}^{\text{ref}} \quad (7.6)$$

avec μ_{Bi}^{ref} le module de distance correspondant à la cosmologie de référence pour le redshift de la i ème supernovae.

La table 7.1 résume les différences trouvées entre les différents lots de données et la cosmologie de référence : $\delta\mu_B^{\text{id}}$ pour le sous-lot identifié, $\delta\mu_B^{\text{nid}}$ pour le sous-lot non identifié et $\delta\mu_B^{\text{tot}}$ pour le lot complet. Elle donne également les différences constatées entre le $\delta\mu_B$ obtenu sur le sous-lot identifié et celui obtenu sur le lot total : $\Delta\delta\mu_B = \delta\mu_B^{\text{id}} - \delta\mu_B^{\text{tot}}$. C'est cette différence qui caractérise l'impact du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance. Les incertitudes sont statistiques uniquement.

z	0.4 - 0.7	0.7 - 1.0
$\delta\mu_B^{\text{id}}$	0.000 ± 0.023	0.006 ± 0.031
$\delta\mu_B^{\text{nid}}$	0.037 ± 0.030	0.039 ± 0.021
$\delta\mu_B^{\text{tot}}$	0.015 ± 0.019	0.030 ± 0.018
$\Delta\mu_B = \delta\mu_B^{\text{id}} - \delta\mu_B^{\text{tot}}$	-0.016 ± 0.016	-0.025 ± 0.028

TAB. 7.1 – Impact du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance pour deux intervalles en redshift : $z \in [0.4, 0.7]$ et $z \in [0.7, 1.0]$.

Dans l'intervalle de redshift $z \in [0.4, 0.7]$ les deux valeurs de résidu moyen par rapport à la cosmologie de référence sont compatibles entre le lot de SNe Ia identifiées par la spectroscopie et le lot total : $\Delta\mu_B = -0.018 \pm 0.019$. Ce résultat était attendu puisque la sélection spectroscopique est approximativement complète pour ces valeurs de redshift. Aucun effet n'est donc perceptible ici sur le module de distance.

Dans l'intervalle de redshift $z \in [0.7, 1.0]$, les résidus moyens sont compatibles à moins de 1σ entre le sous-lot identifié et le lot total : $\Delta\mu_B = -0.025 \pm 0.028$. Cette différence, de l'ordre de grandeur de sa barre d'erreur statistique, n'est pas significative.

Les corrections appliquées en couleur et en stretch sont donc très efficaces puisqu'elles absorbent la totalité de l'effet de sélection (qui lui est significatif) à ce niveau de précision.

L'éventuel effet résiduel qui pourrait être observé serait dû au fait que les paramètres de correction α et β (voir équation 7.1) sont ajustés en même temps que les paramètres cosmologiques et qu'ils n'en sont donc pas totalement décorrélés. Mais les SNe Ia sont aussi des chandelles standard qui conservent une dispersion intrinsèque d'environ 15%. La complétude d'une sélection, à un redshift donné, se trouve inévitablement biaisée par la sélection des objets les plus brillants à partir d'un certain redshift indépendamment de la couleur et du stretch. Cela est vrai pour la sélection spectroscopique du SNLS mais aussi vrai pour ma sélection purement photométrique. Ma complétude est simplement

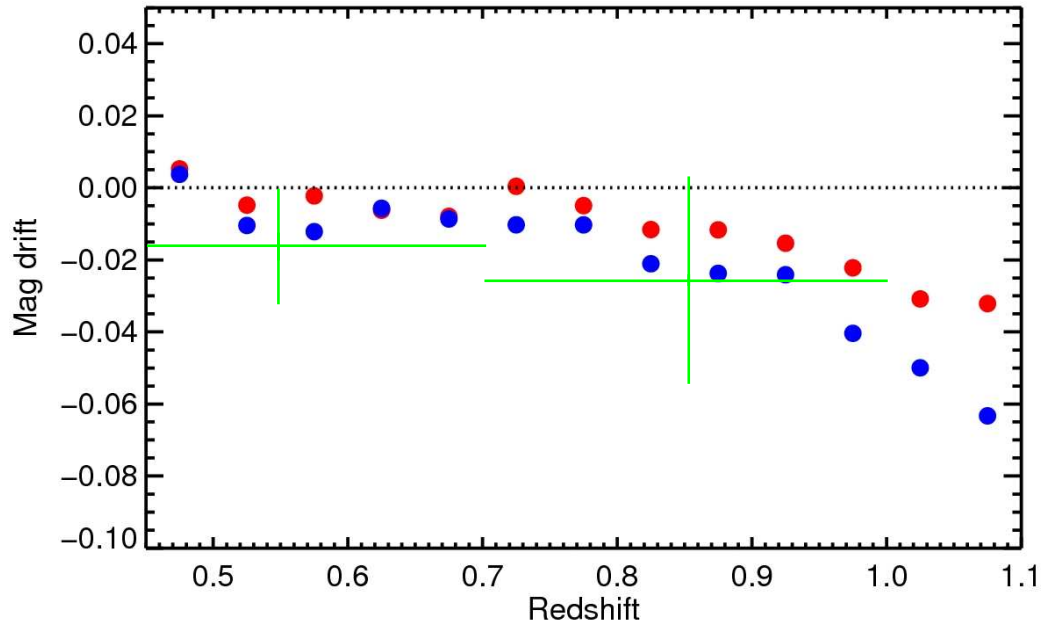


FIG. 7.13 – Impact du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance. Y est représenté le biais sur le module de distance estimé par la simulation numérique canadienne : en sortie de la procédure de détection du SNLS (en rouge) et en sortie de la sélection spectroscopique (en bleu). Nous avons également superposé en vert les points issus de notre analyse photométrique munis de leur incertitude statistique. Un bon accord est observé entre les deux analyses.

repoussée à des valeurs plus grandes de redshift grâce au fait que je n’ai pas recours aux spectres.

Pour finir, nous avons comparé notre impact du biais de sélection sur le module de distance (-0.025 ± 0.028) avec celui estimé par la collaboration canadienne (Perrett et al. 2008 en préparation) via une simulation numérique. La figure 7.13 montre la superposition des deux études indépendantes. Alors que la simulation canadienne prévoit un effet entre 1 et 2% sur le module de distance, mon étude le prévoit à 2.5 %. Les deux valeurs sont donc parfaitement cohérentes. Cependant, il faut bien noter que les larges barres d’erreurs statistiques de mon étude photométrique et le difficile contrôle de la simulation à 1 ou 2 % ne permettent pas de mettre en évidence un effet flagrant.

7.2 Cosmologie

Le deuxième objectif de ce travail de thèse est d’étudier la possibilité de déterminer les paramètres cosmologiques à l’aide d’une sélection de SNe Ia purement photométrique. Malgré une probable contamination résiduelle en supernovae gravitationnelles ou éventuellement d’autres objets astrophysiques (AGN, flares...) ma sélection rejette toutes les supernovae gravitationnelles à l’exception d’une seule et tous les AGN confir-

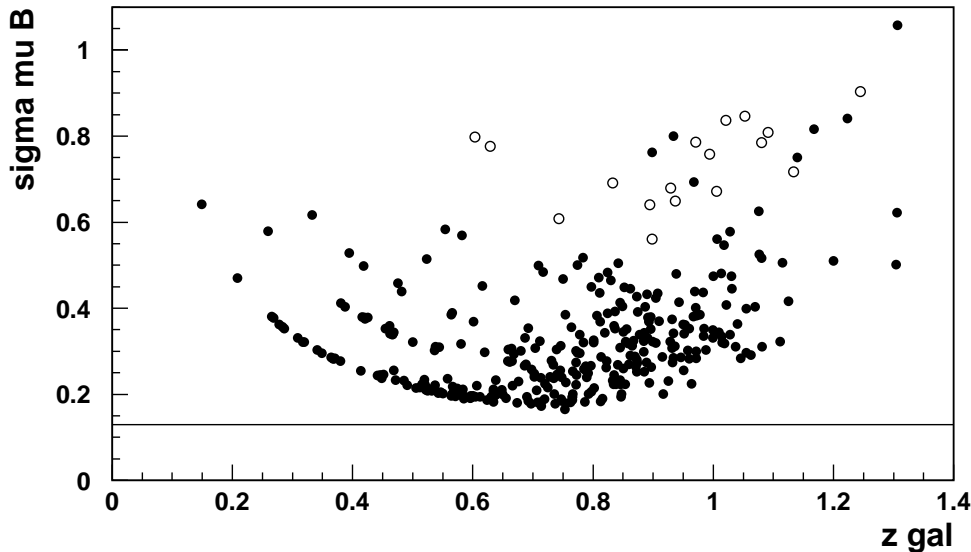


FIG. 7.14 – Incertitude sur le module de distance en fonction du redshift galactique photométrique. Nous voyons que deux zones se distinguent sur cette figure. En dessous de $z_{\text{gal}} = 0.7$, les incertitudes augmentent quand le redshift diminue. Cela indique que c'est l'incertitude sur le redshift photométrique qui domine dans cette zone et la pente du diagramme de Hubble étant de plus en plus forte quand le redshift diminue, l'incertitude augmente en conséquence. Au dessus de $z_{\text{gal}} = 0.7$, le diagramme de Hubble est plus plat et c'est l'incertitude sur la détermination du module de distance qui domine (principalement l'incertitude photométrique sur la magnitude B et sur la couleur). Les événements pour lesquels l'incertitude sur le redshift galactique est supérieure à 0.15 sont représentés en blanc. Nous avons aussi superposé la ligne qui correspond à la dispersion intrinsèque de la luminosité des SNe Ia. Cette figure met en évidence le fait que l'incertitude sur le redshift photométrique devient majoritaire à faible redshift $z_{\text{gal}} < 0.7$ et qu'il est préférable d'utiliser un redshift spectroscopique dans cette partie lorsqu'il est connu.

més par leurs spectres. Nous pouvons donc espérer que le lot d'objets issus de ma sélection n'est pas significativement biaisé. Nous pouvons donc rester assez sereins quant à la réalisation d'un ajustement cosmologique sur notre diagramme de Hubble.

Cependant, la propagation de l'incertitude sur le redshift photométrique au module de distance engendre des barres d'erreurs assez conséquentes sur ce dernier. C'est d'autant plus vrai à bas redshift où la pente du diagramme de Hubble est la plus forte. Il convient donc dans un premier temps de s'attarder sur les importances relatives des deux contributions aux barres d'erreur affectant le module de distance : l'erreur sur l'estimation de la magnitude B, de la couleur et du stretch, ce qui correspond à l'erreur photométrique ; et l'erreur provenant de la propagation de l'incertitude sur le redshift.

La figure 7.14 représente l'évolution des incertitudes totales sur le module de distance. Nous voyons qu'elles sont les plus faibles pour un redshift d'environ 0.7. Pour

des valeurs plus faibles que 0.7, ce sont les incertitudes provenant du redshift photométrique qui dominent. En se déplaçant vers des valeurs de redshift plus petites, nous voyons d'ailleurs plusieurs branches ascendantes qui correspondent aux valeurs discrètes prises par les incertitudes estimées sur le redshift galactique (Ilbert et al. 2006 [47]). Pour des valeurs supérieures à 0.7, la tendance s'inverse. Ce sont alors les incertitudes photométriques qui dominent puisque les objets observés sont de plus en plus faibles et la détermination de leurs magnitudes, leur couleur et leur stretch est entachée d'incertitudes plus importantes.

Les SNe Ia non identifiées par la spectroscopie ajoutées par ma sélection photométrique au lot de SNe Ia identifiées par la spectroscopie retrouvées dans le cadre de mon analyse se situent principalement à haut redshift. La contribution de l'incertitude sur le redshift photométrique y est la plus faible (domination des incertitudes photométriques). Les SNe Ia à plus bas redshift sont donc principalement des événements identifiés pour lesquels nous disposons d'un redshift spectroscopique. Afin de contraindre le plus possible les paramètres cosmologiques, nous avons donc décidé d'utiliser le redshift spectroscopique à chaque fois que l'information était disponible, c'est à dire systématiquement sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie, mais également sur les autres lorsque cela était possible (pour 14 % d'entre elles le spectre de l'objet ou de sa galaxie hôte avait été obtenu).

La figure 7.15 représente le diagramme de Hubble où figurent les SNe Ia proches collectées dans la littérature et les SNe Ia lointaines du SNLS issues de ma sélection purement photométrique. Nous avons procédé à l'ajustement d'un modèle cosmologique Λ CDM avec un espace plat et une vraie constante cosmologique. Finalement, nous trouvons $\Omega_M = 0.259 \pm 0.026$. Cette valeur est en accord avec le résultat trouvé par la collaboration (Guy et al. 2007 [37]) à partir de l'analyse de la première année de données du SNLS ($\Omega_M = 0.24 \pm 0.033$). L'ajustement contraint également la magnitude absolue des SNe Ia à $M = -19.25 \pm 0.03$ et les paramètres de nuisance corrigeant des variabilités intrinsèques des SNe Ia en couleur et en stretch : $\alpha = 0.14 \pm 0.01$ et $\beta = 2.02 \pm 0.08$. Toutes ces valeurs sont également compatibles avec les valeurs trouvées à partir d'une sélection uniquement spectroscopique.

Mon travail constitue donc une première étape assez prometteuse quant à la réalisation d'une sélection purement photométrique de SNe Ia. J'ai démontré qu'il était possible de déterminer les paramètres cosmologiques à partir d'une telle analyse. Cela est particulièrement encourageant pour de futurs projets qui ne pourront pas avoir systématiquement recours à la spectroscopie.

7.3 Galaxies hôtes

Actuellement, les observations montrent que les SNe Ia sont divisées en deux catégories (comme indiqué dans la section 3.3.4) : celles qui explosent dans des galaxies elliptiques (passives ou qui ne forment pas d'étoiles) et qui possèdent des valeurs de stretch basses ; et celles qui explosent dans les galaxies spirales, irrégulières ou à flambee d'étoiles (actives ou qui forment des étoiles) et qui possèdent de hautes valeurs de

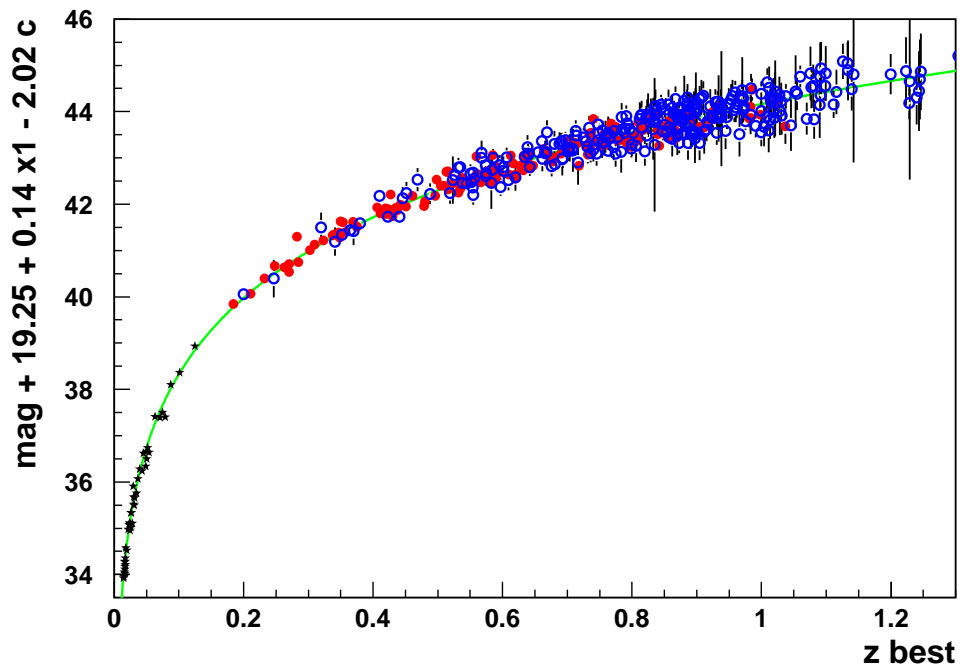


FIG. 7.15 – Ajustement cosmologique réalisé avec les SNe Ia proches collectées dans le littérature (en noir) et celles du SNLS issues de ma sélection purement photométrique, identifiées (en rouge) ou pas (en bleu) par la spectroscopie. Pour chaque SN Ia le redshift spectroscopique a été utilisé chaque fois qu'il était disponible.

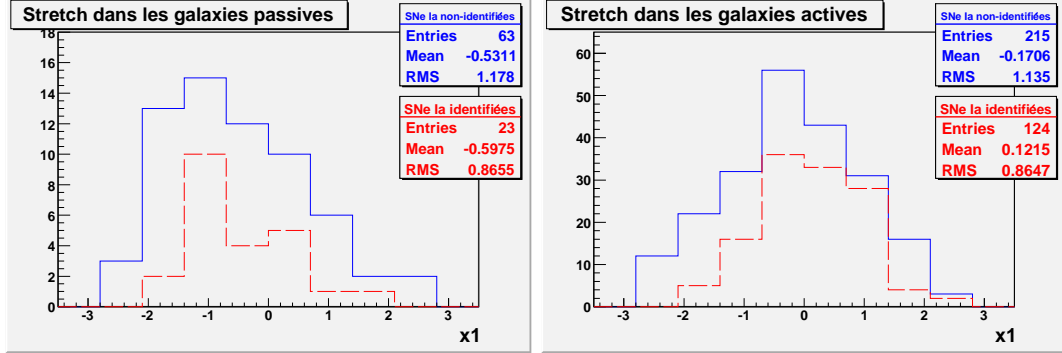


FIG. 7.16 – Distributions en stretch en fonction du type de la galaxie hôte. Les stretches les plus faibles sont rencontrés dans les galaxies elliptiques qui sont passives (ne forment pas d'étoiles). Cela est vrai aussi bien pour le sous-lot identifié comme pour le sous-lot non identifié dont les distributions sont compatibles. Dans les galaxies actives (spirales, irrégulières ou à flambée d'étoiles) des valeurs de stretch plus hautes sont rencontrées bien que le sous-lot non identifié ajoute aussi des événements à plus petite valeur de stretch.

stretch (Sullivan et al. 2006 [83]).

Nous avons montré que ma sélection photométrique ajoute des SNe Ia à faibles valeur de stretch par rapport à la sélection spectroscopique. La comparaison des distributions en stretch pour les deux catégories de galaxies hôtes permet de mettre en évidence le type de galaxie où les stretches sont les plus différents entre le sous-lot identifié et le sous-lot non identifié (voir figure 7.16). Dans les galaxies passives, les distributions en stretch sont compatibles en moyenne ($\bar{x}_1 \simeq -0.5$) à moins de 1σ et sont comparables entre le sous-lot identifié et le sous-lot non identifié. C'est plutôt dans les galaxies actives que se fait la différence. En effet, bien que les valeurs de stretch obtenues dans ces galaxies restent supérieures à celles obtenues dans les galaxies elliptiques, ma sélection y ajoute une proportion significative d'événements courts. Le stretch moyen du sous-lot identifié par la spectroscopie est de 0.12 ± 0.08 tandis que le stretch moyen du sous-lot non identifié est de -0.17 ± 0.09 . Les deux valeurs ne sont compatibles qu'à 3σ . Entre les deux types de galaxies hôtes, les différences en stretch sont donc moindre lorsque nous comparons les lots entiers que lorsque nous comparons seulement les événements identifiés. Pour étudier les différentes populations de SNe Ia (petit et grand stretch), il est donc important de réaliser une sélection non biaisée. Une solution est de couper en redshift afin d'assurer la complétude du lot considéré. Mais cela restreint en même temps les possibilités d'étudier les effets d'évolution en redshift. L'autre solution est de réaliser une sélection photométrique comme la mienne ou tout au moins d'ajouter des événements sélectionnés photométriquement à une sélection spectroscopique comme le fait Marc Sullivan et al. 2006 [83].

Les galaxies actives sont en général plus brillantes que les galaxies passives. Elles sont également plus obscurcies par les poussières (extinction plus forte). L'hypothèse est alors que l'identification spectroscopique est plus délicate dans ce type de galaxie pour des événements plus faibles. Leur flux serait non seulement atténué par l'extinction

mais également plus noyé dans celui de la galaxie hôte.

7.4 Améliorations possibles pour ce type d'analyse

7.4.1 Photométrie

Mon travail sur les aspects techniques de la procédure de traitement des données a permis d'obtenir une photométrie utilisable pour des études cosmologiques. Cependant, notre technique de photométrie différentielle, basée sur la méthode décrite par Alard et Lupton (Alard et Lupton 1998 [1]), possède ses propres limitations. Cette méthode nécessite en effet beaucoup de signal, notamment pour déterminer avec précision le noyau de convolution utilisé pour la soustraction d'images. Si elle donne de très bons résultats sur des champs saturés d'étoiles – les observations de l'expérience EROS par exemple –, elle n'est pas aussi performante sur des champs assez dépeuplés d'objets très brillants comme le sont ceux observés par le SNLS. Une technique qui n'effectue pas la convolution sur les images permet d'obtenir une meilleure précision. Citons par exemple la technique utilisée par l'outil Make Lightcurve du SNLS. Plutôt que de soustraire une image de référence à chaque image prise par le télescope, elle utilise une PSF de source ponctuelle qui varie dans le temps à laquelle elle superpose un modèle de galaxie (Fabbro et al. 2001 [30]). C'est alors ce modèle qui est convolué et ajusté sur chaque image (Astier et al. 2006 [5]). Cela évite de propager les éventuels biais présents sur notre images de référence et permet de faire la photométrie sur les images non rééchantillonnées ce qui supprime les corrélations entre pixels. De plus, l'ajustement est effectué sur l'ensemble des images de toutes les données afin de tenir compte des corrélations entre les différentes expositions.

La comparaison de la photométrie Triton avec la photométrie Make Lightcurve (section 4.6.3) met en évidence une sous-estimation systématique des flux mesurés par Triton. Ce phénomène reste à investiguer. De plus, il faut bien remarquer que les conséquences de ce biais sur la détermination des paramètres cosmologiques réalisée dans le cadre de ce travail restent à évaluer.

7.4.2 Simulation numérique de courbes de lumière

Nous avons vu que ma simulation numérique de courbes de lumière ne reproduisait pas l'intégralité des variables des SNe Ia identifiées par la spectroscopie, sur les variables en χ^2 en particulier. A cause de cela, elle ne peut pas être utilisé come un indicateur fiable d'efficacité pour la présélection et la sélection photométrique. Elle constitue plutôt un guide qu'un réel outil quantitatif.

Afin de résoudre ce problème, une solution consiste à mieux contraindre ma simulation à travers des tirages plus réalistes notamment en ce qui concerne les jours d'observation, la dispersion des points photométriques et de leurs erreurs. Un travail est actuellement en cours pour améliorer le réalisme de ma simulation.

Une autre solution consisterait à utiliser la simulation d'images de Pascal Ripoche (voir section 5.2.1) jusqu'au bout de l'analyse (actuellement, cette simulation ne sert

qu'à déterminer notre efficacité de détection). Cela permettrait de s'affranchir de la majorité des problèmes de reproductibilité affectant ma simulation de courbes de lumière qui sont principalement dus à la reproduction des dates d'observation et à la modélisation de notre photométrie.

7.4.3 Sélection

Ma sélection photométrique est basée sur des coupures rejetant les contaminants sur les diagrammes couleur-magnitude. Ces diagrammes sont établis en utilisant les magnitudes au maximum de luminosité résultant de l'ajustement du modèle SALT2. Or, la séquence spectrale ne couvre pas la partie ultraviolette en dessous de $\lambda \simeq 2000$ et ne permet pas un ajustement dans cette partie (voir section 5.1.1.4). Par conséquent, les filtres g' et r' ne sont plus utilisés dans l'ajustement à partir de $z \simeq 0.7$ et $z \simeq 1.1$ respectivement. Ce que nous voyons à grand redshift sur les diagrammes couleur-magnitude ne montre donc que le chemin suivi par le modèle et pas par les données. Je tiens d'ailleurs à rappeler que c'est dans la zone où les magnitudes commencent à prendre des valeurs supérieures à 25 environ que les contaminants commencent à ne plus se séparer des SNe Ia (voir section 6.2.2.3, figures 6.18 et 6.19).

Afin de remédier à ce problème, le groupe a entrepris d'utiliser les diagrammes couleur-magnitude seulement sur les données pertinentes. Il s'agit de sélectionner sur chaque diagramme uniquement les événements qui contraignent le modèle. Ainsi, seuls les événements dont le redshift est inférieur à 0.7 seront sélectionnés sur le diagramme $g' - r'$ vs g' et seuls les événements dont le redshift est inférieur à 1.1 seront sélectionnés sur le diagramme $r' - i'$ vs r' . Cette solution est actuellement à l'étude.

Le modèle SALT2, et en l'occurrence les magnitudes g' , r' , i' et z' , sont complètement déterminés par quatre paramètres : le redshift, la magnitude B (ou le paramètre x_0 , le stretch (paramètre x_1) et la couleur (paramètre c) de la SN Ia. Or, j'ai sélectionné les SNe Ia en coupant sur trois diagrammes couleur-magnitude et sur le diagramme couleur-stretch. Même si la redondance n'est pas forcément évidente (rien n'est explicite sur ces diagrammes), il existe un certain recouvrement entre mes coupures successives. Cela revient donc en pratique à faire des coupures sur le stretch, la couleur et m_B dépendantes du redshift et peut entraîner des biais de sélection. Afin d'éviter ce tels effets, il faudrait pouvoir se limiter à des coupures en couleur et stretch uniquement.

7.4.4 Etalonnage

De même, l'étalonnage des flux est réalisé simplement par un ajustement du point zéro sur chaque exposition et chaque CCD de Megacam à partir des étoiles qui y sont présentes. Or, nous savons qu'après le prétraitement des images réalisés par Elixir (voir section 4.2.1), des non uniformités persistent sur la caméra. Elles sont dues à l'optique du télescope et sont donc principalement concentriques autour du centre de la caméra (voir figure 7.17). Les différences de flux enregistrés peuvent aller jusqu'à 8 % entre le centre et les angles de la caméra après un flat-fielding standard et 3 % après passage par Elixir (Regnault et al. 2008 en préparation). L'étalonnage que j'ai réalisé ne tient

pas compte de ces non uniformités et là aussi, il serait donc possible d'améliorer encore la procédure.

7.4.5 Recherche des effets systématiques

Notre recherche d'effets systématiques s'est limitée à la recherche d'effets importants. Nous avons cherché à déterminer l'impact du biais de sélection sur Ω_M dans le cadre d'une vraie constante cosmologique et d'un espace plat. Il serait maintenant intéressant de se pencher sur la contrainte de w qui intéresse beaucoup plus fortement la communauté scientifique. Mais cette tâche est déjà délicate en utilisant une sélection spectroscopique et la précision de notre photométrie ainsi que l'utilisation du redshift photométrique contribue à entâcher d'erreur les variables caractérisant les courbes de lumière. Nous avons par exemple observé une très forte corrélation entre la couleur et le décalage entre le redshift photométrique et le redshift spectroscopique (voir section 6.2.2.4). De plus, une contamination résiduelle significative n'est pas à exclure bien que seule une supernova gravitationnelle confirmée par son spectre soit encore présente à l'issue de ma sélection photométrique.

Des études plus approfondies seraient réalisables via la voie photométrique, mais elles demanderaient une encore meilleure maîtrise des incertitudes systématiques affectant la mesure de nos observables (traitement des images, photométrie, étalonnage, redshift), de tenir compte des covariances entre les paramètres ajustés par SALT2 ($c, x_1, m_B \dots$) et d'évaluer précisément notre contamination.

Une évaluation plus précise de notre contamination par des supernovae gravitationnelles pourrait être envisagée avec le développement et l'utilisation d'une simulation numérique de courbes de lumière de ces objets. Ces supernovae sont cependant beaucoup moins reproductibles que les supernovae de type Ia et leur modélisation s'en trouve d'autant plus délicate.

7.4.6 Migration

En ce qui concerne l'utilisation du redshift galactique, nous avons simplement propagé les incertitudes en redshift sur le module de distance. Or, nous savons que des phénomènes de migration interviennent lorsqu'un redshift photométrique est utilisé. En effet, le volume observé est d'autant plus grand que le redshift augmente. Le nombre de supernovae observées croît donc avec le redshift jusqu'à une certaine valeur où l'efficacité de détection chute. Pour une valeur de redshift photométrique prise dans la partie ascendante de la distribution, il y a donc plus d'événements dont le vrai redshift est supérieur que d'événements dont le vrai redshift est inférieur. Le redshift photométrique est donc statistiquement sous estimé. Le phénomène inverse se produit dans la partie descendante de la distribution. Utiliser le redshift galactique pose donc ce problème supplémentaire dont il faudrait tenir compte.

Afin de quantifier ces effets de migration, j'ai réalisé une simulation numérique. Un million de redshifts sont tirés dans la distribution issue de ma simulation de courbes de lumière après sélection photométrique. L'effet de volume en fonction du redshift est

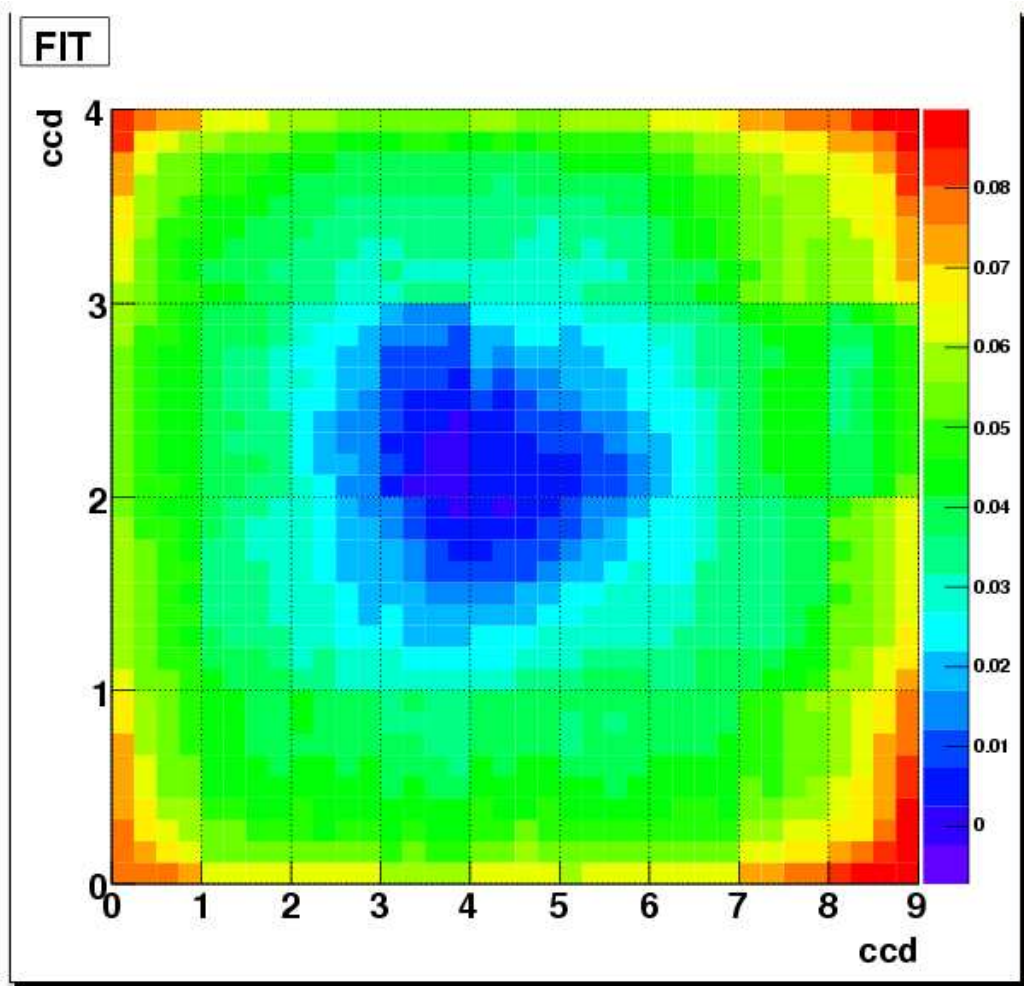


FIG. 7.17 – Non uniformités sur la caméra. Après un flat-fielding standard, les non uniformités sur les flux entre le centre et les angles de la caméra peuvent aller jusqu'à 8 % (ce qui est représenté ici). Elle atteignent 3 % après le traitement réalisé par Elixir.

donc pris en compte (en supposant que le taux d'explosion volumique ne varie pas en fonction du redshift) ainsi que l'efficacité de la sélection photométrique. De plus, la distribution en redshift est pondérée par notre efficacité de détection en fonction du redshift.

Les redshifts ainsi tirés sont ensuite dispersés afin de reproduire les distributions en $z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}}$ observées sur les données (voir figure 6.12). Plus exactement, une dispersion gaussienne est appliquée en considérant l'évolution de la déviation standard avec le redshift observée sur les données : de $\sigma = 0.03$ pour $z_{\text{spectro}} < 0.25$ à $\sigma = 0.06$ pour $z_{\text{spectro}} > 0.7$. De plus, un léger biais est constaté sur les données pour $z > 0.7$: $\overline{z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}}} = 0.010 \pm 0.008$. Il est également pris en compte dans ma simulation.

La comparaison entre les redshifts spectroscopiques et les redshifts photométriques simulés est représentée figure 7.18. Les données issues de ma sélection y sont également superposées. Tout d'abord, nous constatons que ma simulation, finalement très basique, reproduit assez fidèlement les données. Nous pouvons aussi observer les effets de migrations sur les distributions en redshift. Alors que la distribution en redshift spectroscopique culmine à $z_{\text{spectro}} \simeq 0.8$, la distribution en redshift photométrique prend son maximum vers $z_{\text{gal}} \simeq 0.7$ et se trouve élargie à la fois vers des redshifts plus faibles (ce qui correspond à la dispersion de la partie ascendante de la distribution spectroscopique) et vers des redshifts plus grands (ce qui correspond à la dispersion de la partie descendante de la distribution spectroscopique).

Plus précisément, nous pouvons quantifier l'effet de migration en regardant la différence $z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}}$ en fonction du redshift photométrique z_{gal} . Pour des redshifts photométriques inférieurs à 0.8, la migration se fait vers des redshifts plus petits avec un écart moyen $\overline{z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}}} \simeq 0.02$. L'écart devient plus important pour des redshifts photométriques inférieurs à 0.2 car la simulation ne prévoit pas d'observation de supernovae aussi proches. Les redshifts photométriques qui sont simulés à des valeurs inférieures à 0.2 correspondent tous à un redshift spectroscopique supérieur à 0.2. Au delà d'un redshift photométrique de 0.8, l'écart $z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}}$ est positif et croît assez rapidement pour atteindre $z_{\text{gal}} - z_{\text{spectro}} \simeq 0.08$ à $z_{\text{gal}} = 1.0$. C'est ici la baisse de l'efficacité de détection qui produit cet effet. La grande majorité des redshifts photométriques simulés au delà de 0.8 correspond essentiellement à des redshifts spectroscopiques inférieurs à 0.8.

Ma simulation numérique des effets de migration reproduit bien les données. Elle donne une valeur moyenne des migrations en redshift. Elle permettra dans un avenir proche de tenir compte des effets de migration en calculant une incertitude systématique sur la cosmologie.

De plus, les SNe Ia étant des objets dont la reproductibilité est plus importante que les galaxies, réaliser un redshift photométrique sur ces dernières semble constituer une démarche plus prometteuse en terme de dispersion et de biais. L'outil d'ajustement des courbes de lumière de SALT2 propose déjà une option permettant de laisser le redshift comme paramètre libre dans l'ajustement. Malheureusement, des dégénérescences existent entre la couleur, le stretch et le redshift. Même si le fait d'imposer des priors sur la couleur et le stretch (à partir des distributions observées sur les SNe Ia identifiées par la spectroscopie) améliore sensiblement la convergence du redshift, des biais sont

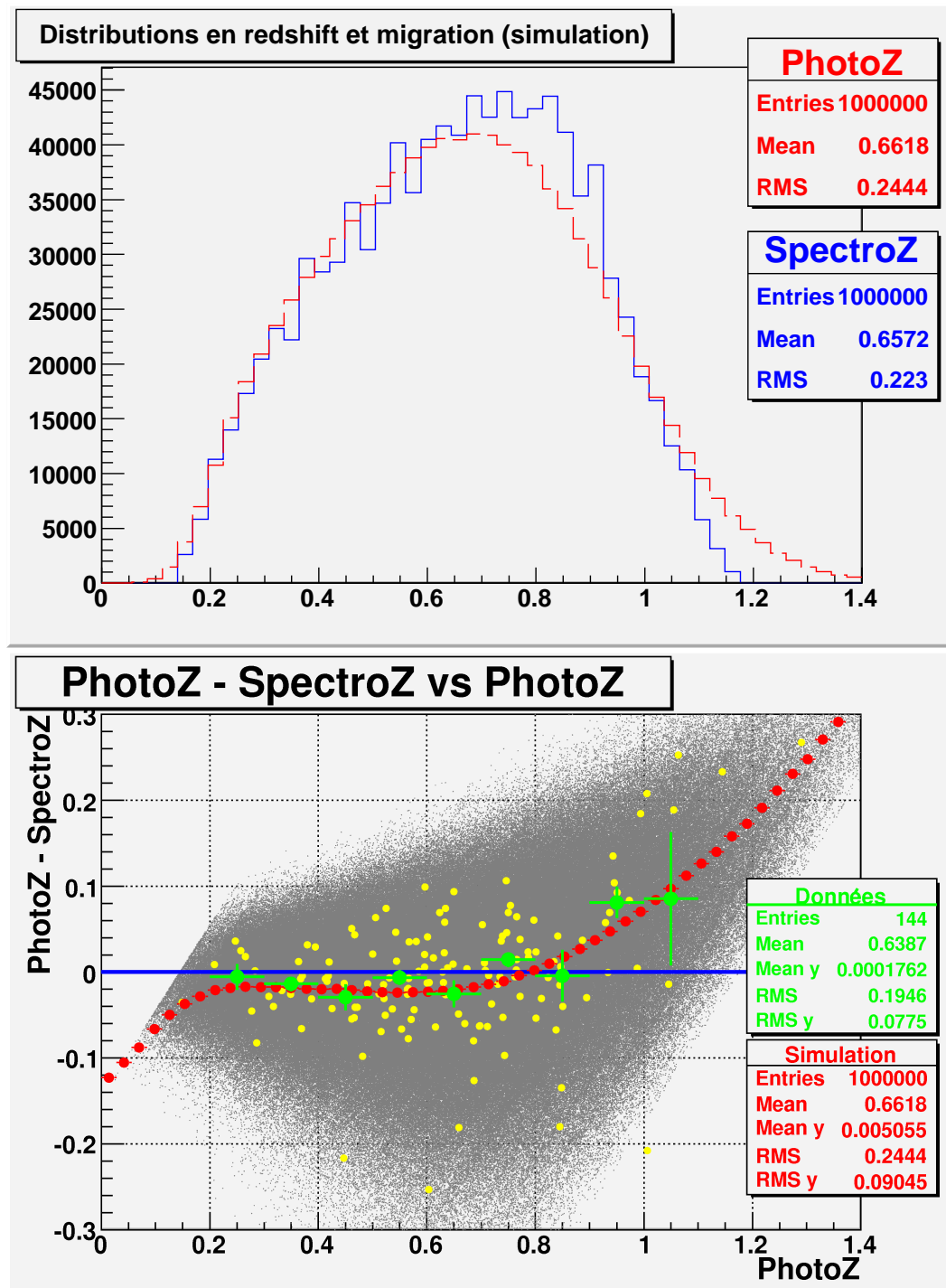


FIG. 7.18 – Les effets de migration dus à l'utilisation du redshift photométrique sont représentés ici. Il s'agit d'une simulation numérique. En haut, l'histogramme de tirage des redshifts spectroscopiques (en bleu) qui tient compte de nos efficacités de détection et de sélection, et l'histogramme obtenu après dispersion suivant les différences entre redshift galactique photométrique et redshift spectroscopique constatées sur les données. En bas, La différence entre ces deux redshifts en fonction du redshift galactique photométrique. En gris, les points issus de la simulation numérique et en rouge le profil correspondant. En jaune, les points issus des données sélectionnées et en vert le profil correspondant. Pour des valeurs de redshift galactique inférieures à 0.8, nous observons que les redshifts galactiques

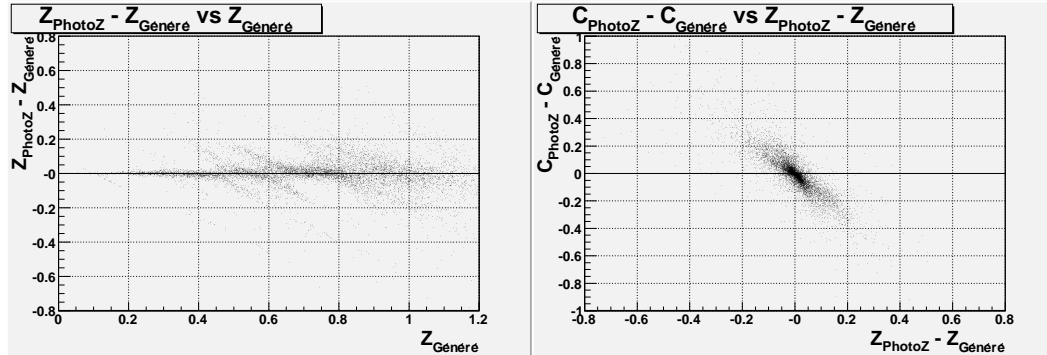


FIG. 7.19 – A gauche, les résidus entre le redshift reconstruit par SALT2 et le redshift généré sur mes courbes de lumière simulées. Nous voyons que le redshift n'est pas bien retrouvé pour certaines valeurs de redshift comme par exemple autour de 0.5 ou 0.6. La dispersion augmente systématiquement au delà de 0.8. A droite, la corrélation entre les résidus en couleur et les résidus en redshift. La signature d'une dégénérescence entre les deux paramètres est évidente.

encore observés dans certains intervalles de redshift. Par exemple, la figure 7.19 montre les résidus observés sur ma simulation numérique de courbes de lumière entre le redshift photométrique reconstruit par SALT2 et le redshift généré. Cependant, les futurs projets développeront des techniques de photométrie et d'étalonnage plus précises. Des observations dans des filtres ultraviolet et infrarouge (comme les filtres u et Y) permettront également de lever plus de dégénérescences. Cela permettra de développer des outils de redshift photométrique plus performants aussi bien sur les galaxies que sur les SNe Ia.

Conclusion

Le SNLS est un programme d'observation de SNe Ia à grande échelle. Il se différencie des précédents relevés par sa technique d'observation systématique et novatrice. Le but du SNLS est principalement d'améliorer notre connaissance de la mystérieuse composante majoritaire de l'Univers, l'énergie noire. Plus précisément, l'expérience propose de contraindre son équation d'état et s'attaque donc à la nature possible de cette énergie noire.

Les cinq ans de prise de données sont maintenant achevés depuis juin 2008. Les résultats de première année ont déjà connu un succès considérable. Ils ont confirmé les valeurs des densités relatives Ω_M et Ω_Λ trouvées par les expériences de première génération mais ont également permis de poser des contraintes plus strictes sur w . De plus, les résultats des trois premières années sont maintenant en fin d'analyse et devront être publiés très prochainement.

La sélection des SNe Ia du SNLS est basée sur l'identification spectroscopique en temps réel de chaque candidat. L'important besoin en signal sur bruit de cette procédure (nécessité d'un temps de pose long pour obtenir un spectre) entraîne un biais de sélection vers les objets les plus brillants. Cela a poussé le groupe de Saclay à développer une stratégie alternative reposant sur une sélection différée et purement photométrique. L'initiative a tout d'abord été explorée à travers les travaux de thèse de Vincent Lusset (Lusset 2006 [57]). J'ai ensuite contribué au perfectionnement des procédures déjà en place et au développement de nouveaux outils afin d'aboutir à une chaîne de traitement des données plus complète. J'ai ainsi acquis une méthode de détection des objets variables et une photométrie utilisables dans le cadre d'une analyse cosmologique.

Une sélection purement photométrique des SNe Ia sur les trois premières années de données du SNLS a été mise en place. 166 SNe Ia identifiées par la spectroscopie ont été retrouvées et 305 ont été sélectionnées comme SNe Ia purement photométriques. Ces dernières doublent approximativement la statistique par rapport aux 284 SNe Ia identifiées par la spectroscopie du SNLS.

La comparaison des SNe Ia identifiées par la spectroscopie aux autres événements a confirmé l'existence d'un biais dans la procédure de sélection du SNLS. Le fait que chaque SNe Ia doit être confirmée par son spectre favorise naturellement les objets les plus brillants et donc les plus bleus et les plus longs suivant les deux lois brighter-bluer et brighter-slower. En revanche, mon étude a également montré que l'impact sur le module de distance n'est pas significatif : $\Delta\mu_B = -0.025 \pm 0.028$ pour des redshifts supérieurs à 0.7. Les corrections empiriques en couleur et stretch appliquées sur le module de

distance s'avèrent si efficaces que nos barres d'erreurs statistiques ne nous permettent pas de voir un effet à plus de 1σ . Notre estimation de $\Delta\mu_B$ est par ailleurs compatible avec l'estimation de la collaboration canadienne basée sur une simulation numérique ($\Delta\mu_B \simeq -0.02$).

La cosmologie ajustée sur l'ensemble des SNe Ia sélectionnées par ma méthode (166 SNe Ia identifiées par la spectroscopie retrouvées et 305 SNe Ia non identifiées) auxquelles est ajouté un lot de 44 SNe Ia proches donne $\Omega_M = 0.259 \pm 0.026$, une valeur compatible avec celle trouvée par Astier et al. 2006 [5]. Mon travail constitue donc en ce sens une première étape vers la cosmologie sans confirmation spectroscopique systématique. L'utilisation de spectres reste bien-sûr utile et même nécessaire pour constituer un lot de contrôle et pour l'étude des propriétés intrinsèques des SNe Ia et leur standardisation.

Il reste maintenant à évaluer la contamination de ma sélection photométrique. En ce qui concerne les supernovae gravitationnelles, la contamination pourrait être déterminée en bénéficiant d'une simulation de courbes de lumière. Il faudra aussi contrôler les systématiques de la procédure, c'est à dire les effets propres à nos outils de réduction des données (soustraction, photométrie, étalonnage), mais également les effets dus à la sélection photométrique en elle-même, notamment les migrations engendrées par l'utilisation du redshift photométrique.

La prochaine génération de relevés a pour ambition d'apporter des contraintes plus fortes sur w , l'équation d'état de l'énergie noire. Un des points essentiels pour ces futurs projets est la précision avec laquelle ils détermineront les redshifts photométriques, en particulier pour l'étude du cisaillement gravitationnel. C'est pourquoi il leur sera nécessaire d'utiliser des filtres supplémentaires dans l'infrarouge et d'étalonner leurs flux avec une grande précision. En ce qui concerne les SNe Ia, l'observation de millions d'événements rendra les erreurs statistiques très faibles et un meilleur niveau de précision ne pourra être atteint que par une meilleure compréhension de ces objets (variabilité intrinsèque, possibles effets d'évolution avec le redshift) et le contrôle des effets systématiques liés aux procédures de traitement des données.

Glossaire

2dFGRS : 2 degree Field Galaxy Redshift Survey
ADU : Arbitrary Digital Unit
AGN : Active Galactic Nucleus
BAO : Baryonic Acoustic Oscillations
CCD : Charge-Coupled Device
CDM : Cold Dark Matter
CEA : Commissariat à l’Energie Atomique
CFHT : Canada France Hawaiï Telescope
CFHTLS : Canada France Hawaiï Telescope Legacy Survey
CMB : Cosmic Microwave Background
COBE : COsmic Background Explorer
Cosmologie : ensemble des valeurs prises par les paramètres cosmologiques
Couleur : paramètre intrinsèque d’une supernova, souvent représenté par la différence de magnitude $B - V$
DES : Dark Energy Survey
DUNE : Dark UNiverse Explorer
Elixir : outil de prétraitement des images du CFHT
EROS : Expérience pour la Recherche d’Objets Sombres
Extinction : phénomène d’absorption des photons par les poussières du milieu interstellaire
FWHM : Full Width at Half Maximum
Galaxie active : se dit d’une galaxie qui forme des étoiles comme les spirales ou les irrégulières. Les galaxies à flambée d’étoiles sont caractérisées par leur fort taux de formation stellaire.
Galaxie passive : se dit d’une galaxie qui ne forme pas d’étoiles, ce sont les galaxies elliptiques.
HR : Hertzsprung-Russell
IRFU : Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l’Univers
 L_{\odot} : luminosité solaire
LPNHE : Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies
LSST : Large Synoptic Survey Telescope
 M_{\odot} : masse solaire
 M_{Ch} : masse de Chandrasekhar
Magnitude : système permettant de comparer le flux d’un objet par rapport à une ré-

férence

Make Lightcurve : outil de photométrie différentielle développée par la collaboration SNLS

Megacam : caméra CCD installée sur le CFHT

PSF : Point Spread Function

Redshift : décalage vers le rouge des raies spectrales dû à l'expansion de l'Univers

SALT : Spectral Adaptive Lightcurve Template

SCAMP : Software for Calibrating AstroMetry and Photometry

SDSS : Sloan Digital Sky Survey

SExtractor : Source Extractor, outil d'extraction des sources d'une image astronomique

SFR : Star Formation Rate

SN(e) : Supernova(e)

SNLS : SuperNova Legacy Survey

SPP : Service de Physique des Particules

Stretch : paramètre intrinsèque d'une supernova caractérisant la largeur de ses courbes de lumière

SWarp : Software for Warping

Triton : outil de photométrie différentielle développée par Laurent Le Guillou dans le cadre de sa thèse sur EROS

VLT : Very Large Telescope

WMAP : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

Bibliographie

- [1] C. Alard and R. H. Lupton. A Method for Optimal Image Subtraction. *The Astrophysical Journal*, 503 :325–+, Aug. 1998.
- [2] A. Albrecht, G. Bernstein, R. Cahn, W. L. Freedman, J. Hewitt, W. Hu, J. Huth, M. Kamionkowski, E. W. Kolb, L. Knox, J. C. Mather, S. Staggs, and N. B. Suntzeff. Report of the Dark Energy Task Force. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Sept. 2006.
- [3] R. L. Allen, B. Gladman, J. J. Kavelaars, J.-M. Petit, J. W. Parker, and P. Nicholson. Discovery of a Low-Eccentricity, High-Inclination Kuiper Belt Object at 58 AU. *Astrophysical Journal Letters*, 640 :L83–L86, Mar. 2006.
- [4] W. D. Arnett. A Possible Model of Supernovae : Detonation of ^{12}C . *Astrophysics and Space Science*, 5 :180–212, Oct. 1969.
- [5] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Riposte, C. Tao, and N. Walton. The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M , Ω_Λ and w from the first year data set. *Astronomy & Astrophysics*, 447 :31–48, Feb. 2006.
- [6] W. Baade and F. Zwicky. On super-novae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20 :254–+, 1934.
- [7] B. J. Barris and J. L. Tonry. The Rate of Type Ia Supernovae at High Redshift. *The Astrophysical Journal*, 637 :427–438, Jan. 2006.
- [8] J. G. Bartlett. The Sunyaev-Zel’dovich Effect and its Uses. *Astrophysics and Space Science*, 290 :105–118, Feb. 2004.
- [9] J. G. Bartlett. SZ Surveys are Coming : What should we do? *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2006.
- [10] J.-L. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro. *Fundamentals in Nuclear Physics*. Springer, 2005.
- [11] S. Baumont. *Analyse des spectres VLT pour l’expérience SNLS*. PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2007.

- [12] C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. S. Cheng, M. G. Hauser, T. Kelsall, J. C. Mather, S. H. Moseley, Jr., T. L. Murdock, R. A. Shafer, and R. F. Silverberg. Scientific results from COBE. *Advances in Space Research*, 13 :409–, Dec. 1993.
- [13] E. Bertin and S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117 :393–404, June 1996.
- [14] M. S. Bessell. UBVRI passbands. *Astronomical Society of the Pacific*, 102 :1181–1199, Oct. 1990.
- [15] G. Blanc, C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, G. Aldering, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, C. Balland, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, A. Conley, C. Coutures, T. Dahlé, F. Derue, X. Fan, R. Ferlet, G. Folatelli, P. Fouqué, G. Garavini, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Goobar, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, D. Hardin, I. M. Hook, J. de Kat, S. Kent, A. Kim, T. Lasserre, L. Le Guillou, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, M. Mouchet, H. Newberg, S. Nobili, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, Y. R. Rahal, N. Regnault, J. Rich, P. Ruiz-Lapuente, M. Spiro, P. Tisserand, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, N. A. Walton, and S. Zylberajch. Type Ia supernova rate at a redshift of ~ 0.1 . *Astronomy and Astrophysics*, 423 :881–894, Sept. 2004.
- [16] O. Boulade, X. Charlot, P. Abbon, S. Aune, P. Borgeaud, P.-H. Carton, M. Carty, J. Da Costa, H. Deschamps, D. Desforge, D. Eppellé, P. Gallais, L. Gosset, R. Granelli, M. Gros, J. de Kat, D. Loiseau, J.-. Ritou, J. Y. Roussé, P. Starzynski, N. Vignal, and L. G. Vigroux. MegaCam : the new Canada-France-Hawaii Telescope wide-field imaging camera. In M. Iye and A. F. M. Moorwood, editors, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 72-81 (2003).*, volume 4841 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 72–81, Mar. 2003.
- [17] T. J. Bronder, I. M. Hook, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, D. Fouchez, J. Guy, D. A. Howell, J. D. Neill, R. Pain, K. Perrett, C. J. Pritchett, N. Regnault, M. Sullivan, S. Baumont, S. Fabbro, M. Filliol, S. Perlmutter, and P. Ripoche. SNLS spectroscopy : testing for evolution in type Ia supernovae. *Astronomy & Astrophysics*, 477 :717–734, Jan. 2008.
- [18] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle. Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29 :547–650, 1957.
- [19] E. Cappellaro, R. Evans, and M. Turatto. A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation. *Astronomy and Astrophysics*, 351 :459–466, Nov. 1999.
- [20] J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal*, 345 :245–256, Oct. 1989.
- [21] S. M. Carroll. The Cosmological Constant. *Living Reviews in Relativity*, 4 :1–+, Feb. 2001.

- [22] S. M. Carroll. Why is the Universe Accelerating? In R. E. Allen, D. V. Nanopoulos, and C. N. Pope, editors, *The New Cosmology : Conference on Strings and Cosmology*, volume 743 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 16–32, Dec. 2004.
- [23] M. Colless, B. A. Peterson, C. Jackson, J. A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, I. K. Baldry, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, C. Collins, W. Couch, N. Cross, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, D. Madgwick, W. Sutherland, and K. Taylor. The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final Data Release. *ArXiv Astrophysics e-prints*, jun 2003.
- [24] A. Conley, D. A. Howell, A. Howes, M. Sullivan, P. Astier, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, J. Guy, I. Hook, J. D. Neill, R. Pain, K. Perrett, C. J. Pritchet, N. Regnault, J. Rich, R. Taitel, E. Aubourg, J. Bronder, R. S. Ellis, S. Fabbro, M. Filiol, D. Le Borgne, N. Palanque-Delabrouille, S. Perlmutter, and P. Ripoche. The Rise Time of Type Ia Supernovae from the Supernova Legacy Survey. *The Astronomical Journal*, 132 :1707–1713, Oct. 2006.
- [25] T. Dahlen, L.-G. Strolger, A. G. Riess, B. Mobasher, R.-R. Chary, C. J. Conselice, H. C. Ferguson, A. S. Fruchter, M. Giavalisco, M. Livio, P. Madau, N. Panagia, and J. L. Tonry. High-Redshift Supernova Rates. *The Astrophysical Journal*, 613 :189–199, Sept. 2004.
- [26] M. Della Valle. The Empirical Grounds of the Supernova/Gamma-Ray Burst Connection. In L. Burderi, L. A. Antonelli, F. D’Antona, T. di Salvo, G. L. Israel, L. Piersanti, A. Tornambè, and O. Straniero, editors, *Interacting Binaries : Accretion, Evolution, and Outcomes*, volume 797 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 150–162, Oct. 2005.
- [27] M. Della Valle. Supernovae and Gamma Ray Bursts. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 30 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 104–109, Aug. 2007.
- [28] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. *Éléments de physique statistique*. Hermann, 2001.
- [29] D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H.-J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y.-S. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. A. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. W. Richmond, D. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. L. Tucker, B. Yanny, and D. G. York. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 633 :560–574, Nov. 2005.
- [30] S. Fabbro. *Photométrie des supernovae et applications cosmologiques*. PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2001.

- [31] A. Filippenko. Optical spectra of supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35 :309–355, 1997.
- [32] L. Fu, E. Semboloni, H. Hoekstra, M. Kilbinger, L. van Waerbeke, I. Tereno, Y. Mellier, C. Heymans, J. Coupon, K. Benabed, J. Benjamin, E. Bertin, O. Doré, M. J. Hudson, O. Ilbert, R. Maoli, C. Marmo, H. J. McCracken, and B. Ménard. Very weak lensing in the CFHTLS wide : cosmology from cosmic shear in the linear regime. *Astronomy and Astrophysics*, 479 :9–25, Feb. 2008.
- [33] M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D. P. Schneider. The Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *The Astronomical Journal*, 111 :1748–+, Apr. 1996.
- [34] G. Gamow and M. Schoenberg. Neutrino theory of stellar collapse. *Phys. Rev.*, 59(7) :539–547, Apr 1941.
- [35] J. R. Gott, M. Jurić, D. Schlegel, F. Hoyle, M. Vogeley, M. Tegmark, N. Bahcall, and J. Brinkmann. A map of the univers. *The Astrophysical Journal*, 624 :463, 2005.
- [36] L. Greggio. The rates of type Ia supernovae. I. Analytical formulations. *Astronomy and Astrophysics*, 441 :1055–1078, Oct. 2005.
- [37] J. Guy, P. Astier, S. Baumont, D. Hardin, R. Pain, N. Regnault, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, K. Perrett, C. J. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, P. Antilogus, E. Aubourg, G. Bazin, J. Bronder, M. Filiol, N. Palanque-Delabrouille, P. Ripoche, and V. Ruhlmann-Kleider. SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. *Astronomy & Astrophysics*, 466 :11–21, Apr. 2007.
- [38] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles. The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae. *Astronomical Journal*, 112 :2391–+, Dec. 1996.
- [39] D. Hardin, C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J. P. Beaulieu, G. Blanc, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, J. C. Hamilton, J. de Kat, A. Kim, T. Lasserre, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, S. Zylberajch, and The EROS Collaboration. Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$. *Astronomy and Astrophysics*, 362 :419–425, Oct. 2000.
- [40] W. Hillebrandt and J. C. Niemeyer. Type IA Supernova Explosion Models. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38 :191–230, 2000.
- [41] D. A. Howell, M. Sullivan, A. Conley, and R. Carlberg. Predicted and Observed Evolution in the Mean Properties of Type Ia Supernovae with Redshift. *The Astrophysical Journal*, 667 :L37–L40, Sept. 2007.
- [42] D. A. Howell, M. Sullivan, P. E. Nugent, R. S. Ellis, A. J. Conley, D. Le Borgne, R. G. Carlberg, J. Guy, D. Balam, S. Basa, D. Fouchez, I. M. Hook, E. Y. Hsiao,

- J. D. Neill, R. Pain, K. M. Perrett, and C. J. Pritchett. The type Ia supernova SNLS-03D3bb from a super-Chandrasekhar-mass white dwarf star. *Nature*, 443 :308–311, Sept. 2006.
- [43] D. A. Howell, M. Sullivan, K. Perrett, T. J. Bronder, I. M. Hook, P. Astier, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy, H. Lafoux, J. D. Neill, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, C. J. Pritchett, N. Regnault, J. Rich, R. Taillet, R. Knop, R. G. McMahon, S. Perlmutter, and N. A. Walton. Gemini Spectroscopy of Supernovae from the Supernova Legacy Survey : Improving High-Redshift Supernova Selection and Classification. *The Astrophysical Journal*, 634 :1190–1201, Dec. 2005.
- [44] F. Hoyle. The synthesis of the elements from hydrogen. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 106 :343–+, 1946.
- [45] F. Hoyle and W. Fowler. Nucleosynthesis in supernovae. *The Astrophysical Journal*, 132 :565–+, 1960.
- [46] E. Y. Hsiao, A. Conley, D. A. Howell, M. Sullivan, C. J. Pritchett, R. G. Carlberg, P. E. Nugent, and M. M. Phillips. K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 663 :1187–1200, July 2007.
- [47] O. Ilbert, S. Arnouts, H. J. McCracken, M. Bolzonella, E. Bertin, O. Le Fèvre, Y. Mellier, G. Zamorani, R. Pellò, A. Iovino, L. Tresse, V. Le Brun, D. Bottini, B. Garilli, D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, S. Bardelli, A. Cappi, S. Charlot, P. Ciliegi, T. Contini, O. Cucciati, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, B. Marano, C. Marinoni, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, A. Pollo, L. Pozzetti, M. Rado- vich, E. Zucca, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, S. de La Torre, L. Gregorini, F. Lamareille, G. Mathez, P. Merluzzi, V. Ripepi, D. Rizzo, and D. Vergani. Accurate photometric redshifts for the CFHT legacy survey calibrated using the VIMOS VLT deep survey. *Astronomy and Astrophysics*, 457 :841–856, Oct. 2006.
- [48] D. Kasen and S. E. Woosley. On the Origin of the Type Ia Supernova Width-Luminosity Relation. *The Astrophysical Journal*, 656 :661–665, Feb. 2007.
- [49] A. M. Khokhlov. Delayed detonation model for type IA supernovae. *Astronomy and Astrophysics*, 245 :114–128, May 1991.
- [50] A. M. Khokhlov. Mechanisms for the initiation of detonations in the degenerate matter of supernovae. *Astronomy and Astrophysics*, 246 :383–396, June 1991.
- [51] A. J. Korn, F. Grundahl, O. Richard, P. S. Barklem, L. Mashonkina, R. Collet, N. Piskunov, and B. Gustafsson. A probable stellar solution to the cosmological lithium discrepancy. *Nature*, 442 :657–659, Aug. 2006.
- [52] W. Kunkel, B. Madore, I. Shelton, O. Duhalde, F. M. Bateson, A. Jones, B. Moreno, S. Walker, G. Garradd, B. Warner, and J. Menzies. Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. *IAU Circ.*, 4316 :1–+, Feb. 1987.
- [53] A. U. Landolt. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5–16.0 around the celestial equator. *The Astronomical Journal*, 104 :340–371, July 1992.

- [54] L. Le Guillou. *Recherche de matière noire galactique par détection de phénomènes de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle*. PhD thesis, Université de Paris 6, September 2003.
- [55] W. Li, A. V. Filippenko, R. R. Treffers, A. G. Riess, J. Hu, and Y. Qiu. A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 546 :734–743, Jan. 2001.
- [56] E. Livne and D. Arnett. On the Instability of Deflagration Fronts in White Dwarfs. *Astrophysical Journal Letters*, 415 :L107+, Oct. 1993.
- [57] V. Lusser. *Analyse différée des données de SNLS : mesure des paramètres cosmologiques et du taux d'explosion des supernovae de type Ia*. PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2006.
- [58] D. S. Madgwick, P. C. Hewett, D. J. Mortlock, and L. Wang. Spectroscopic Detection of Type Ia Supernovae in the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophysical Journal Letters*, 599 :L33–L36, Dec. 2003.
- [59] E. A. Magnier and J.-C. Cuillandre. The Elixir System : Data Characterization and Calibration at the Canada-France-Hawaii Telescope. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 116 :449–464, May 2004.
- [60] F. Malacrino, J.-L. Atteia, M. Boër, A. Klotz, C. Veillet, J.-C. Cuillandre, and The Grb Rtas Collaboration. Constraining the rate of GRB visible afterglows with the CFHTLS very wide survey. *Astronomy and Astrophysics*, 464 :L29–L32, Mar. 2007.
- [61] F. Mannucci, M. Della Valle, N. Panagia, E. Cappellaro, G. Cresci, R. Maiolino, A. Petrosian, and M. Turatto. The supernova rate per unit mass. *Astronomy and Astrophysics*, 433 :807–814, Apr. 2005.
- [62] R. Minkowski. Spectra of supernovae. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 53 :224–+, 1941.
- [63] T. Montmerle and N. Prantzos. *Soleils éclatés*. Presses du CNRS, 1988.
- [64] J. D. Neill, M. Sullivan, D. Balam, C. J. Pritchett, D. A. Howell, K. Perrett, P. Astier, E. Aubourg, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy, I. Hook, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, N. Regnault, J. Rich, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, D. Hardin, M. Kowalski, C. Lidman, V. Lusser, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, D. Schlegel, and C. Tao. The Supernova Type Ia Rate Evolution with SNLS. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 924 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 421–424, Aug. 2007.
- [65] K. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi. Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *The Astrophysical Journal*, 286 :644–658, Nov. 1984.
- [66] P. Nugent, A. Kim, and S. Perlmutter. K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 114 :803–819, Aug. 2002.

- [67] P. Nugent, M. Phillips, E. Baron, D. Branch, and P. Hauschildt. Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae. *Astrophysical Journal Letters*, 455 :L147+, Dec. 1995.
- [68] B. Paczynski. Gamma-Ray Bursts as Hypernovae. In C. A. Meegan, R. D. Preece, and T. M. Koshut, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 428 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 783–+, 1998.
- [69] R. Pain, S. Fabbro, M. Sullivan, R. S. Ellis, G. Aldering, P. Astier, S. E. Deustua, A. S. Fruchter, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, D. Hardin, I. M. Hook, D. A. Howell, M. J. Irwin, A. G. Kim, M. Y. Kim, R. A. Knop, J. C. Lee, C. Lidman, R. G. McMahan, P. E. Nugent, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, P. Ruiz-Lapuente, K. Schahmaneche, B. Schaefer, and N. A. Walton. The Distant Type Ia Supernova Rate. *The Astrophysical Journal*, 577 :120–132, Sept. 2002.
- [70] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419–421, July 1965.
- [71] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahan, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517 :565–586, June 1999.
- [72] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116 :1009–1038, Sept. 1998.
- [73] A. G. Riess, L.-G. Strolger, S. Casertano, H. C. Ferguson, B. Mobasher, B. Gold, P. J. Challis, A. V. Filippenko, S. Jha, W. Li, J. Tonry, R. Foley, R. P. Kirshner, M. Dickinson, E. MacDonald, D. Eisenstein, M. Livio, J. Younger, C. Xu, T. Dahlé, and D. Stern. New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at $z \geq 1$: Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy. *The Astrophysical Journal*, 659 :98–121, Apr. 2007.
- [74] P. Ripoche. PhD thesis, Université de Marseille, 2007.
- [75] P. Ruiz-Lapuente, D. J. Jeffery, P. M. Challis, A. V. Filippenko, R. P. Kirshner, L. C. Ho, B. P. Schmidt, F. Sanchez, and R. Canal. A Possible Low-Mass Type-Ia Supernova. *Nature*, 365 :728–+, Oct. 1993.
- [76] C. Schimd, I. Tereno, J.-P. Uzan, Y. Mellier, L. van Waerbeke, E. Semboloni, H. Hoekstra, L. Fu, and A. Riazuelo. Tracking quintessence by cosmic shear. Constraints from VIRMOS-Descart and CFHTLS and future prospects. *Astronomy and Astrophysics*, 463 :405–421, Feb. 2007.

- [77] D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *The Astrophysical Journal*, 500 :525–+, June 1998.
- [78] U. Seljak, A. Makarov, P. McDonald, S. F. Anderson, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, R. Cen, M. Doi, J. E. Gunn, Ž. Ivezić, S. Kent, J. Loveday, R. H. Lupton, J. A. Munn, R. C. Nichol, J. P. Ostriker, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, M. Tegmark, D. E. Berk, D. H. Weinberg, and D. G. York. Cosmological parameter analysis including SDSS Ly α forest and galaxy bias : Constraints on the primordial spectrum of fluctuations, neutrino mass, and dark energy. *Physical Review D*, 71(10) :103515–+, May 2005.
- [79] G. Soucail, Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez, and M. Cailloux. The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $Z = 0.724$. *Astronomy and Astrophysics*, 191 :L19–L21, Feb. 1988.
- [80] D. N. Spergel, R. Bean, O. Doré, M. R. Nolta, C. L. Bennett, J. Dunkley, G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170 :377–408, June 2007.
- [81] D. N. Spergel et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 148 :175, 2003.
- [82] M. Sullivan, D. A. Howell, K. Perrett, P. E. Nugent, P. Astier, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy, I. Hook, H. Lafoux, J. D. Neill, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, C. J. Pritchett, N. Regnault, J. Rich, R. Taillet, G. Aldering, S. Baumont, J. Bronder, M. Filiol, R. A. Knop, S. Perlmutter, and C. Tao. Photometric Selection of High-Redshift Type Ia Supernova Candidates. *The Astronomical Journal*, 131 :960–972, Feb. 2006.
- [83] M. Sullivan, D. Le Borgne, C. J. Pritchett, A. Hodsman, J. D. Neill, D. A. Howell, R. G. Carlberg, P. Astier, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy, I. Hook, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, N. Regnault, J. Rich, R. Taillet, S. Baumont, J. Bronder, R. S. Ellis, M. Filiol, V. Lisset, S. Perlmutter, P. Ripoche, and C. Tao. Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 648 :868–883, Sept. 2006.
- [84] J. L. Tonry, B. P. Schmidt, B. Barris, P. Candia, P. Challis, A. Clocchiatti, A. L. Coil, A. V. Filippenko, P. Garnavich, C. Hogan, S. T. Holland, S. Jha, R. P. Kirshner, K. Krisciunas, B. Leibundgut, W. Li, T. Matheson, M. M. Phillips, A. G. Riess, R. Schommer, R. C. Smith, J. Sollerman, J. Spyromilio, C. W. Stubbs, and N. B. Suntzeff. Cosmological Results from High- z Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 594 :1–24, Sept. 2003.
- [85] Turatto. Classification of supernovae. *LNP*, 598 :21–36, 2003.

- [86] D. Tytler, J. M. O’Meara, N. Suzuki, and D. Lubin. Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances. *Physica Scripta Volume T*, 85 :12–+, 2000.
- [87] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman, and R. Sancisi. Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. *The Astrophysical Journal*, 295 :305–313, Aug. 1985.
- [88] P. G. van Dokkum. Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 113 :1420–1427, Nov. 2001.
- [89] S. Weinberg. The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*, 61 :1–23, Jan. 1989.
- [90] J. C. Wheeler and R. P. Harkness. Type I supernovae. *Reports of Progress in Physics*, 53 :1467–1557, 1990.
- [91] C. J. Willott, P. Delorme, A. Omont, J. Bergeron, X. Delfosse, T. Forveille, L. Albert, C. Reylé, G. J. Hill, M. Gully-Santiago, P. Vinten, D. Crampton, J. B. Hutchings, D. Schade, L. Simard, M. Sawicki, A. Beelen, and P. Cox. Four Quasars above Redshift 6 Discovered by the Canada-France High-z Quasar Survey. *The Astronomical Journal*, 134 :2435–2450, Dec. 2007.
- [92] S. E. Woosley and T. A. Weaver. Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae. *The Astrophysical Journal*, 423 :371–379, Mar. 1994.
- [93] D. Xiong. The cosmological and stellar lithium abundance problem. *Progress in Astronomy*, 10 :91–102, June 1992.
- [94] F. Zwicky. On the Frequency of Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 88 :529–+, Dec. 1938.

Table des figures

1.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell	11
1.2	Supernovae historiques	13
1.3	P-Cygni	14
1.4	Spectres	16
1.5	Courbes de lumière	17
1.6	Structure en « pelure d'oignon »	18
1.7	Lobes de Roche	23
1.8	Lightcurves	25
1.9	Spectres	26
1.10	Spectres	29
2.1	Loi de Hubble	33
2.2	2dF	35
2.3	CMB	36
2.4	Abondances des éléments légers	42
2.5	Evolution des Omegas	45
2.6	Courbures de l'Univers	47
2.7	Spectre de puissance du CMB	48
2.8	Abell 2218	51
2.9	Spectre d'une SNe Ia à différents redshifts	56
2.10	Correction K	58
2.11	Diagramme de Hubble	60
2.12	Contours de confiance Ω_M vs Ω_Λ	61
3.1	CFHT	64
3.2	Megacam	65
3.3	Seeings au cours du temps	67
3.4	Seeings	67
3.5	Filtres bruts	68
3.6	Transmissions CFHT	69
3.7	Filtres effectifs	70
3.8	Champs CFHTLS	72
4.1	Images courante et Référence	78

4.2	Cosmiques et colonnes mortes	80
4.3	Colonnes mortes	81
4.4	Soustraction et seeing	82
4.5	Mauvaise soustraction	83
4.6	Carte des objets pour la convolution	84
4.7	Soustraction correcte	85
4.8	Intégrale du noyau de convolution	87
4.9	Nombre de soustractions par empilement	90
4.10	Détection de 04D1oe	91
4.11	Nombre d'étoiles utilisées pour la PSF	93
4.12	Etoiles pour la PSF	95
4.13	Optimisation de la PSF : courbes de lumière	96
4.14	PSF	97
4.15	Point zéro et seeing	99
4.16	Renormalisation des erreurs	102
4.17	Contrôle des systématiques sur l'étalonnage des flux	105
4.18	nbexpos	106
4.19	Distribution des barres d'erreur	108
4.20	Distribution des écarts à la médiane au cours des nuits	109
4.21	Nombre d'expositions par nuit	111
4.22	Nettoyage des courbes de lumière, statistiques	112
4.23	Nettoyage des courbes de lumière	113
4.24	Recherche des fluctuations sur les courbes de lumière	115
4.25	Comparaison de la photométrie Triton à la photométrie Make Lightcurve	116
4.26	Ajustements analytiques indépendants de type Boltzmann-Fermi-Dirac des courbes de lumière	117
4.27	Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 03D1bo	118
4.28	Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 04D1qd	119
4.29	Ajustements analytiques de type Boltzmann-Fermi-Dirac sur les courbes de lumière de 06D3eq	120
4.30	Modèle de Boltzmann-Fermi-Dirac sur les SNe Ia proches	121
5.1	Séquences spectrales	124
5.2	Ajustement SALT2 sur 03D1bk	127
5.3	Distribution des jours au maximum, données et simulation	129
5.4	Distribution des redshifts de la simulation	130
5.5	Diagramme couleur-stretch des SNe Ia confirmées par la spectroscopie	131
5.6	Distribution en stretch des SNe Ia confirmées par la spectroscopie	132
5.7	Distributions en couleur des SNe Ia confirmées par la spectroscopie	133
5.8	Dispersion des points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie par rapport au modèle en fonction du flux	134

5.9	Dispersion des erreurs sur les points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie en fonction de l'écart au modèle	135
5.10	Dispersion des erreurs sur les points photométriques des SNe Ia confirmées par la spectroscopie en trois intervalles d'écart au modèle	136
5.11	Deux exemples de courbes de lumière simulées sur D3	136
5.12	Simulation d'images, estimateur de la distance d'association	139
5.13	Carte des reconstructions sur D1	140
5.14	Efficacité de détection en fonction de la magnitude i'	141
5.15	Efficacité de détection en fonction du redshift	142
5.16	Efficacité de détection en fonction du temps	144
6.1	Etoile saturée	146
6.2	Compatibilité des jours au maximum en r' et i'	147
6.3	05D3ha	148
6.4	Rejet des doublons de détection	149
6.5	Association au catalogue d'objets	151
6.6	Augmentation du flux en i'	152
6.7	χ^2 hors fluctuation principale vs flux maximum	154
6.8	Comparaison des distributions en χ_{BFD}^2 entre les SNe Ia identifiées par la spectroscopie et les SNe Ia simulées	154
6.9	Courbes de lumières de 04D3de, une SN IIP	155
6.10	$\Delta\chi_{i'}^2$ vs $\chi_{i'}^2$	157
6.11	Efficacité de la présélection sur la simulation numérique de courbes de lumière	161
6.12	Redshift photométrique vs redshift spectroscopique	163
6.13	Ajustement SALT2 sur 04D1kj	163
6.14	Coupe sur l'écart entre les jours au maximum de luminosité	165
6.15	Exemple d'objets rejetés par $\Delta\chi_{[-10,+20]}^2 \neq 0$	165
6.16	Temps de montée vs temps de descente	166
6.17	Coupe sur le χ_{SALT2}^2	167
6.18	$g' - r'$ vs g'	168
6.19	$r' - i'$ vs r'	169
6.20	$i' - z'$ vs i'	170
6.21	Stretch vs Couleur	171
6.22	Corrélation c vs Δz	172
7.1	Distributions en magnitude i' et en redshift	178
7.2	Début et fin de saison	179
7.3	Nombre de points dans la montée en i'	179
7.4	Nombre de points au maximum en i'	180
7.5	χ^2 en i' au maximum de luminosité pour l'ajustement de Boltmann-Fermi-Dirac	182
7.6	Magnitude i' vs χ^2 au maximum de luminosité	183
7.7	Distributions en couleur	184

7.8	Evolution de la couleur en fonction du redshift	185
7.9	Distributions en stretch	185
7.10	Evolution du stretch en fonction du redshift	186
7.11	Cosmologie de référence	188
7.12	Résidus à la cosmologie de référence	189
7.13	Impact du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance .	191
7.14	Incertitude sur le module de distance	192
7.15	Ajustement cosmologique	194
7.16	Stretch et type d'hôte	195
7.17	Non uniformités sur la caméra	199
7.18	Effets de migration	201
7.19	Redshift photométrique SALT2	202

Liste des tableaux

3.1	Megacam	66
3.2	Filtres : caractéristiques techniques	68
4.1	Résumé des facteurs correctifs appliqués sur les erreurs des flux	102
4.2	Dépendance de l'étalonnage en flux	104
6.1	Bilan de la présélection sur les données	160
6.2	Bilan de la présélection sur les données confirmées par la spectroscopie .	160
6.3	Bilan de la présélection sur la simulation	160
6.4	Bilan de la sélection sur les SNe identifiées par la spectroscopie	173
6.5	Bilan de la sélection sur les données	174
6.6	Bilan de la sélection sur la simulation	174
6.7	Types d'objets sélectionnés dans la base de données du SNLS	175
7.1	Impact du biais de sélection spectroscopique sur le module de distance .	190

