



HAL
open science

Analyses des propriétés locales des galaxies hôtes des Supernovae de type Ia dans la collaboration The Nearby Supernova Factory

Mickaël Rigault

► **To cite this version:**

Mickaël Rigault. Analyses des propriétés locales des galaxies hôtes des Supernovae de type Ia dans la collaboration The Nearby Supernova Factory. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT: . tel-00905574v1

HAL Id: tel-00905574

<https://theses.hal.science/tel-00905574v1>

Submitted on 18 Nov 2013 (v1), last revised 15 Jun 2018 (v2)

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

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

THÈSE

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

—
ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET D'ASTROPHYSIQUE

Document présenté pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTORAT
EN COSMOLOGIE OBSERVATIONNELLE

— arrêté du 7 août 2006 —

Analyses des propriétés locales des galaxies hôtes des Supernovae de type Ia dans la collaboration *The Nearby Supernova Factory*

Mickael RIGAULT
26 septembre 2013

Membres du jury:	J. Gascon	Président du jury
	Y. Copin	Directeur de thèse
	E. Aubourg	Rapporteur
	T. Contini	Rapporteur
	G. Aldering	Examineur
	A. G. Kim	Examineur
	P. Prugniel	Examineur

Remerciements

Je souhaiterais commencer ma thèse en remerciant chaleureusement toutes les personnes qui m'ont aidé, de près ou de loin, à avancer dans mes recherches et dans ma vie de jeune chercheur.

- Je remercie tout particulièrement Yannick Copin, mon directeur de thèse, pour ses très grandes qualités d'encadrement, sa patience et sa vigilance. Grâce à lui j'ai pu passer trois années de thèse dans les meilleures conditions qui soient. Merci !
- Merci également à Greg Aldering qui a été mon superviseur à Berkeley. Les sept mois passés à ses côtés ont été pour moi une expérience de recherche incroyablement enrichissante. Ce temps de recherche a été une des périodes de ma vie au cours desquelles j'ai le plus appris. *Thank you very much Greg!*
- Un grand merci aux autres membres de mon jury : Éric Aubourg, Thierry Contini, Alex Kim, Philippe Prugniel et Jules Gascon pour leur soutien et leurs critiques constructives, qui m'ont beaucoup aidé.
- Je tiens également à remercier chaleureusement l'équipe de Lyon. Gérard Smadja, tout d'abord, pour le soutien qu'il a été et pour tout ce qu'il m'a transmis. Merci également à Nicolas Chotard et Rui Pereira, pour avoir été à mes cotés durant ces années de thèse. Je vous dois beaucoup. Merci aussi à Manu Gangler.
- J'ai aussi une pensée chaleureuse pour l'ensemble de SNfactory et l'IPNL.
- Enfin, un merci tout particulier à Corinne Augier et à Bernard Ille pour leur soutien et leurs conseils.

Mais ma vie de doctorant s'étend au-delà de mon équipe de recherche et j'embrasse l'ensemble des personnes qui m'ont soutenu, supporté (dans tous les sens du terme), recadré, conseillé et aimé durant cette période de ma vie.

- Mon petit coeur, Léa, merci pour tout, je te dois tellement.
- Mes amis, Simon, Lucas, Julien, Jen, Béné, Raf, Bastien, Ada, Anne, Olivier, Francis, Sophie, Camille et tous les autres. Si j'ai réussi ma thèse, c'est aussi grâce à vous et à tous les moments qu'on a passés ensemble.
- Ma famille, Papa, Maman, Benjamin et Clément, mes grands parents, mes oncles, mes tantes, merci à tous. Merci à toi tonton François.

Je sais que j'en oublie et j'en suis désolé. Pêle-mêle une dernière pensée pour Alexia Auffèves, qui fut ma première encadrante et à qui je dois aussi beaucoup. Pour E.T., pour tout ce qu'elle est et pour son aide dans les premières phases de rédaction de mon article. Sans elle, ma vie à Berkeley n'aurait pas été la moitié de ce qu'elle a été (*Many many thanks E.T.*). Merci aussi à Borgen, Breaking Bad, Boardwalk Empire, Games of Thrones, True Blood, Walking Dead, House of Cards, Magic the Gathering, toute la musique et tous les films que j'aime et qui m'ont permis de me détendre et de me sortir la tête de mes codes.

Je finis ces remerciements en m'adressant à l'État français pour ma bourse de thèse, ainsi qu'à la région Rhône-Alpes pour la bourse Explo'ra doc : Merci !

Résumé

Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont de puissants indicateurs de distance cosmologique. Elles sont à l'origine de la découverte de l'énergie noire dans l'univers et restent aujourd'hui la meilleure méthode pour contraindre son équation d'état. Cependant, nous ignorons toujours le phénomène exact donnant naissance à ces supernovae. Notamment, nous ne connaissons pas l'influence de l'évolution des paramètres stellaires avec le redshift sur la luminosité de ces objets et donc sur les ajustements cosmologiques. De récentes études ont mis en évidence des biais environnementaux ayant un impact significatif sur les mesures des paramètres cosmologiques. Cependant, ces études analysent les hôtes des SNe Ia dans leur globalité en négligeant les variations pourtant connues des propriétés stellaires et gazeuses au sein de ces galaxies.

Dans cette thèse je montre comment les données de spectrographie à champ intégral de la collaboration *The Nearby Supernova Factory* permettent l'étude de l'environnement immédiat (\sim kpc) de la SNe Ia. Dans une première partie, j'introduis les bases physiques et le contexte scientifique dans lesquels ma thèse s'inscrit. Dans la seconde partie, je commence par détailler les techniques d'extraction des données environnementales locales et, une fois ces données extraites, je développe la mesure du taux de formation stellaire environnant les SNe Ia à partir du signal $H\alpha$. Dans mon analyse, je montre comment les propriétés des SNe Ia, et notamment leur luminosité standardisée, dépendent de la présence de formation stellaire à proximité. Ce biais, duquel découlent les biais environnementaux précédemment évoqués, a un impact significatif sur la cosmologie. En se basant sur les évolutions des propriétés stellaires des galaxies, je construis un modèle d'évolution de la luminosité moyenne des SNe Ia en fonction du redshift pour estimer cet impact ; les données de la littérature semblent confirmer mes hypothèses. Ces résultats ont été publiés dans le journal européen *Astronomy and Astrophysics* (Rigault et al. 2013). Dans une troisième partie, je présente des analyses supplémentaires sur l'environnement local des SNe Ia et je suggère de nouvelles approches.

Cette thèse a mis en évidence un biais environnemental important sur les propriétés des SNe Ia que seule l'analyse locale permet d'aborder. Cette découverte est une étape importante dans la compréhension de ces objets et dans l'amélioration de leur utilisation cosmologique.

Introduction générale

Ce document présente le travail que j'ai effectué durant mes trois années de thèse en cosmologie observationnelle au sein de la collaboration internationale *The Nearby Supernovae Factory*. Mes activités de recherche se sont divisées entre l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, en France, et le *Lawrence Berkeley National Laboratory* en Californie, USA. Ces travaux m'ont également amené à participer à plusieurs conférences internationales et à de nombreuses réunions de collaboration en Europe (Espagne, Allemagne, France) aux États-Unis et en Chine.

Ces trois années ont été pour moi une période intense d'apprentissage tant sur le plan humain que scientifique. Je dois pour cela beaucoup à Yannick Copin, mon directeur de thèse, à Greg Aldering, mon superviseur direct à Berkeley, et à l'ensemble de la collaboration.

Les cent cinquante pages que je présente ici sont le fruit de ces apprentissages et j'invite le lecteur à partager cette expérience avec moi.

« Analyses des propriétés locales des galaxies hôtes des supernovae de type Ia de la collaboration *The Nearby Supernovae Factory* » se compose en trois parties.

Dans la première, nous situons le contexte scientifique dans lequel cette recherche s'inscrit. Nous exposerons l'intérêt d'analyser les propriétés de l'environnement des supernovae de type Ia – aujourd'hui le meilleur indicateur de distance cosmologique et la meilleure sonde pour comprendre l'énergie noire – dans un contexte cosmologique où les origines exactes de ces supernovae sont encore mal comprises. Cette partie sera l'occasion de mettre en avant les atouts d'une approche locale dans l'analyse environnementale, ce qui est la spécificité de mon projet.

Le seconde partie détaillera mes travaux. Elle portera sur la production des données des galaxies hôtes des supernovae de type Ia nécessaire à l'étude des propriétés de ces dernières en fonction de celles de leur environnement. Nous verrons notamment que ces supernovae sont significativement dépendantes de leur environnement local. Les travaux que je présente dans cette seconde partie ont été soumis à publication dans le journal *Astronomy and Astrophysics* le 19 Juin 2013 et accepté le 30 août (Rigault et al. 2013). Dans la troisième et dernière partie, nous discuterons des recherches préliminaires que je conduis afin de mieux comprendre les biais environnementaux et la standardisation des SNe Ia.

Les divers effets environnementaux que nous mettrons en évidence dans ce document sont moins des contraintes pour la cosmologie que de formidables opportunités d'améliorer l'utilisation des supernovae de type Ia pour mesurer les propriétés de l'univers.

Table des matières

I	Introduction et contexte scientifique	13
1	Notions cosmologiques	15
1.1	Concept de la relativité générale	16
1.1.1	Principes généraux	16
1.1.2	Métrique, courbure et équation d'Einstein	16
1.1.3	Introduction de la constante cosmologique	17
1.2	Cosmologie homogène et isotrope	18
1.2.1	Univers homogène et isotrope	18
1.2.2	Equation de Friedmann-Lemaître	19
1.2.3	Modèle actuel de la cosmologie : Λ CDM	21
1.3	Distance de luminosité et chandelles standards	22
1.3.1	Définition de la distance de luminosité	22
1.3.2	Chandelles standards	23
1.3.3	L'utilisation des SNe Ia	24
2	Les Supernovae de Type Ia	27
2.1	Des chandelles standardisables	28
2.1.1	Physique de l'explosion	28
2.1.2	Courbes de lumière et standardisation	28
2.2	Le problème du progéniteur	32
2.2.1	Modèles d'explosion	33
2.2.2	Observations et contraintes sur les modèles	34
2.3	Distribution du délai d'explosion	35
2.3.1	Mesure du taux de SNe Ia	36
2.3.2	Deux origines pour les SNe Ia	36
2.3.3	Contraintes sur les modèles d'explosion	37
2.4	Biais cosmologiques potentiels	37
3	Les Galaxies hôtes	39
3.1	Les galaxies et leur évolution	40
3.1.1	Le taux de formation stellaire	40
3.1.2	La métallicité	40
3.1.3	La masse	41
3.2	Galaxies hôtes des SNe Ia, résultats de la littérature	42
3.2.1	Propriétés des courbes de lumière	42
3.2.2	Biais dans le diagramme de Hubble	44
3.3	L'intérêt de l'analyse locale	45

4	The Nearby Supernova factory	49
4.1	Présentation du projet	50
4.2	Les méthodes d'observation	50
4.2.1	Recherche de supernovae	50
4.2.2	Le spectrographe à champ integral SNIFS	52
4.3	La production des données	52
4.3.1	Réduction des données	53
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	53
4.3.3	Statistiques de l'échantillon	54
4.4	Les analyses de la collaboration	54
4.4.1	Supernovae individuelles	54
4.4.2	Analyses spectroscopiques	56
II	L'étude de l'environnement local des SNe Ia et l'analyse Hα	59
5	Création des données de l'environnement local	61
5.1	Soustraction du signal des supernovae	62
5.1.1	Structure des cubes	62
5.1.2	Soustraction de la supernova	63
5.2	Soustraction du signal atmosphérique	63
5.2.1	Le ciel de Hawaï	64
5.2.2	Construction du modèle de ciel	65
5.2.3	Méthode d'utilisation du modèle de ciel	65
5.3	Combinaison des cubes x, y, λ	69
5.3.1	Limitation de notre échantillon	69
5.3.2	Structure des données environnementales	69
6	Mesure des propriétés galactiques	73
6.1	Modèle galactique : ULYSS	74
6.1.1	Processus d'ajustement	75
6.1.2	Commentaires sur l'ajustement	76
6.1.3	Influence d'une erreur de mesure du continuum	77
6.2	Mesure des propriétés du gaz	78
6.2.1	Mesure de l'extinction	78
6.2.2	Mesure de métallicité	80
6.3	Mesure du taux de formation stellaire local	81
6.3.1	Taux de formation stellaire et jeunesse de l'environnement	81
6.3.2	Pertinence du signal H α local	81
7	L'environnement Hα local des SNe Ia	85
7.1	Introduction à l'analyse H α	86
7.1.1	Introduction des groupes $\Sigma_{H\alpha}$	87
7.1.2	Outils statistiques	89
7.2	Paramètres des courbes de lumière	89
7.2.1	Le stretch	90
7.2.2	La couleur	92
7.3	Résidus au diagramme de Hubble	93
7.3.1	Le « biais H α »	93

7.3.2	Bimodalité des résidus au diagramme de Hubble	93
7.3.3	Test de bimodalité	94
7.4	Test de la robustesse des résultats de l'analyse	98
7.4.1	Absence de biais avec le redshift	98
7.4.2	Les SNe Ia à l'environnement incertain	98
7.4.3	Variation de la limite $I_{a\alpha}/I_{a\epsilon}$	99
8	Discussion et implications cosmologiques	101
8.1	Unité de la standardisation	102
8.2	Masse de l'hôte et supernovae – point de vue local	102
8.2.1	Corrélation masse – stretch	103
8.2.2	Le « biais en masse »	104
8.3	Conséquences sur la cosmologie	106
8.3.1	Évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia avec le redshift	106
8.3.2	Les SNe Ia α : de meilleures chandelles standards	110
8.3.3	Stratégies pour la correction des biais environnementaux	112
III	Études préliminaires, perspectives et conclusions	115
9	Analyses complémentaires Hα	117
9.1	Estimation de l'extinction par les données de SNe Ia	118
9.1.1	Analyse et vérification de la méthode	118
9.1.2	Correction de l'extinction interstellaire	120
9.1.3	Conclusion	121
9.2	La bimodalité dans d'autres échantillons	122
9.2.1	Données de la littérature et structure de la distribution des ΔM_B^{corr}	122
9.2.2	Modèles, bimodalité et évolution	123
9.2.3	Observations de la bimodalité	125
9.2.4	Conclusion	127
10	Conclusions et perspectives	129
10.1	Conclusion de l'analyse de l'environnement H α local	130
10.1.1	Création des données	130
10.1.2	Méthode d'analyse	130
10.1.3	Principaux résultats	130
10.2	Perspectives	132
10.2.1	D'autres méthodes de standardisation	132
10.2.2	Autres analyses locales	135
10.2.3	Nouveaux outils, nouvelles mesures	136
10.2.4	Perspective générale	140
IV	Annexes	149
A	Du biais Hα à l'amplitude au biais en masse	151
A.1	Équations générales	151
A.2	Contraintes observationnelles	152
B	Article sur l'environnement local Hα publié dans <i>Astronomy and Astrophysics</i>	155

Première partie

Introduction et contexte scientifique

Chapitre 1

Notions cosmologiques

There is no harm in doubt and skepticism, for it is through these that new discoveries are made.

Richard Feynman

La physique de la gravitation moderne a été révolutionnée par les découvertes d'Einstein au début du XX^e siècle. La gravité n'est plus une force à distance comme le décrivait Newton, mais un effet de la géométrie de l'espace-temps où espace *et* temps sont des variables dépendant du référentiel d'observation.

Cette nouvelle physique s'appuie sur la relativité restreinte, transposée aux référentiels accélérés comme le nôtre, sur Terre. Nous introduirons cette physique Section 1.1 où l'on aboutira aux équations d'Einstein reliant géométrie de l'espace-temps et composantes énergétiques de l'univers. Ensuite, Section 1.2, je développerai cette théorie dans le cas particulier d'un univers homogène et isotrope, ce qui permettra une description analytique de l'évolution de l'univers. Nous finirons ce chapitre Section 1.3 par une description précise de l'une des principales observables cosmologiques : la distance de luminosité.

Sommaire

1.1	Concept de la relativité générale	16
1.1.1	Principes généraux	16
1.1.2	Métrique, courbure et équation d'Einstein	16
1.1.3	Introduction de la constante cosmologique	17
1.2	Cosmologie homogène et isotrope	18
1.2.1	Univers homogène et isotrope	18
1.2.2	Equation de Friedmann-Lemaître	19
1.2.3	Modèle actuel de la cosmologie : Λ CDM	21
1.3	Distance de luminosité et chandelles standards	22
1.3.1	Définition de la distance de luminosité	22
1.3.2	Chandelles standards	23
1.3.3	L'utilisation des SNe Ia	24

1.1 Concept de la relativité générale

1.1.1 Principes généraux

La relativité générale (RG) ne nécessite que trois axiomes. Les deux premiers sont ceux de la relativité restreinte (RR) : « les lois de la physique sont homogènes et isotropes » et « la vitesse de la lumière est identique dans tous les référentiels inertiels » ; le troisième est appelé principe d'équivalence et suppose que « la masse inertielle est strictement équivalente à la masse gravitationnelle ». Une fois ces axiomes posés, le concept de la relativité générale est assez direct :

Les lois de la relativité restreinte sont justes dans un référentiel inertiel. Un référentiel en chute libre dans un champ gravitationnel homogène est un référentiel inertiel.

Le référentiel du laboratoire a souvent été considéré comme fixe et c'est celui que l'on considère comme naturel pour appliquer les lois de la physique. Mais dans la RG, il est plus naturel et plus simple de faire de la physique dans un référentiel en chute libre. Le référentiel du laboratoire, dans lequel on ressent la force de gravitation, doit être considéré comme un référentiel accéléré vers le haut, avec une accélération $-\mathbf{g}$. Ainsi, l'ensemble des lois physiques fonctionnant dans un référentiel inertiel, aux premières desquelles celles de la RR, doivent être projetées de ce référentiel en chute libre vers celui accéléré du laboratoire. Nous pourrions ainsi les appliquer et les faire correspondre à la physique que nous observons nous, observateurs soumis à la gravitation.

Les mathématiques permettant une telle transposition de référentiels sont ceux des géodésiques, que nous allons brièvement développer dans la section suivante.

1.1.2 Métrique, courbure et équation d'Einstein

On appelle $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique tel que :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu.$$

Ce tenseur relie les coordonnées x^μ d'un référentiel quelconque à l'intervalle de distance ds^2 invariant. En RR cette métrique est diagonale $g_{00} = -1$ et $g_{ii} = +1$ où i sont les coordonnées d'espace. Si cette métrique $g_{\mu\nu}$ n'est pas triviale, alors l'espace n'est pas plat, ce qui implique que le chemin le plus court entre deux points ne sera pas une ligne droite mais une courbe. Cette courbe, appelée géodésique, respecte l'équation suivante :

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} = 0, \quad (1.1)$$

où $\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}$, appelé symbole de Christoffel, dépend directement du tenseur métrique g : il représente la déformation infinitésimale de l'espace par rapport à un espace plat. Lorsqu'un objet, un photon par exemple, ne subit aucune force extérieure il suit les géodésiques de l'univers. Son mouvement n'est donc pas « rectiligne et uniforme » comme en physique newtonienne, mais il est dévié par la courbure locale de l'espace-temps.

Définition du tenseur d'Einstein

Nous allons voir que la présence d'énergie courbe l'espace-temps et change $g_{\mu\nu}$: la gravité est l'effet de cette déformation. Cette notion géométrique de la gravitation explique pourquoi les

photons, bien qu'ayant une masse nulle, subissent les effets de la gravité – comme on l'observe au voisinage des trous noirs, ou avec les lentilles gravitationnelles.

Par une combinaison de symboles de Christoffel on peut former le tenseur de courbure complet $R^\beta{}_{\mu\nu\alpha}$ dont la trace $R_{\mu\nu} \equiv R^\alpha{}_{\mu\nu\alpha}$ est le tenseur de Ricci. Ce tenseur représente la moyenne des courbures selon tous les plans orthogonaux à un vecteur donné.

En définissant la courbure scalaire $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ on peut définir le tenseur de courbure de l'espace-temps d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R, \quad (1.2)$$

$G_{\mu\nu}$ est le seul tenseur pouvant être mathématiquement construit qui possède toutes les propriétés voulues : (1) avoir une signification physique – i.e. d'ordre 2, possédant des dérivées secondes de la métrique et une divergence nulle – et (2) s'annuler en espace euclidien, afin de retrouver la physique de Newton aux limites classiques.

Construction de l'équation d'Einstein

Comme en RR, on appelle $T_{\mu\nu}$ le tenseur d'énergie-impulsion, dont la divergence nulle par conservation du mouvement ($T_{\mu\nu;\nu} = 0$). Pour un fluide :

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où ρ est la densité d'énergie du fluide, p sa pression et u^μ, u^ν sont les quadri-vitesses du fluide.

L'idée d'Einstein, qui s'appuie sur l'équation de Poisson et qui fonde la relativité générale, est que ces deux tenseurs de divergence nulle sont reliés entre eux, d'où l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = KT_{\mu\nu}, \quad (1.4)$$

K étant une constante identifiable à $K = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4}$; où \mathcal{G} est la constante gravitationnelle et c la vitesse de la lumière. De cette équation, on peut montrer que le tenseur de courbure de Ricci peut s'écrire exclusivement en fonction du tenseur d'énergie-impulsion :

$$R_{\mu\nu} = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4} \left[T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T^\alpha{}_\alpha \right] \quad (1.5)$$

La métrique de l'espace-temps, i.e. sa géométrie, ne dépend donc que de la distribution d'énergie dans l'univers. La courbe transformée d'une ligne droite dans un référentiel accéléré quelconque est alors une géodésique (éq. 1.2). La gravité n'est donc plus une force, mais un effet de la déformation géométrique de l'espace-temps. L'équation d'Einstein (éq. 1.4) donne la source de cette déformation : le contenu énergétique.

1.1.3 Introduction de la constante cosmologique

On remarque qu'il est possible d'ajouter un terme proportionnel à la métrique dans le tenseur d'Einstein puisque la divergence de $g_{\mu\nu}$ est également nulle. Les lois de Newton sont toujours respectées aux limites, si cette constante notée Λ est petite devant les autres termes de sources gravitationnelles de la physique newtonienne. L'équation d'Einstein peut alors s'écrire :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.6)$$

mais également :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4}T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Cela qui signifie qu'on ne peut pas distinguer une modification de la structure fondamentale des lois de la gravitation (terme Λ dans le membre de gauche) d'une source de champ gravitationnel nouvelle (terme Λ dans le membre de droite), i.e. une forme d'énergie ne se diluant pas et ne dépendant donc pas du temps (voir section suivante). Cette constante Λ est appelée constante cosmologique.

1.2 Cosmologie homogène et isotrope de Friedmann Lemaître Robertson Walker

L'inconnue pour résoudre l'équation d'Einstein est le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$. Mais l'équation 1.5 est non linéaire. Plus encore, à la fois $R_{\mu\nu}$ et le terme de source dépendent du tenseur métrique. Autrement dit, pour connaître la manière dont l'énergie est décrite dans l'espace, il faut déjà connaître $g_{\mu\nu}$! On ne peut donc pas considérer qu'une source donnée courbe l'espace-temps puisque la courbure elle-même va modifier cette source.

1.2.1 Univers homogène et isotrope

Pour simplifier le problème il est utile de faire des hypothèses dont celles, naturelles, de l'homogénéité et de l'isotropie de l'univers aux très grandes échelles. Dans ces conditions, le modèle de Friedmann-Lemaître Robertson-Walker (FLRW) est la solution la plus générale des équations de la relativité générale. L'hypothèse « homogène et isotrope » permet d'écrire $g_{\mu\nu}$ à l'aide des coordonnées sphériques comobiles — indépendantes du temps — (r, θ, ϕ) sous une forme analytique simplifiée. Cette métrique est celle de Robertson-Walker (RW) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi) \right] \quad (1.8)$$

où t est le temps, $a(t)$ le facteur d'échelle (normalisé à $a_0 \equiv a(t=0) = 1$) et $k = \{-1, 0, 1\}$ selon que l'univers est ouvert (3-hyperboloïde), plat ou fermé (3-sphère).

Pour un photon ($ds^2 = 0$) on trouve que la distance comobile χ s'exprime ainsi :

$$\chi = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_R^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (1.9)$$

où t_e est le temps de l'émission et t_0 celui de la réception. De cette équation nous pouvons donner la définition cosmologique du redshift z en fonction de l'évolution du facteur d'échelle de l'univers :

$$\frac{a_0}{a(t)} = \frac{\lambda_{reception}}{\lambda_{emission}} = 1 + z \quad (1.10)$$

Et χ peut finalement s'exprimer en fonction du redshift :

$$\chi = \int_{z_0}^{z_e} \frac{cdz}{a_0 H(z)} \quad (1.11)$$

où $H(z) \equiv \dot{a}/a$ est le taux d'expansion avec $H_0 \equiv H(z=0)$, la constante de Hubble.

En faisant les mêmes suppositions d'homogénéité et d'isotropie sur le fluide énergétique emplissant l'univers on montre que le tenseur énergie-impulsion (éq. 1.3) devient :

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p/c^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p/c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p/c^2 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où ρ est la densité énergétique du fluide et p sa pression. De plus, sachant que la divergence de $T_{\mu\nu}$ est nulle, on trouve l'équation de conservation de l'énergie dans le cas de la métrique RW éq. 1.8 :

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w), \quad (1.13)$$

où w est le paramètre d'équation d'état du fluide considéré $w \equiv p/\rho c^2$. Remarquez ici que :

- si $w = 0$, $\rho \propto a^{-3}$, il s'agit du cas où l'énergie cinétique est négligeable devant la densité de fluide, i.e. celui d'une matière non-relativiste et donc baryonique.
- si $w = 1/3$, $\rho \propto a^{-4}$, il s'agit de la limite ultra-relativiste où $v \approx c$, i.e. le cas d'un gaz de photons ou de neutrinos. Ce fluide ultra-relativiste se dilue plus rapidement que le fluide non-relativiste. Ceci est simplement compréhensible en imaginant un gaz de photons : la densité de photons se dilue comme de la matière non relativiste ($\propto a^{-3}$) mais la longueur d'onde des photons s'étirent avec le facteur d'échelle ($\propto a^{-1}$) ; la densité d'énergie ρ évoluera donc comme $\rho \propto a^{-3} \times a^{-1}$.
- si $w = -1$, $\rho = \text{constant}$, il s'agit d'un fluide de pression négative dont la densité d'énergie ne se dilue pas avec le facteur d'échelle $a(t)$. Un tel fluide serait celui engendré par le terme Λ en tant que source éq. 1.7.

1.2.2 Equation de Friedmann-Lemaître

En supposant l'homogénéité et l'isotropie de l'univers comme nous l'avons présenté dans la section précédente on trouve que G_{00} , le premier élément du tenseur d'Einstein, vaut :

$$G_{00} = 3 \left[\frac{k}{a^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 \right] \quad (1.14)$$

Donc d'après l'équation d'Einstein (éq. 1.6 ou 1.7) on en déduit les deux équations de Friedmann-Lemaître :

$$H^2(z) \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi\mathcal{G}}{3}\rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{a^2} \quad (1.15)$$

et avec l'équation 1.13 :

$$\dot{H}(z) + H(z) = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi\mathcal{G}}{3} \left(\rho + 3\frac{p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.16)$$

$H(z)$ décrivant l'évolution de l'expansion de l'univers en fonction du redshift.

On peut décomposer la densité d'énergie ρ , en une composante de radiation ρ_R , celle des éléments ultra-relativistes (photons et neutrinos) et en une composante de matière ρ_M , celle des éléments non-relativistes (baryons et matière noire). Alors, la première équation de Friedmann éq. 1.15 s'écrit :

$$H^2(z) \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi\mathcal{G}}{3}\rho_R + \frac{8\pi\mathcal{G}}{3}\rho_M - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.17)$$

où chacun des termes évoluent différemment en fonction du facteur d'échelle, respectivement comme a^{-4} , a^{-3} , a^{-2} et a^0 . Si le facteur d'échelle ne fait qu'augmenter, et si ces quatre termes existent, alors il est probable qu'ils puissent tous dominer l'expansion de l'univers les uns après les autres comme cela est illustré figure 1.2.

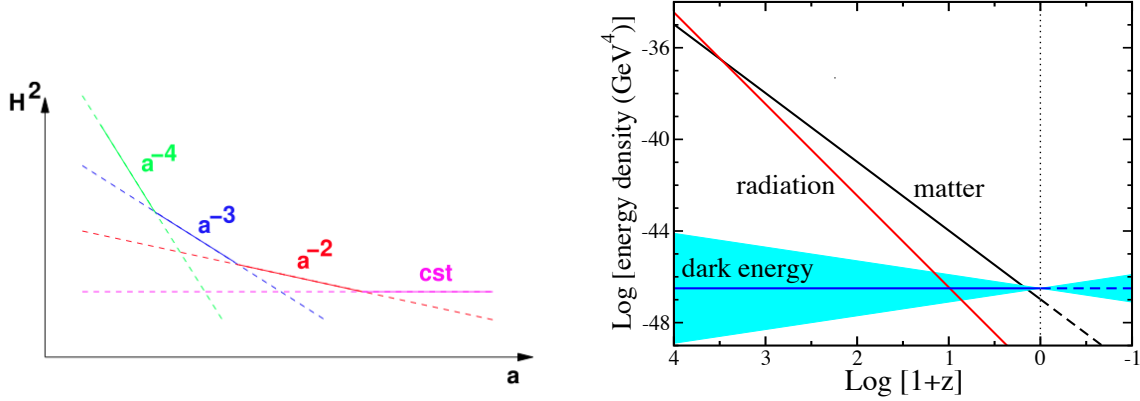


FIGURE 1.1 – *Gauche* : Évolution schématique de H^2 en fonction du paramètre d'échelle a dans le cas où les différentes contributions énergétiques (radiation, matière, courbure, et constante cosmologique) dominent les unes après les autres. *Droite* : Évolution mesurée des densités d'énergie des différentes composantes de l'univers en fonction du redshift (z). La bande bleue montre les différentes évolutions possibles pour une énergie noire d'équation d'état $w = -1 \pm 0.2$. Figure de Frieman et al. (2008).

Dans l'univers homogène et isotrope de FLRW, l'évolution passée et future de l'expansion ($H(z)$) est régie par quatre paramètres que l'on peut mesurer à n'importe quelle époque ; l'équation de Friedmann (1.15) permettant d'extrapoler $a(t)$ à n'importe quel autre temps. Ces paramètres sont : la densité de radiation, la densité de matière, de Λ et du taux d'expansion actuel H_0 .

Ainsi, prenons l'équation (1.15), évaluée aujourd'hui (indiquée par le $_0$), et divisons par H_0^2 :

$$1 = \frac{8\pi\mathcal{G}}{3H_0^2}\rho_{R0} + \frac{8\pi\mathcal{G}}{3H_0^2}\rho_{M0} - \frac{kc^2}{a_0^2H_0^2} + \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (1.18)$$

Que l'on dénote :

$$1 = \Omega_R + \Omega_M - \Omega_k + \Omega_\Lambda \quad (1.19)$$

où les Ω_i sont des paramètres adimensionnés appelés paramètres cosmologiques (aussi notés $\{\Omega\}$). Quatre paramètres indépendants suffisent donc pour décrire l'évolution de l'univers : trois paramètres cosmologiques, généralement Ω_R , Ω_M et Ω_Λ contraignant le quatrième Ω_k ; et H_0 . Finalement en s'appuyant sur la discussion de la section précédente sur l'évolution de ces différentes composantes, nous pouvons réexprimer la première équation de Friedmann-Lemaître en fonction du paramètre d'échelle a :

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_R \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 - \Omega_k \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_\Lambda \right], \quad (1.20)$$

ou en fonction du redshift z en utilisant l'équation 1.10 :

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_R (1+z)^4 + \Omega_M (1+z)^3 - \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_\Lambda \right]. \quad (1.21)$$

Les observations cosmologiques sont en accord avec le caractère homogène et isotrope de l'univers à grandes échelles (e.g. Planck Collaboration et al. 2013a; Aihara et al. 2011).

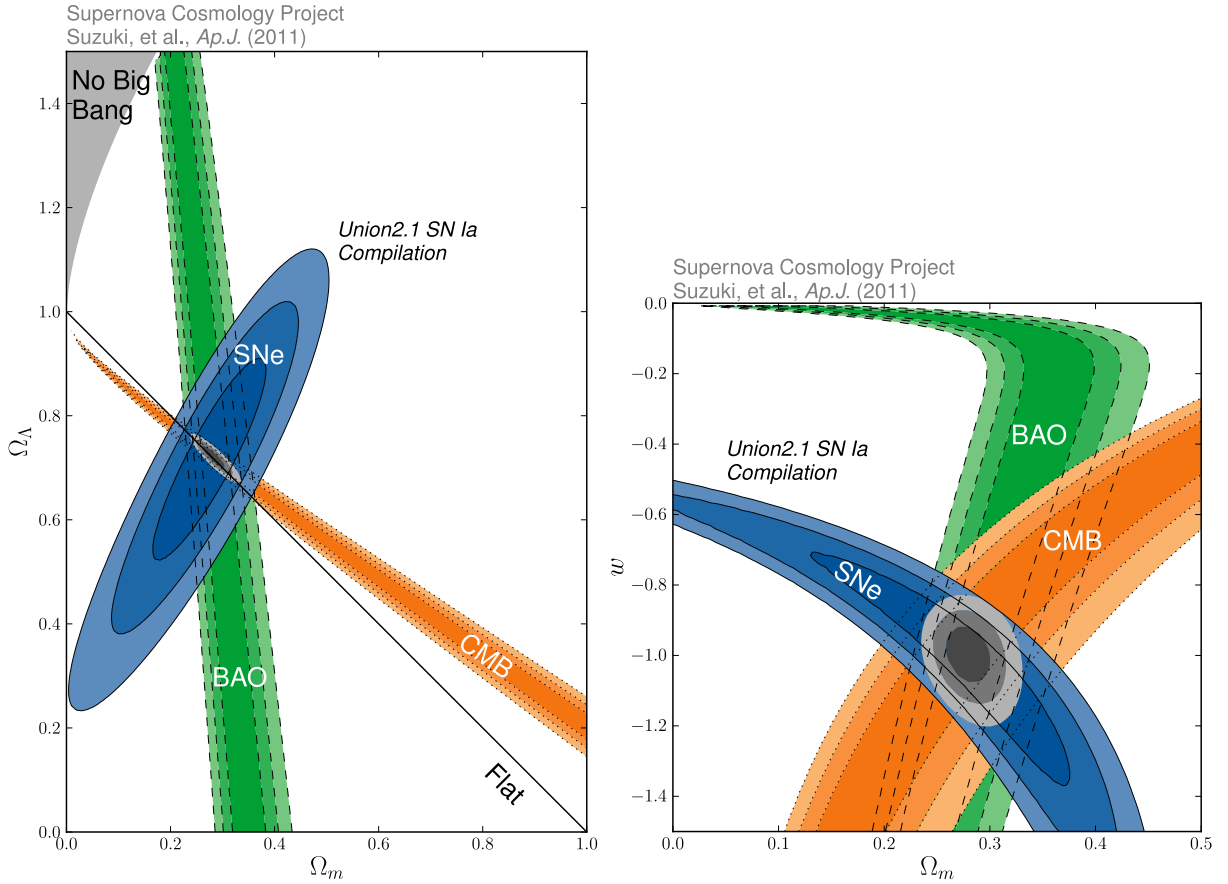


FIGURE 1.2 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques par la combinaison de différentes mesures : Supernovae de type Ia (SNe), oscillation acoustique des baryons (BAO) et fond diffus cosmologique (CMB, WMAP) Suzuki et al. (2012). *Gauche* : Contrainte dans l’espace $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ *Droite* : En laissant libre le paramètre w , contrainte dans l’espace (Ω_M, w) . Remarquez que les SNe sont les meilleures sondes pour le paramètre w .

1.2.3 Modèle actuel de la cosmologie : Λ CDM

À la fin du siècle dernier, Perlmutter et al. (1999) et Riess et al. (1998) ont utilisés les supernovae de type Ia (SNe Ia) pour mettre en évidence une expansion accélérée de l’univers : $\sim 70\%$ de l’énergie dans l’univers devait venir de la composante Ω_Λ pour expliquer les observations. L’utilisation des SNe Ia comme chandelles standards permettant cette mesure cosmologique est exposée dans la Section 1.3. En parallèle, d’autres méthodes d’analyse des composantes cosmologiques, comme celle du fond diffus cosmologique (CMB, Planck Collaboration et al. 2013a) ou celle de la répartition de matière dans l’univers (BAO, Aihara et al. 2011), ont confirmé ce résultat qui a valu le prix Nobel 2011 à Saul Perlmutter, Brian Schmidt et Adam Riess.

Les compilations UNION (Kowalski et al. 2008; Amanullah et al. 2010; Suzuki et al. 2012) montrent que ces trois analyses indépendantes convergent vers un même modèle d’univers comme illustré Fig. 1.2. Chacune des trois sondes cosmologiques ont des sensibilités diverses et contraignent toutes certains paramètres plus que d’autres ; mais toutes tendent vers une unique description de l’univers. Les derniers résultats cosmologiques ont été donnés par le satellite PLANCK (Planck Collaboration et al. 2013b) :

- Ω_R aujourd’hui (à $z = 0$) est quasi-nul puisqu’évoluant en a^{-4} . Il est plus pertinent d’expri-

mer z_q , l'époque d'égalité entre la densité de matière et de radiation. Planck Collaboration et al. (2013b) confirment que la radiation n'était dominante qu'aux tous premiers instants de l'univers puisque la collaboration trouve $z_q = 3391 \pm 60$.

- $\Omega_M = 0.315 \pm 0.017$;
- $\Omega_k = 0.001 \pm 0.006$, notre univers est plat (Ω_k est généralement fixé à 0) ;
- $\Omega_\Lambda = 0.692 \pm 0.010$ (avec $\Omega_k = 0$) ;
- l'unique désaccord significatif vient de la mesure de H_0 , puisque $H_0 = 68.6 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ pour PLANCK (Planck Collaboration et al. 2013b) et $H_0 = 73.8 \pm 2.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ par mesure directe en utilisant les SNe Ia et les céphéides (Riess et al. 2011). L'origine de cette différence est aujourd'hui l'objet de nombreux débats ;
- en laissant varier le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w , celui-ci reste compatible avec -1 : $w = -1.013_{-0.073}^{+0.068}$ (Suzuki et al. 2012).

Le modèle actuel Λ CDM, dit modèle de convergence, a une courbure nulle et est aujourd'hui dominé par la composante d'énergie noire Λ , dont le paramètre d'équation d'état w est en accord avec une constante cosmologique ($w = -1$, voir Section 1.2). La revue de Frieman et al. (2008) fournit une mise à jour récente ces recherches.

1.3 Distance de luminosité et chandelles standards

1.3.1 Définition de la distance de luminosité

Lorsqu'une source lumineuse émet de la lumière, son flux lumineux décroît avec l'augmentation de la surface du front d'onde :

$$F = \frac{L}{4\pi d^2} \quad (1.22)$$

où L est la luminosité de la source, c'est à dire l'énergie rayonnée par unité de temps ; F le flux lumineux ; et d la distance entre la source et l'émetteur.

En RG une subtilité s'ajoute à cette équation très simple : le facteur d'échelle a de l'univers change avec le temps et donc entre le moment de l'émission de la lumière et celui de sa réception.

D'abord le rayon de la photo-sphère d doit s'exprimer en fonction de la distance comobile tel que $d = a_0 \times \text{sinn}\chi$; où $\text{sinn}(x) \equiv \sin(x)$ si $k = +1$ (espace fermé), $\text{sinn}(x) \equiv \sinh(x)$ si $k = -1$ (espace ouvert) ou $\text{sinn}(x) \equiv x$ si $k = 0$ (espace plat – ce qui est supposé être le cas pour notre espace puisque les mesures de Ω_k sont compatibles avec 0).

En plus de la distance, il faut prendre en compte l'influence du paramètre d'expansion sur les photons. La luminosité L est en fait $L(t_e)$. Par ailleurs, puisque et le temps et la longueur d'onde du photon évoluent en a^{-1} , le flux intégré sur une sphère évolue en a^{-2} :

$$\Phi(t_0) = \Phi(t_e) \left(\frac{a_0}{a_e} \right)^2 = \frac{\Phi(t_e)}{(1+z_e)^2} \quad (1.23)$$

En observant une source lumineuse, on mesure le flux F intégré sur une surface donnée tel que $F(t_0) = \Phi(t_0)/4\pi d_L^2$. Ici, d_L est la distance effective parcourue par les photons entre le moment de l'émission et celui de la réception : $d_L = (1+z_e) \times a_0 \times \text{sinn}\chi$. En insérant l'éq 1.21 dans la définition de χ éq. 1.11 on exprime d_L en fonction des paramètres cosmologiques :

$$d_L = (1+z_e) \times a_0 \times \text{sinn} \left(\int_{z_0}^{z_e} \frac{cdz'}{a_0 H_0} \left[\Omega_R (1+z')^4 + \Omega_M (1+z')^3 - \Omega_k (1+z')^2 + \Omega_\Lambda \right]^{-1/2} \right) \quad (1.24)$$

soit dans le cas d'un univers plat ($k = 0$, et donc $\Omega_k = 0$) :

$$d_L = (1 + z_e) \times \frac{c}{H_0} \times \left(\int_{z_0}^{z_e} dz' \left[\Omega_R (1 + z')^4 + \Omega_M (1 + z')^3 + \Omega_\Lambda \right]^{-1/2} \right) \quad (1.25)$$

Aux petits z et au premier ordre, la distance de luminosité d_L ne dépend pas des paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ puisque d'après l'éq. 1.19 :

$$\left[\Omega_R (1 + z')^4 + \Omega_M (1 + z')^3 - \Omega_k (1 + z')^2 + \Omega_\Lambda \right]^{-1/2} \underset{z' \ll 1}{=} 1$$

Finalement nous retrouvons la loi de Hubble en prenant $z_0 = 0$, $z_e = z$ et en se limitant au premier ordre en z :

$$d_L \underset{z \ll 1}{=} \frac{zc}{H_0} \quad (1.26)$$

1.3.2 Chandelles standards

En astrophysique, les flux et les luminosités sont exprimés en échelles logarithmiques, i.e. en magnitudes. La magnitude apparente m d'un objet est liée au flux reçu telle que :

$$m - m_0 = -2.5 \log \left(\frac{f}{f_0} \right) = -2.5 \log \left(\frac{L}{L_0} \frac{d_{L0}^2}{d_L^2} \right) \quad (1.27)$$

où m_0 est la magnitude d'un objet de référence de flux f_0 . Afin de pouvoir comparer la luminosité entre objets, il est nécessaire de s'affranchir de la dilution du flux due à la différence de leurs distances. On définit alors M , la magnitude absolue ($M = -2.5 \log(L) + \text{const}$), comme celle qu'aurait l'objet si celui-ci était situé à $d_0 = 10pc$. Le module de distance μ de cet objet se définit donc comme :

$$\mu \equiv m - M = 5 \log \left(\frac{d_L}{d_0} \right) \quad (1.28)$$

En injectant la définition de d_L dans le cas d'un univers plat homogène et isotrope éq. 1.25, on trouve :

$$m = 5 \log(f(z, \{\Omega\})) - 2.5 \log(LH_0^2) + 2.5 \log \left(\frac{L_0}{d_0^2} \right) \quad (1.29)$$

où

$$f(z, \{\Omega\}) = (1 + z) \times c \int_0^z dz' \left[\Omega_R (1 + z')^4 + \Omega_M (1 + z')^3 + \Omega_\Lambda \right]^{-1/2} \quad (1.30)$$

On remarque alors qu'aux petits z , la magnitude observée d'un objet m ne dépend plus des paramètres cosmologiques puisque $f(z, \{\Omega\}) = cz$ pour $z \ll 1$:

$$m \underset{z \ll 1}{=} 5 \log(cz) - 2.5 \log(LH_0^2) + 2.5 \log \left(\frac{L_0}{d_0^2} \right) \quad (1.31)$$

La distance de luminosité (d_L) de tout objet contient l'information des paramètres cosmologiques, comme démontré éq. 1.25. Mais en astrophysique et a fortiori en cosmologie, la mesure de distance n'est pas chose aisée. Le module de distance μ (éq. 1.28) permet la mesure de d_L à condition de connaître M . Un tel objet, dont M est a priori connu, est qualifié de chandelle standard.

1.3.3 L'utilisation des SNe Ia

Il n'existe pas de chandelles standards parfaites. Il n'existe que des chandelles standardisables dont les variabilités lumineuses sont plus ou moins importantes et plus ou moins facilement réductibles. Par exemple, les céphéides ont leur luminosité corrélée à leur fréquence d'oscillation lumineuse. De même, la luminosité maximale des SNe Ia est corrélée à leur vitesse d'évolution et à leur couleur ; nous allons y revenir dans le chapitre suivant.

Dans l'équation 1.29, on voit que l'information nécessaire pour mesurer les paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ est LH_0^2 . Il y a une dégénérescence totale entre L et H_0 dans la cosmologie utilisant les SNe Ia. Il faut une mesure de distance complémentaire pour briser cette dégénérescence. L'observation de SNe Ia très proches possédant des mesures de distances grâce aux céphéides permet cela (Riess et al. 2011).

L'étude des SNe Ia peut se décomposer en deux grandes familles : (1) les SNe Ia lointaines, dont d_L dépend des paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ mais également de la luminosité des SNe Ia LH_0^2 , et (2) l'étude des SNe Ia proches. Ces dernières sont une nécessité pour les mesures cosmologiques à plusieurs point de vues.

Ancrage du diagramme de Hubble Elles sont suffisamment proches pour ne pas dépendre des paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ ($z \ll 1$), mais suffisamment loin pour que leurs vitesses particulières soient négligeables face à celle induite par l'expansion de l'univers. On les dit alors dans le flot de Hubble. La Fig. 1.3 montre le diagramme de Hubble (μ en fonction de z afin de contraindre l'éq. 1.29), dont la valeur du meilleur ajustement de la fonction $f(z, \{\Omega\})$ permet de contraindre les paramètres cosmologiques (Suzuki et al. 2012).

Amélioration de l'utilisation des SNe Ia La proximité de ces SNe Ia permet une étude précise de toutes leurs caractéristiques. On peut alors espérer réduire les erreurs systématiques liées à la méconnaissance de ces objets. En effet, bien que les SNe Ia soient notre meilleur outil de mesure de distance, les phénomènes astrophysiques induisant les SNe Ia — leurs progéniteurs — sont encore mal compris. Ceci sera l'objet du chapitre 2. Nous savons que les SNe Ia sont le dernier stade d'évolution de ces progéniteurs, puisqu'il s'agit d'une explosion ; mais nous ignorons comment cette explosion dépend des paramètres astrophysiques évoluant avec z , comme l'abondance d'éléments lourds ou l'âge du progéniteur. L'analyse des galaxies hôtes a pour objectif la contrainte de ces dépendances.

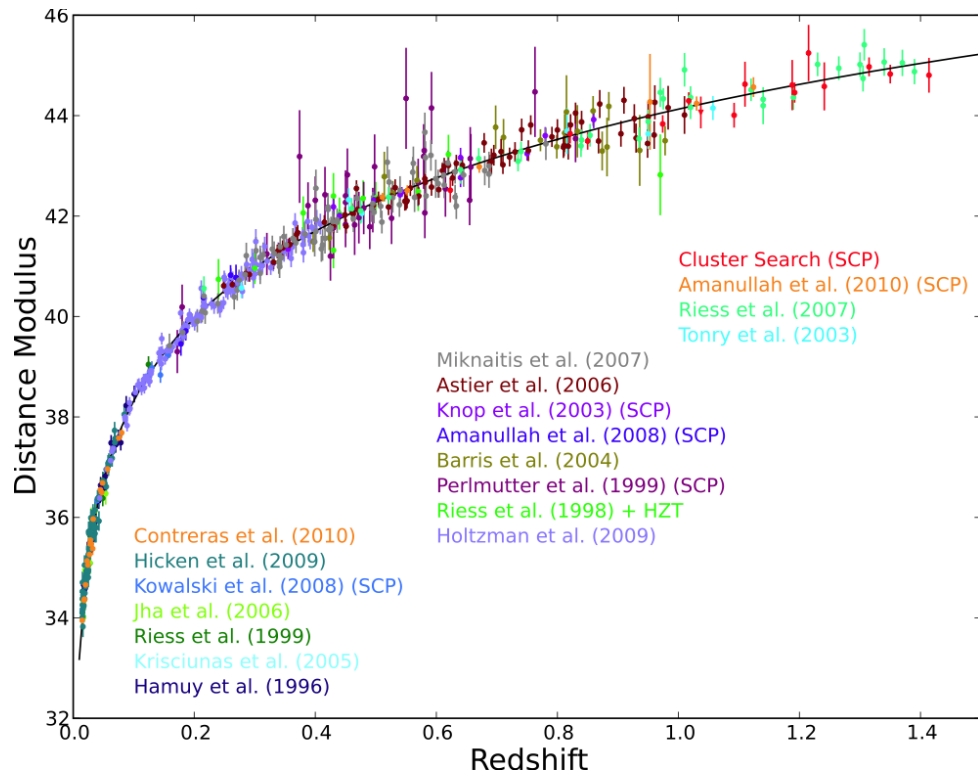


FIGURE 1.3 – Diagramme de Hubble combiné par Suzuki et al. (2012). Les différentes couleurs montrent des SNe Ia de différents sondages (noms indiqués dans la figure) et la courbe noire montre l'ajustement du modèle Λ CDM.

Chapitre 2

Les Supernovae de Type Ia

La science progresse en indiquant l'immensité de l'ignoré.

Louis Pauwels

Le terme générique de « supernova » fut introduit en 1934 par Walter Baade et Fritz Zwicky pour désigner les phénomènes astrophysiques extrêmement brillants sur une courte période de temps (de l'ordre de la semaine). Si l'origine de ces explosions est diverse, le concept physique est commun : un astre (ou une partie de cet astre comme son noyau) devient instable suite à une forte perturbation. Cette perturbation engendre un changement d'état qui libère énormément d'énergie et rend l'astre incroyablement lumineux.

Historiquement, les supernovae (SNe) ont été classées en deux grands types : le I, rassemblant les SNe dont le spectre ne contient pas de raies d'hydrogène, et le II, rassemblant celles dont le spectre en contient (Minkowski 1941). Par la suite, l'amélioration des mesures a permis d'affiner cette classification en dégagant des sous-ensembles dans ces deux grands types (Elias et al. 1985). Parmi les SNe I, certaines ont un spectre contenant du silicium (nommée « Ia »), alors que les autres n'en contiennent pas (nommées « Ib » ou « Ic » ; voir aussi Timmes et al. 2003).

Peu de temps après Filippenko (1988), on découvre que le phénomène physique provoquant l'explosion des supernovae diffère entre les « type Ia » (SNe Ia) et les autres. Cet auteur dresse alors deux grandes catégories : les supernovae thermonucléaires – c'est à dire les SNe Ia – et les supernovae gravitationnelles – toutes les autres. L'origine de l'explosion de ces dernières est relativement bien connue : il s'agit de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive ($\geq 8M_{\odot}$) en fin de vie. L'origine des supernovae de type Ia par contre, est plus problématique et leur description sera l'objet de ce chapitre.

Sommaire

2.1	Des chandelles standardisables	28
2.1.1	Physique de l'explosion	28
2.1.2	Courbes de lumière et standardisation	28
2.2	Le problème du progéniteur	32
2.2.1	Modèles d'explosion	33
2.2.2	Observations et contraintes sur les modèles	34
2.3	Distribution du délai d'explosion	35
2.3.1	Mesure du taux de SNe Ia	36
2.3.2	Deux origines pour les SNe Ia	36
2.3.3	Contraintes sur les modèles d'explosion	37
2.4	Biais cosmologiques potentiels	37

2.1 Des chandelles standardisables

Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont utilisées en cosmologie comme des chandelles standardisables, c'est à dire des indicateurs de distance. Dans la Section 2.1.1 nous introduisons les courbes de lumière des SNe Ia, qui sont aujourd'hui les observables la plus utilisées. Ensuite, dans la Section 2.1.2, nous montrerons comment les propriétés de ces courbes de lumière permettent une amélioration des mesures de distance.

2.1.1 Physique de l'explosion

Bien que le mécanisme exact du phénomène SN Ia soit encore mal compris, nous savons qu'il est le résultat d'une vague thermonucléaire annihilant une naine blanche carbone-oxygène. Lors de cet épisode, les régions internes forment des éléments lourds et stables de la région du fer (Ni, Co et Fe), alors que les couches extérieures forment des éléments de masse intermédiaire (Si, S, Ca ou Mg). La Fig. 2.1 montre la série spectrale temporelle de SN2011fe (Pereira et al. 2013) où l'on remarque une évolution de la structure spectrale ; preuve que ces éléments apparaissent et disparaissent en proportions variables au cours du temps. Les spectres des SNe Ia montrent aussi parfois des traces de carbone et d'oxygène non-transformés (Thomas et al. 2011).

Le déclenchement de l'explosion thermonucléaire au sein de la supernova conduit à une brutale libération de son énergie par fusion nucléaire. Ces énergies sont alors transmises au reste du matériau sous forme d'énergies cinétique (explosion) et radiative (désintégrations).

Au premier temps, la désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ (demie-vie de 8.8 jours) domine l'évolution temporelle de l'énergie libérée. La masse de ^{56}Ni est donc un paramètre clé dans la luminosité des SNe Ia (Arnett 1982). À cet instant, la supernova est un milieu optique épais et les photons qui nous parviennent sont ceux de ses couches externes. Puis, sous l'effet de l'explosion, ces couches se diluent et leur opacité diminue permettant à la lumière de nous parvenir de régions de plus en plus profondes. Les éléments physiques visibles dans le spectre de la SN changent donc au cours du temps (voir Fig. 2.1). À un moment donné le produit multiplicatif de l'énergie issue des désintégrations radioactives avec l'opacité, égalise l'énergie formée par les émissions radiatives des couches externes. La luminosité émise atteint alors son maximum et l'on définit la phase 0 comme la date à laquelle la luminosité de la SN Ia est maximale dans la bande B . Puis, peu de temps après le maximum de luminosité (\simeq une semaine), l'évolution est dominée par la seconde phase de désintégration radioactive de l'astre : celle du $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ (demie-vie 77 jours) (Colgate & McKee 1969).

La structure du spectre et sa luminosité totale évoluent donc avec le temps. On appelle courbes de lumière l'évolution de la magnitude d'une bande photométrique donnée en fonction du temps. Les courbes de lumière synthétiques pour cinq bandes U , B , V , R et I (Pereira et al. 2013) mesurées à partir de la série temporelle de SN2011fe sont montrées Fig. 2.2. La luminosité de l'astre augmente d'un facteur ~ 250 (sa magnitude diminue de 6) en quinze jours. Elle atteint alors un maximum. Puis, cette luminosité diminue plus lentement sur quelques dizaines de jours. Un second maximum, celui du FeIII , est aussi observable dans les parties rouges du spectre trois semaines après le maximum de luminosité (non-visible Fig. 2.2).

2.1.2 Courbes de lumière et standardisation

D'une supernova à l'autre, la magnitude absolue du maximum de la courbe de lumière en B (M_B^{max}) est relativement stable ($\simeq -19.3$, Astier et al. 2006) avec une dispersion inférieure à 0.4 mag (voir Fig 2.4). Alors, en comparant entre elles leur magnitude apparente à leur maximum de luminosité en B (m_B^{max}), nous pouvons mesurer la variation de distance radiale de ces deux

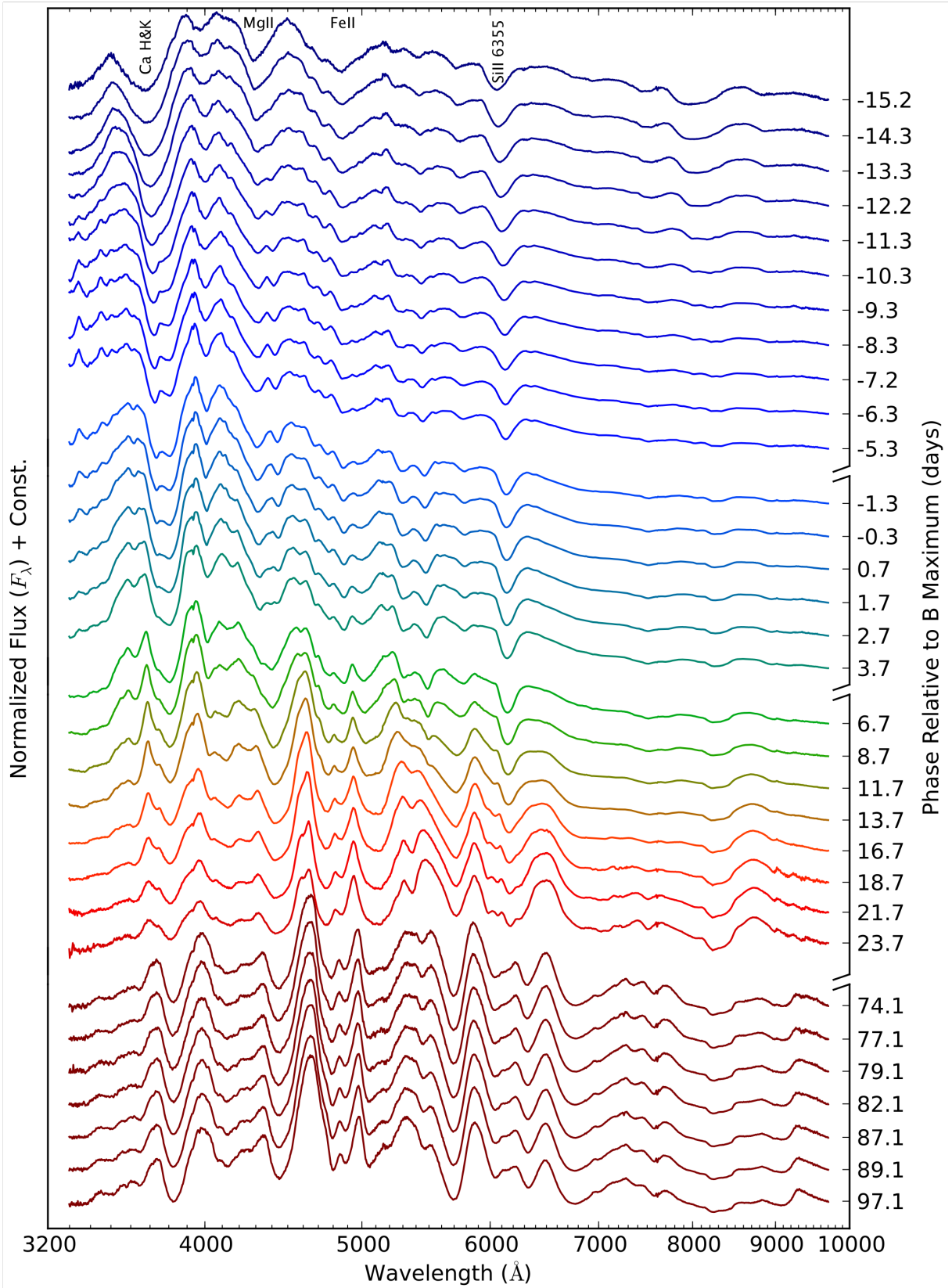


FIGURE 2.1 – Série spectro-temporelle de SN2011fe (aka PTFkly11) mesurée par SNfactory et présentée par Pereira et al. (2013). Les noms des principales composantes du spectre sont indiqués dans la partie supérieure de la figure. Une évolution animée est disponible sur <http://snfactory.lbl.gov/snf/data/index.html>.

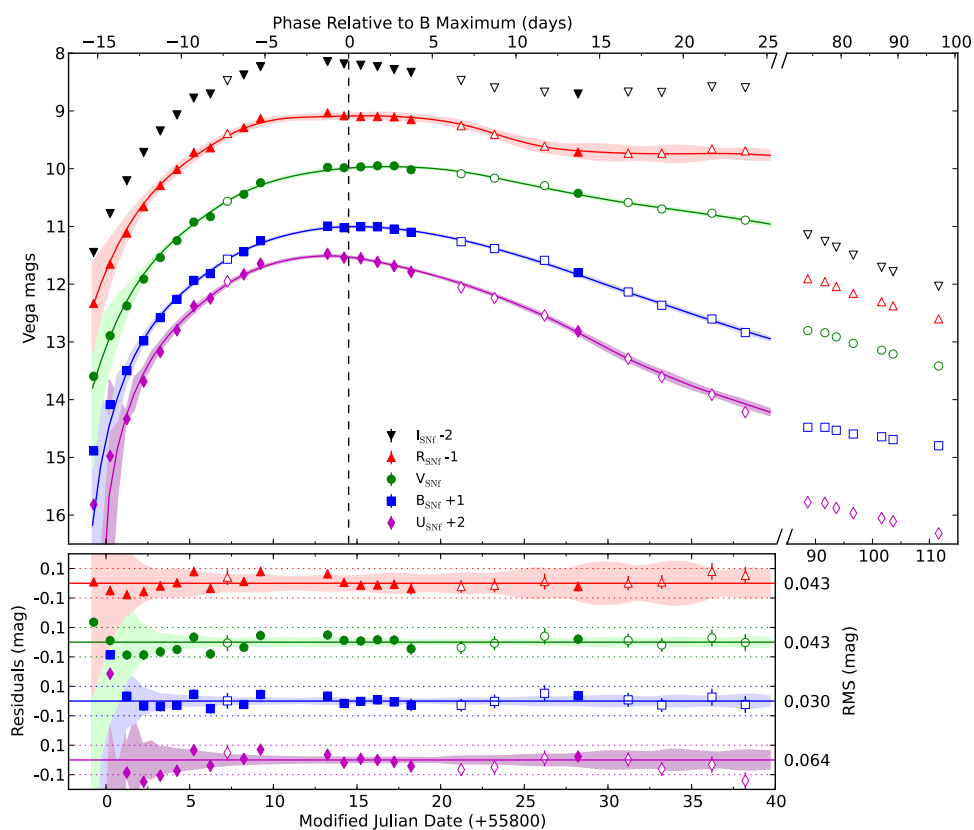


FIGURE 2.2 – Courbes de lumière synthétiques de SN2011fe faites à partir de la série temporelle spectro-photométrique montrée Fig. 2.1 (Pereira et al. 2013). *Haut* : Courbes de lumière dans cinq bandes. Le remplissage des marqueurs indique la qualité de la nuit durant l’observation ; plein pour photométrique, vide autrement. *Bas* : Résidu à l’ajustement des courbes de lumière fait par SALT2.

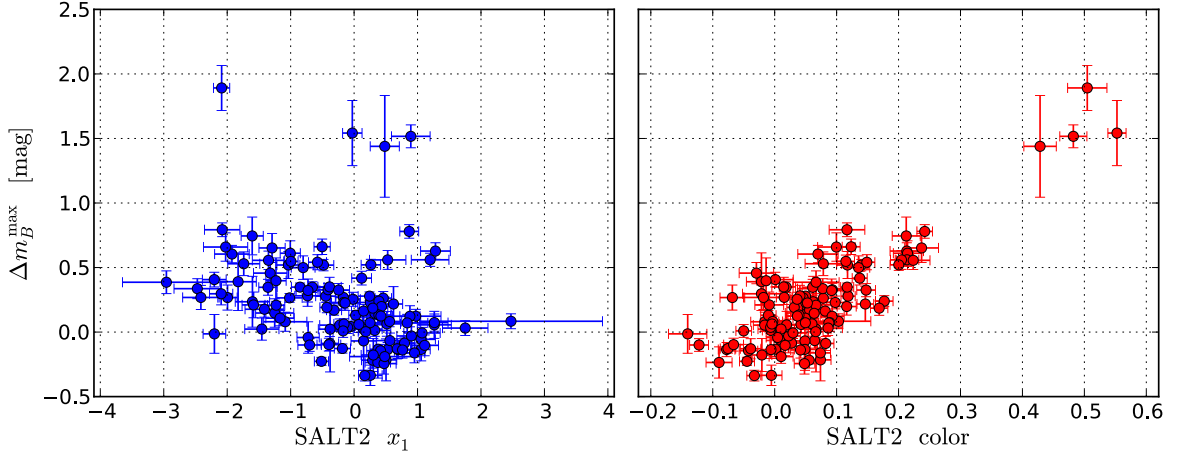


FIGURE 2.3 – Corrélation entre les résidus observés au diagramme de Hubble Δm_B^{\max} (i.e. m_B^{\max} à une constante près) et les paramètres de stretch et de couleur de SALT2 : x_1 et c .

astres par rapport à nous (éq. 1.28). Ces supernovae sont donc naturellement de bons indicateurs de distance et leur grande luminosité (elles sont parfois plus lumineuses que leur galaxie hôte) permet de mesurer des distances cosmologiques. Les plus lointaines ont été mesurées à des redshifts dépassant $z = 1.7$, soit à près de 3 Gpc de la terre (Rubin et al. 2013; Jones et al. 2013) et la plus proche, SN2011fe, à moins de 7 Mpc (Pereira et al. 2013).

En outre, les propriétés des courbes de lumière des SNe Ia permettent empiriquement de réduire une grande partie de la dispersion de leur maximum de luminosité dans la bande B . Phillips (1993) a montré que la magnitude M_B^{\max} d’une supernova était corrélée à la vitesse d’évolution de sa courbe de lumière : les SNe Ia à évolution plus lente ont une luminosité intrinsèque plus importante (« brighter-slower »). Puis Tripp (1998) a montré que les supernovae les plus bleues (différence entre les magnitudes B et V à la phase 0) sont également les plus lumineuses (« brighter-bluer ») (voir aussi Riess et al. 1996). Ces corrélations empiriques sont illustrées Fig. 2.3 et permettent de réduire la dispersion de M_B^{\max} à ≈ 0.15 mag (voir Fig. 2.4).

Pour ces corrections, des modèles de courbes de lumière sont nécessaires. Dans cette thèse, nous utiliserons SALT2 (*Spectral Adaptive Light-curve Template* Guy et al. 2007) qui est un modèle d’évolution temporelle spectro-photométrique de SNe Ia. Il est construit à partir d’un large échantillon de spectres de SNe Ia public et notamment ceux de la collaboration SNLS ($0.2 < z < 1$).

À partir de données photométriques d’une SN Ia, SALT2 modélise la série temporelle de cet objet. Il retourne ensuite la date de son maximum de luminosité en B , une estimation de m_B^{\max} , le paramètre d’élargissement de la courbe de lumière x_1 (dit *stretch*) et un paramètre de couleur moyen c . La Fig 2.2 illustre un tel ajustement : la dispersion des données par rapport au modèle est de l’ordre de 0.05 mag (à quelques centièmes de magnitude près selon les bandes), ce qui est compatible avec les erreurs du modèle.

Ensuite, en tirant profit de la corrélation de M_B^{\max} avec c et x_1 , on peut réduire la dispersion de cette magnitude :

$$\Delta M_B^{\text{corr}} \equiv (M_B^{\max} - M_B^0) + (\alpha x_1 - \beta c), \quad (2.1)$$

où α (coefficient du stretch), β (coefficient de couleur) et M_B^0 (magnitude moyenne des SNe Ia) sont ajustés simultanément sur l’ensemble de l’échantillon considéré. ΔM_B^{corr} est appelé résidu au diagramme de Hubble standardisé. Il s’agit, à une constante près, de la magnitude absolue

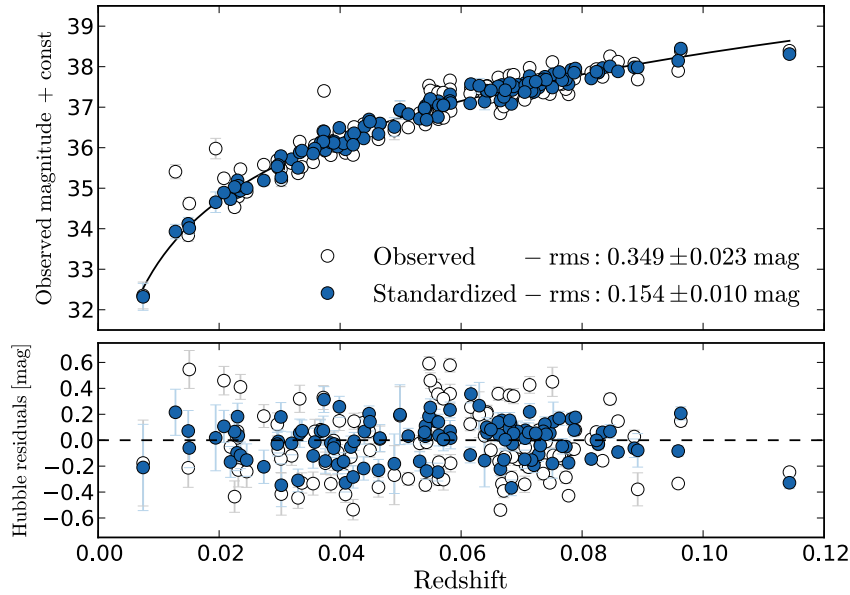


FIGURE 2.4 – Diagramme de Hubble. *Haut* : m_B^{\max} avant et après standardisation par les paramètres de SALT2 respectivement en blanc et bleu en fonction du décalage vers le rouge, z . La courbe noire présente l'évolution de la luminosité prédite par la loi de Hubble. *Bas* : Résidus autour de la courbe noire, i.e. résidus au diagramme de Hubble.

de la supernova M_B^{corr} dont les effets de stretch et de couleur ont été corrigés. La Fig 2.4 montre la réduction de la dispersion au diagramme de Hubble induite par cette standardisation.

Il existe d'autres modèles d'ajustement des courbes de lumière s'appuyant généralement sur leurs élargissements et leurs couleurs afin de réduire la dispersion au diagramme de Hubble. La plupart ne font aucune supposition sur l'origine de la variabilité comme SIFTO (Conley et al. 2008) et SNOOPY (Burns et al. 2011). D'autres par contre, comme MLCS2K2 Jha et al. (2007), s'appuient sur des relations connues comme par exemple la loi d'extinction interstellaire (Cardelli et al. 1989).

Remarque : Tous ces modèles proposent des corrections *empiriques* de la dispersion au diagramme de Hubble pour une raison simple : bien qu'aujourd'hui les SNe Ia soient nos meilleurs outils de mesure des distances cosmologiques, nous ne connaissons pas leurs progéniteurs. Nous ne savons pas ce qui déclenche l'explosion thermonucléaire de la naine blanche et nous ignorons s'il existe un type unique d'explosion. Plusieurs modèles ont été proposés et il est probable que plusieurs soient justes.

2.2 Le problème du progéniteur

De nombreux éléments sont encore méconnus quant à l'origine des supernovae de type Ia, mais il est généralement admis que le progéniteur des supernovae de type Ia est en fait un système de deux étoiles (dit binaire) dont l'une au moins est une naine blanche carbone-oxygène (voir les revues de Livio 2000; Howell 2010; Maoz & Mannucci 2012; Astier 2012; Hillebrandt et al. 2013).

Ce système évolue en SNe Ia lorsque la masse de cette naine blanche approche de la masse limite de Chandrasekhar ($\approx 1.4 M_{\odot}$, Chandrasekhar 1931). Le système quantique dégénéré

qu'est la naine blanche ne peut plus exister comme état stable et il semble qu'il en résulte alors une explosion thermonucléaire de l'astre. Ce scénario explique à la fois l'absence d'hydrogène dans le spectre des SNe Ia – une naine blanche n'en contient pas – et l'uniformité apparente de leur luminosité – masse initiale d'explosion fixée. Les naines blanches composées de carbone et d'oxygène sont préférées à celles composées d'hélium ou d'oxygène-néon. Ces deux dernières catégories ne formeraient pas suffisamment d'éléments de masses intermédiaires (Si et Ca), très présents dans le spectre des SNe Ia (Nomoto & Kondo 1991).

Le problème provient du phénomène permettant à la naine blanche d'augmenter sa masse. Deux aspects de ce scénario restent incompris : (1) la phase d'accrétion permettant à la naine blanche de gagner en masse et de se rapprocher de la limite de Chandrasekhar, et (2) la nature exacte de l'explosion. Consultez Belczynski et al. (2005) et Hillebrandt et al. (2013) pour des détails sur les modèles d'explosion. Depuis une dizaine d'années, deux principaux modèles sont évoqués.

2.2.1 Modèles d'explosion

Le modèle simplement dégénéré

Le premier modèle, connu sous le nom de « simplement dégénéré » (*single degenerate* : SD, Whelan & Iben 1973), propose que la naine blanche (NB) accrète de la matière par transfert de lobe de Roche d'un compagnon non-dégénéré (une étoile de la séquence principale, une sous-géante ou une géante rouge). Une explosion thermonucléaire se produit lorsque cette dernière atteint la masse limite de Chandrasekhar, éjectant au passage le compagnon du système binaire, mais ne le détruisant pas (voir les revues précédemment citées).

La masse originelle d'une naine blanche peut difficilement excéder 1 à 1.2 M_{\odot} . Une quantité non négligeable de matière lui est donc nécessaire pour atteindre la masse limite d'explosion. Cependant la vitesse d'accrétion est extrêmement contrainte : de 10^{-7} à 10^{-8} M_{\odot} an^{-1} . À cette vitesse, les éléments non dégénérés s'accumulent à la NB devraient former des couches. Les strates les plus profondes ainsi formées fusionneraient à la NB et deviendraient alors un matériau dégénéré. Lorsque le gain en matière dégénérée est suffisant pour que la NB approche de la masse de Chandrasekhar, l'explosion se produira. Par contre :

- si l'accrétion était plus rapide, le phénomène serait équivalent à un effondrement de l'enveloppe d'une géante rouge sur son cœur et produirait une explosion gravitationnelle – et donc pas une SNe Ia ;
- si l'accrétion était plus lente, cela permettrait aux couches d'hydrogène/hélium à la surface de devenir instables. Cela produirait alors des « flashes » d'hélium ou des novae qui éjecteraient de la matière hors de la NB l'éloignant de fait de son seuil d'explosion. Même si cette accrétion lente suivie de potentielles éjections de matière pourrait *in fine* déboucher sur une SN Ia, son efficacité serait si faible que cela n'expliquerait pas le taux de SNe Ia observé (Nomoto 1982). Mennekens et al. (2010) ont plus généralement montré que les scénarios SD actuels seuls, ne pouvaient expliquer ce taux.

De plus, l'accrétion de matière devrait induire l'émission de rayons X émis par la présence de fusion nucléaire stable à la surface de la NB (van den Heuvel et al. 1992). Ainsi, ≈ 1000 de ces sources devraient être visibles dans une galaxie typique pour expliquer le taux de SN que nous observons. Or, dans notre galaxie et dans les galaxies proches, ces sources sont trop peu nombreuses (Gilfanov & Bogdán 2010; Di Stefano 2010). Notons toutefois que Hachisu et al. (2010) et Meng & Yang (2011) suggèrent que le taux attendu de sources de rayons X est plus réduit.

Le modèle doublement dégénéré

Le second modèle, connu sous le nom de « doublement dégénéré » (*double degenerate* : DD, Iben & Tutukov 1984), propose que deux naines blanches fusionnent. Deux voies sont alors envisageables : (1) la plus massive disloque la seconde et accrète ensuite sa matière dégénérée, ou (2) le système binaire perd de l'énergie — par émission d'ondes gravitationnelles ou par transfert d'énergie vers un élément extérieur — et ces deux NB entrent en collision.

Ce scénario a l'avantage principal d'expliquer l'absence complète d'hydrogène ou d'hélium non-fusionnés dans le spectre des SNe Ia. La seconde voie du modèle DD fournit, quant à elle, une explication simple à l'observation de SNe Ia sur-lumineuses dont la masse totale des progéniteurs a été montrée supérieure à la masse limite de Chandrasekhar (Howell et al. 2006; Khan et al. 2011; Scalzo et al. 2012). Ces « super-Chandras » seraient le fruit de la fusion de deux naines blanches dont la masse totale pourrait atteindre jusqu'à $2.8 M_{\odot}$. Notons qu'il existe également des modèles SD qui permettent l'existence des super-Chandras (e.g. Hachisu et al. 2012, en invoquant une forte rotation).

Le scénario DD présente également des difficultés. Principalement, en cas de fusion de deux naines blanches, une large gamme de masses est accessible au déclenchement du phénomène de SNe Ia. Or celles-ci présentent une remarquable homogénéité de luminosité suggérant une quantité initiale de matière relativement stable.

Dans la section 2.3 nous montrerons que l'apparente jeunesse d'une fraction de progéniteurs de SNe Ia favorise ce scénario, bien que les observations convergent vers l'existence conjointe de plusieurs voies.

Autres modèles

Il existe des modèles alternatifs à ces deux principaux scénarios. Évoquons ici le récent scénario dit de coeur-dégénéré (*Core-Degenerate* CD, Kashi & Soker 2011; Ilkov & Soker 2012). Il propose que le phénomène SNe Ia se déclenche à la fin de la phase d'enveloppe commune (gaz diffus du compagnon de la NB qui enveloppe l'ensemble du système binaire) si le compagnon de la naine blanche est une étoile géante massive (AGB). La NB et le coeur de l'étoile AGB fusionnent alors avec une rotation très rapide au coeur de l'enveloppe commune ; rotation qui empêche le déclenchement du processus d'explosion. Cette rotation ralentit par un transfert d'énergie électro-magnétique jusqu'au déclenchement de l'explosion. Ce processus pourrait donc expliquer l'existence des super-Chandras.

Une liste plus exhaustive des modèles d'explosion et de leurs contraintes est disponible dans les revues précédemment citées.

2.2.2 Observations et contraintes sur les modèles

Aujourd'hui, aucune mesure n'atteste de l'existence d'un ou de plusieurs de ces modèles d'explosion, mais il existe plusieurs approches pour les contraindre. Une première, directe, s'appuie sur l'observation de l'environnement de la SN afin de détecter le compagnon ou l'effet de la fusion des deux astres. Mais cette méthode nécessite de résoudre les étoiles à l'endroit de la SNe Ia. Avant de détailler les autres méthodes, nous dressons ici une liste partielle des études récentes permettant de contraindre par des observations directes les progéniteurs des SNe Ia. Tour à tour, les deux modèles SD et DD ont été soit privilégiés soit mis à mal :

SD mis à mal : SN 2011fe a explosé dans la galaxie M 101, située à 6.4 Mpc de la Terre. Il s'agit de la SN Ia la plus proche jamais observée. Du fait de cette proximité, nous disposons d'images pré-explosion provenant du *Hubble Space Telescope* (HST). Cela a permis à Li

et al. (2011), Nugent et al. (2011) et Bloom et al. (2012) de montrer que le compagnon du progéniteur ne pouvait être une étoile non-dégénérée d'une masse supérieure à celle du Soleil. Le scénario SD a donc peu de chance d'avoir été celui de SN2011fe. De plus, Pereira et al. (2013) ont démontré que cette SN Ia n'avait aucune propriété particulière et pouvait être qualifiée de « typique ». Le scénario SD ne serait alors sûrement pas celui d'une fraction significative de SNe Ia.

DD favorisé : Schaefer & Pagnotta (2012) ont également exclu le scénario SD comme étant celui de SN 1572 qui créa le nuage rémanent SNR 0509-67.5 dans le Grand Nuage de Magellan. Aucune étoile n'a été trouvée dans ses environs, 440 ans après l'explosion. Or le compagnon dans le modèle SD « survit » à l'explosion. Cela suggère qu'il a été détruit, ce qui favorise fortement le scénario DD.

SD favorisé : Dilday et al. (2012) ont montré que PTF11kx était entourée par une quantité importante de matière interprétée comme des traces de novae ayant précédé l'explosion en SN Ia. Cette observation favorise l'existence d'un compagnon possédant de l'hydrogène et par là le scénario SD. Le même argument a été suggéré par Sternberg et al. (2011) pour 35 SNe Ia. Mais la qualité des données utilisées rend difficile toute conclusion définitive.

Une seconde méthode s'appuie sur la capacité des modèles d'explosion d'étoiles à reconstruire l'ensemble des observations spectro-photométriques. Cette technique ne sera pas développée dans cette thèse mais nous invitons le lecteur à consulter les sections B et C de Hillebrandt et al. (2013) ainsi que les travaux qui y sont cités.

Une dernière méthode enfin, indirecte, s'appuie sur les prédictions théoriques du taux de SNe Ia des différents modèles en fonction de l'évolution des systèmes binaires. Cette corrélation « âge de progéniteur au moment de l'explosion / taux de SNe » est appelée « distribution du délai d'explosion » (*Delay time distribution* : DTD). Chaque scénario possède son propre DTD, qui peut ensuite être statistiquement comparé à l'âge des populations stellaires environnant la supernova, comme indicateur de celui du progéniteur.

2.3 Distribution du délai d'explosion

Le DTD est le temps séparant la formation du progéniteur et son explosion en SN Ia. Ce temps dépend de la durée de vie des étoiles et du temps d'évolution du système binaire. Nous rappelons que la durée de vie d'une étoile dépend essentiellement de sa masse initiale : plus elle est massive plus sa durée de vie sera courte. Alors, différents modèles d'explosion prédisent différents DTD (Belczynski et al. 2005). Si le progéniteur d'une SN Ia est bien un système binaire, le DTD de ce système se divise en deux étapes :

1. L'évolution des deux étoiles en naines blanches pour le cas DD. Ou la création d'une naine blanche dans les conditions géométriques permettant l'absorption, par lobe de Roche, de matière non-dégénérée dans le cas SD. Dans tous les cas, le rythme de cette première étape est donné par l'étoile la plus légère, i.e. celle dont l'évolution est la plus lente.
2. Il faut ensuite le temps d'accrétion par l'étoile principale (initialement la plus lourde) de la matière de son compagnon. Ce temps est assez long dans le cas SD et très variable dans le cas DD puisqu'il dépend de la distance entre les deux NBs et de leur mécanisme de rapprochement. Belczynski et al. (2005) expliquent que cette distance est fortement perturbée lors de la création d'une ou des enveloppe(s) commune(s). Lors de cette ou ces phase(s), la distance séparant les deux astres perd jusqu'à deux ordres de grandeur (voir également Livio & Soker 1988). Les auteurs concluent que pour le cas DD, le temps de cette

deuxième étape est dominé par l’efficacité de perte de moment angulaire du système par éjection d’une ou des enveloppe(s) commune(s). Il peut alors varier entre quelque années et le temps de Hubble (voir détails sur la physique des enveloppes communes dans Livio & Soker 1988).

La mesure du taux de formation de SNe Ia en fonction des propriétés de leur environnement est ainsi l’un des meilleurs moyens dont nous disposons pour contraindre les différents modèles d’explosion. Cela est vrai en particulier pour l’analyse de l’âge des populations stellaires à l’endroit où la supernova est apparue.

En pratique, il existe plusieurs méthodes pour mesurer le DTD des SNe Ia. (Voir Maoz 2010, pour une compilation détaillée de ces méthodes.) Toutes se basent sur le même principe : le taux de SNe Ia dans une galaxie en fonction du temps, $R_{Ia}(t)$ (*Rate*), est égal à la convolution de l’histoire de la formation stellaire d’une galaxie $\psi(t)$ avec le DTD des SNe Ia ($\eta(t)$) :

$$R_{Ia}(t) = \int_0^t \psi(t - \tau)\eta(\tau)d\tau, \quad (2.2)$$

où 0 indique le moment de la formation de la galaxie et t , son âge (les galaxies à plus grand redshift ont un âge moindre en moyenne). En principe donc, on mesure le taux de SNe Ia et l’histoire de formation stellaire de leur galaxie hôte pour en déduire leur DTD, mais en réalité, ces deux paramètres sont difficilement mesurables.

2.3.1 Mesure du taux de SNe Ia

L’étude du taux de supernovae en fonction de la masse stellaire d’une galaxie (le nombre d’étoiles) ou de sa luminosité requiert deux études : celle des galaxies hôtes des supernovae observées et celle de l’ensemble des galaxies dans lesquelles une SN Ia *aurait pu* être observée (van den Bergh & Tammann 1991). L’idée sous-jacente est qu’il est impossible de voir une SN Ia dans une galaxie qu’on n’observe pas ou dont le signal est trop faible pour être détecté. Pour cela, on associe à chaque galaxie un « temps de contrôle » (t_c). Ce temps est fonction : (1) du temps d’observation effectif de la galaxie, (2) de la luminosité des supernovae (supposément constante), (3) de la distance de la galaxie considérée et (4) de la limite de détection de l’instrument utilisé (voir détails mathématiques dans l’annexe A de Leaman et al. 2011).

En comparant le temps de contrôle d’une galaxie avec sa masse ou sa luminosité par exemple, et en sommant sur l’ensemble des galaxies analysées nous pouvons obtenir le taux de SNe Ia en fonction de ces propriétés galactiques (Leaman et al. 2011).

Ce taux a d’abord été exprimé en fonction du nombre de galaxies « moyennes », mais rapidement les cosmologistes se sont aperçus que celui-ci était dépendant des propriétés des galaxies et notamment de leur masse, i.e. leur nombre d’étoiles (Tammann 1970). Le taux de supernovae est donc généralement exprimé en SNum (le nombre de SN par siècle par $10^{10} M_{\odot}$), voir en SNuX, i.e le SNum dans une bande X. Dans une galaxie comme la nôtre, nous devrions observer une SN Ia tous les deux siècles.

2.3.2 Deux origines pour les SNe Ia

Récemment, plusieurs équipes ont découvert que le taux de SNe Ia dépendait plus encore des propriétés des galaxies hôtes. Mannucci et al. (2005) ont trouvé que ce taux était significativement plus faible dans les galaxies elliptiques et les galaxies rouges (\sim vieilles populations d’étoiles) que dans les galaxies spirales et les galaxies bleues (\sim jeunes populations d’étoiles). Sullivan et al. (2006) ont fait la même observation en montrant que les galaxies avec un plus fort taux de

formation stellaire spécifique (sSFR, i.e. le taux de formation d'étoiles par unité de masse) ont un plus grand taux de SNe Ia.

Ces auteurs, ainsi que Mannucci et al. (2006) et Scannapieco & Bildsten (2005), ont alors émis l'hypothèse que les SNe Ia se formeraient à la fois dans de très jeunes (~ 100 Man) et de vieilles (> 1 Gan) populations stellaires. La première catégorie, appelée *prompte*, est alors associée au taux de formation stellaire de la galaxie – un plus grand SFR implique plus de jeunes étoiles et donc plus de candidats pour former des SNe Ia prompts. La seconde catégorie, appelée *tardive*, est associée à la masse stellaire de la galaxie – davantage d'étoiles équivaut à davantage de potentiels progéniteurs tardifs. L'existence de la catégorie prompte a ensuite été confirmée par Aubourg et al. (2008) qui ont démontré l'association de SNe Ia avec des étoiles de moins de 180 Man.

En posant $\eta(t) = A + B\delta(t)$ éq. 2.2 (où δ est la fonctionnelle de Dirac), on trouve le formalisme « A+B » de Scannapieco & Bildsten (2005) où le taux de SNe Ia peut s'écrire :

$$R_{Ia} = A \times M_* + B \times \text{SFR}. \quad (2.3)$$

où M_* est la masse stellaire totale de la galaxie, SFR est le taux de formation stellaire actuel (à l'âge de la galaxie au moment où on l'observe), et A et B sont les coefficients constants de l'amplitude de ces deux composantes ; B pour les *promptes*, car associé au SFR, A pour les *tardives*, car associé à la masse.

2.3.3 Contraintes sur les modèles d'explosion

L'existence de supernovae de type Ia associées à des populations de moins de 180 Man impose de fortes contraintes sur les modèles d'explosion. De tels progéniteurs doivent avoir évolué vite et donc être massifs ($> 3.5M_\odot$), tout en étant limités par le seuil de $\sim 8M_\odot$ au-delà duquel l'explosion sera gravitationnelle (Poelarends et al. 2008).

Les derniers modèles d'évolution de systèmes binaires (Nelemans & Tout 2005) suggèrent que les systèmes jumeaux, c'est à dire ceux dont la masse des deux étoiles est la même à 10% près, évolueraient très rapidement (voir également Maxted et al. 2002). Et ce notamment à travers une unique phase d'enveloppe commune et non deux successives comme proposé par Mennekens et al. (2010). Pinsonneault & Stanek (2006) ont montré que près de 50% des systèmes binaires seraient jumeaux, ce qui leur permet de suggérer que de tels systèmes pourraient conduire de façon rapide (< 200 Man) et efficace à des explosions de SNe Ia via le scénario DD.

2.4 Biais cosmologiques potentiels

Nous l'avons vu dans la Section 1.3.3, l'utilisation des supernovae pour la cosmologie repose sur leur propriété de chandelles standardisables. Après application de corrections – comme celles liées à la forme et à la couleur de leurs courbes de lumière – les SNe Ia sont supposées avoir toutes la même luminosité n'importe où dans l'univers, à n'importe quel redshift z . Pourtant, notre méconnaissance de leur physique soulève des interrogations quant à notre capacité de corriger de potentielles variations de ces objets qui pourraient biaiser les mesures cosmologiques. Nous illustrons ces biais ici par deux exemples :

Plusieurs scénarios d'explosion : Il existe des SNe Ia *promptes* et d'autres *tardives*. Si ces deux types de SNe Ia ont une luminosité corrigée moyenne différente et si la répartition de ces deux catégories évolue avec le redshift – ce qui est très probable – alors la luminosité moyenne des SNe Ia évoluera avec z . Enfin, si cette évolution n'est pas corrigée, les mesures

cosmologiques s'en trouveront biaisées. Cela étant, le fait que la dispersion naturelle des SNe Ia soit de l'ordre de 0.4 mag impose que, si une telle variation de magnitude existait, elle serait relativement faible. Aussi, comme nous l'avons vu Fig. 1.2 (p. 21), les autres sondes cosmologiques apportent de fortes contraintes sur les densités d'énergie Ω_M et Ω_Λ . Par contre, un biais sur la mesure de distance avec les SNe Ia pourrait significativement impacter l'estimation du paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w (voir Fig. 1.2).

Propriétés internes du progéniteur : Puisque notre connaissance de la physique des progéniteurs n'est que très partielle, nous ignorons comment des propriétés internes aux étoiles – telles que leur métallicité – influent sur l'explosion de la naine blanche en SNe Ia et donc sur leur magnitude absolue. Pourtant, les propriétés stellaires évoluent avec z . Si l'influence de ces évolutions n'est pas prise en compte dans la standardisation des supernovae de type Ia, alors les analyses cosmologiques s'en trouveront biaisées.

Résumé : L'observation des SNe Ia proches a démontré la faible dispersion de luminosité de ces objets, faisant d'elles de très bon indicateurs de distance. Cependant, les lacunes de notre compréhension de la physique de ces supernovae compliquent leur utilisation cosmologique et les erreurs systématiques sont aujourd'hui équivalentes aux erreurs statistiques (Conley et al. 2011). Si une partie de ces erreurs sont créées par l'Homme (e.g. problèmes de calibration) une partie, probablement sous-estimée, provient de notre manque de contrôle sur l'évolution des SNe Ia induit par notre méconnaissance de ces objets. Pour le contrôle et la réduction de cette seconde source d'erreur, les études des galaxies hôtes sont primordiales.

Chapitre 3

Les Galaxies hôtes

The fact that no electric wires have been found in excavation sites in Rome does not prove that ancient Romans had radio.

Ya. B. Zel'dovich

Les SNe Ia sont le fruit de l'évolution d'étoiles, les études de leur galaxie hôte ont alors un double intérêt. (1) D'abord, elles permettent de contraindre les modèles d'explosion de supernovae. Grâce à l'analyse statistique de l'âge des populations stellaires, Mannucci et al. (2005, 2006); Scannapieco & Bildsten (2005); Sullivan et al. (2006); Aubourg et al. (2008) ont montré que les SNe Ia avaient vraisemblablement une double origine : des jeunes progéniteurs (dits prompts ; < 200 Man) et d'autres plus vieux (dits tardifs ; > 1 Gan). Des modèles SD prédisent également qu'il est impossible de former une SN Ia avec des étoiles très peu métalliques (Kobayashi et al. 1998; Kobayashi & Nomoto 2009). La recherche de SNe Ia dans des galaxies métalliquement pauvres, ou des études précises de l'évolution du taux de SNe Ia avec le redshift, pourraient apporter des informations complémentaires afin de conforter ou d'invalider ce scénario. (2) Ensuite, les analyses empiriques de corrélations entre les propriétés des SNe Ia et celles de leur galaxie hôte permettent la mise en évidence et la correction de potentiels biais environnementaux. Elles offrent également l'opportunité d'améliorer notre compréhension des corrections empiriques des SNe Ia et donc leur standardisation.

Dans la Section 3.1 nous commencerons par tracer dans les grandes lignes l'évolution des galaxies et de leurs composantes. Cette description sera amplement qualitative puisqu'il s'agit d'un sujet complexe faisant l'objet de recherches actives en astrophysique. Ces bases nous permettront pourtant de comprendre pourquoi les corrélations existantes ou pouvant exister entre les propriétés des supernovae et celles de leurs hôtes sont fondamentales. Nous détaillerons ensuite les relations présentes dans la littérature Section 3.2. Nous finirons ce chapitre Section 3.3 en mettant en avant l'importance de l'approche locale de ce type d'analyse.

Sommaire

3.1	Les galaxies et leur évolution	40
3.1.1	Le taux de formation stellaire	40
3.1.2	La métallicité	40
3.1.3	La masse	41
3.2	Galaxies hôtes des SNe Ia, résultats de la littérature	42
3.2.1	Propriétés des courbes de lumière	42
3.2.2	Biais dans le diagramme de Hubble	44
3.3	L'intérêt de l'analyse locale	45



FIGURE 3.1 – De gauche à droite, une galaxie spirale (M101), une galaxie elliptique (NGC4150) et une galaxie irrégulière (NGC4676). Ces images proviennent du *Hubble Space Telescope*.

3.1 Les galaxies et leur évolution

Les galaxies ont été classées en trois grandes familles selon leur morphologie (voir Fig. 3.1) : les spirales (comme la Voie Lactée et M101), les elliptiques (comme NGC4150) et les irrégulières (comme NGC4676). Cette dernière catégorie est désormais souvent associée aux galaxies en interaction. Dans un schéma très simple, les galaxies spirales et irrégulières ont une masse moindre ($\log(M/M_{\odot}) \leq 10.5$, même si les choses sont plus compliquées pour les irrégulières), forment encore des étoiles et sont globalement plus bleues. À l'inverse, les galaxies elliptiques, elles, sont généralement plus lourdes ($\log(M/M_{\odot}) \geq 10.5$, même s'il existe des galaxies elliptiques naines comme M32), ne forment plus d'étoiles et sont globalement plus rouges (voir e.g. Fig. 1 de Pérez et al. 2013).

L'évolution des galaxies, qu'elle concerne leur forme ou leur composition, est un sujet actif de la recherche en astrophysique et un élément essentiel à la compréhension des biais environnementaux. Dans cette section, nous allons résumer les propriétés galactiques utiles pour notre étude en nous concentrant sur trois paramètres : le taux de formation stellaire, la métallicité et la masse des galaxies.

3.1.1 Le taux de formation stellaire

L'étude de l'évolution du taux de formation stellaire (SFR exprimé en $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$) et plus précisément du taux d'évolution stellaire spécifique (sSFR = SFR/masse [an^{-1}]) est très important pour la compréhension d'une galaxie : il mesure la fraction de jeunes étoiles en leur sein (Calzetti 2012).

La distribution de l'âge des étoiles dans une galaxie change avec le temps. Nous voyons Fig. 3.2 que, pour la quasi totalité des galaxies, le sSFR était ~ 40 fois supérieur à $z = 2$ (i.e. il y a 10 Ga) qu'il ne l'est aujourd'hui (Pérez-González et al. 2008; Damen et al. 2009). Les galaxies extrêmement massives ($\log(M/M_{\odot}) > 11.5$) sont les seules exceptions puisqu'elles ont formé toutes leurs étoiles aux premiers âges de l'univers. Leur construction fut si rapide qu'à $z = 3 - 4$, ces galaxies pouvaient doubler leur masse en 100 Ma (Pérez et al. 2013). La formation stellaire change également la composition de la galaxie en synthétisant de nouveaux éléments.

3.1.2 La métallicité

La nucléosynthèse primordiale a formé de l'hydrogène et du deutérium (74%), de l'hélium (25%), un peu de lithium (1%) et quelques rares éléments plus lourds. Les premières galaxies et leurs premières étoiles avaient donc une métallicité – i.e., la fraction d'éléments autres que l'hélium et l'hydrogène – extrêmement faible. Puis, chaque nouvelle étoile va synthétiser de nouveaux

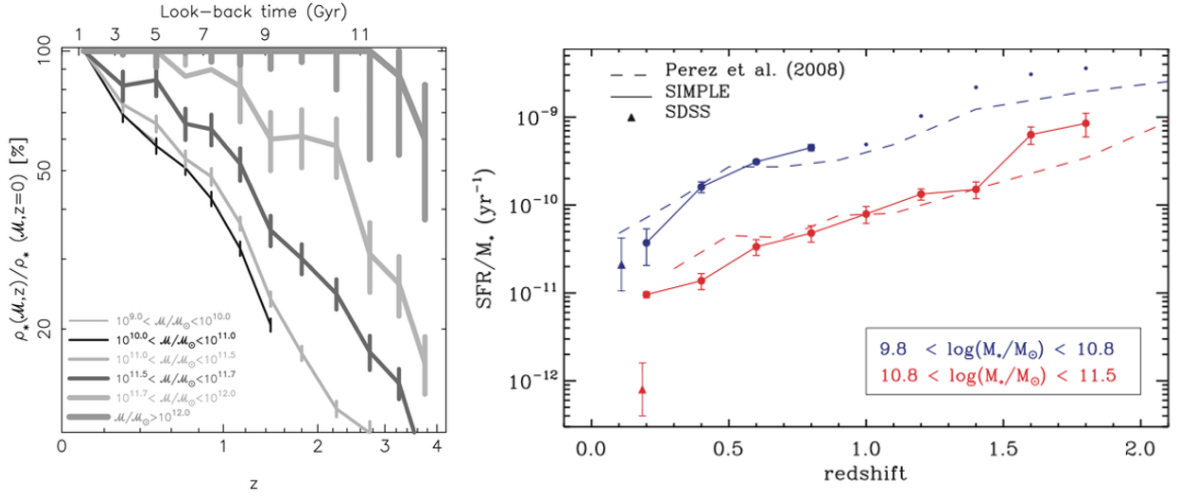


FIGURE 3.2 – *Gauche* : Fraction de la masse stellaire actuelle d’une galaxie en fonction du redshift reconstruit par Pérez-González et al. (2008) en ajustant la fonction de masse stellaire (SMF) sur ~ 28000 galaxies dans différentes gammes de redshift. Sa vitesse de formation dépend de sa masse actuelle, en sachant que presque toutes les galaxies avaient déjà une fraction significative de leur masse ($\approx 50\%$) à $z \approx 1$. *Droite* : Évolution du taux de formation stellaire spécifique. Figure de Damen et al. (2009) faisant référence à des travaux de Pérez-González et al. (2008).

éléments lourds qu’elle rejettera ensuite dans le milieu interstellaire, sachant que les étoiles les plus massives évoluent plus rapidement et sont capables de former des éléments plus lourds.

Kobulnicky & Kewley (2004) ont montré que 28 % des métaux aujourd’hui présents dans le gaz ont été synthétisés dans les 7.7 derniers milliards d’années ($z = 1$, soit la moitié de l’âge de l’univers). D’un point de vue structurel, les dernières simulations montrent que le gradient de métallicité du centre vers l’extérieur des galaxies diminue avec le temps (Pilkington et al. 2012). Cela indique que l’enrichissement stellaire se fait d’abord au centre des galaxies, comme illustré dans l’animation faite par Pérez et al. (2013) : <http://www.iaa.es/~eperez/CALIFA/CMD>. Dans la Figure 3.3, nous observons que les galaxies massives dont l’évolution est aujourd’hui terminée ($sSFR \approx 0$) ont bien une métallicité plus forte.

Avec l’échantillon galactique proche ($z < 0.3$, ~ 53000 galaxies) du sondage SDSS, Tremonti et al. (2004) ont mis en évidence de façon remarquable cette relation masse-métallicité ($M - Z$, voir Fig. 3.3). Zahid et al. (2013) ont ensuite montré que cette relation $M - Z$ était dépendante du redshift (voir Fig. 3.3) : à masse égale, les galaxies à grand z sont moins métalliques que celles d’aujourd’hui et les grandes masses ($\log(M/M_\odot) > 10$) s’enrichissent plus rapidement à grand redshift ($z > 1$). Toutes ces observations confirment le modèle d’enrichissement et d’évolution stellaire décrit précédemment.

3.1.3 La masse

La masse stellaire d’une galaxie est relativement simple à mesurer. C’est pourquoi, ce paramètre est souvent utilisé comme un indicateur pour sa métallicité – les galaxies les plus massives sont en moyenne plus métalliques, voir Fig. 3.3 – ou pour l’âge moyen de ses populations stellaires – les galaxies massives ont généralement une population plus vieille ; voir respectivement Tremonti et al. (2004) et Gallazzi et al. (2005). Mais, comme illustré Fig. 3.2, les relations masse-SFR

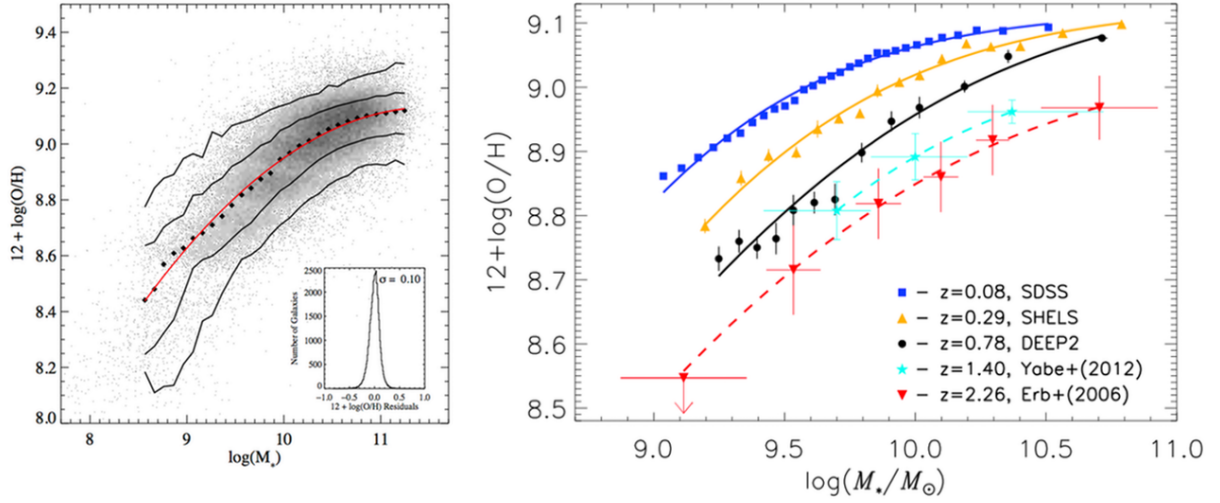


FIGURE 3.3 – *Gauche* : relation masse-métallicité mesurée par Tremonti et al. (2004) sur ~ 53000 galaxies proches du sondage SDSS. Les points noirs montrent la métallicité moyenne par gamme de masse et les courbes noires les zones où se concentrent 68% et 95% des données. L’histogramme en bas à droite de la figure montre la dispersion des données autour de l’ajustement du polynôme rouge montré dans la figure principale. La dispersion de métallicité est de 0.10 dex. *Droite* : Évolution de la relation masse-métallicité avec le redshift (Fig. 1 de Zahid et al. 2013). Les galaxies massives forment leurs éléments lourds plus vite, ce qui explique la saturation actuelle de la métallicité des galaxies dont la masse est supérieure à $\log(M/M_\odot) > 10$. Les galaxies plus légères ont une évolution métallique plus récente.

et masse-métallicité évoluent rapidement avec le redshift et ces trois paramètres sont fortement dégénérés. La masse stellaire peut donc être utilisée comme un indicateur, mais il est difficile d’en tirer des conclusions quantitatives.

3.2 Galaxies hôtes des SNe Ia, résultats de la littérature

Dans cette section, nous allons faire un état des lieux de la littérature sur l’analyse des galaxies hôtes des SNe Ia pour mettre en avant leurs principaux résultats, leurs conséquences pour la cosmologie et leurs limites.

3.2.1 Propriétés des courbes de lumière

Le stretch et la couleur des SNe Ia sont aujourd’hui les paramètres fondamentaux qui permettent leur standardisation. L’origine physique de ces paramètres empiriques est reliée aux propriétés intrinsèques des supernovae (e.g. la masse de ^{56}Ni , Arnett 1982), et/ou à l’influence des propriétés extrinsèques, c’est à dire celles de leurs hôtes (i.e. l’extinction interstellaire). Pourtant, du fait de notre méconnaissance du mécanisme d’explosion des progéniteurs, ces relations sont encore mal comprises.

Le stretch

Le stretch, qui indique la largeur de la courbe de lumière d’une SN Ia, est vraisemblablement relié à une propriété physique intrinsèque au progéniteur. Il est en effet difficile d’imaginer qu’un

paramètre extrinsèque puisse avoir une quelconque influence sur l'évolution de l'explosion du progéniteur. Depuis la fin des années 80 jusqu'à aujourd'hui, de nombreuses études de galaxies hôtes ont recherché l'origine de cette variation de la vitesse d'évolution des courbes de lumière en analysant les propriétés des hôtes.

Morphologie : Les premières études de galaxies hôtes ont rapidement mis en évidence des relations entre ce stretch et des propriétés des galaxies hôtes. Notamment, Filippenko (1989) a montré que la dispersion et la valeur du stretch dépendent de la morphologie des galaxies hôtes. Cette hypothèse fut ensuite confirmée par Hamuy et al. (1996) qui publièrent la première relation significative entre le stretch et la morphologie des galaxies. Les galaxies elliptiques favorisent fortement les SNe Ia à évolution rapide alors que les galaxies spirales ou irrégulières favorisent celles à évolution lente. Grâce à ces observations, ces auteurs conclurent que les galaxies avec une population jeune doivent accueillir des SNe Ia intrinsèquement plus brillantes en se basant sur la relation de « *brighter-faster* » de Phillips (1993). Ainsi, l'âge du progéniteur devrait avoir une influence sur la luminosité intrinsèque de l'objet (voir également Hamuy et al. 2000). Mais l'analyse morphologique des hôtes est trop incertaine pour en tirer des conclusions définitives.

Photométrie : Plus récemment, Neill et al. (2009), Howell et al. (2009) et Sullivan et al. (2010) ont montré, grâce à des analyses photométriques, que les galaxies les plus massives favorisaient les supernovae dont l'évolution était rapide, comme illustré Fig. 3.4. La même observation a également été faite en comparant le stretch au taux de formation stellaire spécifique des hôtes. Les faibles stretches (i.e. les rapides) sont principalement observés dans des galaxies à faible sSFR et inversement, les galaxies à fort sSFR accueillent des SNe Ia à évolution lente (Sullivan et al. 2010; Lampeitl et al. 2010; Konishi et al. 2011). Ces observations confirment et affinent celles des analyses morphologiques, puisque les galaxies elliptiques sont généralement plus lourdes, plus métalliques et qu'elles possèdent une formation stellaire quasi nulle. Mais, comme nous l'avons évoqué précédemment, la masse est un indicateur limité de l'âge et de la métallicité des étoiles des galaxies.

Spectroscopie : Par analyse spectroscopique, Johansson et al. (2013) ont récemment montré que le stretch était un indicateur de l'âge des populations stellaires de l'hôte et a priori du progéniteur (comme l'avait suggéré Neill et al. 2009). Quid maintenant du lien physique entre l'âge du progéniteur et la physique de l'explosion ?

La couleur

Si le stretch est vraisemblablement lié à une propriété physique intrinsèque du progéniteur, le paramètre de couleur est ambivalent.

Une partie de cette couleur doit être liée aux propriétés intrinsèques de la supernova ; par exemple sa température. Une autre, en revanche, doit être engendrée par l'extinction induite par la poussière interstellaire, c'est à dire par une propriété purement extrinsèque. Une seconde extinction pourrait également être induite par du gaz entourant la SN (dite « circumstellaire ») provenant des couches externes des astres du système binaire éjecté lors de la ou des phase(s) d'enveloppe commune. A priori, ces deux sources d'extinction ont des propriétés différentes (Goobar 2008), la seconde pouvant être considérée comme une extinction intrinsèque.

On s'attend à ce que les SNe Ia dans les galaxies les plus poussiéreuses aient une extinction plus importante et donc un plus grand c . Or, la présence de poussière est reliée au taux de formation stellaire (Charlot & Fall 2000). Par conséquent, on s'attend à ce que les galaxies avec

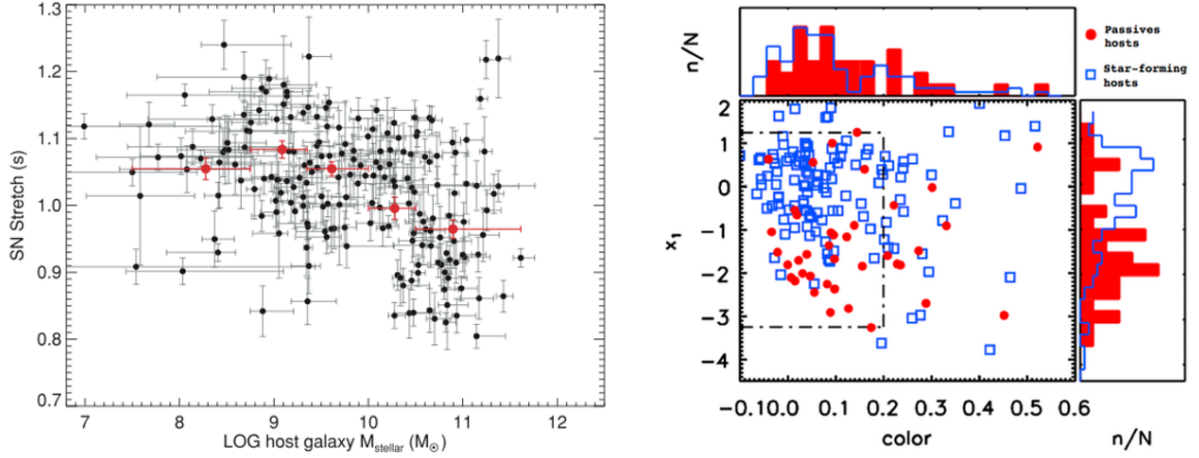


FIGURE 3.4 – *Gauche* : relation entre le stretch et la masse de l’hôte ($\log(M/M_{\odot})$) montrée par Sullivan et al. (2010) pour l’échantillon SNLS. Les points rouges montrent le stretch moyen par gamme de masse. *Droite* : distribution des galaxies formatrices d’étoiles ($\log(\text{sSFR}) > 10^{-5}$) et des galaxies passives ($\log(\text{sSFR}) > 10^{-5}$) dans le plan $(x_1, c) - x_1 \propto \text{stretch}$, Guy et al. (2007). Ces données sont celles de SDSS présentées par Lampeitl et al. (2010)

un fort sSFR aient des SNe Ia plus rouges. Pourtant, rien d’évident n’a encore été mis à jour. Comme illustré Fig. 3.4 avec l’échantillon de SNe Ia du sondage SDSS, Lampeitl et al. (2010) ont montré que la distribution de la couleur SALT2 (c) des SNe Ia provenant de galaxies passives (où la poussière est quasi-inexistante) était similaire à celle de SNe Ia provenant de galaxies formant des étoiles (voir aussi Gupta et al. 2011; Neill et al. 2009). Pour SNLS, Sullivan et al. (2010) ont suggéré une légère dépendance, mais aucune corrélation de la sorte n’est visible dans les données de SNfactory (Childress et al. 2013a). La faiblesse (voir l’inexistence) d’une telle relation entre les galaxies formatrices d’étoiles – où les poussières sont présentes – et la couleur des SNe Ia est surprenante. Mais cela pourrait avoir son origine dans l’approche globale de ces études. Nous y reviendrons.

Si aucune relation n’a été trouvée entre la couleur c et le taux de formation stellaire, Childress et al. (2013a) ont montré que les SNe Ia rouges ($c > 0$) étaient largement favorisées dans les galaxies métalliques. Cette corrélation peut s’expliquer de deux manières : (1) soit elle est induite par de la poussière galactique, sachant qu’il y a davantage de poussière dans les gaz plus métalliques, (2) soit elle est une preuve de l’existence d’une source intrinsèque à la couleur SALT liée à la métallicité du progéniteur.

3.2.2 Biais dans le diagramme de Hubble

La magnitude corrigée des SNe Ia sert d’indicateur de distances pour la cosmologie. Il est donc important que la distribution des résidus au diagramme de Hubble après standardisation ΔM_B^{corr} soit indépendante de toutes les propriétés pouvant évoluer avec z . Dans le cas contraire, les mesures de distances en seraient biaisées.

Depuis 2010, les recherches se concentrent sur la mise en évidence de tels biais, dont le premier a été montré par Kelly et al. (2010). Ces auteurs ont en effet montré que les galaxies les plus massives accueillent des SNe Ia en moyenne plus brillantes après standardisation. Sullivan

et al. (2010); Gupta et al. (2011); Johansson et al. (2013) et Childress et al. (2013a) ont ensuite confirmé ce résultat par différents sondages. Childress et al. (2013a) ont compilé l'ensemble de ces données et ont montré que les SNe Ia sont en moyenne 0.077 ± 0.014 mag plus brillantes dans les galaxies massives ($\log(M/M_{\odot}) > 10$; Fig. 3.5). Puisque la masse d'une galaxie est corrélée à sa métallicité, son âge, et son sSFR (voir respectivement Tremonti et al. 2004; Gallazzi et al. 2005; Pérez-González et al. 2008, et la section 3.1), cette différence de magnitude entre SNe est vraisemblablement liée à une variation intrinsèque du progéniteur. Childress et al. (2013a) ont par ailleurs montré qu'un effet similaire de type « marche » était observable avec la métallicité. Lampeitl et al. (2010) ont suggéré que ce genre de dépendance cosmologique pourrait avoir un effet de 10% sur la mesure du paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w . Nous reviendrons plus amplement sur ce biais dans le chapitre 8 où nous montrerons que l'analyse locale apporte une information complémentaire quant à l'origine exacte de cette variation de magnitude entre SNe Ia.

3.3 L'intérêt de l'analyse locale

Les différents résultats que nous avons cités ont été obtenus par des analyses « globales », c'est à dire des travaux de recherche étudiant les propriétés des hôtes dans leur ensemble. Mais les mesures ainsi faites sont pondérées par la densité de lumière reçue, les zones les plus lumineuses ayant évidemment un poids supérieur. Dans une galaxie, la majorité de la lumière est émise par le coeur et ses régions périphériques. Par conséquent, les propriétés extraites de ces analyses globales sont celles du centre des galaxies hôtes; région aux propriétés a priori différentes de celles de l'environnement immédiat des SNe Ia.

L'analyse locale est donc l'étape suivante de l'étude des galaxies hôtes. Elle permet de s'affranchir des erreurs liées aux gradients existant dans les propriétés galactiques. La Fig. 3.6 illustre cet argument. Les propriétés physiques galactiques auxquelles nous avons accès – la métallicité du gaz et des étoiles, l'âge moyen des populations stellaires et l'extinction galactique – présentent de fortes variations au sein des galaxies. Variations que les analyses globales ne peuvent contraindre, ce qui limite l'interprétation de leurs résultats. L'approche locale que nous développons dans la suite de cette thèse a pour objectif d'apporter des mesures plus directes et donc plus contraignantes pour la cosmologie.

Notre analyse n'est pas la première à s'intéresser à l'environnement local. Stanishev et al. (2012) ont récemment utilisé des données de CALIFA (Sánchez et al. 2012) pour étudier la métallicité locale d'un échantillon de 7 SNe Ia très proches. Mais la taille de cet échantillon rend difficile toute conclusion sur les progéniteurs. Cela étant, Le projet The Nearby SuperNova Factory est le premier grand relevé de SNe Ia qui mesure simultanément les propriétés de ces chandelles standardisables et de leur environnement immédiat.

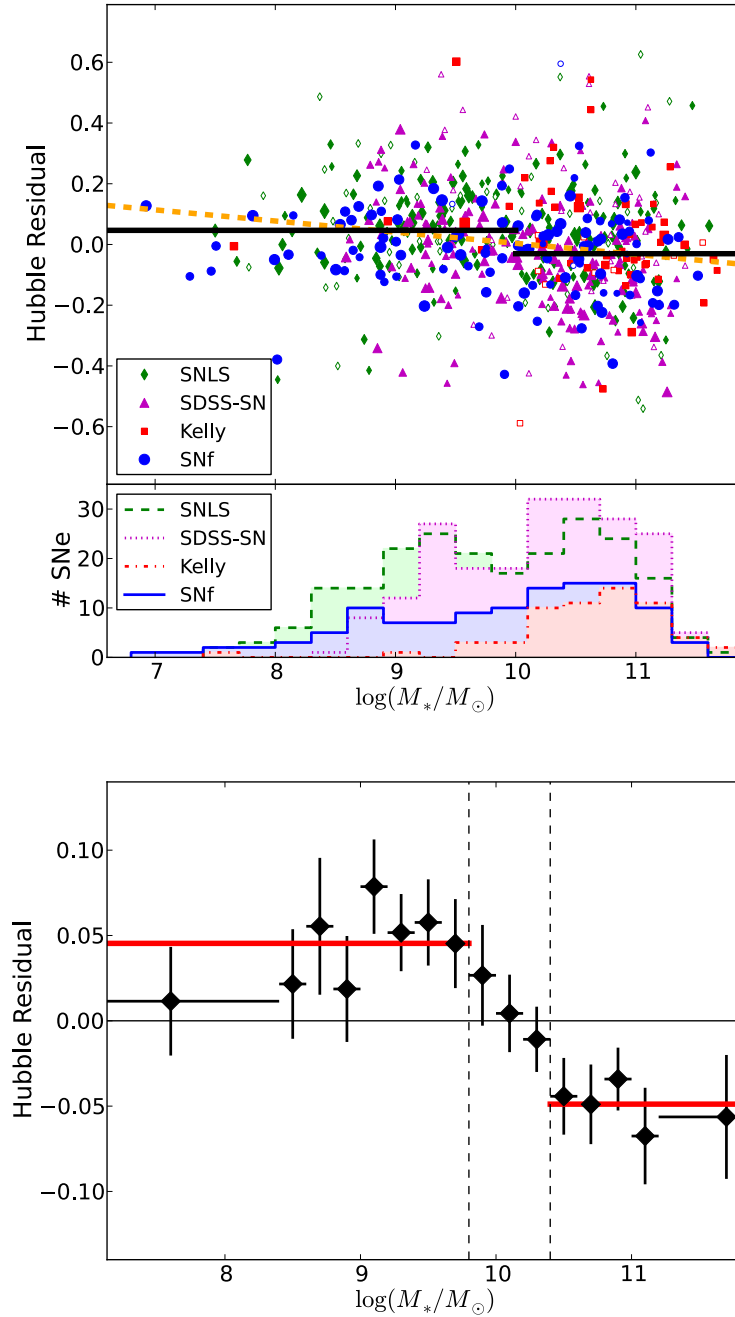


FIGURE 3.5 – Évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia en fonction de la masse de leurs hôtes. *Haut* : Combinaison faite par Childress et al. (2013a) des 601 SNe Ia des échantillons de SDSS (Gupta et al. 2011), de SNLS (Sullivan et al. 2010), des SNe Ia publiques à petit z (Kelly et al. 2010) et de celles de SNfactory. Les barres noires montrent la magnitude moyenne des SNe Ia selon la gamme de masse. Le panel inférieur montre la distribution en masse de chacun de ces échantillons. L'échantillon proche de Kelly et al. (2010) favorise les grandes masses à cause d'une recherche ciblée des SNe Ia dans ce type de galaxies. La variation entre ces deux moyennes est appelée le biais en masse. *Bas* : Childress et al. (2013a) ont mesuré la magnitude moyenne des SNe Ia par gamme de masse. Nous distinguons clairement une évolution de cette magnitude autour de $\log(M/M_{\odot}) \sim 10$

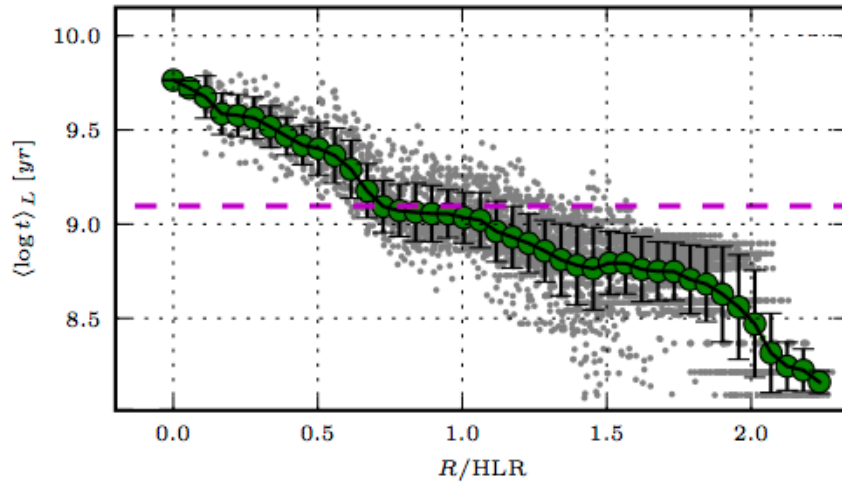


FIGURE 3.6 – Évolution radiale de l'âge des populations stellaires de la galaxie spirale NGC2916 (Cid Fernandes et al. 2013) observée par le spectrographe à champ intégral CALIFA (Sánchez et al. 2012). Chaque point gris représente la mesure de l'âge de la population stellaire pour un élément spatial. Les points verts montrent l'évolution radiale de $\log(t)$ et la ligne magenta hachurée indique la mesure obtenue par analyse globale.

Chapitre 4

The Nearby Supernova factory

Le chemin est long du projet à la chose.

Jean-Baptiste Poquelin, dit Molière

Fondée en 2001, après la découverte de l'expansion accélérée de l'univers (Perlmutter et al. 1999), *The Nearby Supernova factory* (SNfactory, Aldering et al. 2002) est une collaboration internationale comprenant initialement des membres américains (LBNL, Berkeley, CA ; Yale University, NH) et français (LPNHE, Paris ; CRAL et IPNL, Lyon). Depuis 2010, la collaboration s'est enrichie de membres allemands (Bonn Universität, Bonn ; Max Plank für Astrophysik, Garching) et chinois (Tsinghua university, Pékin). Ce projet, qui s'inscrit dans l'analyse des supernovae de type Ia proches (§ 1.3.3 p. 24), comprend aujourd'hui plus d'une quarantaine de membres.

Nous allons caractériser dans ce chapitre l'échantillon de SNe Ia de SNfactory. Tout d'abord, Section 4.1, nous introduirons les spécificités et les ambitions scientifiques du projet SNfactory pour ensuite, Section 4.2, résumer les outils d'acquisition des données, leur étalonnage et la méthode d'extraction du signal des supernovae. Nous finirons ce chapitre Section 4.4, par un aperçu des différentes analyses conduites par la collaboration.

Sommaire

4.1	Présentation du projet	50
4.2	Les méthodes d'observation	50
4.2.1	Recherche de supernovae	50
4.2.2	Le spectrographe à champ integral SNIFS	52
4.3	La production des données	52
4.3.1	Réduction des données	53
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	53
4.3.3	Statistiques de l'échantillon	54
4.4	Les analyses de la collaboration	54
4.4.1	Supernovae individuelles	54
4.4.2	Analyses spectroscopiques	56

4.1 Présentation du projet

Lors de la création du projet en 2001, la communauté scientifique ne disposait que d'une vingtaine de SNe Ia proches (Hamuy et al. 1996). Le but premier du projet SNfactory fut alors la construction d'un échantillon de 300 séries temporelles spectro-photométriques de SNe Ia dans une gamme de redshift allant de $z = 0.03$ à $z = 0.08$. Un tel échantillon permet :

- l'ancrage du diagramme de Hubble à bas redshift, c'est à dire une mesure précise de LH_0^2 (éq. 1.29) ;
- la construction de courbes de lumière dans n'importe quels jeux de filtres photométriques, sans avoir à effectuer l'application des corrections photométriques standards (dites corrections K , nous y reviendrons à la fin de ce chapitre)
- l'amélioration de la standardisation des SNe Ia grâce à une meilleure compréhension de leurs variabilités intrinsèques et extrinsèques ;
- une meilleure compréhension de la physique des SNe Ia en contraignant les simulations numériques d'explosion à partir des informations spectro-temporelles,
- une mise en évidence d'éventuelles sous-classes de SNe Ia et de potentiels biais dans les mesures cosmologiques. L'analyse de l'environnement local des SNe Ia est particulièrement pertinente sur ce dernier point.

L'ensemble de ces efforts permettront à terme la réduction de l'ensemble des incertitudes sur la mesure des paramètres cosmologiques. Les erreurs statistiques d'abord, par l'ajout de nouvelles SNe et la réduction de leur dispersion ; les erreurs systématiques ensuite, par la création de meilleurs outils de standardisation et l'amélioration de notre compréhension de la physique de ces chandelles standardisables.

4.2 Les méthodes d'observation

Les supernovae sont des événements astrophysiques éphémères, qui durent quelques semaines, et il est aujourd'hui capital d'obtenir des informations sur ces objets à leur maximum de luminosité et, si possible, dans les quinze jours séparant l'explosion du progéniteur de ce maximum. En plus de leur brièveté, ces objets sont rares : typiquement un par siècle par galaxie. Pour les étudier, une organisation complexe en deux temps est indispensable : (1) la recherche des candidats, (2) leur observation.

4.2.1 Recherche de supernovae

Un projet de suivi spectroscopique nécessite un programme autonome de détection des supernovae. Dans le cadre des SNe Ia proches, deux méthodes existent. La première consiste à optimiser l'efficacité de la recherche en ne pointant que sur des amas de galaxies connus. Plus il y a de galaxies plus il y a d'étoiles et donc, a priori, plus il y a de SNe Ia. Cette stratégie a été adoptée par la collaboration CfA (Hicken et al. 2009). Cependant, elle introduit un biais de sélection environnemental évident. Les SNe Ia d'une telle recherche seront issues de progéniteurs vieux – très faible formation stellaire dans les gros amas galactiques, ce qui n'est pas nécessairement représentatif de la population globale des SNe Ia dans l'univers. La seconde méthodologie, qui est utilisée par SNfactory, est dite non ciblée. Elle consiste à balayer le ciel en aveugle à la recherche de supernovae. De la sorte, aucun type d'environnement ne sera artificiellement sur-représenté dans

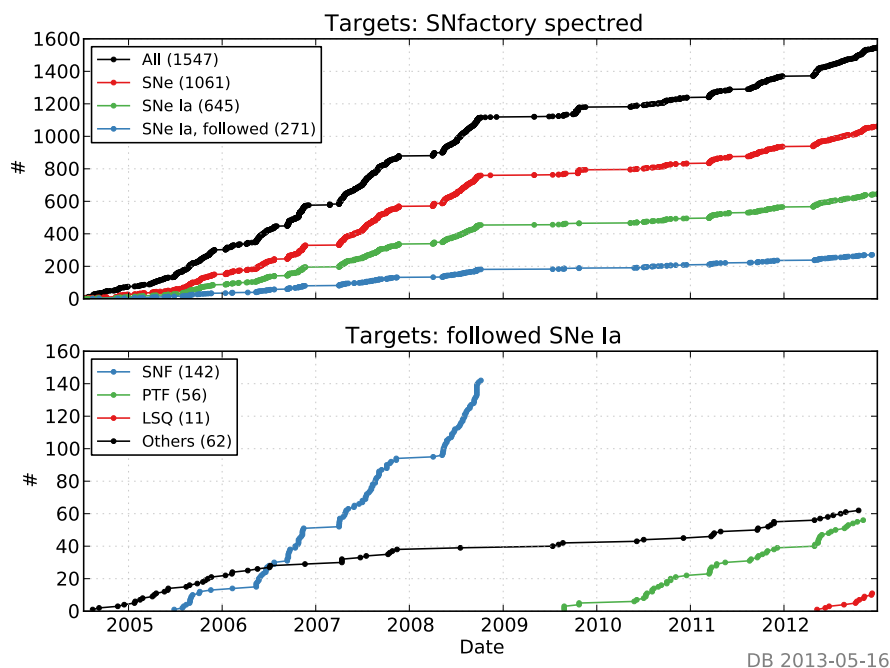


FIGURE 4.1 – *Haut* : évolution temporelle du nombre de spectres acquis par la collaboration SNfactory en fonction du type d'objet. *Bas* : évolution du nombre de SNe Ia suivies par la SNfactory selon leur origine. Figure de Copin (2013).

notre échantillon. Cette méthodologie est celle utilisée par les sondages à grands z comme SDSS, SNLS et récemment DES.

Depuis le début de la collaboration, la source des SNe Ia suivies spectroscopiquement a évolué comme cela est illustré Fig.4.1. Jusqu'à la fin 2008, les SNe Ia provenaient principalement du programme de recherche utilisant la caméra QUEST installée sur le mont Palomar (Baltay et al. 2007). Cette caméra a ensuite été déplacée à La Silla (Chili) dont l'activité de recherche de SNe pour SNfactory a repris mi-2012. Entre temps, la collaboration a établi un accord avec PTF (*Palomar Transient Factory*, Law et al. 2009) nous donnant accès aux coordonnées de leurs SNe Ia et nous permettant ainsi d'effectuer leur suivi spectro-photométrique. Depuis 2004, SNfactory a suivi plus de 271 SNe Ia, a observé 645 SNe Ia au moins une fois et a classifié spectroscopiquement 1364 objets dont plus de 1000 supernovae.

Le suivi d'un candidat

La première observation d'un objet sert généralement à déterminer la nature exacte du candidat repéré par le programme de recherche. Parfois, ce « typage » a déjà été effectué par une autre équipe pour les SNe Ia publiques (*Astronomer's telegram* – Atel – et *Central Bureau for Astronomical Telegrams* – BAT). S'il s'agit d'une SN Ia, alors la collaboration choisit s'il faut ou non la suivre selon plusieurs critères. Pour avoir une supernova de qualité il est préférable de disposer d'un nombre suffisant de points (disons 5, voir 4.3.3) dont un au moins proche du maximum de luminosité et si possible avant. Ainsi, lorsque des SNe Ia sont détectées, la collaboration favorise fortement celles trouvées avant ce maximum et dont la position dans le ciel permettra leur suivi sur plusieurs dizaines de jours. Ce dernier critère rejette notamment les SNe dont l'observation sera rendue impossible par la présence future de la Lune ou par une position

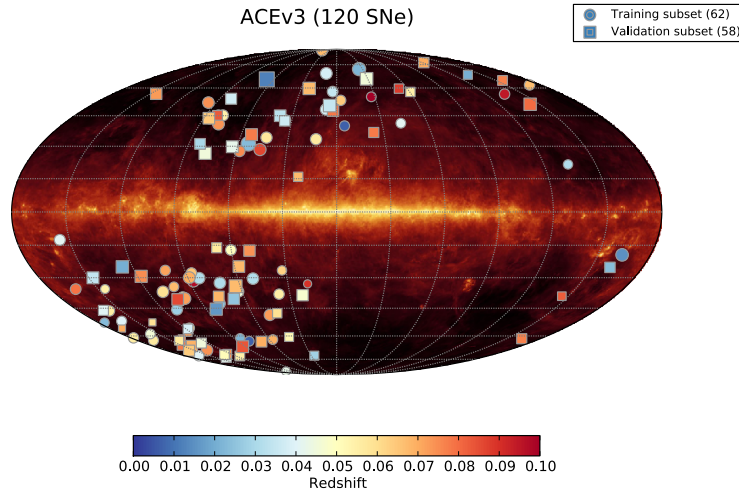


FIGURE 4.2 – Carte de répartition des 120 SNe Ia de la production SNfactory « ACE » projetées sur la carte de poussières galactiques à $100 \mu\text{m}$ (IRAS/COBE). La taille des marqueurs dépend du nombre de spectres observés. Leur forme et couleur dependent respectivement de leur groupe (voir § 4.3.3) et de leur redshift. Figure de Copin (2013).

à venir trop près de l’horizon. En outre, la collaboration favorise les SNe Ia dans une gamme de redshifts $0.01 < z < 0.1$.

La couverture spatiale des SNe Ia de SNfactory est illustrée Fig. 4.2. Aucune supernova n’est observée dans la bande centrale où se trouve notre galaxie et, puisque le télescope UH se situe dans l’hémisphère nord, une zone entière du ciel de l’hémisphère sud est inaccessible (zone vide sur la droite de la figure).

4.2.2 Le spectrographe à champ integral SNIFS

La collaboration SNfactory observe les supernovae et leur environnement immédiat au moyen du *SuperNova Integral Field Spectrograph* (SNIFS, Lantz et al. 2004) installé au sommet du Mauna Kea sur le télescope UH 2.2m. En tant que spectrographe à champ intégral (IFS), SNIFS acquiert des données 3D, dites « cubes ». Ces cubes sont constitués de deux dimensions spatiales (x, y) formant une grille à laquelle est associée la troisième dimension spectrale (λ) . Ainsi, chaque élément spatial possède le spectre de la région du ciel qu’il couvre. On appelle ce type d’élément un « spaxel », pour *Spatial picture element*.

Le champ de vue de l’IFS est de $6''4 \times 6''4$ divisé en une grille carrée contigüe 15×15 . Le spectrographe se décompose en deux voies afin que nos spaxels couvrent simultanément de $3200\text{--}5200 \text{ \AA}$ pour la voie bleue (B) et de $5100\text{--}10000 \text{ \AA}$ pour la voie rouge (R).

SNIFS dispose également d’une voie photométrique permettant l’étalonnage spectrophotométrique de nos données. J’invite le lecteur à consulter le chapitre 7 de Copin (2013) pour davantage de détails sur ce dispositif et son utilisation.

4.3 La production des données

Depuis ces dix dernières années, la collaboration a développé les méthodes d’analyse permettant la construction de séries temporelles spectro-photométriques. Dans cette section, nous survolons les différentes étapes nécessaires à la production de ces données.

4.3.1 Réduction des données

L'étalonnage des données nécessite un long cheminement : il faut partir de la répartition des charges sur nos CCD pour aboutir à la création de cubes (x, y, λ) représentant la région du ciel observée. Ce lourd travail ne sera pas développé dans cette thèse. En revanche, le lecteur est invité à consulter diverses références pour comprendre l'ensemble de ce processus.

Pré-processing : La première partie, appelée *pré-processing*, est expliquée dans la partie III de Gangler (2011). Il s'agit de l'interprétation de la carte 2D fournie par le CCD en termes de signal observé. En effet, une partie des charges mesurées sont induites par les photons de la source que nous observons – partie qui nous intéresse, alors qu'une autre est induite par le détecteur lui-même et son électronique de lecture. En bref, cette étape sert à corriger les artefacts du détecteur.

Reconstruction des cubes : Vient ensuite la seconde étape, celle de la reconstruction des cubes qui est détaillée dans la partie II de Copin (2013). Il s'agit de transformer la carte de photons obtenue après le *pré-processing* en cube de données. Cela passe par l'étalonnage en longueur d'onde, l'application d'un champ plat et la soustraction des rayons cosmiques. Cette seconde étape permet donc la correction des artefacts de l'instrument.

Étalonnage en flux : Enfin, la troisième et dernière partie de cette réduction des données est l'étalonnage en flux développé par Buton (2009) et Copin (2013). Il s'agit de corriger les effets d'extinction atmosphérique afin de convertir nos données en flux physiques (en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$) comme si nous avions observé la source au dessus de l'atmosphère (hormis les effets de réfraction et de seeing, voir Sect. 4.3.2).

Un résumé de cette réduction est disponible dans Aldering et al. (2006) (mise à jour dans Scalzo et al. 2010) et un aperçu rapide de l'étalonnage en flux est disponible dans la Section 2.2 de Pereira et al. (2013), s'appuyant sur les travaux de Buton et al. (2013).

4.3.2 Extraction de la source ponctuelle

La supernova est une source ponctuelle qui apparait étalée dans les cubes en raison des effets de turbulences atmosphériques. La structure de cet étalement, appelé *seeing*, peut être décrite par une *point spread function* (PSF). Afin d'extraire une source ponctuelle, il faut donc estimer sa PSF, chose relativement simple lorsque le signal de fond est non-structuré (voir la partie II de Buton 2009). Cependant, le signal structuré de la galaxie hôte est généralement présent dans les cubes-3D. Par conséquent, l'extraction de la source ponctuelle nécessite une première étape, celle de la modélisation du signal structuré sous-jacent.

Modélisation du fond structuré

Bongard et al. (2011) ont mis en place une technique de déconvolution 3D permettant la construction d'un « cube-type » x, y, λ de la région galactique concernée (hors SN). Ce cube-type est modélisé hors effets atmosphériques à partir d'observations faites lorsque le signal de SN a disparu (typiquement un an après leur maximum de luminosité). Ces observations sont appelées des références finales.

Nous utilisons ce modèle afin de soustraire le signal structuré du cube dont nous voulons extraire la SN. Pour ce faire, nous affectons au modèle 3D les différents effets atmosphériques et observationnels correspondant aux conditions d'observation du cube considéré. Ces différents effets sont : (1) l'ajustement du positionnement du cube – les observations d'une même SN

n'étant jamais parfaitement alignées, (2) l'ajustement de la réfraction atmosphérique différentielle – la surface galactique couverte par un spaxel change avec λ – et (3) le seeing qui affecte également le fond. Nous reviendrons sur ces deux premiers points lors de la création des données de l'environnement local des SNe Ia dans le chapitre suivant.

Extraction de la PSF

Une fois le fond modélisé et soustrait, le cube 3D ne contient plus que le signal de la supernova et un résidu de signal atmosphérique spatialement plat. Nous pouvons alors extraire la source ponctuelle grâce à l'ajustement d'une PSF 3D (Buton 2009; Buton et al. 2013). Nous nous réservons de cette modélisation du signal de SN dans le chapitre suivant.

4.3.3 Statistiques de l'échantillon

La Fig. 4.3 résume les principales caractéristiques de la production de SNfactory « ACEv3 » qui date de fin-2011. Une nouvelle production « AHERN » est en cours de validation ; elle dispose de 25% de SNe Ia supplémentaires et de plusieurs améliorations dans la réduction des données.

Nos SNe Ia disposent généralement de 14 spectres qui sont autant de phases observées. Cela représente aujourd'hui plus de 1700 spectres de supernovae à différentes phases (3000 dans AHERN). En plus de ces 14 observations, en moyenne 2 références finales sont obtenues afin de permettre la soustraction du fond structuré. La première observation est généralement effectuée 3.4 jours avant le maximum de luminosité et nous disposons de quelques SNe Ia dont le premier spectre a été acquis plus de 10 jours avant ce maximum (soit ~ 7 jours après l'explosion du progéniteur). Comme présenté dans la description du projet § 4.1, nos observations se concentrent dans la bande de redshifts $0.03 < z < 0.08$ avec une valeur médiane de 0.057. Suivant les critères de qualité d'ajustement de courbes de lumière présentés dans Guy et al. (2010), 120 des 189 SNe Ia de ACE sont utilisables pour la cosmologie. Ces supernovae sont régulièrement découpées en deux sous-échantillons statistiquement similaires et indépendants (*training* et *validation*) pour certaines études statistiques (e.g. Bailey et al. 2009).

La Fig. 4.4 illustre la qualité des données SNfactory avec la compilation de l'ensemble des courbes de lumière que la collaboration est capable de synthétiser dans 3 filtres donnés B , V et R .

4.4 Les analyses de la collaboration

Dans cette section est dressé un aperçu de certaines analyses déjà publiées par la collaboration ainsi que d'autres à venir. Les études des galaxies hôtes des SNe Ia de Childress et al. (2013a,b) ont été présentées dans la Section 3 et nous reviendrons dessus dans la partie suivante.

4.4.1 Supernovae individuelles

Parmi le large échantillon de SNe Ia que la collaboration a analysé, certaines ont fait l'objet d'une attention particulière.

La plus proche des SNe Ia

Pereira et al. (2013) ont analysé de façon exhaustive la plus proche des SNe Ia jamais observée : SN2011fe (aka PTF11kly). La proximité de cette supernova a permis l'acquisition du

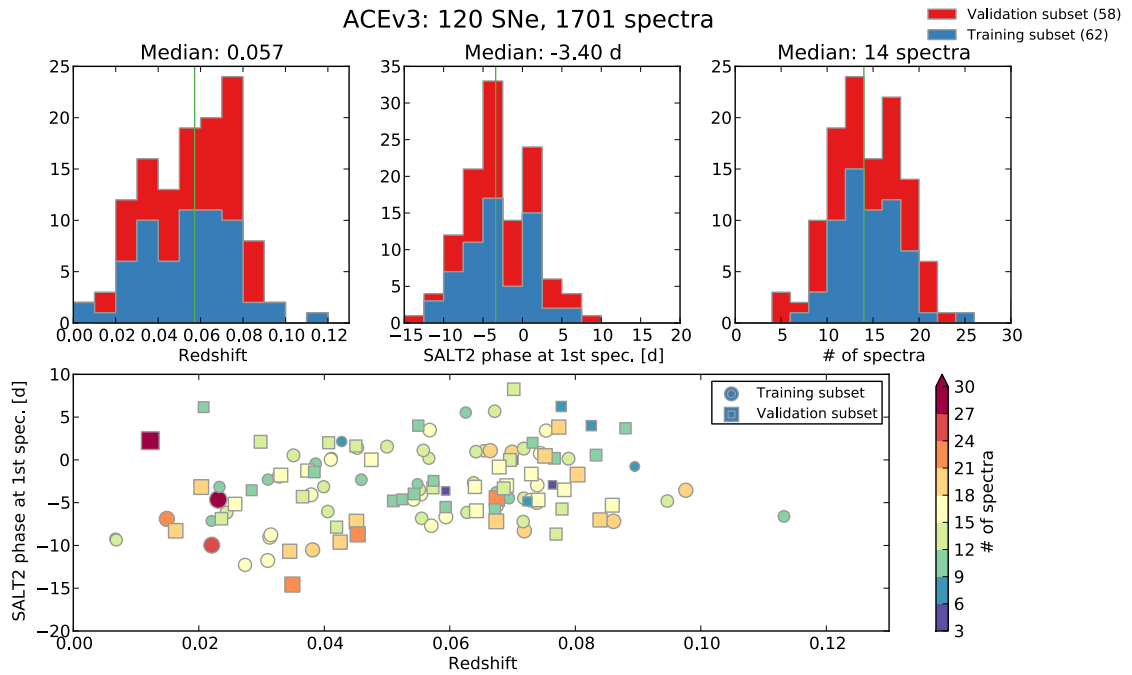


FIGURE 4.3 – *Haut, de gauche à droite* : distributions des redshifts, des phases du premier spectre et du nombre de spectres observés par SNe Ia. *Bas* : distribution de l'échantillon de la production ACE de SNfactory dans l'espace (phase du premier spectre, redshift). La couleur des marqueurs est fonction du nombre de spectres composant leur courbe de lumière, et leur forme, de leur classification *training* ou *validation*. Figure de Copin (2013).

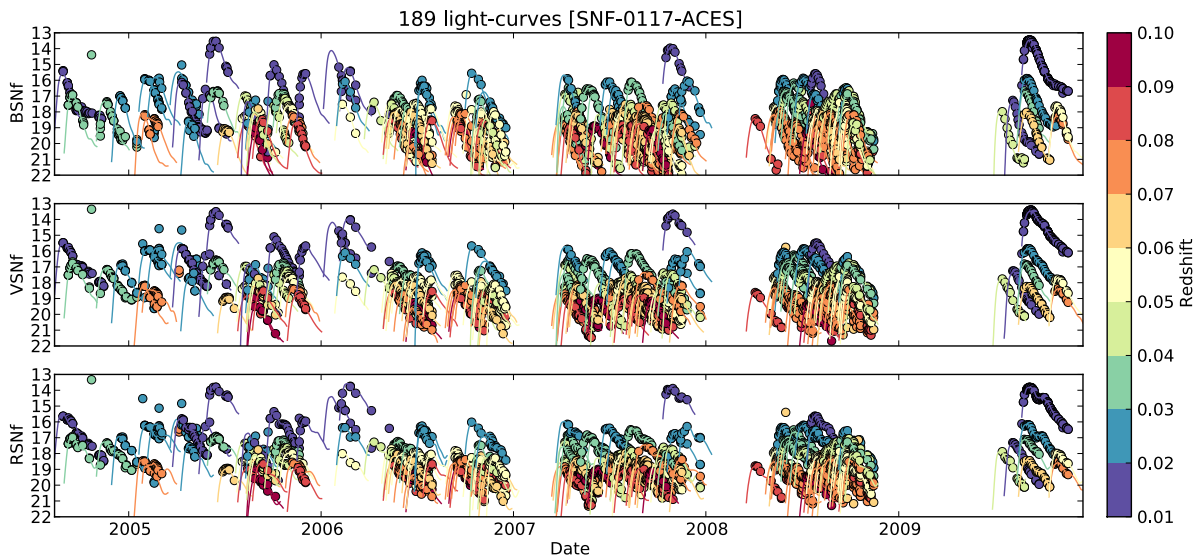


FIGURE 4.4 – Les courbes de lumière des SNe Ia observées par SNfactory et synthétisées dans les bandes *B*, *V* et *R* respectivement de haut en bas. Figure de Copin (2013).

premier spectre deux jours et demi après l’explosion de son progéniteur et cette SN a été suivie durant un trimestre (voir Fig. 2.1 et 2.2, p. 29). Les auteurs montrent que cette SN Ia est « typique », en cela que toutes ses propriétés – couleur, stretch, raies spectrales, masse du progéniteur – sont standards. Et comme nous l’avons évoqué Sect. 2.2.2, l’absence d’un progéniteur observé exclut un compagnon massif ($M > M_{\odot}$) pour cette SNe Ia typique.

Cette série temporelle extrêmement bien mesurée devrait alors rapidement devenir une référence pour les futurs étalonnages des SNe Ia à grand redshift ainsi que pour les modèles d’explosion.

Les « super-Chandras »

La collaboration a aussi publié le premier échantillon de supernovae pour lesquelles la masse du système de progéniteur était supérieure à la limite de Chandrasekhar. On les appelle des « super-Chandras ». D’abord, en se basant sur les séries temporelles acquises par la collaboration, Scalzo et al. (2010) ont démontré que le progéniteur de la sur-lumineuse SN2007if devait avoir une masse de $2.4 \pm 0.2 M_{\odot}$; loin au dessus de la limite de $1.4M_{\odot}$. Childress et al. (2011) ont ensuite montré que l’hôte de cet objet était particulièrement peu massif et peu métallique. Ensuite, en se basant sur le modèle développé dans Scalzo et al. (2010), Scalzo et al. (2012) ont mis à jour 5 autres SNe super-Chandras dans l’échantillon SNfactory, suggérant qu’il pouvait exister un continuum entre ces objets extrêmement lumineux et ceux des populations plus « classiques » de SNe Ia. Ces 6 super-Chandras ont été retirées des analyses principales de SNfactory.

4.4.2 Analyses spectroscopiques

Aujourd’hui, la grande majorité des données disponibles sur les supernovae sont photométriques. Grâce aux série-spectrales temporelles, la collaboration SNfactory apporte un tout nouveau champ d’investigation sur les SNe Ia.

Informations spectrales et standardisation

Chotard et al. (2011) ont analysé les différents indicateurs spectraux – largeurs équivalentes, rapports de flux et vitesses des éléments à différentes phases – afin de séparer les parties intrinsèques – variations de l’explosion de la SN – et extrinsèques – extinction de la galaxie hôte – de la variabilité des SNe Ia (Chotard 2011). Pour une première analyse, ces auteurs ont utilisé les largeurs équivalentes des raies du silicium SiII4131 et du calcium CaH&K comme indicateur des variabilités intrinsèques de la luminosité des supernovae (les largeurs équivalentes sont insensibles à l’extinction). Après soustraction de cette partie intrinsèque, ces auteurs attribuent la variabilité résiduelle à l’extinction de la galaxie hôte. Grâce à cette approche spectrale originale, Chotard et al. (2011) ont montré que la loi d’extinction moyenne – supposément induite par la galaxie hôte – était compatible avec celle des poussières interstellaires usuelles. Avant cette analyse, la loi d’extinction observée dans les SNe Ia était significativement différente de celle existant dans les galaxies (e.g. Nobili & Goobar 2008).

Les indicateurs spectraux sont également utiles pour (1) la sous-classification des SNe Ia et (2) leur standardisation. Nous ne discuterons pas ici de ce premier point, mais j’invite le lecteur à consulter le chapitre 8 de Chotard (2011).

Sur le second point, Bailey et al. (2009) ont mis en évidence qu’un simple rapport de flux ($\mathcal{R}_{642/443} = F(642 \text{ nm})/F(443 \text{ nm})$) mesuré sur les spectres des SNe Ia à leur maximum de luminosité était capable de standardiser les SNe Ia au moins aussi bien que les paramètres classiques de courbes de lumière. Ces auteurs trouvent en effet une dispersion des résidus au

diagramme de Hubble des SNe Ia proche de 0.13 mag ; ce qui est jusqu'à aujourd'hui la meilleure amélioration de la standardisation des SNe Ia à l'aide des indicateurs spectraux.

La collaboration n'acquiert pas que des spectres au maximum de luminosité, elle acquiert des séries temporelles. A priori, ces séries contiennent beaucoup d'informations supplémentaires relatives à la variabilité de ces chandelles standardisables. Dans ce sens, une première analyse statistique a été introduite par Kim et al. (2013) qui ont construit un modèle de séries temporelles via un processus gaussien d'interpolation de celles de la collaboration. Ces auteurs montrent qu'une telle approche permet de reconstruire des courbes de lumière synthétiques à tout redshift avec une dispersion réduite de leur magnitude de ~ 0.10 mag.

Contraintes sur les modèles d'explosion

Thomas et al. (2011) ont montré la présence de carbone non-brulé dans les spectres de certaines SNe Ia. Ces SNe Ia formeraient une sous-classe plus homogène de supernovae en terme de propriétés empiriques de couleur et de stretch. D'après cette étude, près d'un quart des SNe Ia pourrait appartenir à cette sous-classe. Ces observations sont de fortes contraintes pour les modèles d'explosion. Par ailleurs, au sein de la collaboration, une forte activité de simulations d'explosions de supernovae est aussi en cours. Ces recherches se basent sur des modèles physiques complets et tentent de reconstruire les séries temporelles acquises. La capacité de telles simulations à reconstruire le spectre des SNe Ia à toute phase démontrerait notre capacité à comprendre le mécanisme d'explosion des SNe Ia. Il s'agit d'un sujet de recherche ambitieux dont les premiers résultats pour SNfactory, encore peu probants, ont été publiés dans Ropke et al. (2012).

Bibliothèque spectrale et analyses photométriques

Enfin, avec l'acquisition de plus de 3000 spectres de SNe Ia à différentes phases, les données de la collaboration vont rapidement devenir incontournables pour les études photométriques des supernovae.

Description des corrections « K » Comme toute analyse photométrique, ces études ont besoin d'une bibliothèque spectrale de SNe Ia afin de faire des corrections dites « K ». Pour les analyses cosmologiques, nous souhaitons comparer la magnitude des SNe Ia dans différentes bandes photométriques prises dans le référentiel propre de la SN. Or, les analyses photométriques ne disposent que de la magnitude observée dans des filtres, fixes, depuis le référentiel de l'observateur. Il est donc nécessaire de corriger le décalage spectral induit par la différence de ces deux référentiels (z). Pour ce faire, il faut appliquer une correction- K , c'est à dire un ajustement d'un modèle spectral sur les données photométriques afin d'interpoler ou d'extrapoler les variations de magnitude induites par le décalage spectral (e.g. Kim et al. 1996; Nugent et al. 2002). Les données photométriques entre supernovae ne seront comparables qu'une fois cette correction faite.

Une telle correction est donc sensible (1) aux erreurs de mesures photométriques (généralement faibles) et (2) aux erreurs d'étalonnage et de mesure des bibliothèques spectrales. Nous comprenons ainsi pourquoi la banque de données spectro-temporelles de la collaboration sera un grand atout pour les analyses photométriques qui sont aujourd'hui limitées (Saunders et al. en préparation).

Deuxième partie

L'étude de l'environnement local des SNe Ia et l'analyse $H\alpha$

Chapitre 5

Création des données de l'environnement local des SNe Ia

Tout acte de création est d'abord un acte de destruction.

Pablo Picasso

Dans cette thèse, j'étudie les relations entre les propriétés des SNe Ia et les caractéristiques de leur environnement local, et notamment la présence de signal H α . Pour que les informations *locales* puissent être comparables entre SNe Ia, cette localité doit être définie comme une distance physique dans le référentiel propre des supernovae. Or, au vu des caractéristique de SNIFS (résolution spatiale de $0''.43 \times 0''.43$, pour un champ de vue de $6''.4 \times 6''.4$) et pour les gammes de redshift de SNfactory ($0.01 < z < 0.1$), cette localité sera de l'ordre du kpc ($1 \text{ kpc} \approx 1''$ à $z = 0.05$).

Je commencerai ce chapitre par décrire la méthode d'extraction du signal galactique des cubes, qui se décompose en deux étapes : d'abord la soustraction du signal des supernovae (Section 5.1) puis la soustraction du signal atmosphérique (Section 5.2). Une fois ces soustractions opérées, je combinerai les différentes données d'un même environnement pour extraire le spectre moyen local.

Sommaire

5.1	Soustraction du signal des supernovae	62
5.1.1	Structure des cubes	62
5.1.2	Soustraction de la supernova	63
5.2	Soustraction du signal atmosphérique	63
5.2.1	Le ciel de Hawaï	64
5.2.2	Construction du modèle de ciel	65
5.2.3	Méthode d'utilisation du modèle de ciel	65
5.3	Combinaison des cubes x, y, λ	69
5.3.1	Limitation de notre échantillon	69
5.3.2	Structure des données environnementales	69

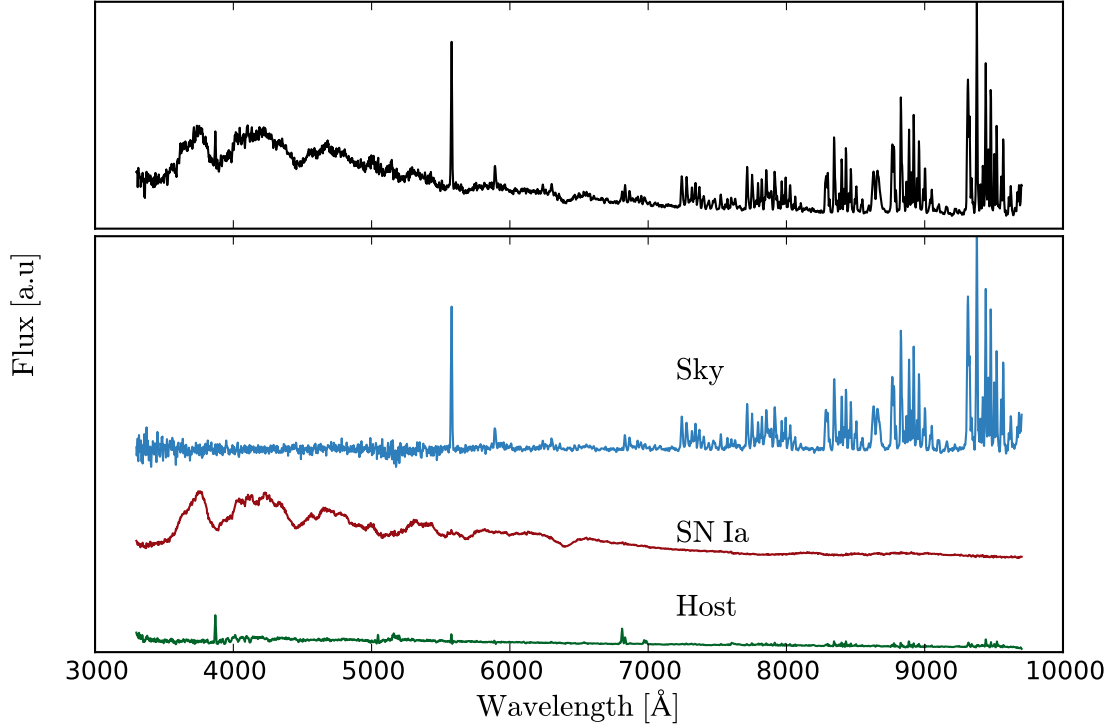


FIGURE 5.1 – Illustration de la triple composition des cubes pour une observation de SNF20060512-001. *Le panel supérieur* montre le spectre du spaxel où le signal de la SN est le plus fort. Ce spectre est la somme de trois signaux : galactique, atmosphérique et de celui de la SN. *Le panel inférieur* montre la contribution de chacun de ces signaux. Un flux constant arbitraire a été ajouté à chacune des composantes pour pouvoir les distinguer entre elles. La méthode d'extraction de la SN des cubes x, y, λ est expliquée Section 4.3.2 (voir également Section 5.1.2) et la séparation de la galaxie hôte du signal atmosphérique est l'objet de la Section 5.2.

5.1 Soustraction du signal des supernovae

5.1.1 Structure des cubes

La collaboration met à disposition de ses membres des cubes de données x, y, λ étalonnées en flux composés d'un mélange des signaux atmosphériques, galactiques, et de celui de la supernova – sauf pour les références finales qui en sont dépourvues – comme illustré Fig. 5.1 :

$$\text{spaxel}(x, y, \lambda) = \text{supernova}(x, y, \lambda) + \text{galaxie}(x, y, \lambda) + \text{ciel}(\lambda), \quad (5.1)$$

où (x, y) indique la position du spaxel dans le champ de vue et λ est la longueur d'onde. Le ciel est spatialement uniforme du fait de notre faible champ de vue ($\sim 6''$) et ne dépend donc pas de la position (x, y) . Pour permettre l'étude de ces différents signaux, il est nécessaire de les séparer. Pour cela, nous allons nous servir de leurs différentes signatures spatiales :

1. La SN est une source ponctuelle, localisée près du centre de l'IFS ;
2. Le spectre de l'atmosphère (aussi appelé ciel) est spatialement uniforme ;
3. Le signal galactique est structuré.

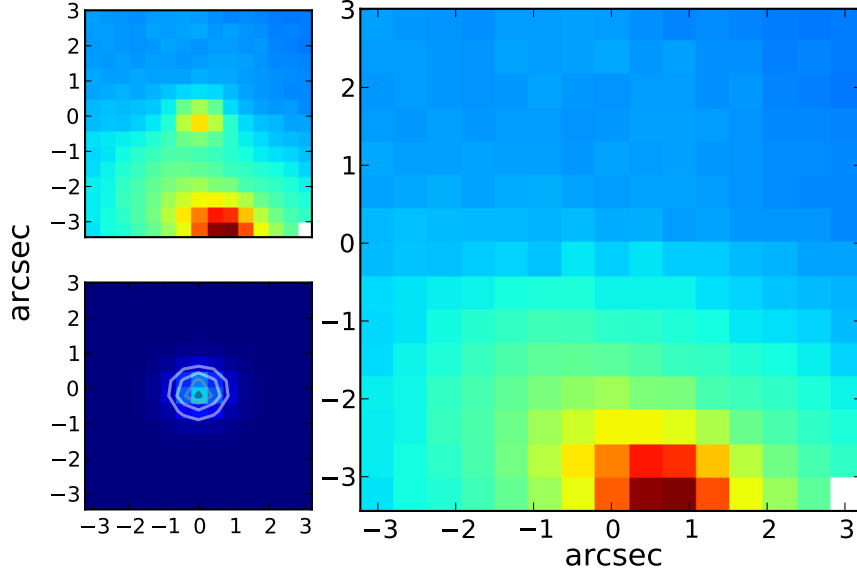


FIGURE 5.2 – Soustraction du signal de la SN. Différentes images d’une observation de SNF20070326-012 reconstruite en intégrant les cubes x, y, λ selon l’axe λ . *En haut à gauche* : Cube originel contenant du signal galactique et atmosphérique en plus de celui de la SN. *En bas à gauche* : Cube n’ayant que du signal de SN obtenu après l’ajustement de la PSF (contours) sur le cube dont le fond structuré a été modélisé. *Droite* : Cube dont le signal de SN a été soustrait.

5.1.2 Soustraction de la supernova

Dans le chapitre 4, nous avons montré que l’extraction du signal de la supernova se compose de trois étapes : (1) la modélisation du fond structuré du cube, (2) la soustraction de ce fond et (3) l’ajustement de la PSF dans le cube sans fond structuré.

Nous allons nous servir de cette méthode pour créer des cubes de type « référence finale » à partir des observations des SNe Ia. Une fois la PSF mesurée, nous pouvons la soustraire du cube initial. Puisque cette PSF décrit l’ensemble du signal de la SN dans les spaxels, cette soustraction permet la création d’un cube ne contenant plus que du ciel et de la galaxie. Cette méthode est illustrée Fig. 5.2.

Ainsi, chaque spaxel d’une référence finale ou d’un cube duquel on a soustrait le signal de la SN n’est plus composé que de deux signaux :

$$\text{spaxel}(x, y, \lambda) = \text{galaxie}(x, y, \lambda) + \text{ciel}(\lambda). \quad (5.2)$$

Afin d’étudier les propriétés des galaxies hôtes, il faut maintenant soustraire le signal atmosphérique.

5.2 Soustraction du signal atmosphérique

Dans le cas des télescopes terrestres, un signal atmosphérique s’ajoute aux observations astrophysiques. SNIFS ne possède pas de voie dédiée à l’observation de ce ciel qui en aurait permis une estimation simple. Qui plus est, du fait de son faible champ de vue, il est généralement impossible d’isoler la composante atmosphérique de la composante galactique, comme cela est généralement fait pour les observations à fentes longues.

J'ai donc développé une méthode permettant la soustraction du signal atmosphérique dans les données 3D. Cette méthode se décompose en deux étapes : tout d'abord la création d'un modèle de signaux atmosphériques (§ 5.2.2), et, ensuite, l'utilisation de ce modèle pour soustraire le signal de ciel dans les cubes de galaxies (§ 5.2.3).

Avant le développement de la création du modèle, je vais introduire § 5.2.1 l'origine et les caractéristiques des signaux du ciel que nous utiliserons. Cette section introductive nous permettra de mieux comprendre l'approche statistique utilisée pour la construction du modèle.

5.2.1 Le ciel de Hawaï

Obtention du spectre atmosphérique

Un signal atmosphérique est enregistré lors de chaque observation d'étoiles standards. Ces étoiles sont observées pour l'étalonnage en flux des données et, comme toute étoile, ce sont des sources ponctuelles. Leur fond n'est composé que de ciel, ce qui permet une extraction simple de leur signal par photométrie de PSF 3D. Le signal restant dans le cube sera celui du ciel qui nous intéresse ici (Buton 2009). Nous disposons aujourd'hui de plus de 1500 spectres atmosphériques observés dans diverses conditions lors de l'acquisition d'étoiles standards.

Pour notre analyse, nous voulons soustraire le signal de ciel des cubes de références finales ou de ceux dont nous avons retiré le signal de SN. Ainsi, pour la construction de notre modèle atmosphérique, nous nous limitons aux spectres de ciel extraits lors de l'observation d'étoiles standards dans des conditions similaires à celles des galaxies hôtes et des supernovae ; pas d'aube ou de crépuscule, temps de pose minimum de plusieurs centaines de secondes. Cela réduit de moitié le nombre de spectres atmosphériques disponibles. Aussi, si ces spectres présentent des zones de flux nuls – lorsque la modélisation de la PSF ne nécessitait pas de fond – nous ne les utiliserons pas. Cette condition réduit essentiellement le nombre de spectre de la voie rouge, et, au final, nous disposons de 736 spectres pour la voie rouge et 478 pour la voie bleue.

Brève description du signal atmosphérique

Le signal atmosphérique est une composition d'émissions moléculaires de l'atmosphère, de lumière zodiacale (faible contribution), de lumière diffuse d'étoiles et d'une contribution de la lune, si celle-ci est présente (Hanuschik 2003). Spectralement parlant, nous pouvons décrire ces différentes composantes ainsi :

- des raies d'émission qui proviennent des raies moléculaires des éléments composant l'atmosphère terrestre ;
- un continuum qui provient d'une diffusion de lumière par l'atmosphère ainsi que d'une multitude de faibles raies d'émission non résolues par notre instrument.

Les raies d'émission se concentrent dans la partie rouge du spectre, et plus particulièrement au-delà de 7000 Å. D'autres faibles raies d'émission, dites d'Herzberg, sont également présentes au-dessous de 3500 Å. La partie rouge dispose d'un continuum relativement plat et uniforme, à l'inverse de la partie bleue, dont le continuum est largement dominé par les structures en absorption.

Nous remarquons dans le haut des Fig. 5.3 et 5.4 que la structure spectrale du ciel est globalement homogène en cela que la dispersion spectrale est faible entre les observations. Nous allons nous servir de cette homogénéité pour construire un modèle statistique de ciel en nous basant sur les nombreux spectres atmosphériques dont nous disposons.

5.2.2 Construction du modèle de ciel

L'homogénéité du signal atmosphérique implique qu'il existe une base spectrale dont un nombre réduit de vecteurs propres permet d'expliquer une grande partie de la variance du signal. La méthode utilisée pour cette étude est l'analyse par composantes principales (*Principal Component Analysis*, PCA). Les deux voies B et R sont traitées indépendamment et de façon légèrement différente.

Voie rouge

Les raies d'émission du spectre rouge (principalement de l'eau et des bandes OH) sont facilement isolables de leur continuum. Ce continuum est ajusté par une combinaison linéaire des 4 premiers polynômes de Legendre sur les régions spectrales dépourvues de raies d'émission (voir Fig. 5.5). Ce continuum est ensuite soustrait du spectre atmosphérique pour ne laisser que la partie en émission. Nous effectuons ensuite une PCA sur l'ensemble de ces 736 spectres en émission.

Les neuf premières composantes principales (PCs) de la PCA sont montrées Fig. 5.3. 99.7% de la variance des spectres d'entrée sont décrits par ce nombre réduit de paramètres. Le nombre optimal de PCs à utiliser est celui qui n'explique que la variance du signal et qui exclut celle induite par les fluctuations statistiques. Autrement dit, il s'agit du nombre de PCs nécessaire pour reconstruire les 736 spectres initiaux avec un χ^2 réduit médian de 1. Sous cette condition, la Fig. 5.3 montre que seules les 8 premières PCs suffisent. J'illustre la reconstruction typique d'un signal atmosphérique par notre modèle dans la Fig. 5.5.

En conclusion, le modèle de ciel rouge nécessite 13 paramètres : 5 pour les polynômes de Legendre et 8 pour les intensités des composantes principales. Avec ce nombre réduit de paramètres, il est possible de reconstruire les spectres atmosphériques présents dans nos cubes rouges.

Voie bleue

La voie bleue est fortement dominée par le continuum et ses structures. Les quelques raies d'émission de Herzberg (O_2) sont inséparables de ce continuum comme cela a été fait pour la voie rouge. C'est pourquoi une unique PCA a été utilisée pour modéliser le ciel de la voie B . La Fig. 5.4 montre les 5 premières PCs de cette PCA. Avec le même critère de χ^2 que pour la voie rouge, nous trouvons que seules les 4 premières composantes suffisent à modéliser cette seconde voie. Cela correspond à une reconstruction de 99% de la variance des 478 spectres initiaux.

Une fois notre modèle créé nous pouvons nous en servir pour soustraire la composante atmosphérique des cubes.

5.2.3 Méthode d'utilisation du modèle de ciel

D'après l'éq. 5.2, les spaxels ayant le moins de flux sont ceux dont le spectre est le plus proche du signal atmosphérique pur. Nous définissons alors le ciel « *présumé* » comme le spectre moyen des cinq spaxels les moins lumineux. L'utilisation de quelques spaxels supplémentaires n'a aucune influence sur la méthode décrite ici.

Bien que le signal galactique soit faible dans le ciel *présumé*, il n'est pas forcément nul. Ce premier ciel peut donc contenir du signal galactique, par exemple des raies d'hydrogène telles que la raie $H\alpha$. Il n'est donc pas utilisable en l'état dans nos cubes.

Nous construisons à la place un ciel dit « *modélisé* » en ajustant notre modèle sur le ciel *présumé*. Puisqu'aucun des spectres ayant servi à construire le modèle ne contient de signaux

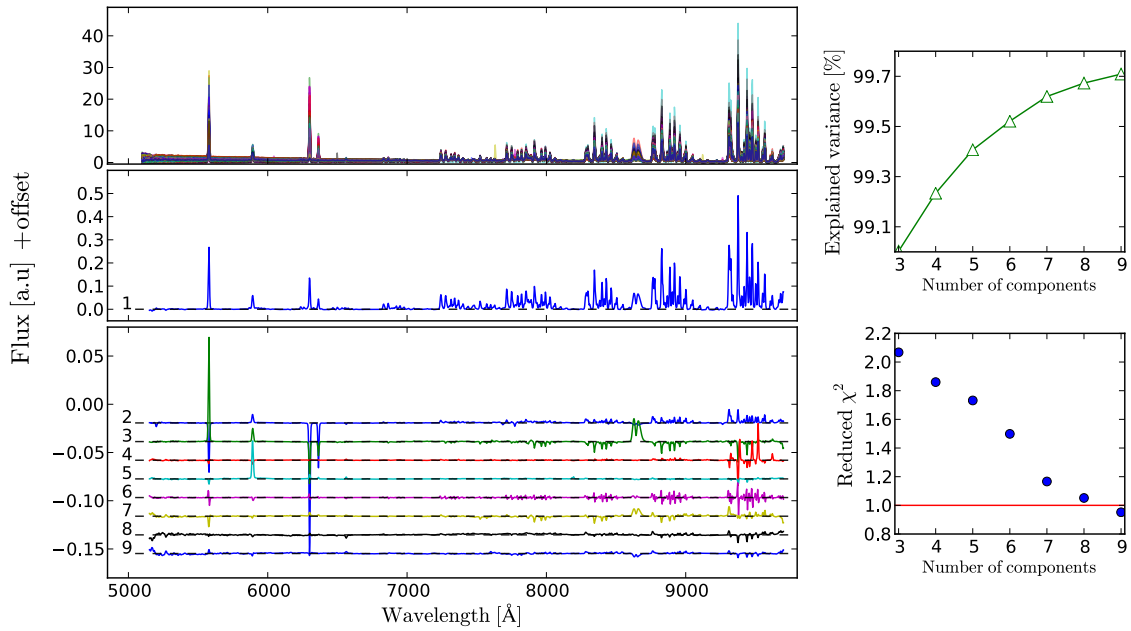


FIGURE 5.3 – *En haut à gauche* : Ensemble des 736 spectres de ciel de la voie rouge (R) extrait de poses d'étoiles standards qui ont servi à la construction de la PCA. Ces spectres sont normalisés par leur valeur moyenne. *Au centre et en bas à gauche* : Composantes principales de la PCA rouge. Le numéro de chaque composante est indiqué sur la gauche du spectre. Un flux constant a été ajouté entre chaque composante afin de les différencier. Le zéro associé à chacun des spectres est indiqué par les lignes en tirets. *En bas à droite* : Évolution du χ^2 réduit moyen en fonction du nombre de PC utilisé pour reconstruire les spectres d'émission atmosphérique. La ligne rouge indique un χ^2 réduit de 1 montrant la séparation entre l'information ($\chi^2 > 1$) et le bruit ($\chi^2 < 1$). *En haut à droite* : Évolution de la variances des spectres d'émission atmosphérique en fonction du nombre de PC utilisées.

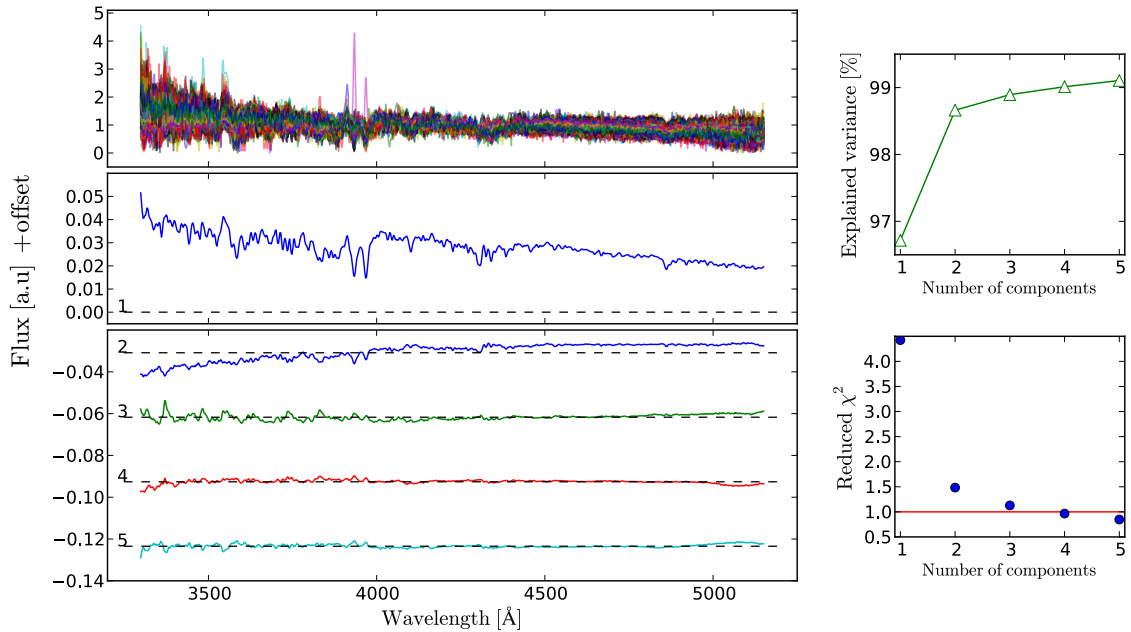


FIGURE 5.4 – Même figure que Fig. 5.3 mais pour la PCA de la voie bleue (B). Seules les 4 premières composantes principales sont nécessaires pour reconstruire le signal atmosphérique de cette voie.

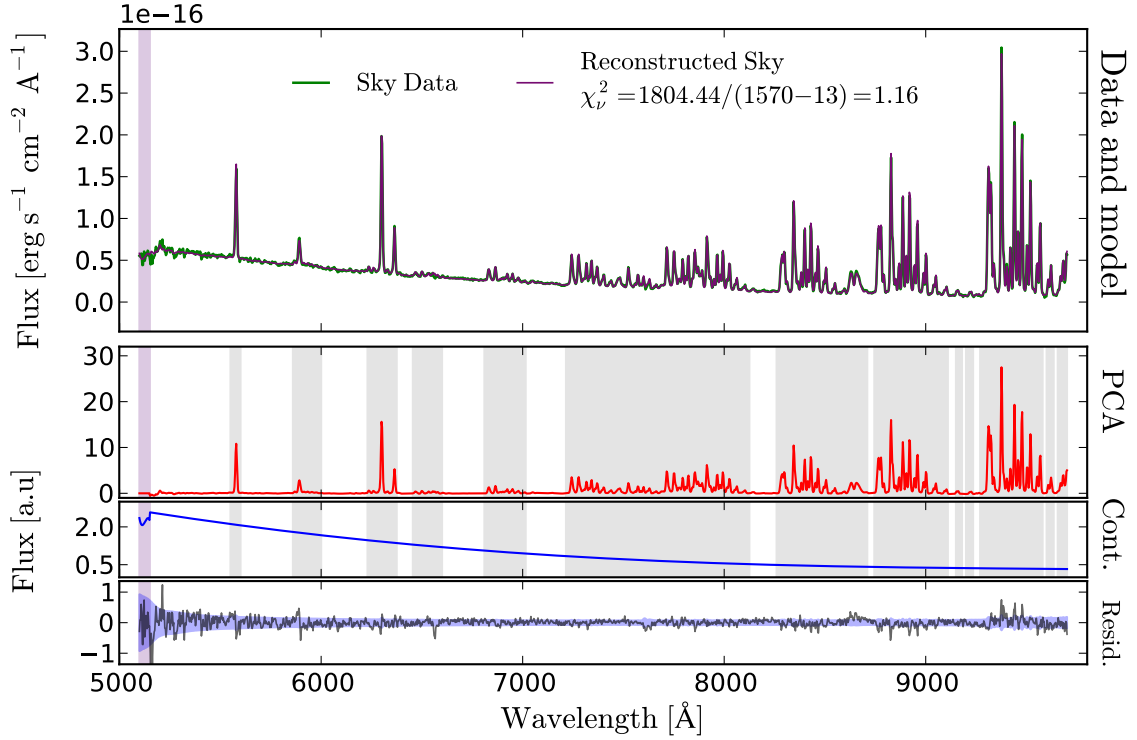


FIGURE 5.5 – Exemple de modélisation d’un spectre atmosphérique de la voie *R*. *Haut* : La ligne verte montre le spectre initial de ciel et la ligne violette son modèle reconstruit. (Voir Section 5.2.2.) *Panel central supérieur* : Spectre de la partie en émission reconstruit par l’ajustement de 8 composantes principales. *Panel central inférieur* : Continuum estimé lors de l’ajustement du ciel. La somme du continuum et de la partie d’émission reconstruite par la PCA donne le ciel « modélisé » qui est montré en violet dans le panel supérieur. Dans les deux panels centraux, j’illustre les zones masquées lors de l’ajustement du continuum par des bandes bleu claire. La bande rosée dans la partie bleue du spectre (5100 – 5150 Å) indique la zone du dichroïque de SNIFS non-utilisée dans cette thèse. *Bas* : Résidu à l’ajustement. La bande horizontale bleue est l’erreur associée au spectre initial.

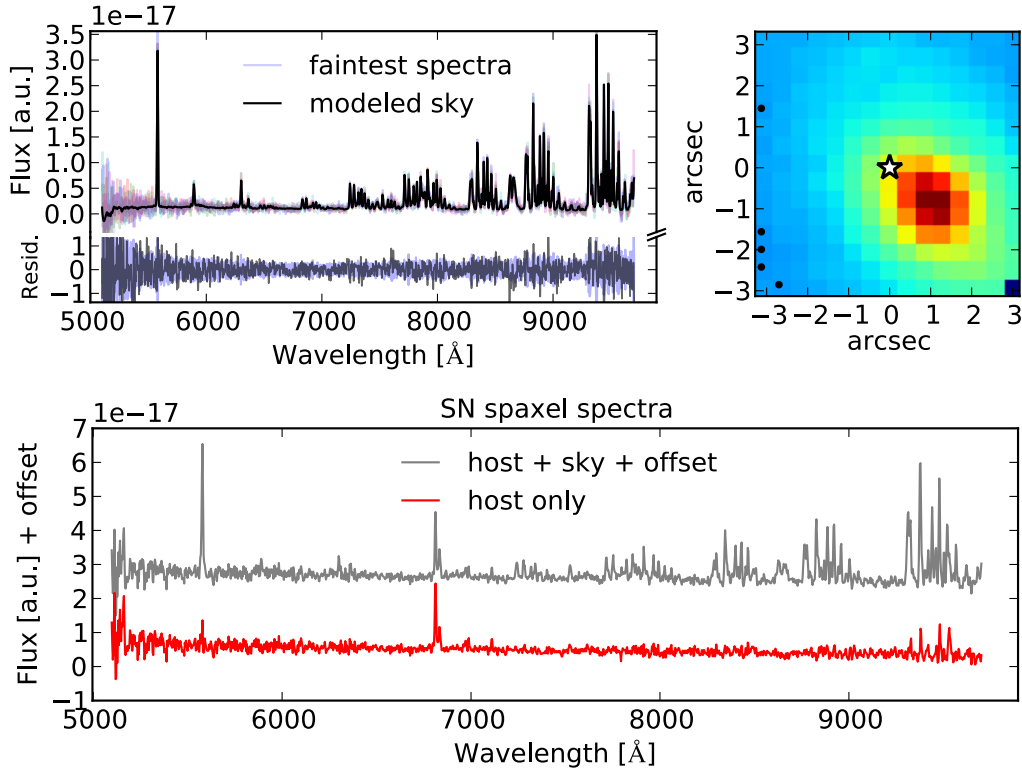


FIGURE 5.6 – Illustration du processus de soustraction de ciel d’un cube R d’une référence finale de l’hôte de SNF20060512-001. *En haut à droite* : Image reconstruite (cube intégré sur sa dimension spectrale) de la référence finale. L’étoile blanche centrale indique la position de la supernova. Les points noirs montrent les cinq spaxels les moins lumineux ayant servi à la construction du ciel *présumé*. *En haut à gauche* : Le spectre noir est le ciel *modélisé* ajusté sur le spectre moyen des cinq spaxels les moins lumineux, ici montrés par des spectres colorés. La partie basse du panel montre le résidu à l’ajustement ; la bande bleue correspond à l’erreur du spectre de ciel *présumé*. *Bas* : Spectre de la galaxie hôte du spaxel contenant la SN avant (ligne grise) et après (ligne rouge) soustraction du modèle de ciel. Les raies d’émission à 6830 \AA sont celles du complexe $H\alpha[NII]$ conservé par la procédure de soustraction du signal atmosphérique. Quelques rares figures résiduelles sont visibles dans la partie la plus rouge du spectre. Cette région spectrale n’est pas utilisée dans notre analyse.

galactiques, le ciel *modélisé* en sera dépourvu. Ce second ciel est alors soustrait du cube dans lequel le ciel *présumé* a été estimé, laissant intactes les émissions galactiques. La Fig. 5.6 illustre cette méthode.

Cependant, si notre méthode évalue bien les raies d’émission, elle peut surestimer le continuum du ciel, puisque celui-ci peut être dégénéré avec le continuum galactique. Cet effet est d’autant plus vrai dans la voie rouge où le continuum ne montre aucune figure en absorption. Or, le continuum galactique est relié aux propriétés des étoiles, comme leur âge et leur métallicité. C’est pourquoi dans cette thèse, je n’effectuerai aucune étude quantitative sur les paramètres d’ajustement de ce continuum stellaire (voir chapitre 6). Nous nous concentrerons sur l’analyse des propriétés du gaz, beaucoup mieux contraintes, et faiblement dépendantes d’une mauvaise estimation du continuum atmosphérique.

5.3 Combinaison des cubes x, y, λ

Une fois soustraits le signal atmosphérique et celui de la SN, nous disposons en moyenne de 16 cubes de l’environnement local de chacune de nos SNe Ia. Nous allons combiner ces observations afin d’augmenter le rapport signal-sur-bruit des données environnementales. Cette combinaison nécessite la correction des deux effets observationnels suivants :

Alignement : Lors des diverses observations d’une même supernova, que ce soit durant son suivi ou au moment de l’acquisition des références finales, le télescope pointe approximativement à la même position. Mais des erreurs d’alignement font que cette position peut bouger dans le cube d’une fraction de spaxel – typiquement de 0.2 arcsec et rarement de plus de 0.5 arcsec.

Pour combiner les cubes entre eux, il faut donc corriger cet effet d’alignement. Les positions relatives de la SN dans les cubes sont fournies par l’algorithme d’ajustement du modèle galactique de Bongard et al. (2011) (voir Section 4.3.2).

Réfraction atmosphérique : L’atmosphère est un milieu dispersif. Par conséquent, la zone de ciel couverte par le spaxel (x, y) dépend de la longueur d’onde considérée (λ). Ce phénomène nommé *Atmospheric Differential Refraction* (ADR) dépend des conditions d’observation : pression, température et épaisseur atmosphérique traversée par la lumière. La paramétrisation de l’ADR dans les cubes est détaillée dans la Section 4.3 de Copin (2013) (voir également §6.2 et 6.3.1 de Buton 2009).

5.3.1 Limitation de notre échantillon

Lorsque l’on cherche à comparer les environnements locaux, il est préférable de prendre une ouverture qui soit similaire pour toutes les supernovae dans leur référentiel propre ; i.e. définie en kpc. L’analyse locale sera faite sur une ouverture de 1 kpc autour de la supernova pour plusieurs raisons :

1. Cette ouverture permet d’analyser simultanément les supernovae de la gamme principale de redshifts de SNfactory $0.03 < z < 0.08$. Dans le cas des galaxies plus proches, l’ouverture de 1 kpc autour de la supernova est généralement trop grande pour notre champ de vue en tenant compte de l’ADR (et de l’alignement ; 1 kpc = $4 \times 0''.43$ à $z = 0.03$). Pour les galaxies plus lointaines, l’échantillonnage spatial est trop faible.
2. À notre redshift médian, $z = 0.05$, cette ouverture correspond au diamètre typique de notre seeing ($\approx 1''$ FWHM pour *full width at half maximum*). Alors, jusqu’à $z = 0.08$, l’ouverture de 1 kpc est supérieure au rayon de ce seeing ($0.5'' \approx 0.75$ kpc à $z = 0.08$).

Avec cette sélection en redshift, seules 89 des 120 SNe Ia de ACE sont utilisables.

5.3.2 Structure des données environnementales

En contrôlant l’ADR et les variations d’alignement, nous pouvons combiner les cubes d’une même galaxie. Il y a alors deux possibilités : soit on « redresse » les cubes afin qu’à chaque spaxel corresponde une unique zone galactique ce qui crée alors un « cube-redressé » dans lequel la position de la SN est connue et constante ; soit on extrait le spectre autour d’un point donné, par exemple la position de la SN, en suivant son évolution dans le cube en fonction de la longueur d’onde λ . Ces deux méthodes ont deux utilités différentes. La première permet la création de cartes 2D des propriétés de l’environnement local des SNe Ia. La seconde est plus adaptée (car plus directe) à la mesure des propriétés de l’environnement local des SNe Ia. Voici les processus

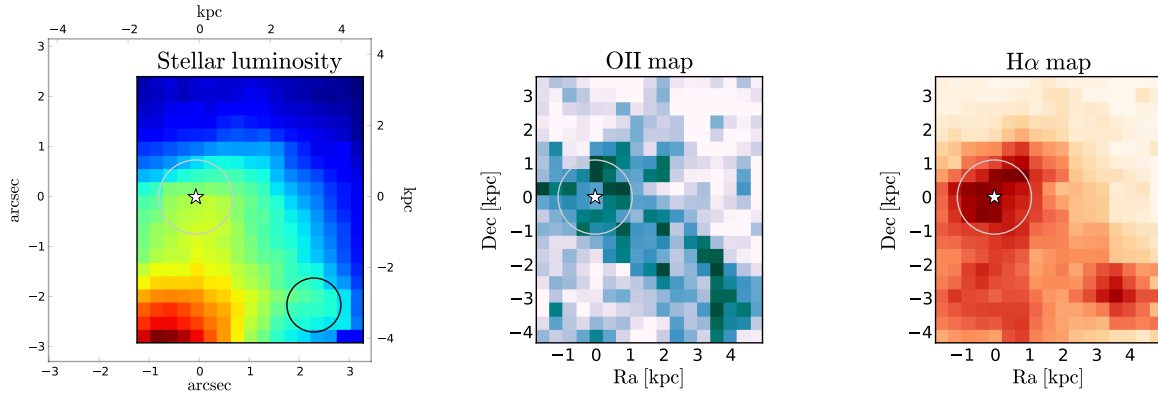


FIGURE 5.7 – Images reconstruites à partir du cube-redressé de l’environnement local de SN2005ir ($z = 0.0752$). *De gauche à droite* : Carte 2D de la luminosité totale des spaxels (qui est un indicateur de la densité stellaire), du flux des raies [OII] et du flux $H\alpha$ (la mesure de ces raies est expliquée chapitre 6). Le champ de vue d’un cube initial à 5000 \AA est représenté autour de la carte de gauche. Dans chacune des cartes, l’étoile blanche montre la position de la SN Ia et le cercle blanc la distance projetée de 1 kpc autour de cette SN. Dans la carte de gauche, le rond noir illustre la taille médiane de notre PSF ($1''.1$ FWHM) pour l’une des SN les plus lointaine de notre échantillon.

de création de ces deux formats de données locales. À la fin de chacun de ces processus nous utilisons la carte de poussières de la voie lactée de Schlegel et al. (1998) pour corriger les spectres des hôtes des effets d’extinction du milieu interstellaire de notre galaxie.

Cube redressé

À partir des M cubes de l’environnement d’une SN Ia (M vaut typiquement 16), nous construisons un unique cube dans lequel les effets d’ADR et d’alignement sont corrigés. Pour cela, nous créons un cube vide ayant pour ouverture spatiale la surface du ciel couverte par les M cubes à toutes les longueurs d’onde. Comme cela est illustré Fig. 5.7, ce cube unique possède donc une ouverture spatiale inférieure à celle des M cubes initiaux. Ensuite, nous définissons une nouvelle grille spatiale (les spaxels). Son échantillonnage est libre, mais il convient de choisir un pas constant dans le référentiel des galaxies (i.e. en kpc) afin de pouvoir comparer les informations locales entre SNe Ia ; j’ai choisi 0.4 kpc, c’est à dire l’échantillonnage spatial de SNIFS à $z = 0.05$. Le pas spectral sera celui de la voie bleue.

Une fois ce cube construit, nous interpolons les M cubes à travers le maillage spectro-spatial en corrigeant les effets d’ADR et d’alignement. De la sorte, nous n’effectuons qu’une seule interpolation des données. Chacun des spaxels de ce nouveau cube couvre une zone galactique unique, ce qui permet d’y ajuster les propriétés des galaxies hôtes (composition du gaz et des étoiles, voir chapitre suivant). Nous pouvons ainsi construire des cartes 2D de n’importe quelle propriété galactique de l’ensemble de notre échantillon de SNe Ia.

Le cas de SN2005ir est illustré Fig. 5.7. Nous voyons que le gaz et la population stellaire ne sont pas concentrés au même endroit. Ici, la SNe Ia est située à quelques kpc du centre de sa galaxie hôte (en bas à gauche) dans une région riche en $H\alpha$ et en oxygène en comparaison du reste de la galaxie visible.

Spectre autour d'un point

Dans les analyses à suivre de cette thèse nous étudierons les propriétés de l'hôte à l'endroit d'explosion de la SN Ia et nous nous intéresserons tout particulièrement à la jeunesse de son environnement local. Pour ce faire, il n'est ni nécessaire ni optimal, de construire des cubes redressés. La meilleure méthode consiste à extraire le spectre galactique dans un rayon de 1 kpc centré sur la position de la SN (i.e. en tenant compte de l'ADR) dans chacun des M cubes individuels de l'environnement local. Ces spectres seront ensuite combinés de manière optimale (i.e. en pondérant par l'inverse de la variance de la mesure). Ce genre d'extraction permet d'obtenir un spectre moyen de l'environnement de chaque SN sans recourir à la création de cubes redressés tout en minimisant le nombre d'interpolation des données. Les ajustements des propriétés spectrales de l'environnement des SNe Ia que je présenterai dans le chapitre suivant se feront sur ces spectres moyens combinés.

Chapitre 6

Mesure des propriétés galactiques

Robustesse et pertinence du signal $H\alpha$ local

Créer, c'est se souvenir.

Victor Hugo

Nous disposons maintenant du spectre moyen de l'environnement galactique local (1 kpc) de chacune des 89 SNe Ia de notre échantillon ($0.03 < z < 0.08$). Un spectre galactique possède généralement trois composantes : (1) un continuum avec des figures en absorption provenant principalement des étoiles, (2) des raies d'émission provenant du gaz interstellaire et (3) une absorption chromatique de l'ensemble du spectre causée par les poussières interstellaires présentes sur la ligne de visée. Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur les propriétés du gaz et tout particulièrement sur la raie d'émission d'hydrogène $H\alpha$ de la série de Balmer (6562.8 \AA dans le référentiel propre du gaz).

Nous commencerons ce chapitre, Section 6.1, par détailler la méthode de mesure de l'ensemble des propriétés galactiques via le programme ULySS. Ensuite, dans la Section 6.2, nous verrons comment, à partir des raies d'émission gazeuse, nous pouvons mesurer la métallicité et l'extinction induite par le milieu interstellaire. Enfin, Section 6.3, nous introduirons la méthode de mesure du taux de formation stellaire à l'endroit où la SNe Ia est apparue. Cette dernière section sera pour nous l'occasion d'étudier la pertinence d'une approche locale dans la contrainte de l'âge du progéniteur.

Sommaire

6.1	Modèle galactique : ULySS	74
6.1.1	Processus d'ajustement	75
6.1.2	Commentaires sur l'ajustement	76
6.1.3	Influence d'une erreur de mesure du continuum	77
6.2	Mesure des propriétés du gaz	78
6.2.1	Mesure de l'extinction	78
6.2.2	Mesure de métallicité	80
6.3	Mesure du taux de formation stellaire local	81
6.3.1	Taux de formation stellaire et jeunesse de l'environnement	81
6.3.2	Pertinence du signal $H\alpha$ local	81

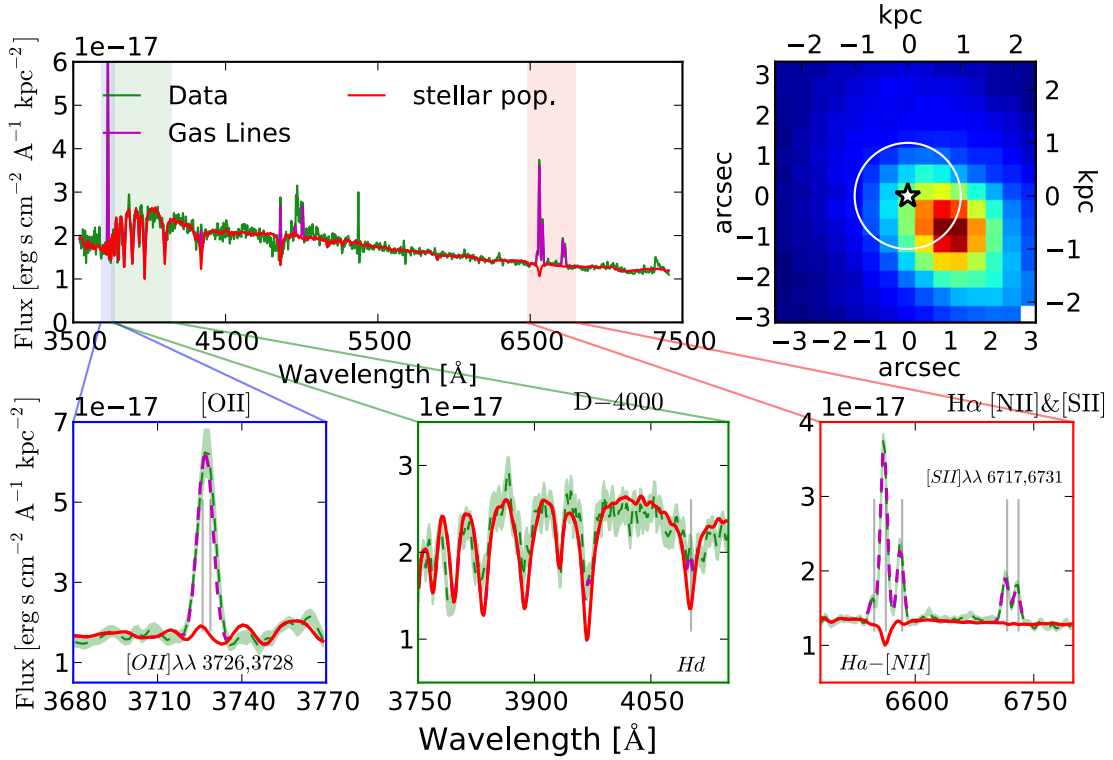


FIGURE 6.1 – Ajustement des propriétés galactiques sur le spectre moyen de l’environnement local de la SN SNF20060512-001 dans une distance projetée de 1 kpc. Ce spectre est la combinaison de 21 spectres extraits dans les différents cubes de galaxies hôtes (dont 2 références finales, voir § 5.3.2). *En haut à droite* : Image reconstruite d’un cube de référence finale. Le cercle blanc montre l’ouverture de 1 kpc centrée sur la SN (étoile blanche). *En haut à gauche* : Le spectre moyen combiné dans le référentiel de la SN est montré par la ligne verte. Le meilleur ajustement de ULYSS est montré comme la somme de la contribution du continuum stellaire (en rouge) et des raies d’émission du gaz (en magenta). *En bas, de gauche à droite* : Zooms sur les régions spectrales des raies [OII]λλ3726, 3728, des structures stellaires autour de 4000 Å, et des complexes Hα[NII]λλ6548, 6584 + [SII]λλ6716, 6731.

6.1 Modèle galactique : ULYSS

Le continuum galactique possède des figures d’absorption qui peuvent affecter la mesure l’intensité des raies émission du gaz, et notamment celles d’hydrogène, voir Fig. 6.1. C’est pourquoi, afin de mesurer précisément le flux émis par le gaz de la galaxie hôte, il est nécessaire d’ajuster simultanément les différentes composantes galactiques pour lever leurs dégénérescences (Groves et al. 2012). Cela étant, comme nous allons le voir, toutes les mesures de raies d’émission ne sont pas sensible aux absorptions du continuum.

Il existe de nombreux algorithmes d’ajustement de spectres galactiques. La plupart se basent sur des bibliothèques de populations spectrales d’étoiles (observées ou synthétiques) auxquelles s’ajoutent diverses gaussiennes pour simuler les raies d’émission du gaz. Deux méthodes permettent de prendre en compte l’extinction : soit par un continuum multiplicatif agnostique, soit par des lois d’extinctions empiriques comme celle de Cardelli et al. (1989). La première méthode (utilisée – entre autres – par l’algorithme d’ajustement dont nous allons nous servir) a plusieurs avantages (Koleva et al. 2009). Notamment, elle permet de s’affranchir de l’incertitude des corrections empiriques d’extinction, et de corriger d’éventuelles variations d’étalonnage entre les bibliothèques spectrales et les observations.

6.1.1 Processus d'ajustement

Dans notre analyse, nous allons nous servir de l'*University of Lyon Spectroscopic analysis Software*¹ (« ULYSS », Koleva et al. 2008, 2009) pour estimer le continuum stellaire et donc les absorptions sous-jacentes aux raies d'émission qui nous intéressent, et notamment celle du H α . Pour cet ajustement, nous utiliserons la bibliothèque stellaire MILES (Sánchez-Blázquez et al. 2006; Vazdekis et al. 2010) qui, en comparaison des autres bibliothèques, a les propriétés spectrales (gamme de longueur d'onde et résolution spectrale) qui correspondent le plus aux nôtres (Koleva et al. 2008).

En entrée du programme nous donnons le redshift de la galaxie afin que l'algorithme minimise un χ^2 pour ajuster les paramètres de l'équation suivante dans le référentiel propre de la galaxie (voir également Prugniel et al. 2011) :

$$\text{Gal}(\lambda) = P_n(\lambda) \times G(cz, \sigma_I) \otimes \left[w_L \times \sum_{j=1}^M w_j \times G([\lambda_j^0, cz_L], \sigma_L; \lambda) + \sum_{i=1}^N w_i \times \text{SSP}(Z_i, t_i; \lambda) \right] \quad (6.1)$$

où « Gal(λ) » est le modèle spectral de galaxie ajusté par ULYSS ; G symbolise une fonction gaussienne, P_n un polynôme d'ordre n et SSP un spectre de population stellaire. Nous décrivons ici brièvement l'ensemble de ces composantes, mais j'invite le lecteur à consulter Koleva et al. (2009) pour une description complète de l'algorithme de minimisation et de ces différentes composantes.

Populations stellaires – SSP($Z_i, t_i; \lambda$)

Le continuum est composé d'un ensemble de N populations stellaires uniques (SSP, pour *Single Stellar Population*) provenant de la bibliothèque MILES. Lors de la minimisation, l'âge t_i et la métallicité Z_i sont ajustés à chacune de N SSP et un poids w_i lui est associé. L'utilisation de plusieurs SSP se justifie par la complexité du signal stellaire composant le continuum. Cependant, pour résoudre ces différentes contributions, il est nécessaire d'avoir des spectres dont le continuum dispose d'un fort rapport signal sur bruit (Fernandes et al. 2013).

Comme nous ne disposons généralement pas d'un tel contraste et que les propriétés stellaires ne sont pas l'objet de cette thèse, j'ai choisi de décrire ce continuum par une unique population stellaire ($N = 1$ éq. 6.1).

Impact du choix de N sur la mesure H α : pour tester l'impact du choix de $N = 1$ sur la mesure du signal H α , j'ai effectué un ajustement comparatif en choisissant $N = 7$, i.e. en découpant l'échelle des âges t en 7 gammes régulières entre 100 Man et le temps de Hubble. Lors de la minimisation, ULYSS donne alors un âge t_i à chacune des SSP dans la gamme d'âges autorisés. Leur métallicité Z_i et leur poids w_i ne sont pas contraints ; ce dernier pouvant être égal à zéro. En comparant le résultat de la mesure H α faite avec plusieurs SSP et celui de la mesure originale qui n'en possède qu'une, je trouve que les intensités de la raie H α sont en moyenne identiques $-0.01 \pm 0.04\sigma$ (où σ symbolise l'erreur sur la mesure initiale) et qu'elles varient typiquement de quelques dixièmes de σ . Par conséquent, le choix de N n'a pas d'impact significatif sur la mesure des flux H α .

1. <http://ulyss.univ-lyon1.fr>

TABLE 6.1 – Table récapitulant les raies d’émission ajustées par ULySS. Dans le doublet [OIII], comme dans le doublet [NII], les rapports de raies sont fixés : $F(\lambda_1)/F(\lambda_2) = 0.34$ où 1 est la plus bleue des deux raies.

Élément	Longueur d’onde λ^0 [Å]
[OII]	3726.0, 3728.8
H ϵ	3970.1
H δ	4101.8
H γ	4340.5
H β	4861.3
[OIII]	4958.9, 5006.8
H α	6562.8
[NII]	6548.0, 6583.4
[SII]	6716.3, 6730.7

Raies d’émission du gaz – $\mathbf{G}([\lambda_j^0, \mathbf{cz}_L], \sigma_L; \lambda)$

L’ensemble des raies d’émission du gaz ajustées sont répertoriées dans la table 6.1. Elles sont symbolisées éq. 6.1 une somme de M fonctions gaussiennes G . Ces dernières sont centrées aux longueurs d’onde au repos des raies d’émission λ_j^0 données table 6.1 auxquelles est multiplié un terme commun de décalage spectral $(1 + z_L)$. Ces gaussiennes partagent toutes la même vitesse de dispersion σ_L et sont d’intensités w_j variables. Finalement, un poids w_L est ajusté par ULySS à l’ensemble des gaussiennes. Il existe alors une dégénérescence entre les poids indépendants de chacune des raies d’émission et le point total de cette composante. Cela perturbe la mesure de l’erreur des flux ; nous reviendrons sur la mesure des flux et de leur erreur dans la section suivante (§ 6.1.2).

Paramètres supplémentaires – $\mathbf{P}_n(\lambda)$ & $\mathbf{G}(\mathbf{cz}, \sigma_I)$

Lors de l’ajustement, un continuum multiplicatif $P_n(\lambda)$ d’ordre n est ajusté afin de prendre en compte (1) l’extinction due aux poussières galactiques ainsi que (2) d’éventuels désaccords d’étalonnage à grandes échelles entre les bibliothèques stellaires et nos données. Comme suggéré par Koleva et al. (2009), j’ai utilisé $n = 10$, ce qui est suffisamment faible pour ne pas altérer les figures spectrales. Enfin, les modèles de populations stellaires et d’émissions de gaz sont convolués par une gaussienne de largeur σ_I et de position cz . Cette convolution sert (1) à décaler l’ensemble du spectre pour corriger un effet Doppler résiduel (cz) et (2) à ajuster la dispersion physique ainsi que celle induite par l’instrument (σ_I).

6.1.2 Commentaires sur l’ajustement

Zones spectrales ajustées

Seules les longueurs d’onde dans le référentiel propre des galaxies qui correspondent à la gamme 3540–7410 Å de la bibliothèque MILES sont prises en compte. L’ajustement des paramètres galactiques n’est donc pas affecté par les résidus d’émission atmosphérique pouvant parfois être présents au-delà de 7500 Å.

De plus, avec SNIFS, la zone spectrale $4950 < \lambda < 5150$ Å dans le référentiel de l’observateur correspond à celle de la lame dichroïque de l’instrument. Cette zone est particulièrement bruitée et difficile à étalonner. Au vu de l’intensité des flux galactiques ($\sim 10^{-17-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$;

voir Fig. 6.1) et des erreurs potentielles de notre modèle atmosphérique (le signal du ciel peut être jusqu'à un ordre de grandeur supérieur, voir Fig. 5.1 p. 62) nous devons rester prudents quant aux flux mesurés dans cette zone. Pour cette raison, lors de l'ajustement, les erreurs dans la zone de la lame dichroïque ont arbitrairement été augmentées d'un ordre de grandeur afin d'éviter que d'éventuels problèmes dans cette région spectrale n'affectent la minimisation de ULYSS. Cette gamme de longueurs d'onde ne sera pas utilisée dans nos analyses et en particulier, la mesure de $H\beta$ ne sera généralement pas possible.

Mesure des flux des raies en émission

À cause de la dégénérescence entre différents poids des raies d'émission (w_L et w_j éq. 6.1), les mesures des erreurs des flux données par ULYSS ne sont pas justes. C'est pourquoi, en suivant une procédure standard de mesure des raies d'émission corrigées de l'absorption stellaire (e.g. Blanc et al. 2009; Rosales-Ortega et al. 2011; Merluzzi et al. 2013), les flux – et leurs erreurs – sont estimés après soustraction du continuum stellaire. Autrement dit, une fois qu'ULYSS a trouvé la meilleur SSP via la procédure décrite dans la section précédente, nous soustrayons ce spectre de population stellaire de notre spectre galactique. Il ne reste alors que les raies d'émission du gaz que nous mesurons ensuite via l'ajustement de profils gaussiens en minimisant un χ^2 .

Exemple d'ajustement

La Fig. 6.1 montre l'ajustement des paramètres galactiques sur le spectre moyen de l'environnement local de SNF20060512-001. Ce spectre est la combinaison des 21 observations de l'hôte, dont deux références finales. Cette figure illustre que la composante stellaire est fortement contrainte par les structures autour de 4000 Å dans le référentiel propre de la galaxie (*Balmer's Break*, partie bleue du spectre), ce qui permet une estimation de l'absorption stellaire sous-jacente aux flux du gaz que nous mesurons.

6.1.3 Influence d'une erreur de mesure du continuum

Remarque générale sur le flux $H\alpha$ Contrairement aux autres raies de la série de Balmer, l'intensité du flux $H\alpha$ n'est que peu sensible à la qualité de l'ajustement du continuum (e.g. Rosales-Ortega et al. 2011). Cela s'explique par la relativement faible absorption du continuum $H\alpha$ – en général – en comparaison de l'intensité de la raie d'émission (voir un exemple 6.1). Cependant, vérifions cela en simulant une erreur de soustraction du continuum atmosphérique.

Lors de notre soustraction atmosphérique, nous avons évoqué la possibilité qu'un signal continu non-structuré puisse être accidentellement soustrait du continuum galactique. Cette erreur potentielle pourrait affecter la mesure des raies d'émission lorsque le spectre stellaire y possède des figures en absorption; typiquement, la raie $H\alpha$ que nous utilisons dans cette thèse. Cela étant, deux arguments concordent pour suggérer que notre signal $H\alpha$ n'est pas affecté par un tel problème de soustraction.

Premièrement, pour tester l'amplitude d'une telle erreur, nous ajoutons un continuum plat volontairement important équivalent à 20% du flux moyen du spectre initial. Nous réajustons ensuite les spectres galactiques avec ULYSS. Les différences de flux $H\alpha$ mesurés entre les cas avec et sans ce continuum sont montrées Fig. 6.2. Elles sont exprimées en fraction d'erreur sur les mesures initiales des flux $H\alpha$. Nous voyons que l'ajout d'un tel continuum modifie marginalement l'estimation de l'intensité $H\alpha$ avec un effet systématique de $\langle \Delta \text{Flux} \rangle = -0.25 \sigma$ et avec une déviation standard de 0.39σ (σ représente la valeur de l'erreur de mesure initiale).

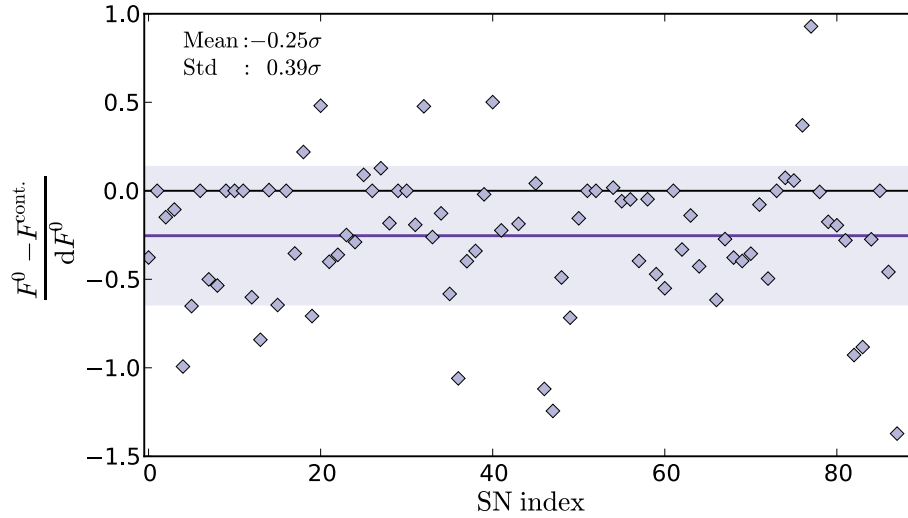


FIGURE 6.2 – Variation de l’estimation du flux de la raie $H\alpha$. F^0 indique la valeur initiale, δF^0 son erreur et $F^{\text{cont.}}$ la valeur mesurée après ajout d’un continuum de 20% du spectre galactique. Dans cette échelle, un écart de 1 correspond à un décalage d’une erreur de mesure (σ). Les flux $F^{\text{cont.}}$ sont en moyenne 0.25σ plus importants que les flux initiaux (ligne violette horizontale) avec une déviation autour de cette moyenne de 0.39σ (bande violette claire).

Deuxièmement, l’intensité du signal du ciel, et donc de son continuum, ne dépendent pas du redshift des objets que l’on observe. Ainsi, si un problème de soustraction du continuum atmosphérique devait affecter les mesures $H\alpha$, il l’affecterait d’autant plus que la source est à un grand redshift et possède donc un flux moindre. Or, nous le verrons Section 7.4.1 (voir Fig. 7.6, p. 99), il n’existe aucune corrélation entre la luminosité $H\alpha$ et z . Par conséquent, rien n’indique qu’il puisse exister un problème de continuum dans nos mesures du flux $H\alpha$.

En conclusion de ces deux arguments, rien ne suggère que les mesures de flux de la raie $H\alpha$ dans un spectre galactique puissent être significativement affectées par une erreur potentielle lors de la soustraction de signal atmosphérique. Le continuum stellaire ne possède pas d’absorptions sous-jacentes aux raies [NII], [SII], [OII] et [OIII] (voir Fig. 6.1) et finalement, les autres raies de l’hydrogène ne seront pas utilisées dans cette analyse (voir section suivante).

6.2 Mesure des propriétés du gaz

De nombreuses informations relatives aux propriétés du gaz des galaxies hôtes sont accessibles via des relations entre certaines raies d’émissions du gaz. Nous allons rapidement présenter ici la méthode de mesure de l’extinction interstellaire et de la métallicité du gaz. Le taux de formation stellaire sera plus largement discuté § 6.3.

6.2.1 Mesure de l’extinction

L’extinction (en magnitude) induite par l’absorption chromatique de la lumière par les poussières du milieu interstellaire à la longueur d’onde λ , est appelée A_λ et est définie par :

$$A_\lambda \equiv -2.5 \log \left(\frac{f(\lambda)}{f^0(\lambda)} \right), \quad (6.2)$$

où f est le flux observé et f^0 celui émis. L'excès de couleur $E(B - V)$, qui correspond à la variation de magnitude entre les bandes B et V , est ainsi défini par $E(B - V) = A_B - A_V$. Dans le formalisme de Cardelli et al. (1989), on introduit le terme R_V qui est le rapport entre l'extinction absolue en A_V ($A_{\lambda=5500\text{\AA}}$) et l'extinction relative $E(B - V)$: $R_V \equiv A_V/E(B - V)$. Alors, la transmission du milieu interstellaire T_λ est liée à l'absorption A_λ et aux deux paramètres $E(B - V)$ et R_V par la relation :

$$\log(T_\lambda) = -0.4 \times A_\lambda = -0.4 \times E(B - V) \times R_V \times \frac{A_\lambda}{A_V} \quad (6.3)$$

Les mesures empiriques d'extinction dans les galaxies locales montrent qu'en moyenne le paramètre R_V est constant autour de $R_V \simeq 3.1$ (e.g. Cardelli et al. 1989; Gordon et al. 2003; Wild et al. 2011). Aussi, Cardelli et al. (1989) donnent une relation empirique du rapport A_λ/A_V (éq. 6.3) qui permet – si l'on peut mesurer le paramètre $E(B - V)$ – de connaître l'extinction induite par les poussières interstellaires à n'importe quelle longueur d'onde (O'Donnell 1994). Il existe d'autres lois décrivant A_λ/A_V et notamment celles de Fitzpatrick (1999) et de Groves et al. (2012), qui sont similaires au niveau de précision qui nous importe. Remarquez qu'à $\lambda = 6562.8 \text{ \AA}$ (la longueur d'onde au repos de la raie $H\alpha$) $0.4 \times R_V \times \frac{A_\lambda}{A_V} \simeq 1.0$ pour $R_V = 3.1$, alors $\log(T(H\alpha)) \simeq -E(B - V)$.

Série de Balmer et extinction

Pour mesurer le paramètre d'extinction $E(B - V)$ du gaz, nous comparons la valeur a priori connue du rapport des flux de deux raies d'émission ($R_{12}^0 \equiv f_1^0/f_2^0$), avec celle du rapport que nous observons ($R_{12} \equiv f_1/f_2$). Ainsi, à partir de l'éq. 6.2 :

$$E(B - V) = \frac{-2.5}{k(\lambda_1) - k(\lambda_2)} \log\left(\frac{R_{12}}{R_{12}^0}\right). \quad (6.4)$$

où $k(\lambda) \equiv \frac{A_\lambda}{A_V} R_V$.

La série des raies d'émission de Balmer fournit les rapports de flux R_{12}^0 . Dans le cas d'un gaz chaud typique (Case B de Osterbrock 1989), $R_{\alpha/\beta}^0 = 2.860$ et $R_{\gamma/\beta}^0 = 0.468$. Ensuite, avec la loi d'extinction $A(\lambda)/A(\lambda_V)$ de Cardelli et al. (1989) et O'Donnell (1994), nous avons $k_\alpha = 2.518$, $k_\beta = 3.663$ et $k_\gamma = 4.150$ pour un R_V de 3.1 (la loi de Groves et al. 2012 donnerait $k_\alpha = 2.547$, $k_\beta = 3.562$ et $k_\gamma = 4.050$).

La mesure des rapports de flux des raies de Balmer dans les galaxies permet donc d'obtenir leur extinction. Une analyse complète de ces mesures d'extinction et des rapports de flux des raies de Balmer a été faite par Groves et al. (2012) pour plusieurs centaines de milliers de galaxies du sondage SDSS.

Cas de SNIFS

Malheureusement, à nos redshifts ($0.01 < z < 0.10$) la raie $H\beta$ (4861.3 \AA , dans son référentiel propre) tombe généralement dans la zone de la lame dichroïque de SNIFS ($4950 < \lambda < 5150 \text{ \AA}$). Comme nous l'avons évoqué précédemment, il est possible que des erreurs d'étalonnage et/ou de soustraction du signal du ciel affectent les mesures des raies dans cette zone spectrale. Nous pouvons en voir un exemple Fig. 6.1, où le spectre galactique a des problèmes autour des raies $H\beta$ et [OIII]. Ces raies sont donc généralement inutilisables. Quant à la raie $H\gamma$, elle n'est que rarement détectée. Ainsi, il est généralement impossible de mesurer l'extinction du gaz des spectres de galaxies hôtes. C'est pourquoi, pour la cohérence de nos analyses, aucune correction d'extinction ne sera appliquée.

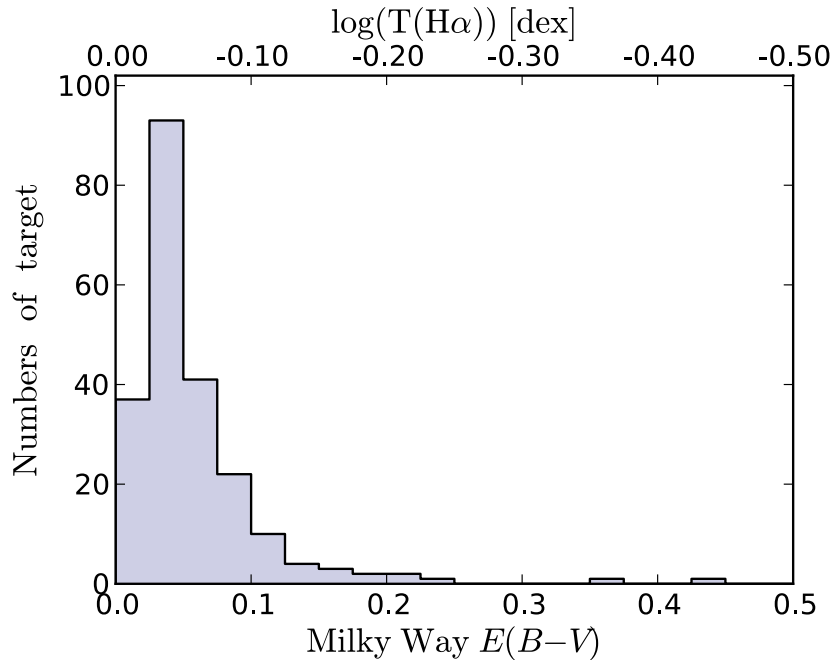


FIGURE 6.3 – Distribution du paramètre d’extinction $E(B - V)$ mesuré dans notre galaxie pour les 217 SNe Ia de la production AHERN. L’axe supérieur indique le taux d’extinction de la raie $H\alpha$ (en log) correspondant au $E(B - V)$ donné par l’axe inférieur pour un R_V standard de 3.1 (données de Schlegel et al. 1998).

Influence sur les mesures $H\alpha$: Schlegel et al. (1998) répertorient l’ensemble de l’extinction interstellaire environnant la terre et montrent que le $E(B - V)$ typique est compris entre 0 et 0.1 avec de rares valeurs au delà de 0.2 (voir Fig. 6.3). Par la suite nous nous concentrerons sur la raie d’émission $H\alpha$, qui est située dans la partie rouge du spectre optique ($\lambda = 6562.8 \text{ \AA}$). Elle n’est donc, a priori, que faiblement affectée par l’extinction. En supposant que la poussière dans notre galaxie soit similaire à celle des galaxies où du signal $H\alpha$ a été observé (Cardelli et al. 1989; Gordon et al. 2003; Wild et al. 2011), nous pouvons estimer que l’impact de la correction sur la mesure de $\log(H\alpha)$ sera typiquement de l’ordre de 0.05–0.1 dex. Nous le verrons, une telle erreur n’affectera pas significativement nos résultats.

Dans le chapitre 9 nous utiliserons les données de supernovae pour quantifier l’extinction subie par notre signal $H\alpha$ et nous montrerons alors que l’estimation ici faite d’un effet de quelques centièmes de dex est raisonnable.

6.2.2 Mesure de métallicité

Il existe de nombreux indicateurs de la métallicité du gaz, qui est généralement exprimée en abondance en oxygène $\log(O/H) + 12$. Mais, comme cela a été montré par Kewley & Ellison (2008), ces différentes méthodes ne sont pas totalement compatibles entre elles. J’invite le lecteur à consulter Kewley & Dopita (2002) et Kewley & Ellison (2008) pour des détails quant aux indicateurs d’abondance en oxygène.

Kewley & Dopita (2002) ont montré que le rapport de deux groupes de raies optiques fortes, l’oxygène [OII] et l’azote [NII], est un très bon indicateur indirect de la métallicité gazeuse. Cependant, ces deux groupes se situent à chacune des extrémités de la gamme spectrale optique. Le rapport de leur flux est donc fortement dépendant de la qualité de la mesure de l’extinction.

Par conséquent nous ne pouvons nous en servir.

L'autre indicateur généralement utilisé est le R_{23} qui est une combinaison des raies [OIII] et $H\beta$ (Kobulnicky et al. 1999; Kewley & Dopita 2002) et puisque ces raies sont proches spectralement, le R_{23} est peu sensible à l'extinction. Mais, comme décrit précédemment, ces raies se situent dans la zone de la lame dichroïque de SNIFS et ne sont donc généralement pas utilisables.

Pour avoir une estimation de la métallicité, nous utiliserons donc le rapport nommé « N_2 » qui permet de mesurer l'abondance en oxygène à travers le rapport entre les raies [NII] et $H\alpha$ (Kewley & Dopita 2002; Pettini & Pagel 2004). Ce rapport est indépendant de la mesure de l'extinction galactique mais il est grandement dépendant de la qualité de l'estimation du taux d'ionisation du gaz. Or, cette estimation nécessite la mesure du flux des raies [OIII] (voir Fig. 7 de Kewley & Dopita 2002). SNIFS ne permet donc qu'une estimation très approximative de la métallicité du gaz. Une première étude des corrélations entre cette métallicité et les propriétés des SNe Ia sera introduite dans la dernière partie de ce document.

6.3 Mesure du taux de formation stellaire local

6.3.1 Taux de formation stellaire et jeunesse de l'environnement

Les étoiles massives ($\sim 20 M_{\odot}$) produisent une grande quantité des photons de haute énergie capables d'ioniser les gaz environnants (Calzetti 2012). L'hydrogène ainsi ionisé se désexcite et émet, notamment, dans la série de Balmer.

Ces étoiles massives ont une durée de vie courte ($\sim \text{Man}$) et leur capacité à produire de photons suffisamment énergétiques décroît rapidement (le flux ionisant peut perdre jusqu'à deux ordres de grandeur en approximativement 10 Man). Ainsi, la présence d'hydrogène ionisé est un indicateur direct de la présence de jeunes étoiles (jeunes signifiant ici $< 100 \text{ Man}$, voir Calzetti 2012). Pour cette raison, la raie de $H\alpha$ est utilisée depuis plusieurs dizaines d'années dans la spectroscopie optique étalonnée en flux comme un indicateur du taux de formation stellaire (SFR pour *Star Formation Rate*, Kennicutt 1998; Calzetti 2012) :

$$\text{SFR} = 5.5 \times 10^{-42} L(H\alpha) \quad (6.5)$$

où le SFR est exprimé en $M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ si le $L(H\alpha)$ (la luminosité de $H\alpha$) est exprimé en erg s^{-1} .

Dans l'analyse locale que nous allons développer dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons à la présence de $H\alpha$ dans un rayon de 1 kpc autour de la supernova en tant qu'indicateur de la jeunesse de son environnement. Nous convertirons alors les flux $H\alpha$ mesurés dans un rayon de 1 kpc autour de la SN en densité surfacique de luminosité $H\alpha$ « $\Sigma_{H\alpha}$ » exprimée en $\text{erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$. Puisque nous ne disposons pas de mesure d'extinction, nous ne convertirons pas cette valeur en densité surfacique de formation stellaire SFR_{SD} .

La jeunesse de l'environnement local servira à son tour d'indicateur de celle du progéniteur. Nous discutons ici la pertinence d'une telle approche dans le contexte de la dichotomie « promptes » / « tardives » des progéniteurs de SNe Ia.

6.3.2 Pertinence du signal $H\alpha$ local

La question est maintenant de savoir si le signal que l'on reçoit est bien celui de l'environnement local de la SN Ia et non un effet de projection, et si cet environnement peut être représentatif de l'âge du progéniteur.

Progéniteur et régions HII

L'âge typique d'une région formatrice d'étoiles HII est de seulement quelques Man (Alvarez et al. 2006), ce qui est plus court que le plus rapide des systèmes de progéniteurs possible. En effet, pour les SNe Ia, cet âge est au minimum de quelques dizaines de Man du fait de la contrainte sur la masse initiale des étoiles du système binaire ($< 8 M_{\odot}$, Girardi et al. 2000). Il est donc impossible d'établir une connection directe entre une SN Ia et la région HII qui créa ce système puisque, selon toute vraisemblance, celle-ci n'existe plus au moment de l'explosion en supernova. Cela étant, ces régions sont rassemblées en groupes comme illustré Fig. 6.4 pour la galaxie spirale M51. Elles sont situées principalement dans les bras spiraux, dont le temps de vie de la formation d'étoiles est plus long que celui des progéniteurs de SNe Ia. (Voir Kauffmann et al. 2003, pour une revue sur l'histoire de la formation stellaire des galaxies.)

Il est donc vraisemblable que la détection d'un signal $H\alpha$ local soit une indication d'un progéniteur jeune. Mais plusieurs effets pourraient altérer la pertinence de cette association.

Effet de projection

Lorsque l'on parle d'un environnement local d'une distance de 1 kpc autour de la SN, nous faisons référence à une distance projetée. Le flux de $H\alpha$ mesuré représente donc la somme de l'ensemble du signal $H\alpha$ de la colonne d'un rayon de 1 kpc centrée sur la SN et traversant la galaxie. Il est alors possible que l'intensité $H\alpha$ détectée soit, au moins en partie, dans l'avant- ou l'arrière-plan de la sphère d'un rayon de 1 kpc autour de la supernova. Cependant, concernant cet effet de projection, il y a plusieurs avantages à utiliser le $H\alpha$ plutôt qu'un traceur stellaire. Le signal $H\alpha$ provient essentiellement de régions gazeuses sur-denses (le signal $H\alpha$ dépend du carré de la densité électronique) d'une taille typique de 10-100 pc (Lee et al. 2011) où de très jeunes étoiles sont capables d'ioniser le gaz environnant. Comme cela est illustré Fig. 6.4, de telles régions se forment groupées et se trouvent le long des bras spiraux ou dans le centre de la galaxie. (Voir Kennicutt & Evans 2012, et particulièrement la section 2.2 de cet article pour une discussion plus détaillée sur la compacité des régions formatrices d'étoiles.)

Aussi, tandis que les étoiles sont réparties dans l'ensemble de la galaxie (disque, bulbe central et halo), les régions HII se concentrent dans le disque fin dont la hauteur typique est de ~ 0.1 kpc (Paladini et al. 2004). Ainsi, les potentielles contaminations dans la ligne de visée par des régions hors de la distance canonique de 1 kpc autour de la SN sont négligeables pour toute galaxie dont l'inclinaison est modérée (i.e. $< \{\arccos(0.1) = 84 \text{ deg}\}$ pour notre ouverture d'un rayon de 1 kpc).

Effet de diffusion des étoiles

Un autre effet de projection est induit par le déplacement des étoiles dans une galaxie. Si le progéniteur de la SN Ia voyage loin de sa pouponnière avant d'exploser, alors ce qu'on lui associera comme « environnement local » ne sera pas forcément représentatif de ses caractéristiques. Bien entendu, cet effet dépend fortement de l'âge du progéniteur au moment de son explosion ainsi que de la vitesse de dispersion des étoiles dans l'hôte. Analysons cet effet suivant la dichotomie promptes/tardives.

Vieux progéniteur, jeune environnement Les SNe tardives sont associées à de vieilles populations. Le progéniteur aura alors eu le temps de s'éloigner de sa région formatrice d'étoiles avant d'exploser et il est peu probable qu'il se trouve associé à du signal $H\alpha$. Le seul cas possible serait celui d'une galaxie globalement formatrice d'étoiles, dans laquelle la SN se retrouverait par hasard projetée dans un groupe de régions HII ou alignée

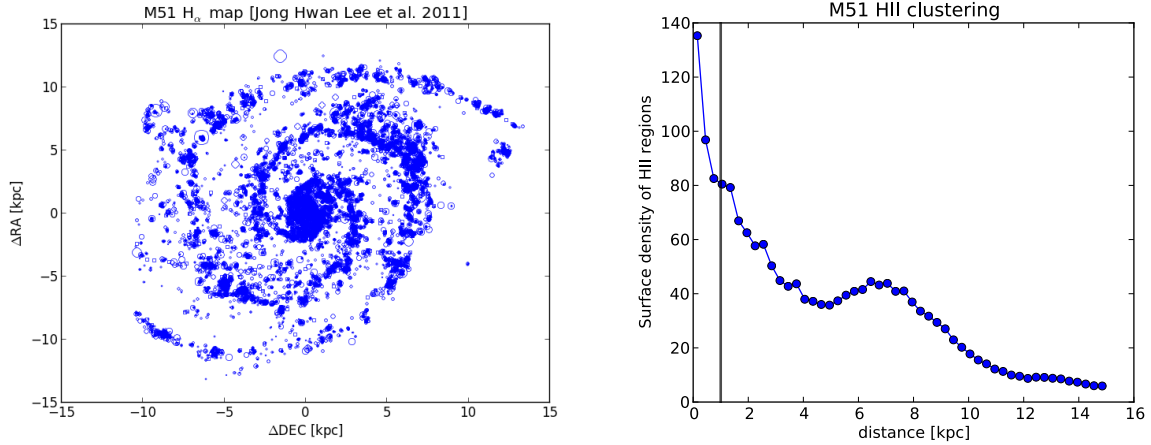


FIGURE 6.4 – Régions HII de M51 (Lee et al. 2011). *Gauche* : Distribution spatiale des régions HII. Chaque cercle vide au contour bleu correspond à une région HII individuelle dont la taille correspond à celle du marqueur. *Droite* : densité surfacique médiane de régions HII autour de 250 régions sélectionnées aléatoirement. La ligne verticale noire indique 1 kpc. Dans cette galaxie spirale, les régions HII sont groupées entre elles.

avec le centre de l’hôte, potentiellement fort émetteur H α . Au vu de la discussion sur les effets de projection – et bien que cela soit difficilement quantifiable – de tels « faux-positifs » sont peu probables, et il est raisonnable de supposer qu’une SN Ia tardive aura un environnement localement passif (i.e. sans formation d’étoiles).

Rejet des SNe Ia à l’environnement incertain : Afin de limiter l’influence de faux-positifs dans notre étude (i.e. une SN Ia avec un vieux progéniteur associée à un environnement jeune), j’ai choisi de retirer de l’analyse principale les 7/89 SNe Ia autour desquelles du signal H α a été détecté et dont la position est projetée dans le cœur d’une galaxie hôte ($< 0.25 \times R_{25}$, isophote de la 25^{me} mag) inclinée ($i > 65^\circ$). Cette sélection rejette l’unique cas d’une galaxie formatrice d’étoiles très inclinée ($i > 84^\circ$). Nous désignerons ces 7 SNe Ia comme des « p.m.s. » (pour *potentially misassociated signal*, voir Table 7.1). Au cours de l’analyse, nous montrerons que l’utilisation ou non de ces supernovae n’a qu’une incidence marginale sur nos résultats.

Jeune progéniteur, vieil environnement À l’inverse, les progéniteurs prompts ne devraient pas être affectés par l’effet d’éloignement de leur groupement d’étoiles jeunes par plus de 1 kpc. En effet, de tels groupements sont vraisemblablement ceux d’amas d’étoiles ouverts ou d’associations d’étoiles OB. Les amas d’étoiles restent liés sur quelques centaines de Man et les associations d’étoiles OB sont connues pour avoir une vitesse de dispersion très faible (~ 3 km/s) (de Zeeuw et al. 1999; Portegies Zwart et al. 2010; Röser et al. 2010). Ainsi, les cas de « faux-négatifs » dus à la dispersion des étoiles sont peu probables et il est vraisemblable que les SNe Ia prompts soient associées à des environnements localement formateurs d’étoiles.

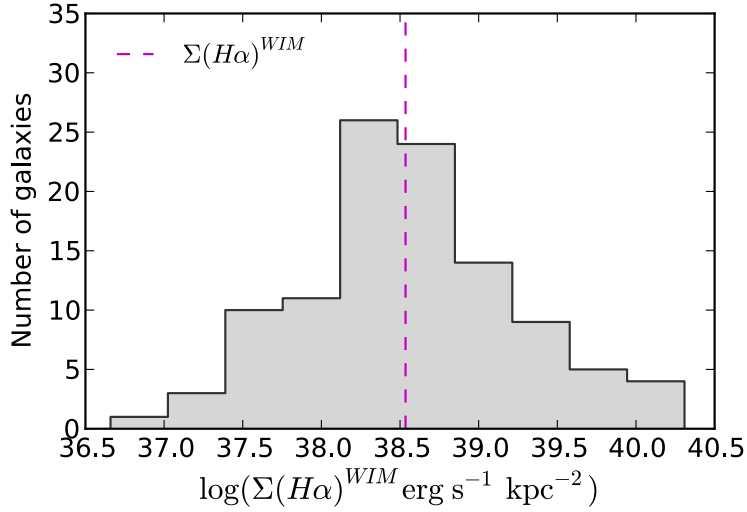


FIGURE 6.5 – Distribution du WIM dans différentes galaxies (Oey et al. 2007). La ligne verticale hachurée magenta indique la valeur médiane de la distribution de WIM.

Le gaz chaud diffus

Finalement, un dernier effet pourrait potentiellement altérer l’association entre la détection d’un signal $H\alpha$ local et la présence de jeunes étoiles dans l’environnement immédiat de la SNe. Il s’agit d’un signal provenant du milieu interstellaire chaud (WIM, pour *Warm Interstellar Medium*, voir par exemple les récentes analyses de Oey et al. 2007, Blanc et al. 2009 ou Seon 2009 et les références qui y sont données.)

La source du WIM est encore mal comprise. Jusque récemment, on pensait que ce signal était causé par l’excitation du gaz interstellaire par des photons du continuum de Lyman (ultra-violet) s’étant échappés de régions HII environnantes. Le WIM serait alors un traceur diffus, mais local, de la formation stellaire. Au vu de l’échelle que nous considérons (1 kpc), cette distinction n’a que peu d’importance puisque le milieu interstellaire a une épaisseur optique assez grande pour les rayons UV (Adams 1972; Dijkstra et al. 2006) et les photons du continuum de Lyman sont donc vite absorbés. Mais récemment, Seon (2009) et Seon & Witt (2012) ont interprété le WIM comme induit par des réflexions de la lumière des régions HII sur des poussières interstellaires. Dans ce cas, le WIM $H\alpha$ pourrait toujours provenir de régions environnantes formant des étoiles, mais également de régions loin de toute formation stellaire puisque l’épaisseur optique des photons $H\alpha$ est bien plus basse que celles des photons UV. Cet effet serait d’autant plus important que la galaxie a une forte activité globale de formation d’étoiles.

Dans l’analyse qui suit, nous séparerons notre échantillon en deux groupes en fonction d’une valeur de densité surfacique de $H\alpha$ proche de la valeur moyenne du WIM rapportée par Oey et al. (2007) et montrée Fig. 6.5. De la sorte, nous minimiserons l’importance de l’existence de ce signal qui pourrait potentiellement réduire la pertinence du lien entre signal $H\alpha$ local et jeunesse du progéniteur. Nous y reviendrons durant l’analyse.

Chapitre 7

L'environnement $H\alpha$ local des SNe Ia

Un rêve sans étoiles est un rêve oublié.

Paul Éluard

Notre méconnaissance du mécanisme de création des SNe Ia limite aujourd'hui l'amélioration de leur utilisation comme chandelles standardisables pour la cosmologie de précision. Nous avons vu dans le chapitre 3 que de nombreuses études globales de galaxies hôtes ont montré des corrélations significatives entre les propriétés galactiques et celles des SNe Ia. Il existe notamment une différence de luminosité après standardisation entre les SNe Ia provenant de galaxies légères et celles provenant de galaxies plus lourdes (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013), mais cet effet ne permet, aujourd'hui, aucune amélioration significative de la standardisation des SNe Ia (Suzuki et al. 2012).

Dans ce chapitre, nous analyserons l'impact de l'environnement $H\alpha$ des SNe Ia. Nous commencerons Section 7.1, par discuter l'intérêt scientifique de cette analyse et par séparer notre échantillon en fonction de l'association des SNe Ia avec un environnement jeune. Puis, Section 7.2, nous analyserons les corrélations existantes entre la densité surfacique $H\alpha$ ($\Sigma_{H\alpha}$) et les propriétés des courbes de lumière. Cela nous conduira à étudier, dans la Section 7.3, la distribution des résidus au diagramme de Hubble après standardisation (ΔM_B^{corr}). Nous mettrons alors en évidence un nouveau biais environnemental dont nous discuterons l'origine. Nous finirons ce chapitre par la Section 7.4 où nous vérifierons la validité de nos résultats.

Sommaire

7.1	Introduction à l'analyse $H\alpha$	86
7.1.1	Introduction des groupes $\Sigma_{H\alpha}$	87
7.1.2	Outils statistiques	89
7.2	Paramètres des courbes de lumière	89
7.2.1	Le stretch	90
7.2.2	La couleur	92
7.3	Résidus au diagramme de Hubble	93
7.3.1	Le « biais $H\alpha$ »	93
7.3.2	Bimodalité des résidus au diagramme de Hubble	93
7.3.3	Test de bimodalité	94
7.4	Test de la robustesse des résultats de l'analyse	98
7.4.1	Absence de biais avec le redshift	98
7.4.2	Les SNe Ia à l'environnement incertain	98
7.4.3	Variation de la limite $I_{a\alpha}/I_{a\epsilon}$	99

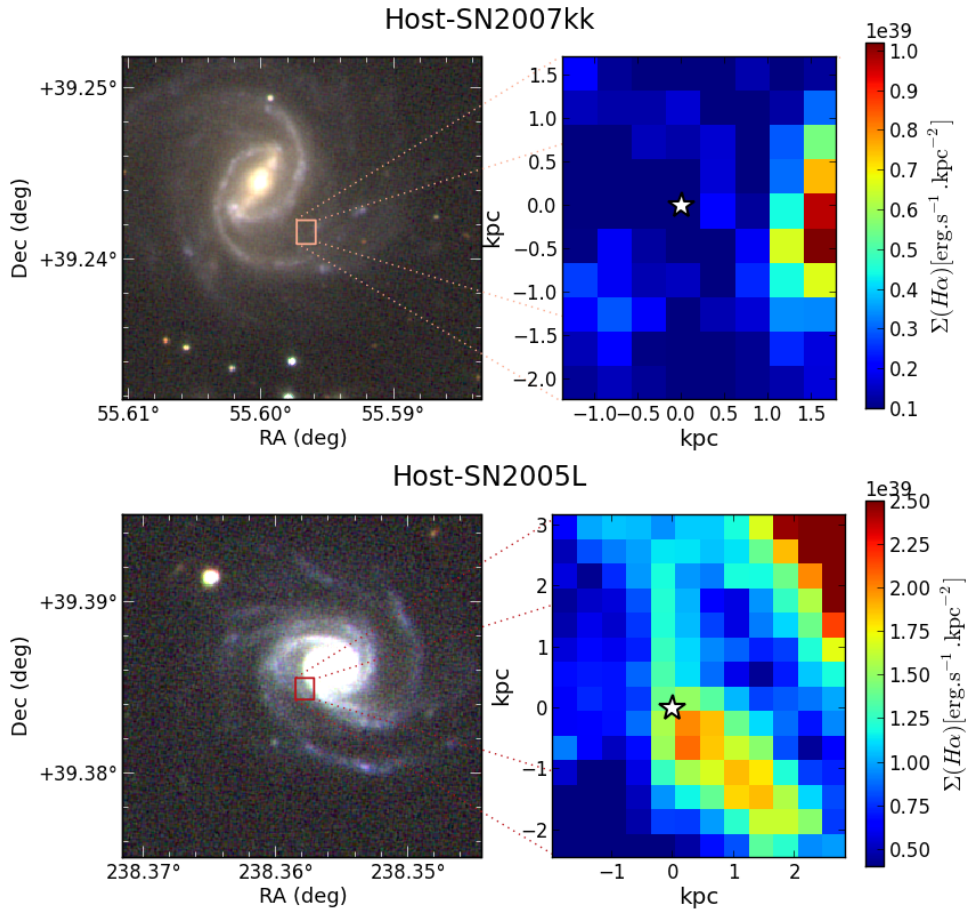


FIGURE 7.1 – *De haut en bas* : Respectivement l’hôte de SN 2007kk (UGC 2828) et celui de SN 2005L (MCG+07-33-005). Ces deux galaxies spirales sont globalement formatrices d’étoiles (Childress et al. 2013b). *Gauche* : images-RGB faites à partir d’observations G , R et I de SDSS-III (Aihara et al. 2011). Dans chacune de ces images, le champ de vue de SNIFS, centré sur la SN (étoiles blanches dans les cartes $H\alpha$ de droite), est indiqué par un rectangle rouge-orangé. *Droite* : Cartes 2D de la luminosité surfacique $H\alpha$ dans l’environnement direct de la SN. SN 2007kk s’est produite dans une région localement passive (à plus de 1.5 kpc de la plus proche des régions formatrices d’étoiles), alors que SN 2005L est située à la périphérie d’une telle région.

7.1 Introduction à l’analyse $H\alpha$

En analysant les propriétés globales des galaxies hôtes, les travaux précédemment cités (§ 3.2) sont limités dans l’interprétation de leurs résultats. Comme illustré Fig. 7.1, cela est particulièrement vrai lorsque l’on cherche à tracer l’âge du progéniteur. Dans ces deux galaxies spirales formatrices d’étoiles, une SN Ia (SN 2007kk) est apparue dans une région passive, alors qu’une autre (SN 2005L) est apparue dans une région formant des étoiles.

Nous avons vu Section 2.3 que les études des distributions du délai d’explosion (DTD, *Delay Time Distribution*) suggèrent que des SNe Ia prompts sont associées à de jeunes populations d’étoiles (< 180 Myr, Scannapieco & Bildsten 2005; Mannucci et al. 2005, 2006; Sullivan et al. 2006; Aubourg et al. 2008). Les autres, tardives, doivent être associées à des populations d’étoiles plus vieilles.

Bien avant la dichotomie « prompts »/« tardives », l’association à des régions HII ou à des

bras spiraux avait été utilisée pour comprendre et/ou contraindre les progéniteurs des SNe Ia. Par exemple, avec un petit échantillon, Bartunov et al. (1994) et plus tard James & Anderson (2006) ont montré que les SNe Ia étaient moins associées à ce genre d'environnement que les supernovae gravitationnelles (voir également Anderson et al. 2012). Cela était attendu puisque ces dernières sont issues d'étoiles très massives. Pour une étude plus complète des SNe Ia, nous disposons d'un ingrédient clé qui manquait à ces études : un large échantillon de luminosités standardisées précise. De plus, avec la présomption de l'existence de plusieurs types de progéniteurs (« prompts »/« tardifs »), aucune supposition sur le caractère unitaire des SNe Ia n'est faite dans cette analyse. Au contraire, nous allons les classer selon l'activité de formation stellaire dans leur environnement local.

7.1.1 Introduction des groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$

Pour une interprétation plus simple des résultats, j'ai séparé l'échantillon de supernovae en deux groupes en coupant à la valeur médiane de la distribution de $\Sigma_{\text{H}\alpha}$, $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha} [\text{erg s}^{-1} \text{kpc}^{-2}]) = 38.35$. Cette valeur médiane se trouve correspondre à la valeur seuil au-delà de laquelle les flux H α sont détectés avec un niveau minimum de 2σ à tous les redshifts. Elle est aussi très proche de la valeur moyenne de la distribution du WIM (§ 6.3.2, p. 81) ce qui minimise l'importance de l'existence de ce signal dans cette analyse.

En supposant une extinction nulle, cette valeur correspond à un taux de formation stellaire par unité de surface (SFR_{SD}) de $1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ (éq. 6.5 p. 81, Calzetti et al. 2010). Les cas où aucun signal H α n'a été trouvé dans l'environnement de la SN ont été arbitrairement fixés à $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 37$ (pour les figures).

Définition des groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$

Nous séparons notre échantillon en deux groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ que nous définissons et désignons ainsi (voir également table 7.1) :

- SNe Ia ϵ : 41 SNe avec un $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) < 38.35$; c'est à dire dans un environnement *localement passif* ;
- SNe Ia α : 41 SNe avec un $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) \geq 38.35$; c'est à dire dans un environnement local *formant des étoiles*.

La Fig. 7.2 présente une image plus quantitative que l'illustration visuelle Fig. 7.1 de la relation non-triviale qui existe entre des environnements « locaux » et « globaux » en terme de formation stellaire. Les propriétés globales que nous utilisons proviennent de Childress et al. (2013b) et trois SNe Ia ϵ de notre échantillon n'ont pas de mesures globales du sSFR (*specific Star Formation Rate*). La Fig. 7.2 montre que la moitié des SNe Ia provenant d'un environnement localement passif (20/38 Ia ϵ) ont une galaxie hôte globalement formatrice d'étoiles (définie traditionnellement comme ayant un $\log(\text{sSFR}) > -10.5$). Cela reste vrai si l'on déplace la limite entre Ia α et Ia ϵ à $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 38$: dans ce cas 10/23 SNe Ia ϵ ont une galaxie hôte avec un $\log(\text{sSFR}) > -10.5$.

Cette observation met en évidence la dégénérescence qui existe lorsqu'on utilise les propriétés galactiques globales : les supernovae qui explosent dans des galaxies globalement formatrices d'étoiles peuvent *soit* provenir d'une région localement formatrice d'étoiles (en haut à droite Fig. 7.2) *soit* d'une région passive (en haut à gauche). À l'inverse, les supernovae explosant dans des galaxies globalement passives auront de façon quasi-certaine un environnement local passif (en bas à gauche ; rien dans la partie basse à droite).

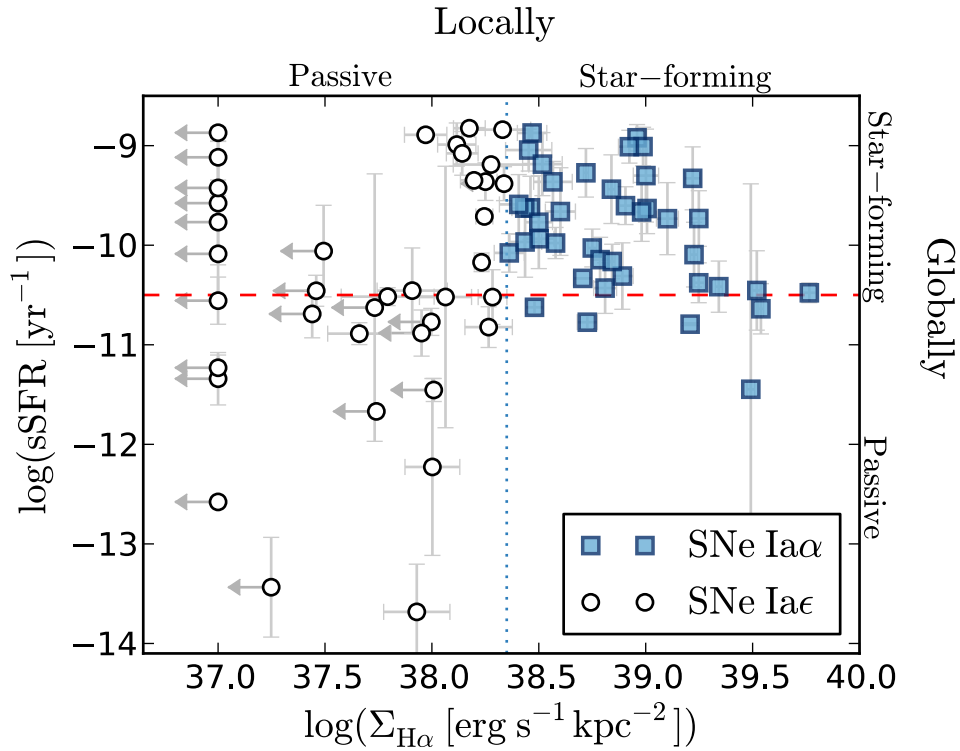


FIGURE 7.2 – Dichotomie dans la notion de formation d'étoiles entre environnement locaux et globaux. Les carrés bleus et les cercles blancs montrent respectivement les SNe Ia provenant de régions localement formatrices d'étoiles (Ia α) et celles provenant de régions localement passives (Ia ϵ ; coupure à $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 38.35$ montrée par la ligne verticale en pointillées en bleus). Les flèches grises indiquent les SNe dont le signal $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ mesuré est compatible avec 0 (niveau de détection inférieur à 2σ). La ligne horizontale en hachures rouges montre la limite habituelle entre galaxies globalement passives et celles globalement formatrices d'étoiles ($\log(\text{sSFR}) = -10.5$).

Les SNe Ia α – celles dont le $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ est au-dessus de la valeur médiane – doivent selon toute vraisemblance avoir un progéniteur jeune puisque du signal H α a été positivement détecté dans leur environnement direct (voir la discussion § 6.3.2 sur l’association entre l’âge du progéniteur et la présence de formation stellaire locale). Le nombre important de SNe dans cette situation (i.e. ayant un environnement local jeune) est, en soi, une indication forte qu’il existe des progéniteurs jeunes des SNe Ia, en accord avec Aubourg et al. (2008). En outre, l’existence d’une large fraction de SNe Ia n’ayant aucune détection de formation stellaire dans leur environnement direct qui soit significative est une indication qu’il existe également de vieux progéniteurs. Cette dualité est en accord avec les analyses DTD (Scannapieco & Bildsten 2005; Mannucci et al. 2005, 2006; Sullivan et al. 2006).

Finalemment, dans la partie supérieure gauche de la Fig. 7.2 ($37 < \log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) < 37.9$ et $\text{sSFR} > -10$) nous remarquons une absence de SNe Ia. Nous constatons parallèlement une forte concentration de 10 SNe Ia ϵ provenant de galaxies formatrices d’étoiles avec un $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ proche de la limite Ia α /Ia ϵ . Cela suggère que le signal ainsi détecté est celui du WIM de leur hôte, expliquant ainsi l’absence de SNe avec un $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) < 37.9$. Dans un tel cas, ces SNe ont vraisemblablement un progéniteur vieux et doivent bien être classifiées comme Ia ϵ . Cependant, certaines de ces SNe pourraient provenir d’une population jeune ou intermédiaire dont la formation d’étoiles de l’environnement local était déjà en déclin. C’est pourquoi, tout au long de cette analyse, nous testerons l’influence de la classification de ces supernovae et nous verrons que leur inclusion ou non dans le groupe Ia α n’a pas d’influence significative sur nos résultats. Il est donc préférable d’employer une simple coupure, comme nous l’avons fait, puisque cela évite tout ajustement fin à la structure de nos données.

7.1.2 Outils statistiques

Pour l’analyse statistique qui suit, nous allons utiliser le test de Kolmogorov-Smirnov (test de KS) pour mesurer la probabilité p_{KS} (pour p -value du test de KS) que deux échantillons soient issus d’une même population. Nous comparerons les distributions des x_1 , c et ΔM_B^{corr} entre groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$. Nous comparerons également les valeurs moyennes pondérées de ces distributions $\langle X \rangle_i$ (mesures pondérées par l’inverse de leur variance) et par la suite nous noterons la différence de moyennes pondérées entre les échantillons A et B : $\delta \langle X \rangle (A - B) \equiv \langle X \rangle_A - \langle X \rangle_B$.

Lorsque nous étudierons des corrélations entre deux paramètres (par exemple entre $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ et x_1), nous utiliserons le coefficient de corrélation r_S de Spearman (*Spearman-rank coefficient analysis*) et p_S désignera sa probabilité d’être effectivement nul (i.e. aucune corrélation) compte tenu des observations. Cette statistique est choisie pour deux raisons. D’une part, elle ne suppose aucune forme particulière de corrélation (et donc a fortiori aucune linéarité). D’autre part, seule la position relative des points compte ; le choix arbitraire de $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 37$ pour les cas où aucun H α n’a été estimé lors de l’ajustement n’a ainsi aucune influence sur le résultat.

Les p -values au dessous de 5% ($p < 0.05$) indiquent un effet statistiquement significatif, et celles au dessous de 1% indiquent une différence fortement significative.

7.2 Paramètres des courbes de lumière

Les paramètres x_1 et c des ajustements de courbes de lumière par SALT2 (§ 2.1.2, p. 28) sont montrés Fig 7.3 en fonction de $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ et leur valeur moyenne pondérée est donnée par groupe dans la table 7.1. Dans cette section, nous étudions les variations de la distribution de ces deux paramètres en fonction de la présence de signal H α dans l’environnement des SNe Ia.

TABLE 7.1 – Définition des deux groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ avec les valeurs moyennes de leurs paramètres de courbes de lumière et leurs résidus au diagramme de Hubble. La ligne “p.m.s.” indique le nombre de SNe rejetées de l’analyse du fait de leur probabilité d’être des détections faussement-positives (voir Section. 6.3.2, p. 81). La dernière colonne indique la différence de moyenne pondérée entre les groupes Ia α et Ia ϵ .

	Ia ϵ	Ia α	$\delta\langle X \rangle(\text{Ia}\alpha - \text{Ia}\epsilon)$
Environnement <i>local</i>	passif	formateur d’étoiles	–
$\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$	< 38.35	≥ 38.35	–
SNe Ia	41	41	–
p.m.s	2	5	–
$\langle x_1 \rangle$	-0.29 ± 0.14	$+0.08 \pm 0.10$	0.37 ± 0.17
$\langle c \rangle$	$+0.029 \pm 0.010$	$+0.065 \pm 0.013$	0.036 ± 0.017
$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle$ [mag]	-0.039 ± 0.023	$+0.056 \pm 0.020$	0.094 ± 0.031

7.2.1 Le stretch

Le paramètre d’étirement des courbes de lumière de SALT2, x_1 , et le $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ sont corrélés (voir Fig. 7.3), comme cela est indiqué par un coefficient de Spearman fortement significatif $r_S = 0.42$, $p_S = 7.4 \times 10^{-5}$, correspondant à niveau de détection de 4.2σ . Les courbes de lumière des SNe Ia ayant un environnement pauvre en H α (faible $\Sigma_{\text{H}\alpha}$) déclinent en moyenne plus rapidement que les autres SNe. Lorsque l’on compare les groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$, nous trouvons en effet que $\delta\langle x_1 \rangle(\text{Ia}\alpha - \text{Ia}\epsilon) = 0.37 \pm 0.17$. En plus de la variation de stretch moyen, la différence de structure de ces distributions suggère très significativement que les échantillons de x_1 des deux groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ proviennent de deux populations différentes ($p_{KS} = 5.8 \times 10^{-3}$).

Remarque. Ce résultat peut sembler au premier abord similaire à celui observé par les analyses globales : les galaxies passives accueillent des SNe Ia avec un petit stretch, alors que les galaxies formant des étoiles accueillent des SNe Ia au stretch plus « normal » (Hamuy et al. 2000; Neill et al. 2009; Lampeitl et al. 2010). Dans notre échantillon, la distribution de x_1 des SNe Ia observées dans des galaxies globalement passives diffère de manière très significative de celle des SNe Ia provenant de galaxies globalement formatrices d’étoiles ($p_{KS} = 2.0 \times 10^{-3}$; limite à $\log(\text{sSFR}) = -10.5$). Cet effet est encore plus fort dans les mesures du sondage SDSS puisque Lampeitl et al. (2010) trouvent $p_{KS} = 10^{-7}$.

Pour comparer les points de vue local et global, analysons les plans (c, x_1) de la Fig. 7.4. Ces deux figures sont à comparer avec la Fig. 2 de Lampeitl et al. (2010) montrée dans l’introduction de cette thèse (Fig. 3.4, p. 44).

L’analyse locale dresse un tableau légèrement plus complexe que celui peint par les analyses globales : 40% des SNe Ia ϵ (i.e. d’un environnement localement passif) ont un x_1 modéré ($x_1 > -1$). Il s’agit d’une différence notable par rapport aux analyses globales. Dans notre échantillon, seules 25% des galaxies globalement passives ont des supernovae avec un tel stretch, et dans l’échantillon de SDSS, cette fraction est d’à peine 10% (Lampeitl et al. 2010). Cela suggère que de nombreuses SNe Ia provenant de régions localement passives ont été associées à une formation d’étoiles par les analyses globales. Notons que si nous descendons la limite entre Ia α et Ia ϵ à $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 38$, les analyses locale et globale de SNfactory tendent à s’accorder, mais nous n’arrivons pas au faible taux mesuré par SDSS.

Qui plus est, avec cette analyse locale, nous trouvons des arguments bien plus probants

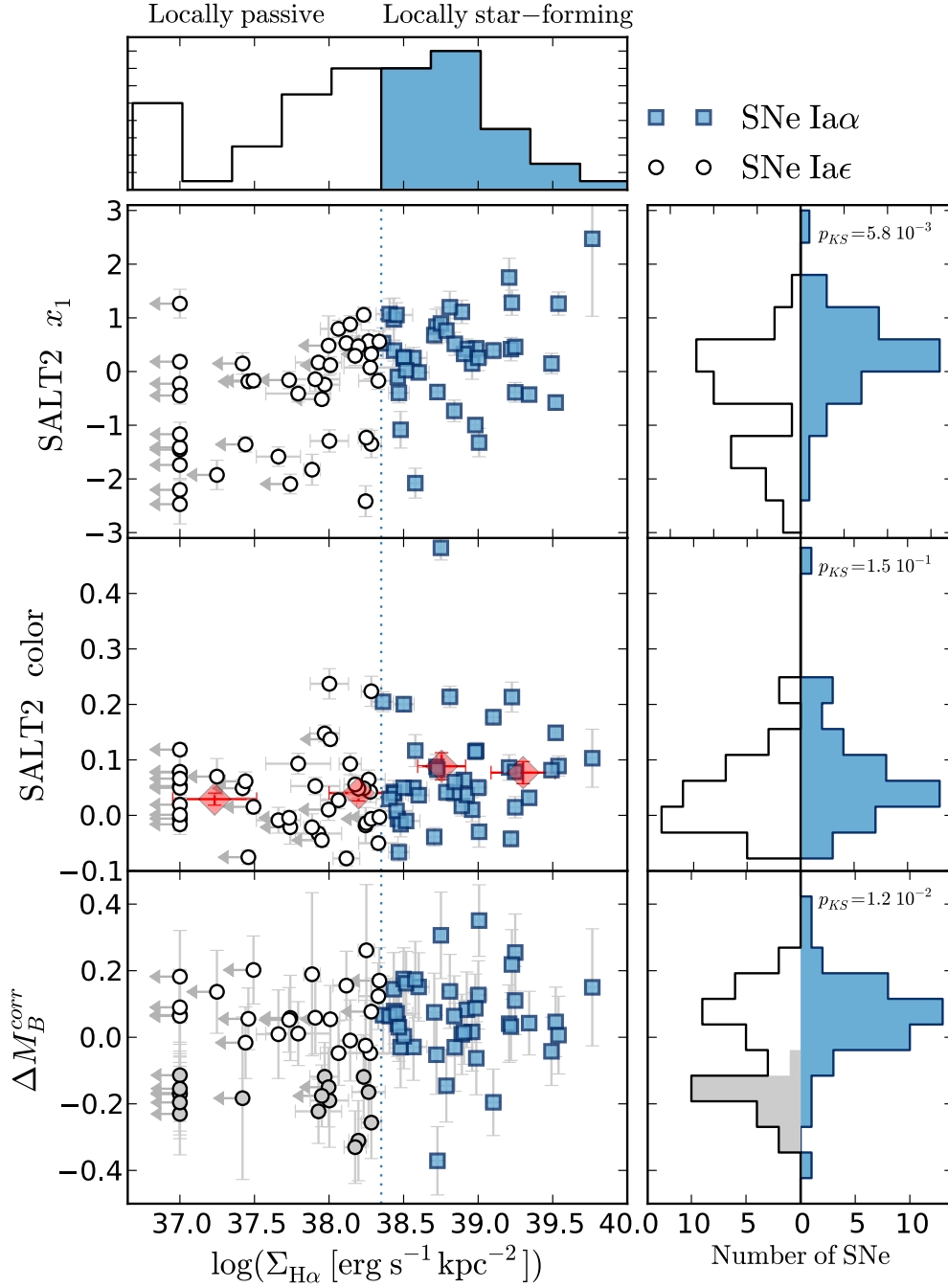


FIGURE 7.3 – Paramètres des SNe Ia en fonction de leur luminosité surfacique locale $H\alpha$, $\log(\Sigma_{H\alpha})$. *Panel supérieure* : Distribution du $\log(\Sigma_{H\alpha})$ colorée en fonction des groupes $\Sigma_{H\alpha}$ Iae et Ia α . *Panels centraux, de haut en bas* : Paramètres SALT2 de stretch x_1 et de couleur c , et les résidus au diagramme de Hubble ΔM_B^{corr} (standardisation faite sur l'échantillon complet). Les symboles et les formes sont identiques à ceux utilisés dans la Fig. 7.2. Dans le panel central « couleur », les losanges rouges montrent les valeurs moyennes pondérées de la couleur SALT2 c mesurées par bandes de $\log(\Sigma_{H\alpha})$. Dans le panel du bas (ΔM_B^{corr}), les SNe Ia de second mode M_2 (§ 7.3.2) sont grisées et par conséquent l'ensemble des points restants (les bleus et les blancs) forment le mode M_1 . *Panels de droite, de haut en bas* : Distributions marginalisées respectivement de x_1 , c et de ΔM_B^{corr} par groupes $\Sigma_{H\alpha}$. La contribution des SNe Ia M_2 dans la distribution des ΔM_B^{corr} des Iae a été grisée.

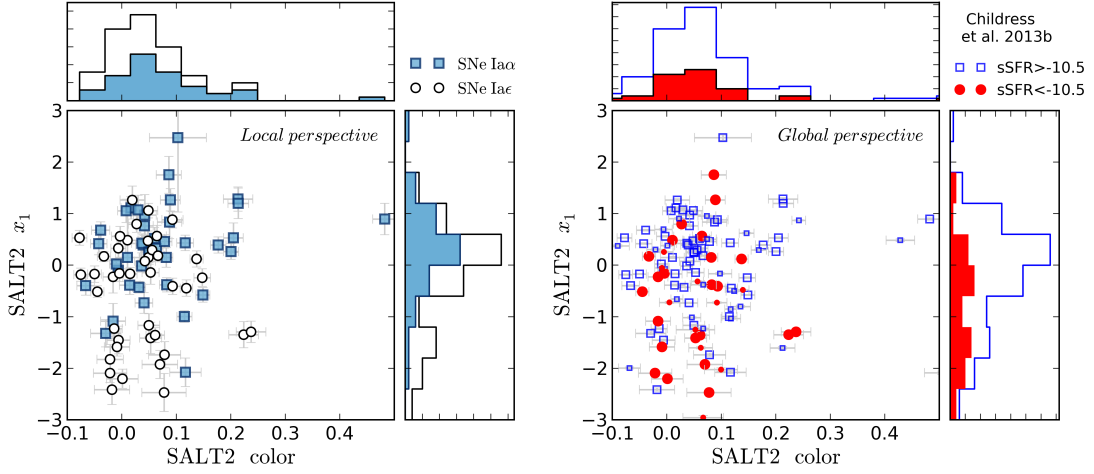


FIGURE 7.4 – Paramètres d'étirement des courbes de lumière (x_1) en fonction de leur couleur (c) mesurés par SALT2. *Gauche* : Perspective locale. Les marqueurs et les histogrammes suivent le code forme-couleur de la Fig. 7.3. Ces derniers représentent les distributions marginalisées superposées des deux paramètres de courbes de lumière. *Droite* : Perspective globale. Les carrés bleus ouverts indiquent les SNe Ia dont les hôtes sont globalement formateurs d'étoiles ; les ronds rouges montrent ceux globalement passifs (limite à $\log(\text{sSFR}) = -10.5$). Les grands marqueurs indiquent les points ayant une mesure locale, alors que les petits sont ceux qui n'en ont pas. Les histogrammes montrent les distributions marginalisées superposées de x_1 et c . Ces deux figures sont à comparer avec la Fig. 2 de Lampeitl et al. (2010) qui est montrée Fig. 3.4 dans l'introduction de cette thèse (p. 44). Remarquez le mélange d'environnement locaux aux x_1 modérés.

indiquant que les SNe Ia avec une évolution rapide ($x_1 < -1$) proviennent de régions passives (vieilles populations). Dans notre cas, 15/18, soit 83% des SNe Ia avec $x_1 < -1$ sont des Ia ϵ , et toutes ont un $\log(\Sigma_{H\alpha}) \leq 39$. En comparaison, comme montré Fig. 7.4, seules 60 % des SNe Ia avec un $x_1 < -1$ proviennent d'une galaxie globalement passive dans notre échantillon. Pour SDSS, cette fraction n'est que de 54% (Lampeitl et al. 2010).

Conclusion : si les SNe Ia avec un faible stretch ($x_1 < -1$) sont presque exclusives aux régions localement passives, l'inverse est faux, et tous les types d'environnements peuvent produire des SNe Ia avec un stretch modéré ($x_1 \sim 0$).

7.2.2 La couleur

La Fig 7.3 montre que la couleur SALT2 c et le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ sont potentiellement corrélés, comme indiqué par un coefficient de Spearman non-nul ($r_S = 0.21$, avec $p_S = 0.054$, soit 2.0σ). Nous trouvons que les SNe Ia provenant de régions formant des étoiles (SNe Ia α) sont en moyenne plus rougies avec un niveau de confiance de 2.2σ : $\delta\langle c \rangle(\text{Ia}\alpha - \text{Ia}\epsilon) = 0.036 \pm 0.017$ (0.031 ± 0.015 lorsque l'on ne prend pas en compte la plus rouge, SNF20071015-000). Lorsque l'on compare les quartiles extrêmes de la distribution $\log(\Sigma_{H\alpha})$ cet effet est encore plus important et les distributions de couleur de ces deux quartiles diffèrent significativement ($p_{KS} = 0.026$).

Remarque sur la force de la corrélation : Nos $\Sigma_{H\alpha}$ ne sont pas corrigés d'extinction. Or, il est attendu qu'une partie non négligeable de la couleur (c) des SNe Ia soit induite par l'extinction au sein de la galaxie. Si cela est vrai, et puisqu'il s'agit d'une analyse locale, les

mêmes poussières devraient, généralement, à la fois rougir les SNe Ia et réduire le $\Sigma_{H\alpha}$ apparent. La faible corrélation que nous voyons Fig. 7.3 ne devrait donc n'être qu'une borne inférieure de celle existante entre le $\Sigma_{H\alpha}$ corrigé d'extinction et c . Nous y reviendrons dans le chapitre 9 où nous montrerons qu'une première correction de l'extinction interstellaire augmente la signifiante de cette corrélation.

Puisque la poussière est associée à l'activité stellaire (e.g. Charlot & Fall 2000), un tel effet de couleur est attendu. Pourtant les principaux sondages de supernovae n'ont jamais mis en évidence de relation significative entre couleur et taux de formation stellaire (global). Une tendance a été suggérée par Sullivan et al. (2010) pour SNLS, mais rien n'a été observé dans SDSS (Lampeitl et al. 2010). Comme nous l'avons déjà évoqué, en analysant les propriétés intégrées des galaxies hôtes, les analyses globales combinent les SNe Ia ϵ avec $x_1 > -1$ et les SNe Ia α en une unique catégorie d'hôtes « formant des étoiles ». Or la Fig. 7.4 montre que les Ia ϵ ont une même distribution de couleur, qu'elles aient un fort ou un faible x_1 . Il est donc difficile pour les analyses globales de détecter une variation de couleur entre les galaxies passives et celles formant des étoiles, puisque chacune de ces catégories contient des SNe Ia ϵ . Dans le cas de l'échantillon SNfactory, les distributions de couleur c de ces catégories globalement formatrices d'étoiles et globalement passives sont identiques ($p_{KS} = 0.654$).

7.3 Résidus au diagramme de Hubble

Les résidus au diagramme de Hubble standardisés (ΔM_B^{corr} , éq. 2.1, p. 31) sont montrés dans la Fig. 7.3 en fonction de $\log(\Sigma_{H\alpha})$. Leurs valeurs moyennes pondérées sont données par groupe $\Sigma_{H\alpha}$ Table 7.1.

7.3.1 Le « biais H α »

Après standardisation, les supernovae provenant de régions passives (SNe Ia ϵ) sont plus brillantes que celles provenant de régions formant des étoiles (SNe Ia α) : $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) = -0.094 \pm 0.031$ mag (3.1σ).

La découverte de cette différence significative de luminosité, nommée « biais H α », est une préoccupation pour la cosmologie de précision puisque selon toute vraisemblance, la fraction de SNe Ia provenant de régions passives diminue lorsque le redshift augmente (voir Section 3.1). Par conséquent, la luminosité moyenne des supernovae serait dépendante du redshift, ce qui biaiserait les mesures de distance effectuées avec ces chandelles standardisables. Une étude plus complète concernant l'impact de ce résultat sur la cosmologie est l'objet du chapitre 8.

7.3.2 Bimodalité des résidus au diagramme de Hubble

Cette découverte nous pousse à rechercher l'origine de la différence de magnitude standardisée moyenne entre SNe Ia α et SNe Ia ϵ en examinant les distributions ΔM_B^{corr} de chacun de ces groupes. Le test de KS indique qu'elles sont significativement différentes ($p_{KS} = 0.012$).

Dans la Fig. 7.3, nous voyons la présence d'un sous-groupe de SNe significativement plus brillantes ($\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$). Ces supernovae sont presque exclusivement des SNe Ia ϵ : parmi les 20 SNe Ia avec $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$, 17 sont Ia ϵ , et seulement une possède un $\log(\Sigma_{H\alpha}) > 39$. Nous distinguons ainsi deux modes. (1) Le premier existe dans tous les environnements et a un $\Delta M_B^{\text{corr}} \sim 0.05$, (2) le second mode, exclusif aux régions avec un faible H α (Ia ϵ), peuple la partie la plus brillante de la distribution. Soit :

- *Mode 1* (M_1) : 65 SNe constituées de l'ensemble des SNe Ia α en plus des SNe Ia ϵ ayant un $\Delta M_B^{\text{corr}} > -0.1$ mag.
- *Mode 2* (M_2) : les 17 SNe Ia ϵ avec $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$ mag ; (par construction, les SNe Ia qui ne sont pas Mode 2 sont Mode 1)

La Fig. A.1 montre les distributions de ces deux modes ajustées par des lois normales. Lors de ces ajustements, une coupure est faite pour les points éloignés de plus de 3 écarts types de la valeur moyenne (coupure à 3σ). Les SNe du mode M_1 sont en moyenne moins brillantes ($\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{M_1} = 0.072 \pm 0.012$ mag) et celles du mode M_2 sont plus brillantes ($\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{M_2} = -0.191 \pm 0.015$ mag) que l'ensemble de l'échantillon. Leurs écarts types sont respectivement de 0.099 ± 0.009 mag (0.113 ± 0.010 mag sans la coupure à 3σ) et 0.060 ± 0.010 mag pour M_1 et M_2 . Les mesures de RMS pondérés donnent des résultats similaires avec des variations de l'ordre du dixième des erreurs de mesure.

L'existence de cette bimodalité soulève la question de l'unité des SNe Ia comme chandelles standardisables et la mise à jour d'une structure dans la distribution du traceur de distances de luminosité (ΔM_B^{corr}) est une préoccupation pour la cosmologie. Cela étant, la découverte de la bimodalité offre également la perspective d'une amélioration significative de l'utilisation des SNe Ia pour la cosmologie. Par exemples, les SNe Ia α semblent de bien meilleures chandelles standardisables. Nous y reviendrons dans les études qui suivent. Nous allons également voir que la bimodalité semble être l'origine du biais en masse (§ 8.2.2), de la dispersion intrinsèque des SNe Ia (§ 7.3.3 et § 9.2).

Remarque : Le sous-groupe M_2 et celui constitué des 15 SNe à petit stretch ($x_1 < -1$) proviennent tous les deux d'environnements passifs. Pourtant ils ne sont pas reliés entre eux et seules 6 SNe leur sont communes. Nous y reviendrons Section 8.1.

Interprétation Astrophysique : La bimodalité apparaît après standardisation pour SALT2. Cela suggère donc qu'une (ou plusieurs) propriété(s) intrinsèque(s) à certain progéniteur des SNe Ia ϵ diffère(nt) des autres progéniteurs. Cette (ces) différence(s) ressort(ent) sous la forme d'un mode plus brillant après standardisation. Un tel effet peut s'expliquer si deux modes d'explosion sont accessibles aux progéniteurs des SNe Ia. Voici une illustration d'une interprétation astrophysique possible.

Soit un premier mode, le "1", qui dispose d'une distribution du délai d'explosion (DTD) large et dont les premières explosions peuvent survenir rapidement. Soit ensuite un second mode, le "2", qui peut également disposer d'un DTD large, mais dont le déclenchement des premières explosions requière plus de temps. Si maintenant ce temps est plus long que le temps nécessaire au progéniteur pour se retrouver loin de régions formatrices d'étoiles (soit parce qu'elles ont disparues soit parce que ce progéniteur a migré loin de ces régions), alors la SNe Ia qui en résultera sera classifiée comme Ia ϵ . À l'inverse, puisque le DTD du mode "1" est assez long et que les premières explosions ont lieu rapidement, certaines SNe Ia seront classifiées comme Ia α , d'autres comme Ia ϵ . Dans de telles circonstance, les SNe Ia ϵ sont bimodales, les Ia α sont unimodales et un mode est commun au deux groupes ; comme nous l'observons.

7.3.3 Test de bimodalité

La différence de magnitude moyenne entre les modes apparaît extrêmement significative ($\delta \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle (M_1 - M_2) = 0.263 \pm 0.019$). Cependant, la définition de ces modes est justement

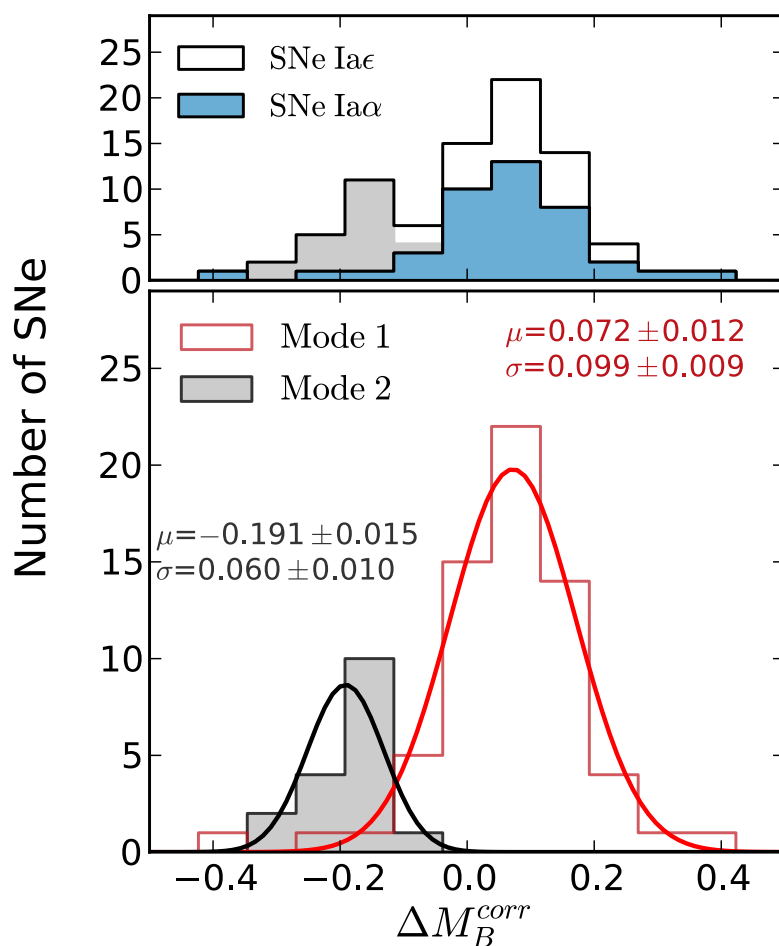


FIGURE 7.5 – Distribution des résidus au diagramme de Hubble par groupe $\Sigma_{H\alpha}$ (*en haut*, comme montré Fig. 7.3) et par mode (*en bas*). *Pannel du bas* : l’histogramme rouge représente la distribution des ΔM_B^{corr} du mode M_1 et l’histogramme gris celle du mode M_2 . Par définition des modes la distribution rouge est la superposition des distributions bleue et blanche (i.e. celle des Iaε avec $\Delta M_B^{corr} > -0.1$ qui est non-grisée). Les lignes colorées (en rouge pour M_1 et en noire pour M_2) montrent les meilleurs ajustements d’une loi gaussienne à chacune des distributions. Les paramètres ajustés sont indiqués à côté des gaussiennes.

basée sur une coupure dans la distribution des ΔM_B^{corr} , ce qui altère la pertinence du niveau de confiance affiché (0.263/0.019).

Introduction du test AIC

Pour tester la pertinence de l'hypothèse bimodale de la distribution des ΔM_B^{corr} , nous allons nous servir du critère d'information d'Akeike en appliquant la correction pour les échantillons de taille finie (AICc pour *Akeike Information Criterion corrected*; Burnham & Anderson 2002). Lors de l'ajustement de données par un modèle, le paramètre AICc associé à ce modèle se définit ainsi :

$$\text{AICc} = 2k - 2 \ln \mathcal{L} + \frac{2k(k+1)}{n-k-1}, \quad (7.1)$$

où k est le nombre de paramètres libres à ajuster, n la taille de l'échantillon et \mathcal{L} la vraisemblance (*Likelihood*) du modèle choisi pour décrire l'échantillon. Ce test est similaire à un test de ratio de vraisemblance maximale (*maximum likelihood ratio*) qui pénalise l'ajout de paramètres supplémentaires.

Le modèle $\mathcal{M}(\mathbf{k})$ (i.e. modèle à k paramètres) décrit la distribution intrinsèque des n mesures de x , auxquelles sont associées les erreurs dx . En supposant ces erreurs gaussiennes, la vraisemblance se définit comme :

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_{i=1}^n P(x_i | \mathcal{M}(\mathbf{k}) \otimes G(0, dx_i)). \quad (7.2)$$

La fonction P est donc définie comme la convolution du modèle intrinsèque $\mathcal{M}(\mathbf{k})$ par une gaussienne normalisée G centrée en 0 et d'écart type dx . Par exemple, dans le cas simple où la distribution intrinsèque est une gaussienne G centrée en μ de dispersion intrinsèque σ : $P(x) = G(x | \mu, \sqrt{\sigma^2 + dx^2})$

Lorsque l'on compare deux modèles, celui qui possède le plus faible AICc est celui décrivant le mieux les données. En comparaison de ce modèle, il est généralement admis que l'échelle suivante donne une indication de la pertinence de l'autre modèle pour expliquer les données observées (Burnham & Anderson 2004) : si $|\Delta \text{AICc}| \leq 2$ il est possible ; si $4 \leq |\Delta \text{AICc}| \leq 7$ il est peu probable et si $|\Delta \text{AICc}| > 10$ il est exclu.

Description des modèles intrinsèques

Voici les deux modèles que nous allons comparer (voir table 7.2) :

1. Le modèle de référence est une simple distribution normale ayant deux paramètres ($k = 2$) – une valeur moyenne ($\hat{\mu}$) et une dispersion intrinsèque ($\hat{\sigma}$) ;

$$\mathcal{M}^{\text{ref.}}(\mathbf{k}) = G(\hat{\mu}, \hat{\sigma}) \quad (7.3)$$

2. Le modèle alternatif est bimodal avec trois paramètres – deux valeurs moyennes (μ_1, μ_2) et le rapport ($\mathcal{R}_{2/1}$) entre l'amplitude de ces deux modes. Dans ce modèle-ci, aucune dispersion intrinsèque n'est nécessaire, les erreurs de mesure (incluant celles du modèle SALT2) et les vitesses propres des galaxies suffisant à expliquer l'ensemble de la dispersion observée ;

$$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(\mathbf{k}) = G(\mu_1, 0) \times (1 - \mathcal{R}_{2/1}) + G(\mu_2, 0) \times \mathcal{R}_{2/1} \quad (7.4)$$

TABLE 7.2 – Table récapitulative des modèles utilisés pour décrire la dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble. La colonnes « \mathbf{k} ajustés » indique les résultats de l’ajustement des paramètres intrinsèques par la maximisation de la vraisemblance \mathcal{L} : sur les $n = 89$ SNe Ia de l’échantillon (lignes supérieures) et sur les $n = 41$ SNe Ia ϵ (lignes inférieures).

	Nom	Modèle intrinsèque	\mathbf{k} ajustés	$\ln \mathcal{L}$	AICc
$n = 89$	Unimodal (Réf.)	$\mathcal{M}^{\text{ref.}}(\mathbf{k})$ (éq. 7.3)	$\hat{\mu} = 0.001$ $\hat{\sigma} = 0.107$	41.6	-79.1
	Bimodal	$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(\mathbf{k})$ (éq. 7.4)	$\mu_1 = +0.073$ $\mu_2 = -0.186$ $\mathcal{R}_{2/1} = 0.24$	45.5	-84.7
$n = 41$	Unimodal (Réf.)	$\mathcal{M}^{\text{ref.}}(\mathbf{k})$ (éq. 7.3)	$\hat{\mu} = -0.039$ $\hat{\sigma} = 0.099$	19.67	-35.0
	Bimodal	$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(\mathbf{k})$ (éq. 7.4; $\mu_1 = +0.056$)	$\mu_2 = -0.163$ $\mathcal{R}_{2/1} = 0.43$	21.42	-38.5

Les k paramètres \mathbf{k} de chaque modèle sont ajustés afin de maximiser la fonction de vraisemblance (i.e. minimiser $-\ln \mathcal{L}$). Les résultats de ces ajustements sont présentés dans la table 7.2.

Nous étudions ici la structure de la distribution des résidus au diagramme de Hubble. C’est pourquoi il n’y a pas lieu de rejeter les SNe dont l’association avec du H α est potentiellement mauvaise – les cas « p.m.s » – puisque seule leur association à un groupe $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ est ambiguë, mais ces SNe sont soit M_1 soit M_2 (2/7 ont un $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$). Lorsqu’on considère l’échantillon complet de 89 SNe nous trouvons ΔAICc (bimodal – unimodal) = -5.6 , ce qui favorise très fortement la structure bimodale (voir table 7.2). Remarquez que si on supprime les 7 p.m.s, cette valeur diminue légèrement ΔAICc (bimodal – unimodal) = -4.3 . Ces SNe Ia n’ont donc qu’une influence marginale sur le résultat qui est favorable au modèle bimodal sans dispersion intrinsèque.

Bimodalité des SNe Ia ϵ Dans la dichotomie M_1/M_2 énoncée précédemment, M_1 est un mode commun à l’ensemble de SNe Ia α et à une partie des SNe Ia ϵ . Pour tester la validité de cette hypothèse, nous effectuons un second test AICc sur les $n = 41$ résidus au diagramme de Hubble des SNe Ia ϵ . Le modèle de référence est toujours celui d’une distribution normale à deux paramètres, mais cette fois-ci, le modèle alternatif sera le modèle bimodal dont le premier mode est fixé à la magnitude moyenne des ΔM_B^{corr} du groupe Ia α ($\mu_1 = 0.056$). La valeur moyenne du second mode est libre (μ_2), tout comme le ratio d’amplitude entre les deux modes ($\mathcal{R}_{2/1}$). Encore une fois, le modèle bimodal ne nécessite aucune dispersion intrinsèque et n’a donc dans ce second cas que deux paramètres. Les résultats de l’ajustement sont donnés table 7.2. Lorsque l’on compare ces deux modèles, ΔAICc (bimodal - unimodal) = -3.5 ce qui favorise encore une fois le modèle bimodal. Dans la partie « perspective » de cette thèse chapitre 9, nous réutiliserons ces modèles afin vérifier de la validité de la structure bimodale dans les données de la littérature.

Dans la Section 8.2.2 nous allons montrer que cette structure bimodale M_1/M_2 crée la variation de luminosité observée entre SNe Ia selon la masse de leur hôte. Ce « biais en masse » est observé dans tous les sondages de SNe Ia (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Johansson et al. 2013; Childress et al. 2013a), ce qui suggère que cette bimodalité n’est pas exclusive aux données SNfactory, mais bien une propriété intrinsèque des SNe Ia standardisées par SALT2. Cette structure particulière du diagramme de Hubble n’a pas été mise en évidence

avant cette analyse car son observation requiert le concours (1) de courbes de lumière précises, (2) de faibles dispersions dues aux vitesses particulières (i.e. $z > 0.02$) et (3) d'une large gamme d'observations de $\Sigma_{H\alpha}$ et/ou de masses stellaires.

7.4 Test de la robustesse des résultats de l'analyse

Nous finissons ce chapitre de résultats par l'étude de leur robustesse en testant des points potentiellement discutables de notre analyse : (1) l'impact du seeing étant donnée notre ouverture de 1 kpc ; (2) l'influence des SNe Ia situées près du coeur de galaxies très inclinées (les p.m.s) et (3) l'influence de la valeur $\log(\Sigma_{H\alpha})$ utilisée pour la séparation des groupes Ia α et Ia ϵ . Aucune de ces variations n'a d'influence significative sur les résultats.

Une analyse préliminaire sur l'influence de l'extinction sera faite section 9.1 où je montrerai qu'aucun de nos résultats n'est sensible à cet effet hormis la relation entre $\Sigma_{H\alpha}$ et couleur dont la signifiante augmente.

7.4.1 Absence de biais avec le redshift

Au cours de cette étude, nous avons évoqué à deux reprises des biais potentiels qui pourraient affecter les mesures de flux $H\alpha$. Si de tels biais existaient, ils devraient affecter différemment les galaxies hôtes à différents redshifts.

D'abord, nos spectres ont été moyennés sur une ouverture spatiale identique d'un rayon de 1 kpc. Cependant, la largeur de notre PSF corrèle les spaxels à l'échelle de la seconde d'arc. Pour l'échantillon de SNfactory, l'étalement médian de la PSF est de 1''1 (FWHM), ce qui correspond à une distance projetée de 0.65 kpc à $z = 0.03$; de 1.1 kpc à $z = 0.05$ et de 1.6 kpc à $z = 0.08$. Or, l'étalement de la PSF introduit des contaminations de notre signal local par des sources qui sont situées à des distances projetées de plus de 1 kpc de la SN. C'est pourquoi, plus une SN est lointaine, plus ces contaminations sont importantes.

Ensuite, nous avons évoqué section 6.1.3 (p. 77) qu'une erreur potentielle dans l'extraction du continuum galactique pourrait se produire lors de la soustraction du signal atmosphérique. Ce dernier étant indépendant du redshift, les spectres le plus décalés vers le rouge (i.e. à grand z) devraient être les plus affectés.

Pourtant, comme illustré Fig. 7.6, le coefficient de Spearman montre qu'il n'existe pas de corrélation entre le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ et z ($r_S = 0.17$, $p_S = 0.14$) et les deux groupes $\Sigma_{H\alpha}$ ont une distribution similaire de leurs redshifts ($p_{KS} = 0.25$). Par conséquent, notre analyse n'est pas significativement affectée par des biais liés à l'utilisation de SNe à différents z et cela suggère que ni la variation de la taille de la PSF en kpc, ni la soustraction du signal atmosphérique n'affectent nos mesures de $\Sigma_{H\alpha}$.

7.4.2 Les SNe Ia à l'environnement incertain

À cause de la potentielle fausse association entre du signal $H\alpha$ et la présence de formation stellaire dans l'environnement direct de la supernova, 7 SNe Ia ont été rejetées de l'analyse principale (les « p.m.s »). Deux de ces SNe Ia font déjà partie du groupe Ia ϵ . Ainsi, elles ne pourront influencer que les corrélations impliquant le $\Sigma_{H\alpha}$. Ici, nous testons l'influence de leur inclusion dans nos résultats et nous constatons qu'aucun n'est significativement affecté :

Relation avec le stretch : La relation entre le x_1 et le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ est marginalement réduite, mais reste très significative avec un coefficient de corrélation de Spearman non-nul à 3.9σ ($r_S = 0.38$, $p_S = 2.0 \times 10^{-4}$).

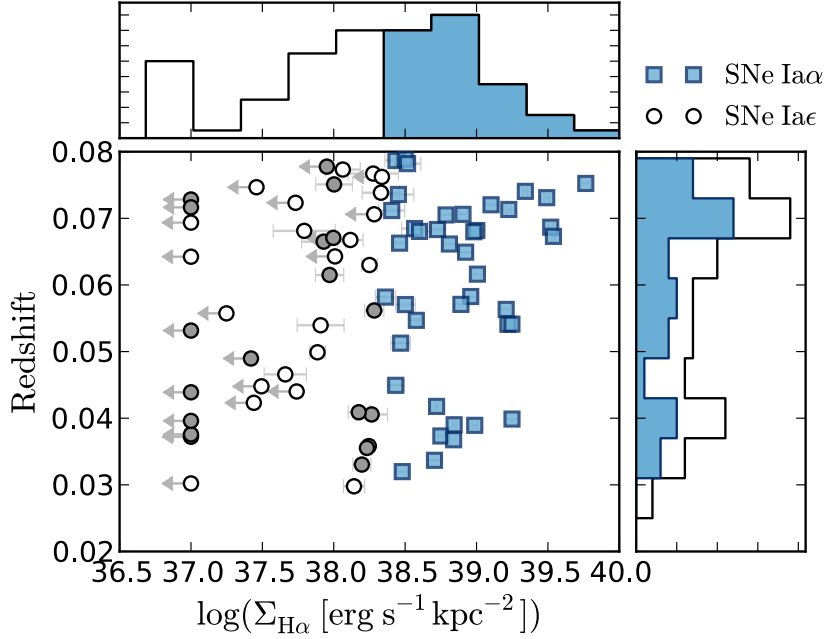


FIGURE 7.6 – Redshift en fonction du $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$. Les marqueurs et les histogrammes suivent le code forme-couleur de la Fig. 7.3. Remarquez la non corrélation entre ces deux paramètres.

TABLE 7.3 – Table récapitulative de l’influence de la séparation $\text{Ia}\alpha/\text{Ia}\epsilon$. Les symboles $\Sigma_{\text{H}\alpha}^-$ et $\Sigma_{\text{H}\alpha}^+$ indiquent l’évolution de la limite entre $\text{Ia}\alpha$ et $\text{Ia}\epsilon$ selon que le nombre de SNe $\text{Ia}\alpha$ est composé de 45% ou de 55% de l’échantillon. La dernière colonne ($\Sigma_{\text{H}\alpha}(\text{Ia}\epsilon) \sim 38.35$) indique le cas où les 10 SNe $\text{Ia}\epsilon$ avec un $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) > 37.5$ et une galaxie globalement formatrice d’étoiles sont comptées comme des $\text{Ia}\alpha$ (voir § 7.1.1).

	$\Sigma_{\text{H}\alpha}^-$	$\Sigma_{\text{H}\alpha}^+$	$\Sigma_{\text{H}\alpha}(\text{Ia}\epsilon) \sim 38.35$
Nombre de SNe $\text{Ia}\alpha$	45	37	51
Limite $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$	38.28	38.45	38.35
$\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$	-0.075 ± 0.032	-0.101 ± 0.031	-0.097 ± 0.032

Relation avec la couleur : La relation observée entre c et $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ devient légèrement plus significative puisque la corrélation de Spearman donne un coefficient non-nul à plus de 2.2σ ($r_S = 0.22$, $p_S = 0.035$);

Biais $\text{H}\alpha$: Le biais $\text{H}\alpha$ augmente légèrement à $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) = -0.102 \pm 0.031$ mag ($p_{KS} = 6.5 \times 10^{-3}$, maintenant très significatif).

7.4.3 Variation de la limite $\text{Ia}\alpha/\text{Ia}\epsilon$

Nous avons divisé notre échantillon de SNe entre $\text{Ia}\epsilon$ et $\text{Ia}\alpha$ en coupant à la valeur médiane de la distribution de $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ ($\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 38.35$). L’intervalle de confiance de cette coupure est $50 \pm 5\% = 45 - 37/82$ (Cameron 2011). La valeur de la coupure $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ aurait donc pu être plus ou moins haute de telle sorte que « la moitié » de l’échantillon est définie à 5% près. La table 7.3 récapitule l’ensemble des tests (ainsi que les valeurs $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ correspondantes à ces variations) et nous constatons que nos résultats sont robustes vis-à-vis de ce déplacement de la

limite $Ia\alpha/Ia\epsilon$. Notez que les corrélations entre $\Sigma_{H\alpha}$ et les paramètres des courbes de lumière ne dépendent pas des groupes $\Sigma_{H\alpha}$.

Aussi, à la fin de la section 7.1.1, j'ai indiqué le cas de 10 SNe $Ia\epsilon$ provenant de galaxies globalement formatrices d'étoiles dont les valeurs de $\Sigma_{H\alpha}$ locales étaient proches du point de division ($\log(\Sigma_{H\alpha}) \sim 38$ et $sSFR > -10$). Comme nous l'avons évoqué, il est difficile de savoir si ces SNe ont un environnement localement passif ou localement formateur d'étoiles. Cela étant, si nous considérons ces 10 SNe $Ia\epsilon$ comme des $Ia\alpha$, le biais $H\alpha$ est quasi-inchangé avec $\delta\langle M_B^{corr} \rangle(Ia\epsilon - Ia\alpha) = -0.097 \pm 0.032$ mag. Nous verrons cependant dans le chapitre suivant que l'inclusion de ces SNe Ia à l'origine incertaine dans les SNe $Ia\alpha$ détériore l'homogénéité intrinsèque de ce sous-groupe de supernovae.

Chapitre 8

Discussion des résultats et implications pour la cosmologie

Je déteste les discussions, elles vous font parfois changer d'avis.

Oscar Wilde

Dans ce chapitre, nous allons discuter les résultats présentés dans le chapitre précédent. Nous commencerons par étudier l'influence de l'environnement sur le processus de standardisation des SNe Ia (Section 8.1). Ensuite, Section 8.2, nous réinterpréterons les résultats de la littérature qui invoquent la masse stellaire de l'hôte depuis notre perspective locale. Cette étude nous permettra notamment de montrer que le biais en masse et le biais $H\alpha$ semblent être deux manifestations d'un même effet plus fondamental.

Nous finirons cette discussion Section 8.3, en étudiant l'implication de nos résultats sur les paramètres cosmologiques. Pour cela, nous utiliserons les mesures de l'évolution du taux de formation stellaire galactique pour construire un modèle d'évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia avec z . Ce modèle nous permettra alors d'estimer l'impact du biais $H\alpha$ sur la cosmologie et nous verrons également le comment tester avec des données de la littérature. Nous finirons cette dernière section en discutant sur les stratégies à suivre pour le futur de la cosmologie, et cette discussion nous permettra de mettre en avant l'intérêt des SNe Ia α comme chandelles standardisables homogènes.

Sommaire

8.1	Unité de la standardisation	102
8.2	Masse de l'hôte et supernovae – point de vue local	102
8.2.1	Corrélation masse – stretch	103
8.2.2	Le « biais en masse »	104
8.3	Conséquences sur la cosmologie	106
8.3.1	Évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia avec le redshift	106
8.3.2	Les SNe Ia α : de meilleures chandelles standards	110
8.3.3	Stratégies pour la correction des biais environnementaux	112

8.1 Unité de la standardisation

Le stretch et la couleur des supernovae varient selon leur environnement $H\alpha$ (§ 7.2). Il est donc légitime de se demander si une standardisation unique de ces objets est pertinente. Pour cela, nous allons comparer les coefficients de standardisation α et β – respectivement ceux du stretch et de la couleur ; voir Éq 2.1 – entre les groupes $\Sigma_{H\alpha}$.

Nous trouvons que le coefficient du stretch α est identique dans les deux groupes avec $\delta\alpha(Ia\alpha - Ia\epsilon) = -0.020 \pm 0.037$. L’environnement $H\alpha$ ne semble donc pas avoir d’influence sur la façon de corriger la dispersion de magnitude B au maximum de luminosité, qui induite par la variation de l’étirement des courbes de lumière.

Le coefficient de couleur β semble quant à lui légèrement différent d’un groupe à l’autre puisque $\delta\beta(Ia\alpha - Ia\epsilon) = 1.0 \pm 0.41$. Cependant, cette différence est dominée par la plus rouge des SNe $Ia\alpha$, SNF20071015-000. Sans elle, la variation de β n’est plus significative : $\delta\beta(Ia\alpha - Ia\epsilon) = 0.67 \pm 0.45$. La couleur de cette SN très rougie est sans doute causée par une concentration particulièrement importante de poussières galactiques pour lesquelles on attend un coefficient d’extinction supérieur au β des SNe Ia (le β des SNe Ia est trouvé moindre que celui associé aux poussières galactiques Nobili & Goobar 2008).

Conclusion Avec notre échantillon de 82 SNe Ia, l’analyse locale ne suggère pas que la standardisation des SNe Ia doive être différente selon l’environnement $H\alpha$.

Quelle relation entre les SNe Ia M_2 et les $Ia\epsilon$ à $x_1 < -1$?

Deux sous-groupes sont identifiables parmi les SNe $Ia\epsilon$: M_2 – dans les résidus au diagramme de Hubble standardisés ; et 15 supernovae à petit stretch $x_1 < -1$. Il est donc légitime de s’interroger sur l’existence d’une relation entre ces deux sous-groupes de SNe $Ia\epsilon$. Nous l’avons vu Sect. 7.3.2, ces deux sous-groupes ne partagent que 6 SNe. Cependant, les SNe Ia du mode brillant M_2 ne sont identifiables qu’après standardisation. Est-il alors possible que l’existence de SNe $Ia\epsilon$ aux courbes de lumière particulièrement étroites puisse perturber la standardisation et accidentellement créer un second mode dans ce groupe $\Sigma_{H\alpha}$?

Pour répondre à cette interrogation, j’ai effectué une standardisation indépendante avec les $82 - 15 = 67$ autres SNe Ia, i.e. toutes les 41 SNe $Ia\alpha$ en plus des 26 SNe $Ia\epsilon$ avec un $x_1 > -1$. Si l’apparition du second mode dans les environnements passifs était due à l’existence de SNe $Ia\epsilon$ aux $x_1 < -1$, alors la fraction de SNe $Ia\epsilon$ avec un $\Delta M_B^{\text{corr}} \leq -0.1$ (i.e. les M_2) devrait significativement réduire dans cette nouvelle standardisation. Or dans cette dernière, parmi les 26 SNe $Ia\epsilon$, 11 disposent d’un $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$; soit $11/26=42\%$ du groupe $Ia\epsilon$. Cette proportion est la même que celle mesurée avec l’échantillon complet ($17/41=41\%$). Nous concluons donc que l’existence de M_2 n’est pas induite par la présence des $x_1 < -1$ lors de la standardisation.

8.2 Point de vue local sur les relations invoquant la masse des hôtes

Nous analysons maintenant les corrélations trouvées par les études globales entre les propriétés des SNe Ia et la masse stellaire de leur hôte (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013).

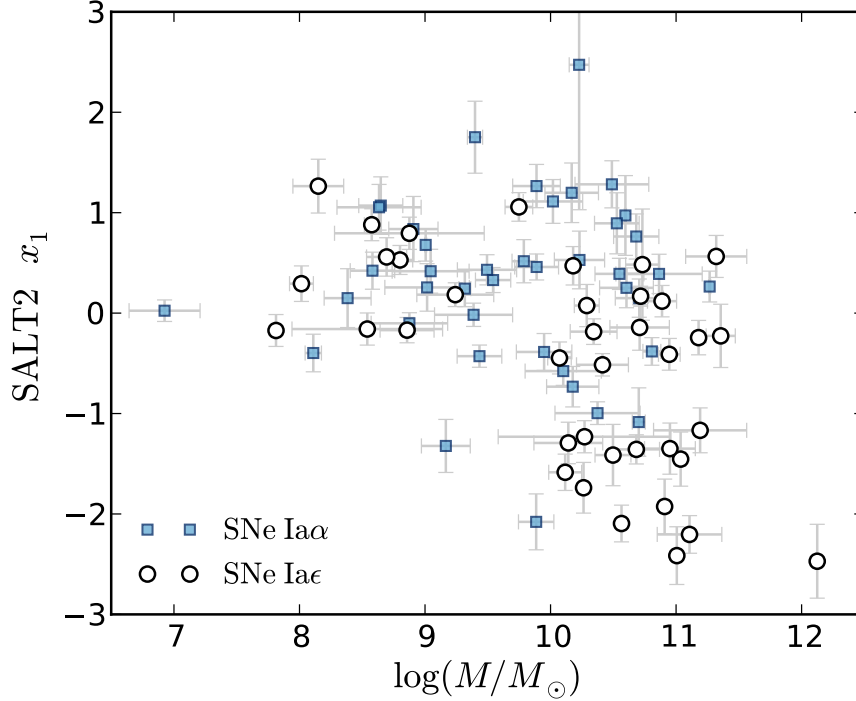


FIGURE 8.1 – x_1 (stretch) des SNe Ia en fonction de la masse de leur galaxie hôte (masse estimée par Childress et al. 2013a). Les marqueurs suivent le code forme-couleur donné Fig. 7.3. Remarquez la forme de « L » de la distribution des SNe Ia ϵ .

8.2.1 Corrélation masse – stretch

L'étirement des courbes de lumière des SNe Ia et la masse stellaire de leur galaxie hôte sont corrélés comme cela est illustré avec les données de SNfactory Fig. 8.1 (voir aussi e.g. Sullivan et al. 2010). En accord avec la littérature, cette figure montre une relation fortement significative entre ces deux propriétés, comme attesté par un coefficient de Spearman non-nul avec un niveau de confiance statistique de 3.4σ ($r_s = -0.36$, $p_s = 9.2 \times 10^{-4}$).

Cependant, lorsqu'on regarde cette relation par groupe $\Sigma_{H\alpha}$, on remarque que les SNe provenant de régions formant des étoiles (Ia α) ne montrent aucune corrélation entre le stretch de leur courbe de lumière et la masse de leur hôte ($r_s = -0.02$; $p_s = 0.89$). La corrélation initiale est entièrement induite par les SNe Ia provenant de régions localement passives (Ia ϵ) ($r_s = -0.55$; $p_s = 4.8 \times 10^{-3}$, soit une mesure statistique à 3.0σ). Plus précisément, cette corrélation semble provenir de la structure particulière du stretch dans ce groupe de SNe comme nous l'avons déjà observé dans la Fig. 7.3. La Fig. 8.1 montre clairement que la corrélation masse-stretch est induite par la structure en « L » des SNe Ia ϵ : celles avec un $x_1 > -1$ participent à l'ensemble de la distribution en masse ; tandis que celles ayant un $x_1 < -1$ sont quasi-exclusives aux grandes masses ($\log(M/M_\odot) > 10$).

Conclusion : Avec notre perspective locale, nous voyons que l'étirement des courbes de lumière des SNe Ia qui proviennent de régions formant des étoiles est indépendant de la masse stellaire de leur hôte. Pour les SNe Ia ϵ , cette masse est moins un indicateur du stretch, comme suggéré par Sullivan et al. (2010), qu'un indicateur de l'existence du sous-groupe de SNe dont le déclin de la courbe de lumière est très rapide ($x_1 < -1$).

Remarque : Une fois cette observation faite, il est intéressant de réinterpréter la Fig. 2 de Sullivan et al. (2010) – montrée Fig. 3.4 (p. 44) de cette thèse – dans laquelle un sous-groupe de SNe est facilement identifiable. Ce dernier forme un nuage de points relativement indépendant visible aux grandes masses ($\log(M/M_\odot) > 10.2$) et aux faibles stretches ($s < 0.9 \sim x_1 < -1$; Guy et al. 2007). Ce nuage de points dirige entièrement la corrélation notée par ces auteurs.

Test de la robustesse du résultat

Que ce soit par l’inclusion des 7 SNe Ia dites « p.m.s. » ou par les déplacements de la limite $Ia\epsilon/Ia\alpha$, la masse stellaire des galaxies et le stretch des SNe Ia restent : décorrélés pour $Ia\alpha$ et corrélés pour les $Ia\epsilon$. Respectivement, les corrélations de Spearman sont non-significatives pour les $Ia\alpha$ et significatives pour les $Ia\epsilon$:

- pour l’inclusion des p.m.s., $p_s(Ia\alpha) = 0.66$ et $p_s(Ia\epsilon) = 1.5 \times 10^{-3}$;
- dans les deux cas de déplacement de la frontière $Ia\alpha/Ia\epsilon$ de 5%, $p_s(Ia\alpha) > 0.85$ et $p_s(Ia\epsilon) < 2.5 \times 10^{-3}$;
- en déplaçant le groupe de 10 $Ia\epsilon$ provenant de galaxies globalement formatrices d’étoiles qui ont un $\log(\Sigma_{H\alpha})$ proche du seuil requis pour être $Ia\alpha$, $p_s(Ia\alpha) = 0.57$ et $p_s(Ia\epsilon) = 4.0 \times 10^{-2}$.

Dans ce dernier cas, il ne reste alors plus que 28 $Ia\epsilon$ ayant une mesure de masse galactique, d’où la relative faiblesse de signification de la coefficient de Spearman $p_s(Ia\epsilon)$.

8.2.2 Le « biais en masse »

L’observation d’une différence de magnitude moyenne entre SNe qui proviennent de galaxies légères et celles provenant de galaxies massives est un résultat majeur de l’observation des galaxies hôtes. Figure 8.2 nous montrons cet effet pour notre échantillon (voir également Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013, pour ce même résultat dans d’autres échantillons).

Définitions et notations : Par la suite, nous appellerons « plateau » la magnitude $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle$ moyenne des SNe par gamme de masse. Aussi, nous utiliserons le label « H » pour désigner les SNe Ia provenant de galaxies avec un $\log(M/M_\odot) \geq 10$ et « L » pour celles des galaxies qui ont un $\log(M/M_\odot) < 10$. La différence entre deux plateaux est le « biais en masse » (*mass-step*) qui, dans notre échantillon, atteint $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) = -0.098 \pm 0.031$ mag. Nous avons montré dans Childress et al. (2013a) que cette structure en plateaux est une bonne description de l’ensemble des données des galaxies hôtes (voir également Sullivan et al. 2010).

Nous remarquons Fig. 8.2 que la partie supérieure de l’enveloppe de la distribution est constante et donc indépendante de la masse. À l’inverse, la partie inférieure devient encore plus lumineuse ($\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle \sim -0.2$ mag) pour les masses supérieures à $\log(M/M_\odot) \sim 10$. Nous voyons dans cette figure que le plateau des grandes masses est plus brillant à cause d’un sous groupe de SNe Ia particulièrement brillantes. Une structure similaire de la distribution masse- ΔM_B^{corr} est visible dans la Fig. 4 de Sullivan et al. (2010) pour SNLS, dans la Fig. 15 de Johansson et al. (2013) pour SDSS, et enfin dans la Fig. 5 de Childress et al. (2013a) où l’ensemble des données sont combinées (figure présentée dans la première partie de cette thèse Fig. 3.5 p. 46).

Dans le panel supérieur de la Fig. 8.2 nous voyons que la distribution de l’environnement local dépend de la masse de l’hôte¹.

1. 3 SNe $Ia\epsilon$ n’ont pas de mesures globales

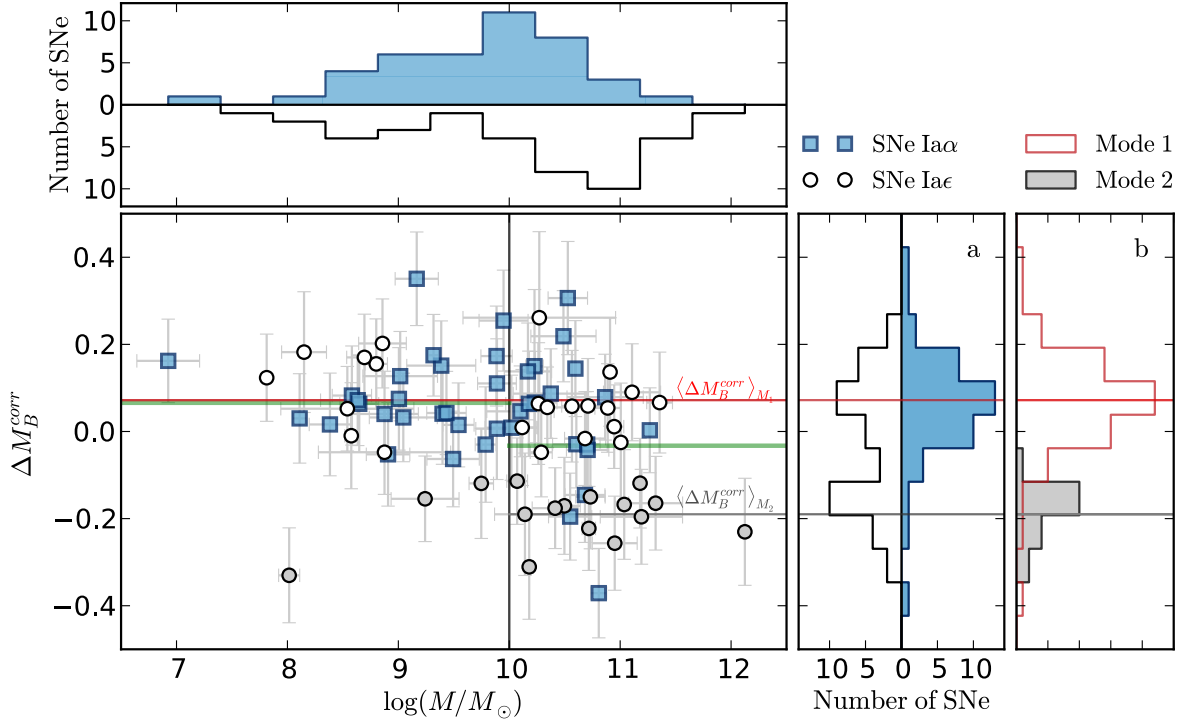


FIGURE 8.2 – Résidus au diagramme de Hubble corrigés en fonction de la masse stellaire des galaxies hôtes. Cette figure montre le biais en masse. Les marqueurs utilisent le même code forme-couleur que la Fig. 7.3. *Panel du haut* : Distribution de la masse stellaire des galaxies hôtes par groupe $\Sigma_{\text{H}\alpha}$. *Droite* : Distribution par groupes des ΔM_B^{corr} (a) et par mode (b), comme montré Fig. A.1. Les lignes horizontales rouges et grises montrent respectivement les valeurs moyennes des distributions de ΔM_B^{corr} des modes M_1 et M_2 . *Panel central* : les deux lignes vertes horizontales montrent les deux plateaux, i.e. la valeur moyenne du ΔM_B^{corr} des SNe Ia dont les hôtes sont compris dans la gamme de masse considérée (coupure à $\log(M/M_\odot) = 10$, ligne grise verticale). Remarquez que la présence d'un sous-groupe de SNe Ia ϵ grisées (les M_2) rend le plateau des grandes masses plus brillant.

Pour les faibles masses ($\log(M/M_\odot) \leq 10$) l'environnement local formant des étoiles domine (23 Ia α /34). Au contraire, dans les galaxies massives ($\log(M/M_\odot) \geq 10$), ce sont les SNe Ia ϵ qui sont majoritaires (27 Ia ϵ /45). Ce dernier groupe devient même quasi-exclusif aux très grandes masses. Puisque seules quelques SNe Ia ϵ du M_2 sont présentes dans les faibles masses (3 M_2 /34), le premier plateau s'avère correspondre à la magnitude moyenne du premier mode M_1 avec $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L = 0.066 \pm 0.021$. Aux grandes masses par contre, avec la domination des SNe Ia ϵ , l'influence du mode brillant M_2 rend le plateau H plus brillant.

Distribution (unimodale) des SNe Ia α : Les SNe Ia α ne montrent pas de biais en masse avec $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}(H - L) = -0.06 \pm 0.04$. Cette variation non-significative est elle-même amplement dominée par la SNe la plus brillante SNF20070701-005. Cette SN est potentiellement un cas d'association faussement-positive d'une supernova ayant un vieux progéniteur avec un environnement local jeune comme nous l'avons discuté Sect. 6.3.2. Nous y reviendrons dans la section 8.3.2. Si nous ne la prenons pas en compte nous trouvons que $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}(H - L) = -0.04 \pm 0.04$.

Conclusion : L'existence du mode brillant M_2 , exclusif aux régions localement passives, cause à la fois le biais H α et le biais en masse. La distribution des SNe Ia α étant unimodale, elles sont dépourvues de biais en masse.

8.3 Conséquences sur la cosmologie

Comme nous l'avons montré Section 3.1, le taux de formation stellaire spécifique (sSFR) augmente avec le redshift (e.g. Pérez-González et al. 2008), ce qui devrait réduire la fraction de SNe Ia associées à des régions passives (Hopkins & Beacom 2006; Sullivan et al. 2006). Alors – et ce sera l'objet de cette étude cosmologique – à cause du biais H α , la magnitude moyenne des SNe Ia devrait évoluer avec z . De plus, comme ce biais est relié au biais en masse, l'amplitude de ce dernier devrait également évoluer avec z .

Dans cette section, nous effectuons une première estimation du biais induit par cette évolution et ses conséquences sur les mesures cosmologiques. Dans la Section 8.3.1, nous construisons un modèle simple permettant de prédire la dépendance en z de la magnitude moyenne des SNe Ia. En se basant sur ce modèle, nous estimerons l'impact de l'évolution de la fraction de SNe Ia ϵ sur la mesure du paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w . Ensuite, en faisant le lien entre biais H α et biais en masse, nous vérifierons la pertinence de notre modèle d'évolution grâce aux données de la littérature. Puis Section 8.3.2, nous introduirons un sous-groupe de SNe Ia, n'ayant aucun biais environnemental apparent, ce qui lui permet d'avoir une dispersion au diagramme de Hubble significativement réduite. Nous discuterons enfin des stratégies qui permettraient la réduction des biais environnementaux dans les mesures cosmologiques dans la Section 8.3.3.

8.3.1 Évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia avec le redshift

Construction du modèle

Définissons $\psi(z)$ comme la fraction de SNe Ia provenant de régions localement passives (Ia ϵ) en fonction du redshift. En supposant que la différence de magnitude moyenne entre les SNe Ia α et les SNe Ia ϵ soit constante (i.e. $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle(\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$ indépendant de z), la magnitude moyenne des SNe Ia dans la bande B au maximum de luminosité après correction standard de stretch et

de couleur s'écrit :

$$\begin{aligned}\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(z) &= (1 - \psi(z)) \times \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} + \psi(z) \times \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} \\ &= \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} + \psi(z) \times \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha).\end{aligned}\quad (8.1)$$

Pérez-González et al. (2008) ont montré que le sSFR global des galaxies augmente entre $z = 0$ et 2, tel que (voir également Damen et al. 2009, et la Fig. 3.2 p. 41) :

$$\log(\text{sSFR})(z) \simeq \log(\text{sSFR}_0) + 0.95 \times z. \quad (8.2)$$

En supposant que le nombre N_α de SNe Ia α soit proportionnel au nombre de jeunes étoiles (\propto SFR) et le nombre N_ϵ de SNe Ia ϵ au nombre de vieilles étoiles (\propto masse), alors leur rapport N_α/N_ϵ est proportionnel au sSFR (Sullivan et al. 2006). C'est pourquoi, en sachant que :

$$\psi = \frac{N_\epsilon}{N_\alpha + N_\epsilon} = \left(\frac{N_\alpha}{N_\epsilon} + 1 \right)^{-1}, \quad (8.3)$$

et en supposant l'éq 8.2, nous prédisons que la fraction de SNe Ia ϵ $\psi(z)$ décroît avec z tel que :

$$\psi(z) = (K \times 10^{0.95z} + 1)^{-1} \quad (8.4)$$

Nous fixons la normalisation de cette équation à la valeur de ψ mesurée dans notre échantillon dont le redshift médian est $z \simeq 0.05$. Alors, par définition des groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$, $\psi(z = 0.05) = 41/82 = 50 \pm 5\%$ (Cameron 2011) ; soit $K = 0.90 \pm 0.15$.

Conséquences sur la cosmologie : Les équations 8.1 et 8.4 prédisent une évolution de la magnitude moyenne des SNe Ia avec z . Avec l'aide de David Rubin et de la machinerie « Union » (Kowalski et al. 2008; Amanullah et al. 2010; Suzuki et al. 2012), nous avons mesuré les conséquences de cette prédiction sur la mesure du paramètre d'état de l'énergie noire w .

En utilisant les mesures de SNe Ia, du CMB, du BAO et de H_0 données par Suzuki et al. (2012), en supposant un univers plat $\Omega_k = 0$ et en corrigeant la magnitude moyenne des SNe Ia par les eqs. 8.1 et 8.4, w est décalé d'un facteur $\Delta w \approx -0.06$. Cette variation est mesurée en comparaison d'ajustements cosmologiques usuels, i.e. sans correction du biais en masse (Kowalski et al. 2008; Amanullah et al. 2010; Guy et al. 2010; Sullivan et al. 2011). L'inclusion de cette correction dans mon modèle d'évolution est en cours, mais les premiers résultats suggèrent que cela ne corrige en rien l'effet sur w (voir également Suzuki et al. 2012). Nous y reviendrons.

Prédiction de l'évolution du biais en masse

Dans la Section 8.2.2 nous avons fait le lien entre le biais H α , l'évolution de la fraction de SNe Ia ϵ et le biais en masse. Le développement mathématique qui relie ces deux biais est donné dans l'appendice A. Cela nous permet de prédire l'évolution de l'amplitude du biais en masse en fonction de l'évolution de la fraction de SNe Ia ϵ $\psi(z)$. En résumé, et avec une bonne approximation, l'absence quasi-complète de SNe Ia ϵ brillantes dans les galaxies légères signifie que le premier plateau (L) est égal à la magnitude moyenne des SNe Ia α ; il est donc constant avec z . A contrario, nous avons montré que le plateau des grandes masses (H) est plus brillant à cause d'un sous groupe de SNe Ia ϵ . Alors, la réduction de la proportion de SNe Ia ϵ avec le redshift (éq. 8.4) doit impliquer une réduction de l'amplitude de la différence de magnitude entre ces deux plateaux. C'est pourquoi, même si les mesures H α locales ne sont pas disponibles dans la littérature pour les SNe Ia à grand- z , nous pouvons tester notre modèle grâce aux mesures de masses des galaxies hôtes.

Rappel de l’hypothèse : La fraction de SNe Ia ϵ évolue avec le redshift (éq. 8.4). Cela induit une réduction de l’influence des SNe sur-lumineuses qui causent le biais H α et le biais en masse.

Nous prédisons donc (voir appendice A) que l’amplitude du biais en masse $\delta\langle M_B^{\text{corr}}\rangle(H-L)$ évolue comme :

$$\delta\langle M_B^{\text{corr}}\rangle(H-L; z) \simeq \psi(z) \times \frac{\delta\langle M_B^{\text{corr}}\rangle(H-L; z=0.05)}{\psi(z=0.05)}, \quad (8.5)$$

où le terme constant $\delta\langle M_B^{\text{corr}}\rangle(H-L; z=0.05)$ pose la normalisation de cette évolution et est supposé égal au biais en masse observé dans notre échantillon (-0.098 mag; redshift médian de l’échantillon $z=0.05$).

Vérification de l’évolution du biais en masse – test du modèle

La Fig. 8.3 montre l’évolution de l’amplitude du biais en masse en fonction du redshift étant donné notre modèle basé sur les observations de SNfactory (éq. 8.5). Nous comparons cette prédiction avec les données de la littérature (~ 500 SNe Ia) provenant de SDSS, de SNLS et des échantillons de SNe Ia à bas redshift hors SNfactory (respectivement, Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Kelly et al. 2010) combinés par Childress et al. (2013a). Nous séparons ces SNe Ia de la littérature en quatre sous-groupes selon leur redshift de sorte à ce que chacun des groupes ait approximativement 120 SNe. Les gammes de redshifts correspondantes sont : $z < 0.18$, $0.18 < z < 0.31$, $0.31 < z < 0.6$ et $0.6 < z$. Nous mesurons ensuite le biais en masse dans chacun de ces sous-groupes. Nous voyons Fig. 8.3 que la prédiction que nous avons faite en nous basant sur le modèle d’évolution de la fraction de SNe Ia ϵ avec le redshift, reproduit l’évolution de l’amplitude du biais en masse avec z .

Comparaison : Afin de vérifier la pertinence de notre modèle éq. 8.5 pour ajuster les données de la littérature, nous le comparons au modèle aujourd’hui utilisé : celui d’un biais en masse constant avec z (e.g. Conley et al. 2011; Suzuki et al. 2012). Avec les 468 SNe Ia de l’échantillon de la littérature, le biais en masse est de -0.088 ± 0.016 . Avec cette valeur, le χ^2 de l’ajustement de 4 bandes de redshift est de $\chi^2 = 8.01$. Si nous avons utilisé la mesure originale de Childress et al. (2013a) -0.077 ± 0.014 , nous aurions trouvé $\chi^2 = 7.10$. En utilisant notre modèle d’évolution éq. 8.5 nous obtenons un χ^2 de 2.52; soit une variation de $\Delta\chi^2 = -5.49$ (-4.58 en comparaison de la mesure originale). Remarquez que comme aucun paramètre n’est libre, cette comparaison des χ^2 est strictement équivalente à un test AIC. Ainsi, notre modèle évolutif est significativement favorisé par des données de la littérature en comparaison d’un biais en masse constant.

Interprétation des résultats

Nous pouvons tirer plusieurs conclusions de cette première confirmation que notre modèle d’évolution est une bonne représentation des données :

1. L’amplitude du biais en masse diminue bien avec z . La masse de l’hôte ne peut donc pas être utilisée comme un troisième paramètre de standardisation comme suggéré par Lampeitl et al. (2010) et Sullivan et al. (2010).
2. L’évolution observée du biais en masse suit relativement bien la prédiction faite par notre modèle basé sur l’évolution de la fraction de SNe Ia associées à des environnements passifs. Cela conforte l’hypothèse selon laquelle le biais H α et le biais en masse sont deux manifestations d’un même phénomène. Par ailleurs, l’existence du biais en masse dans tous

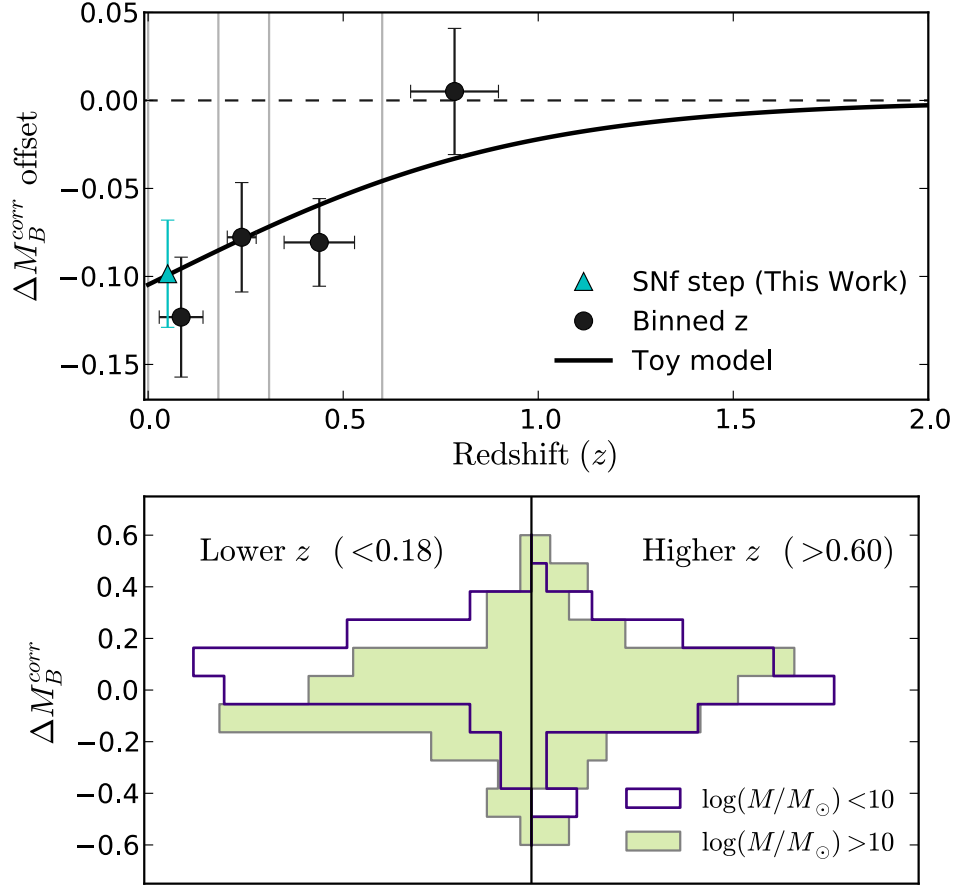


FIGURE 8.3 – Évolution de la différence de magnitude ΔM_B^{corr} moyenne entre SNe Ia qui proviennent de galaxies avec une masse supérieure et celles qui proviennent de galaxies avec une masse inférieure à $\log(M/M_\odot) = 10$, i.e le « biais en masse ». *Haut* : Les points noirs montrent l’amplitude du biais en masse par bandes de redshift dont les limites sont indiquées par les lignes grises verticales. La ligne noire continue montre la prédiction faite par l’éq. 8.5, dont l’amplitude a été normalisée au biais en masse mesuré dans notre échantillon au redshift médian $z = 0.05$ (triangle cyan). *Bas* : Distribution des ΔM_B^{corr} des SNe Ia provenant de galaxies légères ($\log(M/M_\odot) \leq 10$, en jaune) et de galaxies massives ($\log(M/M_\odot) > 10$, en violet). La différence de leur moyenne pondérée donne le biais en masse de la gamme de redshifts correspondante (cf. points noirs du panel supérieur). Les histogrammes de gauche montrent ces distributions pour les SNe de la plus proche bande de redshifts ($z < 0.18$) alors que ceux de droite montrent celles pour les SNe les plus lointains ($z > 0.6$). Remarquez l’évolution de la différence entre les histogrammes : à gauche ils sont significativement différents, à droite ils sont confondus.

TABLE 8.1 – Table récapitulative des tests sur la dispersion des SNe Ia α (en mag) lors de leur standardisation indépendante. Sont testés : l’inclusion du point aberrant SNF20070701-005, la validation-croisée et les choix analytiques. Pour ces quatre derniers tests, la notation utilisée est celle de la table 7.3.

Point aberrant	<i>K-folding</i>	p.m.s.	$\Sigma_{\text{H}\alpha}^-$	$\Sigma_{\text{H}\alpha}^+$	$\Sigma_{\text{H}\alpha}(\text{Ia}\epsilon) \sim 38.35$
0.126 ± 0.014	0.117 ± 0.014	0.115 ± 0.012	0.115 ± 0.012	0.112 ± 0.012	0.144 ± 0.014

les sondages de supernovae est un soutien au fait que le biais H α n’est pas exclusif aux données SNfactory, mais bien une propriété fondamentale des SNe Ia standardisées par SALT2. Nous y reviendrons dans le chapitre 9.

3. Toutes corrections *ad hoc* du biais en masse qui autoriseraient les SNe Ia provenant de galaxies massives à avoir une magnitude moyenne différente de celles provenant de galaxies légères (Conley et al. 2011; Suzuki et al. 2012) seraient inappropriées. Non-seulement elles biaiserait la population des SNe Ia α des galaxies massives (environnement qui dominera cette gamme de masse à grand- z), mais elles rateraient également l’évolution observée de la magnitude moyenne des SNe Ia avec z .

Par conséquent, une correction par une constante *ad hoc* du biais en masse ne pourrait pas corriger le biais sur l’équation d’état de l’énergie noire que nous avons estimé à $\Delta w \sim -0.06$. Bien sûr, ce type de correction permet d’accorder deux échantillons au même redshift qui auraient des fractions différentes de SNe Ia provenant de galaxies massives. Cette variation peut notamment être induite par des effets de sélection lors de la recherche de SNe Ia. Mais, savoir si cette correction pourrait réduire ou aggraver le biais observé sur w dépend des relations encore inconnues entre les paramètres des éqs. 8.1 et 8.4 et l’évolution de la distribution de la masse des hôtes avec z . Mes premières études sur le sujet suggèrent que la correction du biais en masse par une différence de magnitude constante entre les SNe Ia provenant de galaxies massives ou légères n’a aucun effet sur l’amplitude du biais cosmologique précédemment donné ; cela reste à confirmer.

8.3.2 Les SNe Ia α : de meilleures chandelles standards

Les distributions de stretches et de résidus au diagramme de Hubble standardisés des SNe Ia α sont unimodales. Ces supernovae n’ont donc pas de biais en masse et forment un groupe homogène de SNe Ia. J’ai effectué une standardisation indépendante (éq 2.1) de ce groupe formé de SNe Ia qui proviennent de régions formatrices d’étoiles. La distribution des nouveaux ΔM_B^{corr} par cette standardisation est montrée Fig. 8.4.

La standardisation des SNe Ia α génère une distribution régulière et symétrique des ΔM_B^{corr} , dont la dispersion est significativement réduite à $\sigma = 0.105 \pm 0.012$ mag (avec une coupure à 3σ rejetant SNF20070701-005) par rapport à celle de l’échantillon complet ($\sigma = 0.152 \pm 0.011$ mag, aucun point rejeté). Cette faible dispersion est en accord avec celle de la distribution du mode M_1 (0.099 ± 0.009 mag) et correspond à une réduction significative de $\sim 30\%$ de la dispersion dans le diagramme de Hubble. Testons maintenant la robustesse de ce résultat. (Les variations de la dispersion des ΔM_B^{corr} des SNe Ia α selon les différents tests effectuées sont récapitulés Table 8.1.)

Test de robustesse de la réduction de la dispersion

Le point aberrant : si l’on inclut le point situé à plus de 3σ du cœur de la distribution, SNF20070701-005, l’écart type devient 0.126 ± 0.014 mag, avec un nMAD de 0.108 mag. Nous

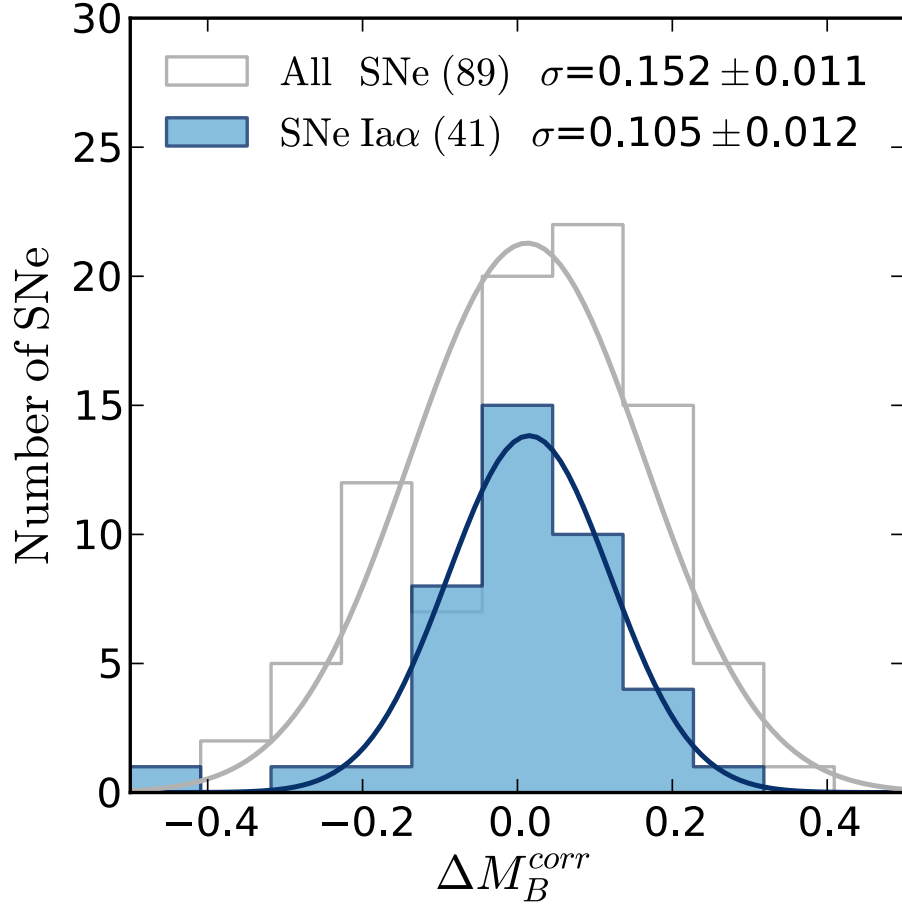


FIGURE 8.4 – Distribution de ΔM_B^{corr} obtenue lors d’une standardisation indépendante des SNe Ia α (histogramme bleu). La ligne bleue montre le meilleur ajustement gaussien avec le reject d’un point aberrant à plus de 3σ du coeur de la distribution. En comparaison, la distribution des 89 SNe Ia de notre échantillon est montrée par l’histogramme à bordures grises. La ligne grise montre le meilleur ajustement gaussien de cette distribution. Les deux distributions sont issues de deux standardisations indépendantes et sont donc chacune centrée en zéro. Les paramètres ajustés des gaussiennes sont indiqués dans la figure.

remarquons cependant que ce point extrême se situe dans la partie brillante de la distribution, à l’endroit précis où des SNe Ia du mode M_2 seraient attendues. Cette SN pourrait donc simplement être un cas faux-positif, i.e. une mauvaise association d’un vieux progéniteur avec un environnement formant des étoiles comme nous l’avons discuté dans la Section 6.3.2. Cette hypothèse est d’autant plus probable que la galaxie hôte est globalement passive avec un $\log(\text{sSFR}) = -10.8$ (Childress et al. 2013a).

Signifiante de la sélection environnementale : pour vérifier la signifiante de la sélection environnementale, j’ai effectué des standardisations indépendantes sur des lots de 41 SNe Ia sélectionnées aléatoirement dans l’échantillon total. En appliquant la même coupure à 3σ , sur les 10000 tests ainsi faits, seules 19 ont une dispersion inférieure ou égale à celle mesurée avec la sélection environnementale ($p = 1.9 \times 10^{-3}$); cette dernière est donc fortement significative.

Validation croisée : afin de mesurer la puissance prédictive de la sélection Ia α , j’ai mis en place une validation croisée par « K -fold » (Hastie et al. 2009). Cette méthode permet d’éviter les effets de sur-ajustement d’un échantillon en ajustant le diagramme de Hubble avec une partie des données et en utilisant l’autre partie pour mesurer la dispersion des ΔM_B^{corr} . Par cette méthode, on ne s’attend pas à ce que les résultats soient aussi bons qu’avec l’ajustement original (Blondin et al. 2011; Kim et al. 2013). En utilisant $k = 10$, la dispersion de la distribution des ΔM_B^{corr} des SNe Ia α est 0.117 ± 0.014 mag; ce qui est compatible avec le résultat initial. Les erreurs incluent la dispersion marginale de 0.004 mag induite par le caractère aléatoire de la sélection des « folds ».

Effets des choix de l’analyse : l’inclusion des SNe Ia α p.m.s. augmente légèrement la dispersion à 0.115 ± 0.012 mag ($p = 0.011$, par test aléatoire), ce qui est compatible avec notre résultat initial. La même observation est faite lorsqu’on change la limite entre Ia α et Ia ϵ avec $\sigma = 0.115 \pm 0.012$ mag et $\sigma = 0.112 \pm 0.012$ mag respectivement pour les valeurs hautes et basses de la limite $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ (voir table 8.1). Par contre, en ajoutant le groupe de 10 SNe Ia ϵ provenant de galaxies globalement formatrices d’étoiles à l’activité de formation stellaire locale incertaine, la dispersion des résidus au diagramme de Hubble des SNe Ia α augmente à 0.144 ± 0.014 mag (aucun point rejeté). Cette augmentation est induite par la présence de 3 SNe Ia anciennement M_2 . Par conséquent, la coupure originale permet de s’assurer du caractère « localement formateur d’étoiles » des SNe Ia α et ainsi d’une plus grande pureté de ce groupe en tant que groupe de SNe Ia unimodal M_1 .

8.3.3 Stratégies pour la correction des biais environnementaux

Le biais H α est un problème pour la cosmologie en cela qu’il révèle une dépendance environnementale – selon toute vraisemblance un effet du progéniteur – non-corrigée par les méthodes actuelles de standardisation des SNe Ia. Il est pourtant nécessaire de le prendre en compte pour les générations de sondages courants et à venir.

La meilleure solution serait d’identifier un nouveau paramètre, tel qu’une propriété spectrale ou un paramètre de courbe de lumière, capable de standardiser l’impact de l’environnement local sur la magnitude absolue des SNe Ia. Une autre possibilité serait d’inclure la bimodalité dans les ajustements cosmologiques en traitant la dépendance en z et la fraction relative de SNe Ia provenant d’environnements passifs comme des paramètres libres. Mais cela pourrait potentiellement introduire plus d’erreurs que cela n’en corrigerait et pourrait également masquer des signatures d’une potentielle énergie noire exotique. En sus, une telle solution demanderait des

mesures de courbes de lumière de qualité afin de pouvoir résoudre les deux modes de ΔM_B^{corr} . Alternativement aux deux premières solutions, il est possible d'éviter les biais précédemment cités en se concentrant sur les SNe Ia α pour les mesures cosmologiques.

Bien entendu, il n'est pas possible de sélectionner des SNe Ia directement dans le diagramme de Hubble afin d'améliorer les mesures cosmologiques. Il n'est donc pas possible de sélectionner directement les SNe appartenant au premier mode (M_1). Par contre, une sélection environnementale est tout à fait permise ; il est donc possible de rejeter les SNe Ia du Mode 2 en supprimant l'ensemble des SNe associées à des environnements localement passifs (Ia ϵ).

Cette sélection n'est pas aussi drastique qu'elle en a l'air. Bien que seulement $\sim 50\%$ de l'échantillon soit conservé, du fait de la réduction de $\sim 30\%$ de la dispersion au diagramme de Hubble, le poids statistique de chacune des SNe Ia α est approximativement $1.8\times$ supérieur à celui des SNe Ia. Par conséquent, la puissance statistique de ce sous-groupe de SNe est similaire à celle de l'échantillon total et ce, sans biais environnemental connu. Bien sûr, pour appliquer cette méthode à d'autres échantillons que le nôtre, des observations complémentaires de l'environnement local H α sera nécessaire. Mais la Fig. 8.3 montre que la plus grosse partie de l'effet se situe à faible z , où les mesures sont plus simples. Enfin, les mesures environnementales ne sont pas soumises aux mêmes contraintes observationnelles que celles des SNe Ia et peuvent s'effectuer longtemps après l'explosion de la supernova. Notons finalement que supprimer les SNe Ia dont la galaxie hôte est globalement passive ne résoudra que la moitié du problème. Par contre, aucune mesure locale ne sera nécessaire pour celles-ci.

Conclusion : les SNe Ia provenant d'environnements passifs (Ia ϵ) semblent causer les biais environnementaux (encore mal compris), et bien que les poussières galactiques doivent avoir une influence plus importante sur les SNe Ia α que sur les SNe Ia ϵ les premières apparaissent de meilleures chandelles standardisables que les secondes dans notre échantillon. Les SNe Ia α forment en effet un sous-groupe de chandelles standardisables (par SALT2), homogènes, dépourvues de biais environnementaux et dont la dispersion au diagramme de Hubble est significativement réduite. Je propose donc de n'utiliser que celles-ci pour les analyses cosmologiques.

Troisième partie

Études préliminaires, perspectives et
conclusions

Chapitre 9

Analyses complémentaires de l'environnement local H α

C'est que la sagesse est un travail, et que pour être seulement raisonnable, il faut se donner beaucoup de mal, tandis que pour faire des sottises, il n'y a qu'à se laisser aller.

Alfred de Musset

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence que les propriétés des SNe Ia sont dépendantes de leur environnement local H α . Dans ce chapitre, je vais développer deux analyses préliminaires dans la continuation de l'étude du signal H α local.

Dans la première section (§ 9.1), nous utiliserons la couleur des SNe Ia pour dériver une estimation de l'extinction galactique suivant la méthode de Chotard et al. (2011). Puisque nos mesures sont locales, nous nous servons de cette estimation comme d'un indicateur du paramètre d'extinction de nos mesures H α et nous pourrons ainsi estimer l'impact de la poussière interstellaire sur les résultats de l'analyse principale.

Dans la seconde section (§ 9.2), je testerai les modèles que nous avons mis en place dans cette thèse – à savoir : la structure bimodale et l'évolution de la fraction de SNe Ia ϵ avec le redshift – avec des données de la littérature.

Sommaire

9.1	Estimation de l'extinction par les données de SNe Ia	118
9.1.1	Analyse et vérification de la méthode	118
9.1.2	Correction de l'extinction interstellaire	120
9.1.3	Conclusion	121
9.2	La bimodalité dans d'autres échantillons	122
9.2.1	Données de la littérature et structure de la distribution des ΔM_B^{corr}	122
9.2.2	Modèles, bimodalité et évolution	123
9.2.3	Observations de la bimodalité	125
9.2.4	Conclusion	127

9.1 Estimation de l’extinction par les données de SNe Ia

Dans leur analyse spectroscopique, Chotard et al. (2011) font un découplage entre la variabilité intrinsèque des SNe Ia et l’extinction a priori galactique. Le concept de cette analyse est le suivant : l’ensemble de la dispersion des SNe Ia peut être décomposée comme une dispersion intrinsèque à laquelle s’ajoute une extinction galactique. Cette première dispersion peut être décrite par une ou plusieurs variable(s) indépendante(s) de l’extinction, et donc notamment par des largeurs équivalentes spectrales. La dispersion résiduelle est ensuite considérée comme induite par l’extinction interstellaire.

Dans cette étude préliminaire, nous allons ajouter l’information galactique locale. Le croisement de ces deux analyses permettra :

1. de vérifier la cohérence de la méthode de découplage intrinsèque/extinction (les SNe Ia devraient être les moins éteintes) ;
2. d’extraire le paramètre $E(B - V)$ des SNe Ia afin de s’en servir comme indicateur de l’extinction galactique locale ;
3. de corriger nos signaux $\Sigma_{H\alpha}$ de cette extinction et vérifier la validité des résultats des chapitres précédents.

Cette dernière étape fera notamment écho à la discussion que nous avons eu lors de la mesure de la relation entre le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ et la couleur SALT2 (c) des SNe Ia (§ 7.2.2, p. 92). J’y suggèrais alors que la corrélation observée de $\sim 2\sigma$ pourrait n’être qu’une borne inférieure puisque l’extinction galactique devrait conjointement rougir les SNe Ia et affaiblir le signal $\Sigma_{H\alpha}$.

9.1.1 Analyse et vérification de la méthode

Comme indicateur de la variabilité intrinsèque des SNe Ia, Chotard et al. (2011) s’appuient sur la largeur équivalente du silicium à 4131 Å (EW_{Si}) qui, comme toute largeur équivalente, est indépendante de l’extinction. Les données que nous allons utiliser pour cette étude sont celles provenant de Chotard et al. (en préparation) qui ont mesuré les largeurs équivalentes du silicium et du calcium dans les spectres au maximum de luminosité (± 5 jours) des SNe Ia de la production ACE. Cinq de nos 89 SNe Ia n’ont pas de spectres permettant cette mesure ; aucune de celles-ci n’est une p.m.s.

Remarque : au lieu d’utiliser des largeurs équivalentes spectrales, le stretch pourrait éventuellement servir d’indicateur de variabilité intrinsèque. (Le EW_{Si} est particulièrement corrélé au stretch Chotard et al. (2011)). Mais je souhaite ici être indépendant de tout modèle d’ajustement de courbe de lumière. Aussi, les résidus au diagramme de Hubble non-corrigés sont ceux mesurés par Chotard (2011) qui utilise la forme de courbe de lumière de SALT mais décorrèle les bandes photométriques entre elles. Ces résidus au diagramme de Hubble dans la bande B décorrélés seront notés ΔM_B^* .

De façon analogue à la figure 1 de Chotard et al. (2011), la Fig. 9.1 montre la relation entre EW_{Si} et les résidus au diagramme de Hubble non-standardisés ΔM_B^* . Nous remarquons dans la figure que la relation possède une sorte de « plancher ». En se basant sur cette observation, Chotard et al. (2011) décrivent la corrélation entre ΔM_B^* et EW_{Si} par l’équation suivante :

$$\Delta M_B^{*i} = \gamma \times EW_{Si}^i + \delta A_B^i \quad (9.1)$$

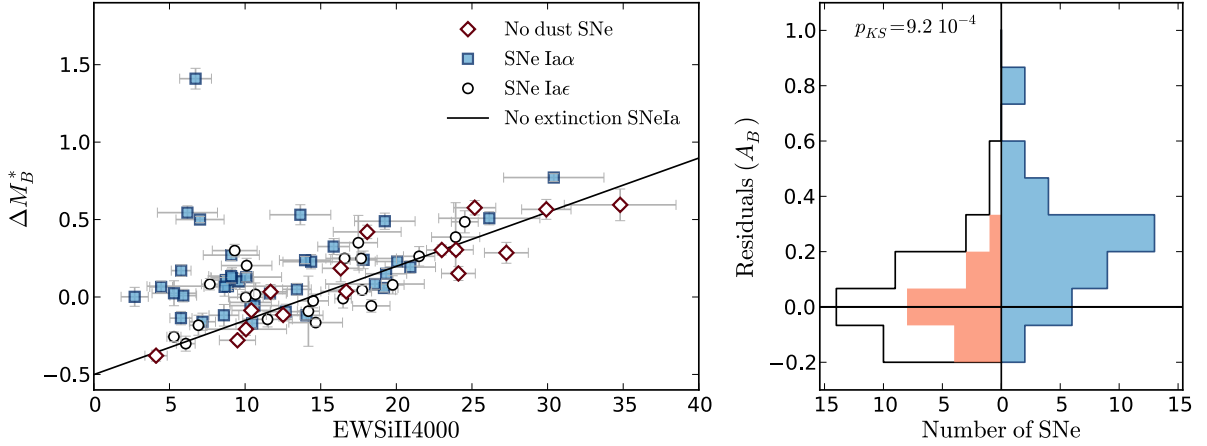


FIGURE 9.1 – *Gauche* : Résidus au diagramme de Hubble non-standardisés (ΔM_B^*) en fonction de la largeur équivalente du silicium à 4131 Å dans le spectre au maximum de luminosité (± 5 jours). Les codes forme-couleur sont ceux de la Fig. 7.4. Les 16 SNe Ia ϵ qui ont servi à l’ajustement de la distribution intrinsèque sont les diamants à bords rouges. La distribution intrinsèque est symbolisée par la ligne noire. *Droite* : Bi-histogramme des résidus à l’ajustement linéaire. La contribution des 16 SNe précédemment citées dans la distribution totale des Ia ϵ est montrée en rouge.

où EW_{Si}^i est la valeur de la largeur équivalente du silicium à $\lambda = 4131$ Å et δA_B^i est l’extinction relative induite par les poussières interstellaires pour la SN « i ». Chotard et al. (2011) étaient limités à cette mesure relative, mais l’analyse locale nous permet d’aller plus loin.

L’extinction éq. 9.1 est relative car elle est définie à une constante κ près : $\delta A_B^i = \kappa + A_B^i$, où A_B^i est l’extinction interstellaire (en magnitude). La variabilité intrinsèque des SNe Ia est ainsi décrite par la relation linéaire $\gamma \times EW_{Si}^i + \kappa$ (qui correspond au plancher visible Fig. 9.1) et par l’extinction A_B^i induite par le milieu interstellaire.

Puisque la présence de la poussière est reliée à celle du gaz (Charlot & Fall 2000), les SNe provenant de galaxies localement *et* globalement passives n’ont, a priori, (presque) pas de gaz de la galaxie hôte sur leur ligne de visée. Nous disposons de 16 SNe Ia qui remplissent ces conditions. L’étude locale fournit donc une information supplémentaire qui permet de limiter les biais dans la mesure des paramètres linéaires γ et κ . Notre méthode de découplage intrinsèque/extinction sera la suivante :

1. Mesure de γ et κ , en ajustant la relation linéaire sur les 16 SNe Ia ϵ qui sont supposées avoir un $A_B^i = 0$ (aux erreurs de mesure près).
2. Mesure des A_B^i pour l’ensemble de notre échantillon en fixant les paramètres γ et κ ajustés dans l’étape précédente :

$$A_B^i = \Delta M_B^{*i} - (\gamma \times EW_{Si}^i + \kappa) \quad (9.2)$$

Par la suite nous supposerons $R_V = 3.1$ (éq. 6.3, p. 79). Nous pouvons alors exprimer le paramètre d’extinction galactique $E(B - V)$ en fonction de la largeur équivalente du silicium EW_{Si}^i :

$$E(B - V)^i = \frac{A_B^i}{R_V + 1} \quad (9.3)$$

et donc, nous pouvons mesurer le taux de transmission du milieu interstellaire (éq. 6.3 p. 79) :

$$-\log(T_\lambda) = 0.4 \times \frac{\Delta M_B^{*i} - (\gamma \times EW_{Si}^i + \kappa)}{R_V + 1} \times R_V \times \left(\frac{A_\lambda}{A_V} \right) \quad (9.4)$$

où $\frac{A_\lambda}{A_V}$ est la loi d'extinction des poussières interstellaires (e.g. Cardelli et al. 1989).

Analyse de l'ajustement

La Fig. 9.1 montre l'ajustement de la loi de dispersion intrinsèque et la distribution des extinctions par groupe $\Sigma_{H\alpha}$. En ajustant la relation linéaire sur les 16 SNe Ia ϵ provenant de galaxies passives, nous trouvons : $\gamma = 0.035 \pm 0.004$ mag/Å et $\kappa = -0.47 \pm 0.07$ mag (Chotard et al. (2011) avaient $\gamma = 0.031 \pm 0.002$ mag/Å sur un lot légèrement différent).

La relation linéaire représentative de la dispersion intrinsèque des SNe Ia se situe bien dans le plancher de la distribution, ce qui est cohérent avec l'hypothèse de Chotard et al. (2011). Qui plus est, la Fig. 9.1 montre que les A_B^i des SNe Ia α sont très significativement supérieures à celles des SNe Ia ϵ ($p_{KS} = 9.2 \times 10^{-4}$) ; ce qui atteste une fois encore l'hypothèse de ces auteurs.

Nous allons maintenant utiliser cette mesure pour corriger l'influence des poussières sur les mesures $\Sigma_{H\alpha}$.

9.1.2 Correction de l'extinction interstellaire

À partir de l'éq 9.4, en supposant la loi d'extinction A_λ/A_V de Cardelli et al. (1989) et O'Donnell (1994) nous mesurons le $T_{H\alpha}$ ($T_{\lambda=6562.8}$, le taux de transmission du milieu interstellaire pour les flux H α) pour une R_V de 3.1.

Comme montré Fig. 9.2, ce taux et le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ sont fortement corrélés ($p_S = 6.9 \times 10^{-5}$, soit 4.2σ) comme cela était attendu en raison de la prédominance de poussière dans les régions formatrices d'étoiles. Nous utilisons cette mesure de $T_{H\alpha}$ pour corriger l'extinction subi par le signal $\Sigma_{H\alpha}$.

$$\log(\Sigma_{H\alpha}^0) = \log(\Sigma_{H\alpha}) - \log(T_{H\alpha}) \quad (9.5)$$

Remarque Une erreur potentielle sur l'estimation de κ impactera la valeur exacte du $\Sigma_{H\alpha}^0$. Cependant, cette erreur se traduira par un décalage global constant de l'ensemble des mesures $\log(\Sigma_{H\alpha}^0)$. Elle n'aura donc aucune influence sur nos résultats puisque ni la constitution des groupes $\Sigma_{H\alpha}$ ni les corrélations qui impliquent le $\log(\Sigma_{H\alpha}^0)$ ne se trouveront affectées.

Influence sur les groupes $\Sigma_{H\alpha}$

Comme nous le voyons Fig. 9.2, plus le signal H α est grand et plus la correction $T_{H\alpha}$ peut être importante. Les SNe Ia les plus affectées sont donc les Ia α : leur $\log(\Sigma_{H\alpha})$ est en moyenne augmenté 0.06 dex contre 0.005 pour les Ia ϵ . Cet effet est donc faible, comme nous le présumions section 6.2.1. Autrement dit, les SNe Ia au signal H α déjà important vont avoir un signal encore plus important, alors que celles au faible H α vont rester identiques.

Il n'est donc pas étonnant de constater Fig. 9.3 qu'aucune SN ne passe d'un groupe $\Sigma_{H\alpha}$ à l'autre. Par conséquent, les différences de propriétés entre SNe Ia α et Ia ϵ restent inchangées puisque ces groupes sont identiques. Seules les relations faisant intervenir le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ pourraient potentiellement être impactées. Dans notre analyse nous en avons évoqué deux : l'une avec la couleur (c), l'autre avec le stretch (x_1).

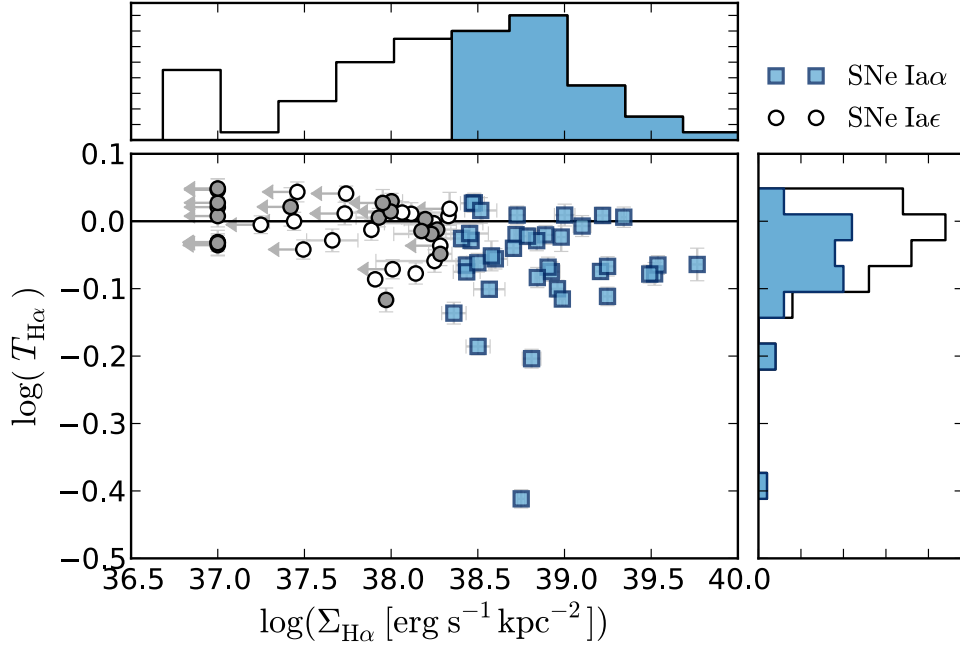


FIGURE 9.2 – Taux de transmission du milieu interstellaire T_λ à la longueur d’onde de la raie $H\alpha$ ($T_{H\alpha}$) en fonction de $\log(\Sigma_{H\alpha})$. Le code formes-couleurs est celui de la Fig. 7.4. La ligne noire horizontale montre le cas d’une transmission totale.

Couleur

La relation entre la couleur SALT2 c , et le $\log(\Sigma_{H\alpha}^0)$ est montré Fig. 9.3. 77 des 82 SNe Ia de notre échantillon local possèdent des mesures d’extinction (84/89 avec les p.m.s.). Avec cet échantillon réduit, la relation entre $\log(\Sigma_{H\alpha})$ et c est à peine significative, avec un coefficient de Spearman $r_S = 0.22$ ayant une probabilité $p_S = 0.051$ d’être nul (2.0σ). Cela est similaire à ce que nous avons trouvé pour l’échantillon complet de 82 SNe Ia.

La correction de l’extinction dans les signaux $\Sigma_{H\alpha}$ augmente légèrement la signifiante de cette relation – comme nous le supposions – avec un coefficient de Spearman $r_S = 0.26$ ayant une probabilité d’être nul $p_S = 2.1 \times 10^{-2}$ (2.4σ). La relation entre $\log(\Sigma_{H\alpha}^0)$ et c devient même fortement significative si nous prenons en compte les p.m.s. ($p_S = 1.0 \times 10^{-2}$, 2.6σ contre 2.2σ sans correction d’extinction).

Stretch

La correction d’extinction n’a aucun impact significatif sur la relation entre le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ et le stretch des SNe Ia. Avec ou sans correction d’extinction, cette relation est fortement significative comme indiqué par un coefficient de Spearman non-nul avec un niveau de confiance de plus de 4σ .

9.1.3 Conclusion

Nous avons utilisé la méthode de Chotard et al. (2011) afin d’estimer l’extinction subie par les mesures $H\alpha$. L’ajout de l’information de l’activité locale de formation stellaire a par ailleurs permis de vérifier la cohérence de cette approche. Cette méthode également a permis de quantifier

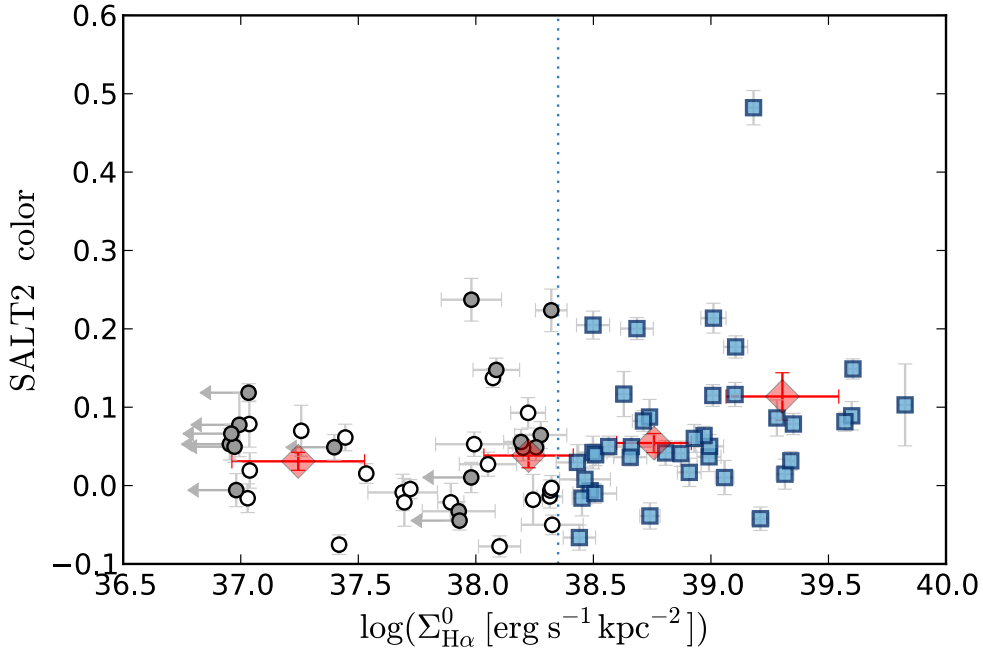


FIGURE 9.3 – Corrélation entre $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}^0)$ et la couleur SALT2. Le code forme-couleur est celui de la Fig. 7.4, qui montre cette même corrélation avant la correction d’extinction.

l’extinction interstellaire attendue dans les mesures H α . Nous avons donc corrigé les $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ par cette estimation de l’extinction ($\Sigma_{\text{H}\alpha}^0$).

Aucune SN Ia ϵ n’a de $\Sigma_{\text{H}\alpha}^0$ supérieur à une Ia α ; par conséquent, les groupes $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ restent inchangés. Ainsi, seules les corrélations entre le $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ et tout autre paramètre sont affectées par cette correction d’extinction, et le seul effet notable est une augmentation de la signifiante de la corrélation entre le $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ et la couleur SALT2.

Dans l’analyse initiale nous avons suggéré que l’impact de l’extinction sur les mesures H α était négligeable, cette étude préliminaire nous donne raison.

9.2 La bimodalité dans d’autres échantillons

Avec les données de SNfactory, nous avons mis en évidence dans le chapitre 7 la présence d’une structure bimodale dans la distribution des résidus au diagramme de Hubble après correction standard de stretch et de couleur par SALT2.

Nous allons ici nous servir du modèle bimodal introduit Sect. 7.3.2 et de son évolution avec z décrite Sect. 8.3.1 pour en tester la validité sur les données publiques. Nous commencerons par rappeler le modèle mathématique de la bimodalité et de son évolution. Cela nous permettra d’introduire des critères de qualité de mesure de ΔM_B^{corr} afin de tester cette bimodalité. Nous analyserons ensuite les résultats préliminaires de cette étude.

9.2.1 Données de la littérature et structure de la distribution des ΔM_B^{corr}

Pour cette analyse de la bimodalité dans les données de la littérature, nous allons nous servir des outils mathématiques exposés section 7.3.3. Nous en rappelons ici brièvement les concepts afin d’introduire la notion d’évolution avec z des dispersions intrinsèques.

Rappel sur les distributions intrinsèques

La structure de la distribution des résidus au diagramme de Hubble $\mathcal{D}(\Delta M_B^{\text{corr}})$ est créée par la convolution d'une distribution intrinsèque \mathcal{M} avec n gaussiennes centrées en zéro et d'écart type égal aux erreurs de mesure individuelles i des n mesures dx_i (éq. 7.2, p. 96) :

$$\mathcal{D}(\Delta M_B^{\text{corr}}) = \sum_{i=1}^N \mathcal{M} \otimes G(0, dx_i) \quad (9.6)$$

Autrement dit, si nos mesures étaient parfaites ($dx_i = 0$), la structure du diagramme de Hubble serait celle du modèle intrinsèque \mathcal{M} . A contrario, si les erreurs sont trop grandes, la structure intrinsèque devient négligeable en comparaison de la dispersion (gaussienne) induite par les erreurs de mesure.

Échantillon de la littérature

Nous cherchons à tester si le modèle bimodal que nous avons construit sur les données de SNfactory est valable dans les données de la littérature. Dans la section 7.3.2 (p. 93), nous avons montré que la différence entre les deux modes de notre modèle de dispersion intrinsèque vaut $\delta M_B^{\text{corr}}(M_1 - M_2) \simeq 0.26$ mag. Pour tester cette structure, et afin de la différencier d'une structure gaussienne classique, j'ai sélectionné les SNe Ia selon le critère de qualité suivant : leur erreur de mesure sur ΔM_B^{corr} doit être inférieure à la moitié de la différence de magnitude entre les modes, i.e. $0.26/2 = 0.13$ mag. Cet échantillon n'a rien d'autre de particulier, les distributions de masse, de couleur et de stretch étant similaires à celles de SNfactory et à l'ensemble de l'échantillon de Childress et al. (2013a).

Dans la compilation de Childress et al. (2013a), 187/601 SNe Ia proviennent de la littérature (i.e. non-SNfactory) et remplissent cette condition de qualité de mesure. Au sein de ces SNe, nous rejetons la très proche SN2007bz ($z = 0.023$), car son ΔM_B^{corr} est à près de 4σ du coeur de la distribution ; nous utiliserons donc les 186 autres. Parmi ces supernovae, 93 proviennent de SDSS (Gupta et al. 2011), 84 proviennent de SNLS (Sullivan et al. 2010) et 9 sont des SNe Ia publiques proches (Kelly et al. 2010).

9.2.2 Modèles, bimodalité et évolution

Pour cette analyse préliminaire nous allons réutiliser le AIC (éq. 7.1) que nous avons introduit section 7.3.2 (p. 7.1). Les deux modèles que nous allons comparer par ce test sont décrits dans les deux sous-sections suivantes. Le modèle de référence sera celui généralement utilisé pour les analyses cosmologiques (e.g. Guy et al. 2010; Sullivan et al. 2011; Childress et al. 2013a) et le modèle que nous testons sera celui d'une distribution bimodale sans dispersion intrinsèque et dont l'amplitude relative entre les modes évolue avec le redshift. Ce dernier modèle s'appuie sur les données de SNfactory et est entièrement prédictif sur les données de la littérature.

Rappel Les erreurs de « mesure » des ΔM_B^{corr} incluent l'ensemble des erreurs suivantes :

1. erreurs de mesure des magnitudes observées ;
2. erreurs sur la mesure du redshift ;
3. vitesse propre de l'hôte par rapport au CMB ;
4. erreurs de SALT2 (erreurs souvent dominantes).

Modèle de référence

Lors de l’ajustement et de la standardisation du diagramme de Hubble, les erreurs de mesure des ΔM_B^{corr} sont trop faibles pour expliquer la dispersion des points. Les cosmologistes ajoutent donc un paramètre de dispersion intrinsèque $\hat{\sigma}$ afin d’obtenir un χ^2 réduit de 1. Ce $\hat{\sigma}$ est typiquement égal à 0.10 mag (e.g. Conley et al. 2011; Childress et al. 2013a; Suzuki et al. 2012).

Cette dispersion intrinsèque est supposée tenir compte des sources non-identifiées d’erreurs dans les analyses et/ou de l’imperfection des SNe Ia en tant que chandelles standardisables (Sullivan et al. 2011, voir également l’introduction de Scolnic et al. 2013).

Cette dispersion intrinsèque sera donc notre modèle de référence. $\mathcal{M}^{\text{ref.}}$ est alors une gaussienne G de centre $\hat{\mu} = 0$ – valeur moyenne de la distribution nulle du fait de la standardisation – et d’écart type $\hat{\sigma}$ comme nous l’avons fait dans section 7.3.3 :

$$\mathcal{M}^{\text{ref.}}(x) = G(\hat{\mu} = 0, \hat{\sigma}; x) \quad (9.7)$$

Ce modèle $\mathcal{M}^{\text{ref.}}$ décrivant la distribution intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble est indépendant de z et dispose d’un unique paramètre libre : $\hat{\sigma}$.

Pour l’échantillon complet de 601 SNe Ia, Childress et al. (2013a) trouvent un $\hat{\sigma}$ égal à 0.10 mag. Si nous effectuons une standardisation indépendante des 186 SNe Ia de notre sous-échantillon de SNe Ia de bonne qualité, nous trouvons $\hat{\sigma} = 0.107$ (voir la distribution des résidus Fig. 9.4 et la table 9.1).

Modèle bimodal évolutif

Dans la section 7.3.3, nous avons mis en évidence la structure bimodale de la distribution des résidus au diagramme de Hubble après standardisation dans les données de SNfactory. Puis, dans la section 8.3.1, nous avons développé un modèle d’évolution de la répartition des SNe Ia entre les groupes Ia ϵ et Ia α avec le redshift : la fraction de SNe Ia ϵ $\psi(z)$ diminue avec le redshift (éq. 8.4 p. 107).

Ici, nous allons combiner ces deux modèles pour décrire l’évolution de la distribution intrinsèque des ΔM_B^{corr} à différents redshifts.

Le modèle bimodal évolutif se base sur la structure bimodale eq. 7.4 (p. 96) :

$$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(z, x) = G(\mu_1(z), 0; x) \times (1 - \mathcal{R}_{2/1}(z)) + G(\mu_2(z), 0; x) \times \mathcal{R}_{2/1}(z) \quad (9.8)$$

Nous décrivons ici les différents termes :

Évolution de $\mathcal{R}_{2/1}$ Nous avons montré Sect. 7.3.2 que le second mode M_2 était exclusif aux environnements passifs. Si l’on suppose que la fraction M_1/M_2 de cet environnement est constante – ce qui revient à supposer que le biais H α est constant comme nous l’avons fait Sect. 8.3.1 – alors le terme $\mathcal{R}_{2/1}$ est proportionnel à la fraction de SNe Ia ϵ $\psi(z)$:

$$\mathcal{R}_{2/1}(z) = \mathcal{C} \times \psi(z) = \mathcal{C} \times [K \times 10^{0.95z} + 1]^{-1} \quad (9.9)$$

où K et \mathcal{C} sont deux constantes. Nous fixons ces constantes grâce aux observations de SNfactory : section 8.3.1, nous avons montré que $K = 0.90$ ($\psi(z = 0.05) = 50\%$), ici nous posons $\mathcal{C} = 0.43$ tel que $\mathcal{R}_{2/1}(z = 0.05) = 17/82 = 21\%$. Ces estimations ne s’appuient pas sur les observations de la littérature mais sont des prédictions réalisées à partir de l’échantillon de SNfactory.

TABLE 9.1 – Table récapitulative des modèles utilisés pour décrire la dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble des 186 SNe Ia provenant de la littérature. Cette table suit la structure de la table 7.2 (p. 97).

Nom	Modèle intrinsèque	\mathbf{k} ajustés	$\ln \mathcal{L}$	AICc
Unimodal (Réf.)	$\mathcal{M}^{\text{ref.}}(\hat{\sigma})$ (éq. 9.7)	$\hat{\sigma} = 0.107$	87.2	-172.4
Bimodal	$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(z)$ (éq. 9.11)	–	89.5	-178.9

Évolution des μ_1 et μ_2 Par construction du modèle bimodal, la différence entre les deux modes est fixée à celle mesurée dans SNfactory : $\delta\Delta M_B^{\text{corr}}(M_1 - M_2) = 0.258$ mag (voir Table 7.2, p. 97). En revanche, les valeurs exactes de chaque mode $\mu_1(z)$ et $\mu_2(z)$ dépendent de la distribution en redshift de l'échantillon considéré.

En effet, dans le modèle bimodal évolutif, l'amplitude relative des modes change avec z via le paramètre $\mathcal{R}_{2/1}$ éq. 9.8. Cela signifie que pour différentes gammes de redshifts, la magnitude absolue moyenne des SNe Ia varie. Or, lors de la standardisation, la moyenne de l'ensemble de la distribution (i.e. tout redshift confondu) est fixée à $\hat{\mu} = 0$. Pour respecter cette dernière condition, nous introduisons un terme de décalage nommé « $s(z)$ » dans les mesures des valeurs moyennes des modes dans SNfactory : $\mu_1(z) = \mu_1 - s(z)$ et $\mu_2(z) = \mu_2 - s(z)$ où, $\mu_1 = 0.072$ et $\mu_2 = -0.186$ sont les valeurs mesurées dans notre échantillon au redshift médian de 0.05.

Ainsi, pour un échantillon donné, les valeurs exactes de chacun des modes dépendent de la distribution des redshifts des SNe Ia considérées. Plus précisément, « $s(z)$ » correspond au déplacement de μ_1 et μ_2 nécessaire pour que, si toutes les SNe Ia se trouvaient au redshift médian z_m , la moyenne de leur distribution serait égale à $\hat{\mu}$. Donc, d'après l'équation 9.8 :

$$\begin{aligned}\hat{\mu} &= (\mu_1 - s(z_m)) \times (1 - \mathcal{R}_{2/1}(z_m)) + (\mu_2 - s(z_m)) \times \mathcal{R}_{2/1}(z_m) \\ \hat{\mu} &= \mu_1 \times (1 - \mathcal{R}_{2/1}(z_m)) + \mu_2 \times \mathcal{R}_{2/1}(z_m) - s(z_m) \\ \text{soit,} \\ s(z_m) &= \mu_1 \times (1 - \mathcal{R}_{2/1}(z_m)) + \mu_2 \times \mathcal{R}_{2/1}(z_m) - \hat{\mu}\end{aligned}\tag{9.10}$$

$s(z) = s(z_m)$ est par conséquent entièrement contraint par les autres paramètres (eux mêmes fixes) du modèle.

En résumé, le modèle bimodal évolutif auquel sera comparé le modèle de référence est le suivant :

$$\mathcal{M}^{\text{bi.}}(z_i, x) = G(\{\mu_1 - s(z_m)\}, 0; x) \times [1 - \mathcal{R}_{2/1}(z_i)] + G(\{\mu_2 - s(z_m)\}, 0; x) \times \mathcal{R}_{2/1}(z_i)\tag{9.11}$$

avec $\mu_1 = 0.072$, $\mu_2 = -0.186$, $s(z_m)$ donné éq. 9.10 et $\mathcal{R}_{2/1}(z_i)$ donné éq. 9.9.

Ce modèle intrinsèque $\mathcal{M}^{\text{bi.}}$ n'a aucun paramètre libre – les valeurs numériques sont prédites à partir des observations de SNfactory – et est différent pour chacune des SNe Ia à travers le terme $\mathcal{R}_{2/1}(z_i)$.

9.2.3 Observations de la bimodalité

Le modèle dont nous cherchons à tester la pertinence se base sur deux hypothèses fortes : l'existence de deux modes – qui explique la dispersion intrinsèque des SNe Ia – et l'évolution

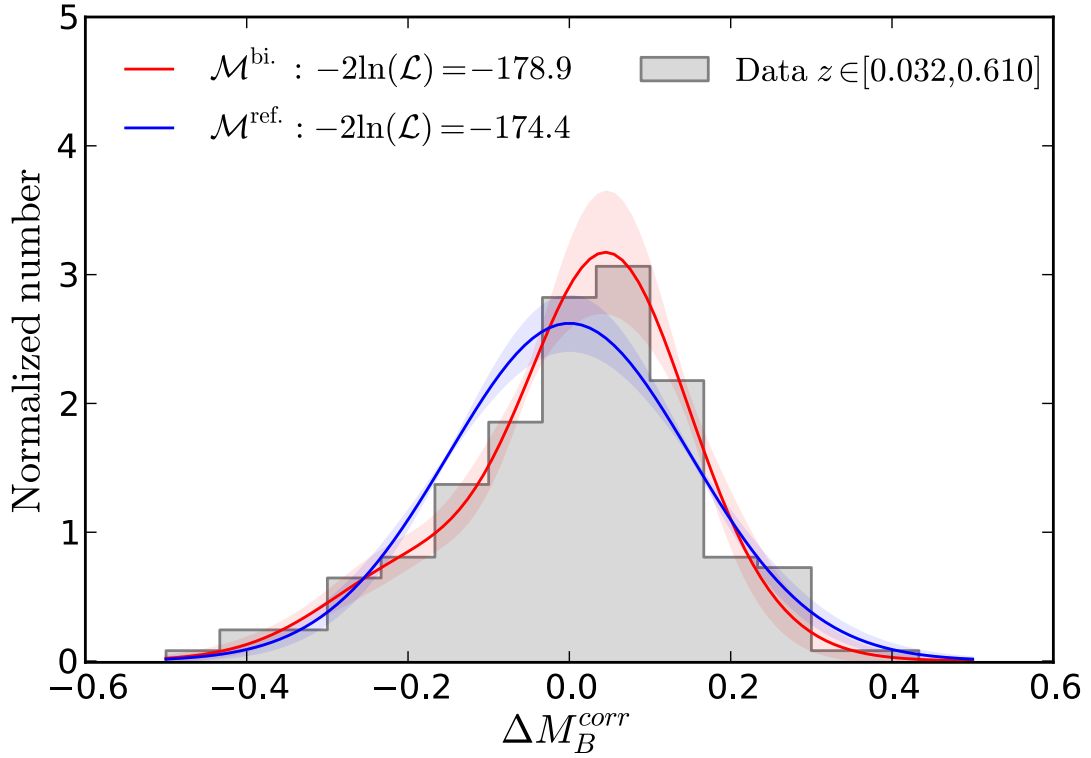


FIGURE 9.4 – Distribution des ΔM_B^{corr} marginalisés sur le redshift en comparaison des deux modèles intrinsèques considérés. Cette figure est purement illustrative. La distribution unimodale $\mathcal{M}^{\text{ref.}}$ (éq. 9.7) est montrée en bleu (où $\hat{\sigma}$ est ajusté aux données) et la distribution bimodale $\mathcal{M}^{\text{bi.}}$ (éq. 9.11) est montrée en rouge (aucun ajustement). Avec un $\Delta\text{AICc} = -6.5$, le modèle bimodal évolutif est favorisé.

de ces modes avec z . En comparant ce modèle avec celui, classique, d’une dispersion intrinsèque constante avec z , nous étudions deux problématiques :

1. La structure bimodale évolutive peut-elle être invalidée par les données de la littérature ?
2. Si tel n’est pas le cas, cette structure est-elle une meilleure description de la distribution intrinsèque des ΔM_B^{corr} ?

Pour chacun des deux modèles intrinsèques, nous mesurons la fonction de vraisemblance \mathcal{L} suivant l’équation 7.2 (p. 96). Dans le cas unimodal, nous ajustons le terme $\hat{\sigma}$ en maximisant cette vraisemblance. Dans le cas bimodal, aucun paramètre n’est ajusté et $\mathcal{M}^{\text{bi.}}$ est différent pour chaque SN « i » car il dépend du redshift z_i .

Dans la Fig. 9.4, la distribution de ΔM_B^{corr} observée est superposée avec celles attendues par chacun des deux modèles comparés. Les informations relatives à ces deux modèles sont récapitulés dans la table. 9.1. Le modèle bimodal évolutif est significativement favorisé en comparaison du modèle unimodal usuel avec un $\Delta\text{AICc} = 6.5$.

Par conséquent, non seulement cette structure bimodale et son évolution avec z ne peuvent être rejetées par les données de la littérature, mais ces hypothèses forment une meilleure description des données de bonne qualité qu’une dispersion intrinsèque standard $\hat{\sigma}$ (e.g. Guy et al. 2010; Sullivan et al. 2011; Childress et al. 2013a).

9.2.4 Conclusion

En se basant sur l'observation d'une structure bimodale dans les données de SNfactory, nous avons construit un modèle de distribution intrinsèque des ΔM_B^{corr} dépendant du redshift. Ce modèle, qui ne possède aucune paramètre libre, a été testé en utilisant 186 SNe Ia de la littérature dont la qualité est suffisante pour distinguer la structure bimodale d'une structure unimodale classique (i.e. une dispersion intrinsèque constante).

En tenant compte de l'évolution de la structure des ΔM_B^{corr} de ces SNe Ia de bonne qualité, le modèle évolutif est significativement favorisé en comparaison de la structure unimodale usuelle. Cela conforte les résultats de l'ensemble de cette thèse et notamment le biais $H\alpha$.

Il faut maintenant travailler à l'intégration du modèle bimodal évolutif dans les ajustements du diagramme de Hubble afin d'améliorer l'utilisation des SNe Ia comme indicateur de distance pour la mesure des paramètres cosmologiques.

Chapitre 10

Conclusions et perspectives

Chronologiquement, aucune connaissance ne précède en nous l'expérience et c'est avec elle que toutes commencent.

Emmanuel Kant

Le spectrographe à champ intégral SNIFS m'a permis d'assembler le premier large échantillon d'environnements locaux aux SNe Ia (89 supernovae provenant de la collaboration SNfactory). Je me suis particulièrement intéressé aux variations des propriétés de ces chandelles standardisables en fonction de la densité surfacique de luminosité $H\alpha$ dans leur environnement proche (1 kpc autour de la SN).

Cette analyse a débouché sur plusieurs résultats intéressants du point de vue de la compréhension des SNe Ia et de leur utilisation cosmologique. Ce travail a été soumis pour publication dans *Astronomy and Astrophysics* le 19 juin 2013 et accepté le 30 août (Rigault et al. 2013).

Dans ce chapitre, nous allons discuter des perspectives de recherche sur les SNe Ia (autres que celles déjà bien avancées du chapitre précédent), sur les biais cosmologiques et sur l'amélioration de leur utilisation comme chandelles standardisables. Mais avant cela, je vais conclure sur cette première analyse locale en récapitulant les points importants.

Sommaire

10.1 Conclusion de l'analyse de l'environnement $H\alpha$ local	130
10.1.1 Création des données	130
10.1.2 Méthode d'analyse	130
10.1.3 Principaux résultats	130
10.2 Perspectives	132
10.2.1 D'autres méthodes de standardisation	132
10.2.2 Autres analyses locales	135
10.2.3 Nouveaux outils, nouvelles mesures	136
10.2.4 Perspective générale	140

10.1 Conclusion de l'analyse de l'environnement $H\alpha$ local

10.1.1 Création des données

L'extraction du signal local a demandé plusieurs étapes successives. Il a d'abord fallu soustraire la composante atmosphérique et celle de la SN afin de disposer de données 3D de la galaxie hôte dans chacune des observations de supernovae et de références finales. Les données communes ont ensuite été combinées pour obtenir un spectre moyen de l'environnement local (1 kpc autour de la SN) pour chacune des 89 SNe de notre échantillon.

Avec ces données locales, il est possible de comparer les propriétés des SNe Ia en fonction de celles de leur environnement. Mes recherches se sont particulièrement orientées vers l'étude du signal $H\alpha$ local en tant qu'un indicateur de la jeunesse du progéniteur des supernovae. Cette approche s'inscrit dans la continuité de la découverte de la dichotomie « prompts / tardives » (e.g. Mannucci et al. 2006), qui représente deux vitesses distinctes d'évolution des progéniteurs vers leur explosion en supernovae.

10.1.2 Méthode d'analyse

L'IFS SNIFS a permis la mesure de la densité surfacique de luminosité $H\alpha$ ($\Sigma_{H\alpha}$) dans un rayon de 1 kpc autour de chacune des 89 SNe Ia de notre échantillon. Sept de ces supernovae ont été mises de côté car l'association entre un signal $H\alpha$ local et la présence de jeunes étoiles dans la sphère de 1 kpc autour de la SN est trop incertaine; durant l'analyse, j'ai montré que leur utilisation n'avait aucun impact significatif sur les résultats.

J'ai séparé cet échantillon en deux parties égales (2×41) en fonction de la valeur médiane $\log(\Sigma_{H\alpha}) = 38.35$. Cette valeur se trouve correspondre à l'émission moyenne $\log(\Sigma_{H\alpha})$ induite par le milieu interstellaire chaud (WIM) et assure également une détection significative du flux $H\alpha$ ($> 2\sigma$) à tous les redshifts.

Les SNe Ia ayant un faible $\Sigma_{H\alpha}$ ($\log(\Sigma_{H\alpha}) < 38.35$) ont été classées comme provenant de régions « localement passives » (notées Ia ϵ). A l'inverse, celles ayant un fort signal $\Sigma_{H\alpha}$ ($\log(\Sigma_{H\alpha}) \geq 38.35$) ont été classées comme provenant de régions « localement formatrices d'étoiles » (notées Ia α). La large gamme de $\Sigma_{H\alpha}$ mesurée confirme indirectement l'existence de supernovae de type Ia associées à la fois à de jeunes et à de vieilles populations stellaires, comme cela avait été suggéré par les analyses statistiques du temps de d'explosion (DTD) des progéniteurs (Mannucci et al. 2005, 2006; Sullivan et al. 2006; Scannapieco & Bildsten 2005; Aubourg et al. 2008).

Dans cette thèse, j'ai étudié le comportement des propriétés usuelles des SNe Ia utilisées par les analyses cosmologiques (stretch, couleur et résidu au diagramme de Hubble), en fonction de leur association avec un environnement $H\alpha$.

10.1.3 Principaux résultats

L'analyse de l'environnement local $H\alpha$ des SNe Ia nous a appris beaucoup sur ces objets, voici un résumé des résultats importants :

Couleur Il existe une corrélation légèrement significative (2σ) entre le $\log(\Sigma_{H\alpha})$ et la couleur SALT2 c . Une analyse préliminaire de correction de l'extinction interstellaire subie par le signal $H\alpha$ tend à augmenter la signifiante de cette relation (2.4σ).

Une telle corrélation entre environnement $H\alpha$ et couleur des supernovae est attendue car les poussières sont plus présentes dans les régions formatrices d'étoiles que dans les régions passives (Charlot & Fall 2000).

Stretch Le stretch et la densité surfacique de luminosité $H\alpha$ sont très significativement corrélés (4.2σ). Cette relation rappelle celle déjà rapportée dans la littérature qui lie le taux de formation stellaire globale (ou la morphologie) et la vitesse d'évolution des courbes de lumière (e.g. Lampeitl et al. 2010; Sullivan et al. 2010). Cela étant, la perspective locale dresse une image plus complexe que celle dépeinte par les études globales.

En effet, les SNe Ia ayant une évolution rapide de leurs courbes de lumière ($x_1 < -1$) sont bien favorisées par les environnements passifs, mais l'inverse est faux, et localement, les environnements passifs accueillent également des SNe Ia au stretch modéré $x_1 \sim 0$. Les SNe Ia avec un tel stretch existent d'ailleurs dans tous les types d'environnements locaux.

Qui plus est, la perspective locale a également permis de mettre en évidence que la relation connue entre le stretch d'une SN et la masse de son hôte (e.g. Sullivan et al. 2010; Johansson et al. 2013) n'était due qu'aux SNe Ia ϵ , i.e. celles qui proviennent de régions localement passives. À l'inverse, le stretch des SNe Ia α , i.e. celles provenant de régions formant des étoiles, n'est pas corrélé à la masse de leur hôte.

Résidu au diagramme de Hubble Après standardisation usuelle de stretch et de couleur de SALT2, les résidus au diagramme de Hubble (ΔM_B^{corr}) dépendent significativement de l'environnement $H\alpha$ des SNe Ia. Les SNe Ia ϵ sont 0.094 ± 0.031 mag plus lumineuses que les SNe Ia α . J'ai suggéré que ce « biais $H\alpha$ » est induit par une structure bimodale de la distribution des ΔM_B^{corr} dont la répartition des modes dépend de l'environnement. Le premier mode, nommé M_1 , est présent dans tous les types d'environnements, indépendamment de l'activité de formation d'étoiles. Le second mode, M_2 , est intrinsèquement plus brillant et est exclusif aux régions localement passives. Par un test statistique, le AICc, j'ai montré que pour les données de SNfactory, cette structure bimodale sans dispersion intrinsèque décrit significativement mieux les données qu'une dispersion intrinsèque classique (i.e. une distribution intrinsèque unimodale). Une analyse préliminaire sur les données de la littérature suggère là encore que la structure bimodale est significativement favorisée (voir plus bas).

En étudiant le « biais en masse » (i.e. le *mass step*, soit la différence de magnitude moyenne entre les SNe Ia provenant de galaxies massives et celles qui proviennent de galaxies légères, Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013) d'un point de vue local, j'ai montré que ce biais et le biais $H\alpha$ sont probablement deux manifestations d'un même effet plus fondamental encore incompris, mais certainement relié à la méthode de standardisation SALT2.

Cela m'a permis de prédire une évolution de l'amplitude du biais en masse avec z ; prédiction que nous avons ensuite confirmée dans l'échantillon de Childress et al. (2013a). Le biais $H\alpha$ mesuré dans les données de SNfactory est donc vraisemblablement un effet fondamental des SNe Ia standardisées par SALT2, même si notre analyse ne suggère aucune dépendance environnementale dans ce processus de standardisation (les paramètres α et β sont compatibles entre groupes $\Sigma_{H\alpha}$).

Implication pour la cosmologie Au vu de l'évolution des propriétés des galaxies avec le redshift – et notamment l'augmentation du sSFR – il est vraisemblable que la fraction de SNe Ia ϵ (i.e. celles qui proviennent de régions passives) diminue avec le redshift. Dans cette thèse, j'ai construit un modèle d'évolution de cette fraction de Ia ϵ . S'il s'avérait juste, ce modèle induirait un déplacement de la mesure du paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w de l'ordre de

−0.06 en comparaison des mesures classiques cosmologiques utilisant des SNe Ia (Kowalski et al. 2008; Amanullah et al. 2010; Guy et al. 2010; Sullivan et al. 2011).

La mise en évidence du biais $H\alpha$ et la prédiction de l'évolution de la fraction de $Ia\epsilon$ m'ont permis de prédire l'évolution de l'amplitude du biais en masse avec z . L'observation de cette évolution dans les données de la littérature (synthétisées par Childress et al. 2013a) est un premier argument qui démontre que l'évolution de la distribution des ΔM_B^{corr} des SNe Ia avec le redshift semble pertinent. Un second provient du test de la bimodalité dans les données de la littérature. Pour ce test, j'ai introduit la prédiction de l'évolution de l'amplitude relative des deux modes dans la structure bimodale de la distribution intrinsèque des SNe Ia. Le croisement de ces deux prédictions (bimodalité et évolution) a permis de construire un modèle bimodal évolutif entièrement prédictif que j'ai pu tester avec les données publiques. Ce modèle s'avère une meilleure description de la distribution intrinsèque des ΔM_B^{corr} de la littérature, et ce sans aucun ajustement ; il s'agit donc d'une confirmation importante de la pertinence des deux hypothèses sous-jacentes (bimodalité et évolution). Ce dernier résultat fera bientôt l'objet d'une publication.

Les SNe Ia α , de meilleures chandelles standardisables par SALT2 Les supernovae de type Ia qui proviennent d'environnements localement passifs (les SNe Ia ϵ), semblent causer l'ensemble des biais environnementaux observés (biais $H\alpha$, biais en masse et relation entre masse et stretch). J'ai alors suggéré de retirer ces supernovae des analyses cosmologiques. Les supernovae restantes, les SNe Ia α , forment un groupe homogène de chandelles standardisables par SALT2. La distribution de leurs résidus au diagramme de Hubble est unimodale, ces SNe Ia sont dépourvues de biais en masse et leur stretch n'est pas dépendant de la masse de leur hôte. C'est pourquoi, en utilisant uniquement ce sous-groupe, nous pouvons réduire significativement la dispersion du diagramme de Hubble jusqu'à 0.105 ± 0.012 mag. Cette réduction de la dispersion compense, statistiquement, la diminution significative de la taille de l'échantillon et ouvre la voie à de meilleures mesures de distances cosmologiques.

En comprenant mieux l'origine des SNe Ia, et en se concentrant sur le groupe le plus homogène (les Ia α), il semble donc possible d'améliorer significativement l'utilisation des SNe Ia comme indicateurs de distances cosmologiques tout en évitant leurs biais environnementaux connus.

10.2 Perspectives

Les travaux que j'ai effectués durant ces trois dernières années sont moins une analyse complète qu'une introduction à un champ d'étude complexe : celui de l'environnement local des SNe Ia. Cette étude étant elle-même un outil pour comprendre les progéniteurs des SNe Ia et améliorer l'utilisation de ces supernovae comme indicateurs de distances cosmologiques.

Dans cette dernière section, je vais évoquer quelques pistes d'études qui pourraient permettre d'avancer un peu plus dans ce domaine. Il est notamment intéressant de comprendre si les effets environnementaux sont dépendants de l'outil de standardisation, et si oui pourquoi. Nous allons ensuite discuter de ce qui semble être la prochaine étape de l'analyse des galaxies hôtes de SNe Ia : l'étude des populations stellaires locales. Cette discussion sera l'occasion pour moi d'évoquer les observations qui permettraient de mener à bien de telles études.

10.2.1 D'autres méthodes de standardisation

Nous avons utilisé l'algorithme SALT2 afin de mesurer les paramètres de standardisation x_1 et c , et c'est avec cette standardisation que le biais $H\alpha$ est apparu. C'est aussi avec elle que les SNe Ia α sont apparues comme de meilleures chandelles standardisables. Mais les modes

existent-ils avec d'autres méthodes de standardisation ? Les SNe Ia α sont-elles intrinsèquement une population plus homogène ? Ces questions seront l'objet de futures études, cependant, nous disposons déjà de quelques informations.

SIFTO (Conley et al. 2008) et SALT2 sont techniquement proches : il s'agit de deux algorithmes qui décrivent la variabilité des SNe Ia en se basant sur deux paramètres dérivés des courbes de lumière, un premier étant lié à leur largeur, un second à leur couleur. Il n'est donc pas étonnant de constater que les résultats des analyses globales dont nous avons parlé dans cette thèse – relation entre sSFR et stretch, relation entre stretch et masse de l'hôte et finalement le biais en masse – ont été indépendamment observés par ces deux algorithmes (voir respectivement Sullivan et al. 2010; Childress et al. 2013a) qui sont largement utilisés dans les études cosmologiques (e.g. Sullivan et al. 2011; Suzuki et al. 2012). Il est donc vraisemblable que les résultats obtenus avec SALT2 auraient été similaires si nous avions utilisé SIFTO ; mais cela reste à vérifier.

La collaboration SNfactory a publié, à deux reprises (Bailey et al. 2009 et Kim et al. 2013), des techniques de standardisation radicalement différentes de celles proposées par SALT2 et SIFTO. Il est donc intéressant de regarder l'impact de l'environnement sur ces deux méthodes.

Le rapport de flux $\mathcal{R}_{642/443}$

Bailey et al. (2009) ont mis en évidence le rapport de flux dans les spectres au maximum de luminosité $\mathcal{R}_{642/443} = F(642 \text{ nm})/F(443 \text{ nm})$ qui corrèle fortement aux résidus au diagramme de Hubble non standardisés ΔM_B^* (où * indique que les bandes photométriques sont décorrélées entre elles voir Sect. 9.1, p. 118).

Cet unique paramètre permet une standardisation du diagramme de Hubble au moins aussi bonne que celle obtenue en utilisant les deux paramètres de SALT2 (ce sujet sera abordé en détail dans Chotard et al. en préparation). La Fig. 10.1 illustre le processus de standardisation basé sur ce rapport de flux (les résidus au diagramme de Hubble correspondants sont notés $\Delta M_B^{\text{corr}-\mathcal{R}}$).

Il existe une différence de magnitude significative (3σ) entre les SNe Ia α et les SNe Ia ϵ : $\delta\Delta M_B^{\text{corr}-\mathcal{R}}(\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) = 0.089 \pm 0.030$. Cette différence est similaire à celle obtenue par SALT2. De même, les distributions des résidus au diagramme de Hubble après cette standardisation sont significativement différentes ($p_{KS} = 1.2 \times 10^{-2}$).

Mais nous voyons Fig. 10.1 que l'origine de ce biais H α est différent. Cette variation de magnitude est moins induite par l'existence d'un sous groupe évident de SNe Ia parmi les Ia ϵ , que par un décalage global entre les Ia α et les Ia ϵ . En effet, les M_2 initialement détachées de la population M_1 semblent réintégrer la distribution principale. On remarque cependant que les M_2 (les points grisés, Fig. 10.1) sont ici aussi globalement plus brillantes que les M_1 (les points blancs et les carrés bleus, Fig. 10.1) avec $\delta\Delta M_B^{\text{corr}-\mathcal{R}}(M_2 - M_1) = -0.120 \pm 0.040 \text{ mag}$.

Remarque de standardisation : lorsqu'on regarde les détails de la standardisation dans la figure supérieure de la Fig. 10.1 on remarque que les SNe Ia α et les SNe Ia ϵ n'ont pas tout à fait le même coefficient directeur γ bien que cette différence ne soit pas significative – le γ original de Bailey et al. (2009) est de 3.5 ± 0.2 . Cependant, on constate que les SNe Ia du mode M_1 ont exactement le même coefficient directeur que les SNe Ia α , alors que celui du mode M_2 est nettement inférieur ($\delta\gamma(M_1 - M_2) = 0.86 \pm 0.39$, soit 2.2σ). Dans cette perspective, les SNe Ia du second mode M_2 induisent une variation dans la standardisation entre les SNe Ia ϵ et les SNe Ia α qui pourrait expliquer la différence de magnitude entre ces groupes lors d'une standardisation unique.

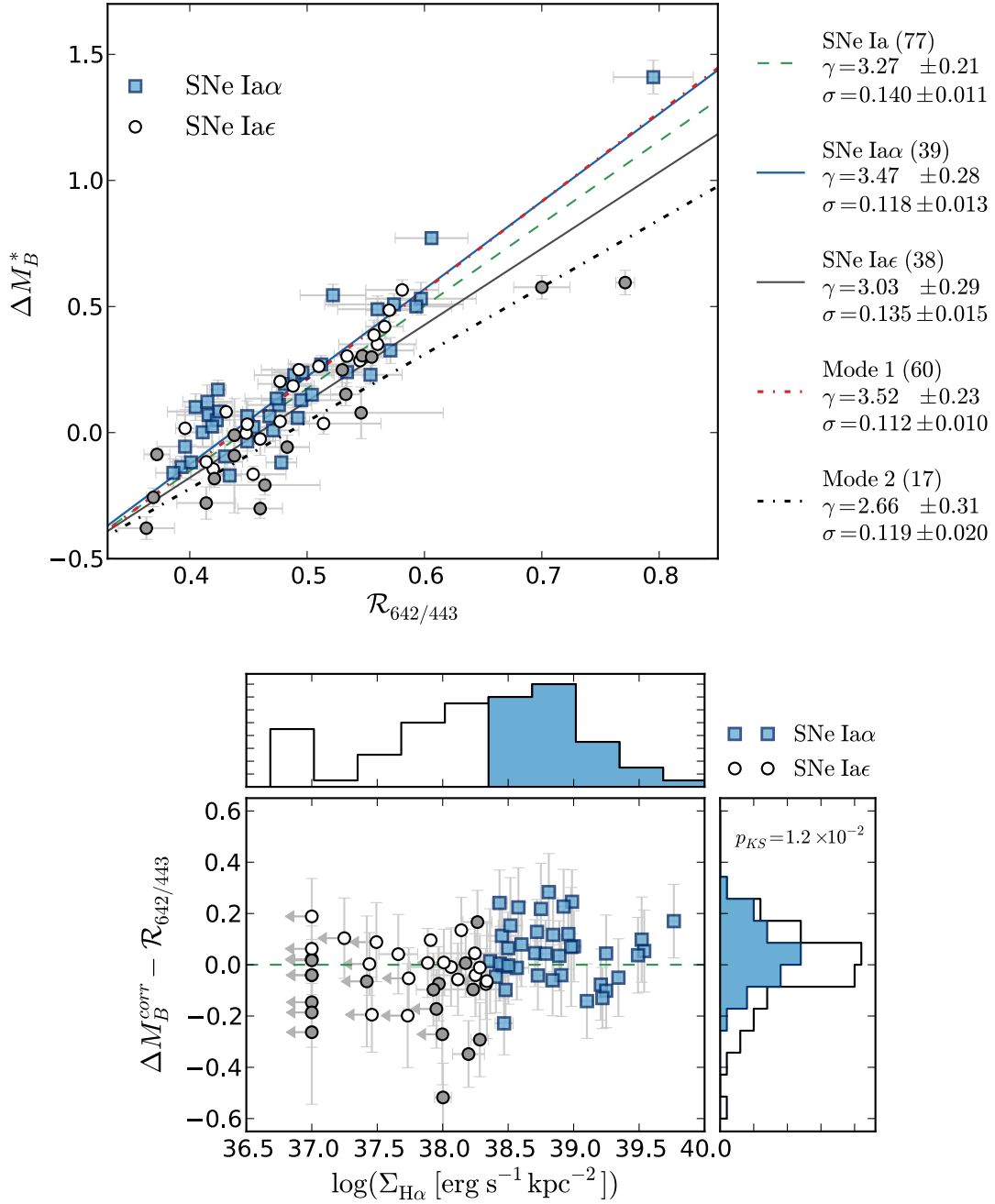


FIGURE 10.1 – *Haut* : le rapport de flux $\mathcal{R}_{642/443}$ en fonction des résidus au diagramme de Hubble non-corrigés dans la bande B décorrélée (ΔM_B^*). Le code formes-couleurs est celui de la Fig. 7.3. Les différentes droites montrent différentes standardisations en fonction des groupes de SNe Ia considérés, comme cela est indiqué sur la droite de la figure (γ est la coefficient linéaire et σ la dispersion résiduelle). *Bas* : résidus au diagramme de Hubble après standardisation par le rapport $\mathcal{R}_{642/443}$ en fonction du $\Sigma_{H\alpha}$ (voir le panel inférieur de la Fig. 7.3, p. 91). La ligne horizontale verte indique le zéro de la standardisation sur l'échantillon complet (correspondant à la ligne verte de la figure du haut).

SNe Ia α , meilleures chandelles standards $-\mathcal{R}_{642/443}$: dans cette standardisation indépendante des courbes de lumière, les SNe Ia α sont encore de meilleures chandelles standardisables avec une dispersion de $\sigma = 0.118 \pm 0.013$ mag (contre 0.140 ± 0.11 mag pour l'échantillon complet de 77 SNe Ia). Cette dispersion est similaire à ce que nous avons trouvé avec deux paramètres lors de la standardisation avec SALT2. Notez qu'il n'y a ici, aucun point aberrant, et que SNF20070701-005 (le point aberrant qui possède un $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.4$ mag avec SALT2) a un $\Delta M_B^{\text{corr}-\mathcal{R}} = -0.04 \pm 0.13$

Le processus gaussien

Kim et al. (2013) ont mis au point une méthode de reconstruction des courbes de lumière par processus gaussien permettant, avec 4 paramètres, de prédire le maximum de luminosité des SNe Ia dans une bande photométrique donnée. Les résidus au diagramme de Hubble correspondant (dans la bande B) sont notés $\Delta M_B^{\text{corr}-\text{G.P.}}$ et leur distribution est montrée dans la Fig. 10.2.

Avec cette standardisation, l'amplitude du biais $H\alpha$ diminue et devient à peine significative avec $\delta\Delta M_B^{\text{corr}-\text{GP}}(\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) = -0.070 \pm 0.030$. Au niveau de la structure de la dispersion des résidus au sein des groupes $\Sigma_{H\alpha}$, nous distinguons trois choses :

1. les SNe Ia α sont très dispersées avec une standardisation par processus gaussien et ne sont donc plus de meilleurs indicateurs de distance ($\sigma = 0.151 \pm 0.015$ mag) ;
2. dans les Ia ϵ , les M_2 sont toujours majoritairement plus brillantes que celles que nous avons classées comme M_1 avec $\delta\Delta M_B^{\text{corr}-\text{GP}}(M_2 - M_1) = -0.196 \pm 0.026$ mag (différence plus marquée ici que dans la standardisation utilisant le $\mathcal{R}_{642/443}$) ;
3. cependant, la séparation entre ces deux modes est moins nette que lorsque nous utilisons SALT2.

En conclusion, les quelques paramètres supplémentaires du processus gaussien de Kim et al. (2013) pourraient avoir permis de réduire la différence de magnitude entre les modes dans le groupe des SNe Ia ϵ . Cela pourrait être une solution pour minimiser les biais environnementaux (Kim et al. en préparation). Mais cette réduction semble se faire au détriment de l'homogénéité des SNe Ia α et de la perspective d'une dispersion réduite et non-biaisée. Globalement sur les 82 SNe Ia de notre échantillon, la dispersion des ΔM_B^{corr} données par Kim et al. (2013) est comparable à celle obtenue par SALT2 ($\sigma = 0.148 \pm 0.011$ mag), ce qui est attendu puisque la méthode de processus gaussien est optimale dans la bande I ($\sigma \simeq 0.10$ mag).

10.2.2 Autres analyses locales

Le travail sur la densité surfacique $H\alpha$ locale n'est qu'une première étape dans notre amélioration de l'analyse des propriétés environnementales locales des SNe Ia. Les futures études de cet environnement seront autant d'avancées dans la compréhension des supernovae en particulier, et de la cosmologie en général. Nous pouvons distinguer deux types d'études, celles portant sur les propriétés du gaz, et celles portant sur les propriétés des populations stellaires locales.

Métallicité du gaz

La lame de dichroïque de SNIFS empêche l'accès aux raies fondamentales du $H\beta$ et du [OIII] ce qui limite les mesures des propriétés du gaz interstellaire. Mais nous pouvons cependant utiliser le rapport $N2$ pour mesurer la métallicité du gaz en supposant une ionisation constante (Kewley & Dopita 2002; Pettini & Pagel 2004), comme nous l'avons évoqué section 6.2.2 (p. 80).

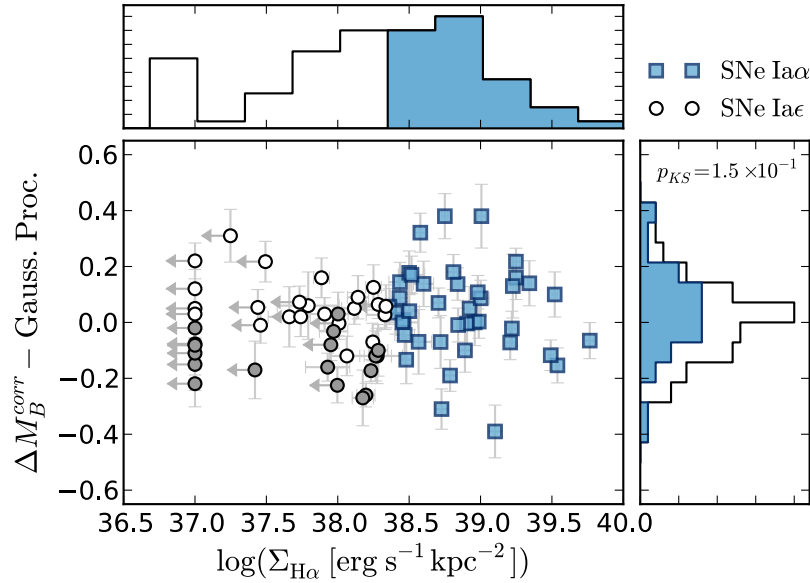


FIGURE 10.2 – Résidus au diagramme de Hubble après standardisation par le processus gaussien de Kim et al. (2013) en fonction du $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ (à comparer au panel inférieur de la Fig. 7.3, p. 91).

La Fig. 10.3 montre un aperçu des relations entre cette métallicité et le stretch, la couleur et les résidus au diagramme de Hubble, pour les 37 SNe Ia où la mesure est faisable (principalement des $\text{Ia}\alpha$). D’après cette figure, aucun de ces paramètres de SNe Ia ne semble dépendre de la métallicité du gaz. Cependant, au vu des conditions actuelles de mesure du $\log(O/H) + 12$, il est difficile de conclure.

En outre, la métallicité du gaz n’est pas nécessairement un paramètre pertinent dans l’étude des SNe Ia. En effet, en raison de dispersion des étoiles dans la galaxie, de l’âge des étoiles et de leur mécanisme de formation, il n’est pas évident que la métallicité actuelle du gaz interstellaire soit représentative de celle du progéniteur de la SN Ia.

Intérêt de l’analyse stellaire

L’analyse des galaxies hôtes est avant tout une méthode qui permet de remonter de façon plus ou moins directe aux propriétés des progéniteurs des SNe Ia.

Par l’approche locale de mon analyse, j’ai limité les erreurs liées aux gradients dans les galaxies. Ces études se sont portées sur les propriétés du gaz, plus facilement accessibles que celles des étoiles. Pourtant, la prochaine étape dans l’étude de l’environnement des SNe Ia est celle des propriétés des populations stellaires à l’endroit où les supernovae de type Ia ont explosé. Ces étoiles sont les meilleures indicateurs des caractéristiques du progéniteur et c’est à travers elles que notre connaissance des SNe Ia, de leurs variabilités et de leur utilisation cosmologique pourront significativement avancer.

10.2.3 Nouveaux outils, nouvelles mesures

Pour la mise en place de cette prochaine étape de l’analyse de l’environnement des SNe Ia, deux ingrédients sont nécessaires : une bonne résolution spatiale – il est nécessaire de faire des analyses locales – et des données permettant d’extraire les propriétés du continuum stellaire.

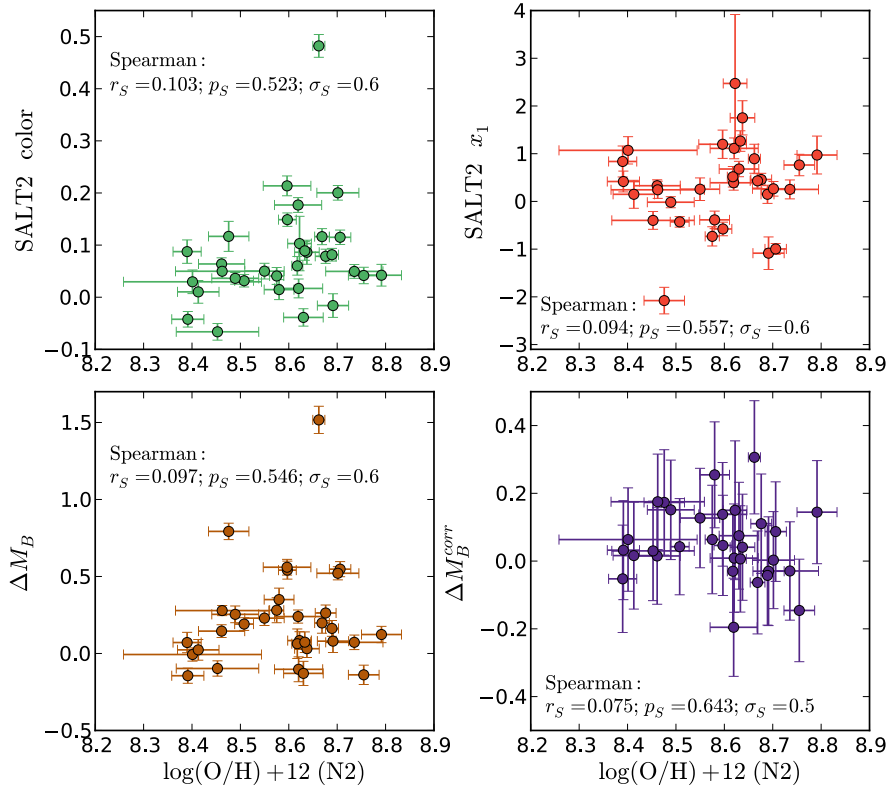


FIGURE 10.3 – *De gauche à droite et de haut en bas* : couleur, stretch, résidu au diagramme de Hubble avant et après standardisation. Tous ces paramètres sont montrés en fonction de la métallicité gazeuse estimée par l'indicateur $N2$. Il n'existe aucune corrélation entre ces paramètres de SNe Ia et la métallicité du gaz estimée ici, comme indiqué par les fortes probabilités des coefficients de Spearman à être compatible avec zéro (voir figures respectives).

Approche photométrique

A priori, deux grandes quantités nous intéressent dans les populations stellaires : leur âge et leur métallicité. En photométrie, l'âge est plus contraint que la métallicité s'il est possible d'avoir accès aux parties UV du spectre ($< 3000 \text{ \AA}$). La métallicité, quant à elle, requiert, une bonne mesure infra-rouge.

Sur ces critères, j'ai participé – avec Greg Aldering, Yannick Copin, Alex Kim, Marek Kowalski et Jakob Nordin – à une demande de temps d'observation pour le télescope spatial Hubble (HST pour *Hubble Space Telescope*) pour le cycle 21, orienté vers les mesures UV. Cette demande de temps s'était concentrée sur la mesure directe de l'âge des étoiles environnant un sous échantillon de SNe Ia ayant un fort signal $H\alpha$. Le but du projet était de mesurer précisément l'âge de ces populations stellaires afin d'en comprendre davantage leur mécanisme d'explosion. Notre demande n'a pas été retenue pour ce cycle.

Approche spectroscopique

Le spectre stellaire optique, et tout particulièrement sa partie bleue, est très structuré, comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 6 (voir Fig. 6.1, p. 74). Ces structures, ainsi que la forme générale du spectre, sont des éléments clés qui permettent la mesure des différentes populations d'étoiles composant le continuum galactique dans l'environnement des SNe Ia. De telles mesures, sur un large échantillon de supernovae, devraient vraisemblablement permettre une avancée majeure dans l'analyse des SNe Ia.

Ce type d'analyse nécessite à la fois une précision spatiale – un IFU est donc le plus adapté – et grande qualité spectrale. C'est pourquoi aujourd'hui, il est pertinent de se concentrer sur les supernovae les plus proches. La proximité de ces supernovae nous permettra d'optimiser la localité de l'environnement tout en facilitant la mesure du continuum stellaire. Finalement, nous souhaitons comprendre les biais environnementaux des SNe Ia pour leur utilisation cosmologique. Cela nécessite l'analyse de leur résidu au diagramme de Hubble. Mais la proximité de ces objets, fait que leurs mesures de distances par le redshift ne sont pas utilisables : les vitesses propres des galaxies hôtes dominant.

C'est pourquoi nous avons choisi de travailler sur les supernovae de l'échantillon SHOES (Riess et al. 2011) dont 4 des 17 galaxies hôtes sont illustrées Fig. 10.4. Ces supernovae ont été choisies pour la qualité de leurs mesures de courbes de lumière et elles disposent de mesures de distances précises et indépendantes via l'analyse de nombreuses Céphéides (principe de l'analyse SHOES). Il sera donc possible de confronter leurs résidus au diagramme de Hubble standardisés (ΔM_B^{corr}) en fonction des propriétés de leur environnement. Nous tenterons alors de comprendre l'origine de la bimodalité et du biais $H\alpha$. En parallèle de ces études, nous pourrons nous servir de notre connaissance des biais environnementaux et de l'homogénéité des SNe Ia pour augmenter la précision des mesures de la constante de Hubble H_0 .

Dans cette perspective, Yannick Copin, Greg Aldering, Marek Kowalski et moi-même sommes en train de monter un projet avec Martin Roth (AIP pour *Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam*), pour une demande de temps au 3.5 m du Calar Alto (Espagne) où est monté un spectrographe à champ intégral (celui utilisé par la collaboration CALIFA, Sánchez et al. 2012). Nous soumettrons la demande le 15 Septembre.

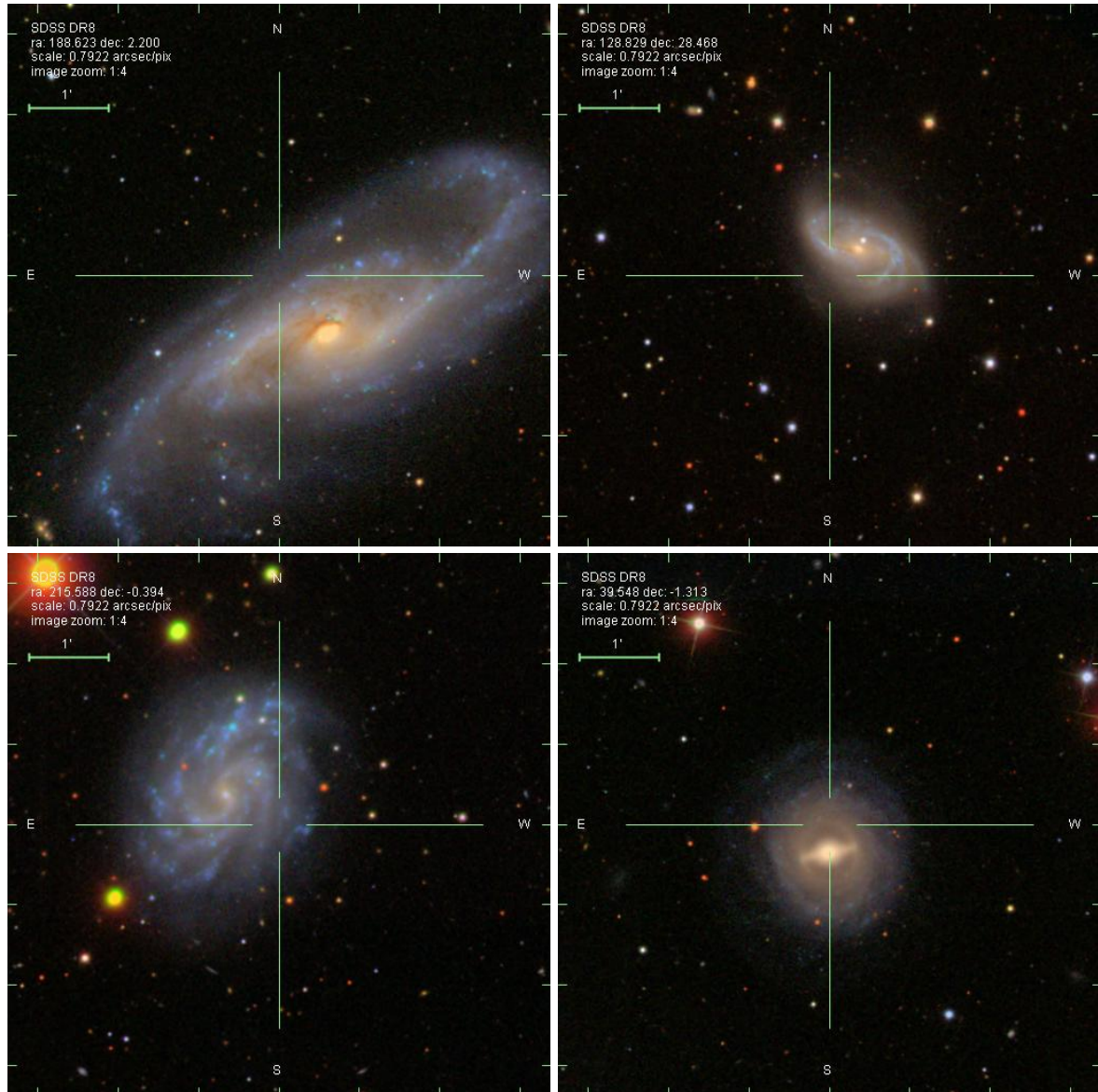


FIGURE 10.4 – *De gauche à droite et de haut en bas* : Galaxies hôtes de SN1981B, SN2001bg, SN2007af et SN2009IG. Ces images proviennent de SDSS.

10.2.4 Perspective générale

Aujourd'hui, l'utilisation des SNe Ia pour la cosmologie est limitée par les erreurs systématiques. On suppose que ces dernières sont généralement induites par des erreurs de calibration (Conley et al. 2011). Cependant, l'analyse de l'environnement local des SNe Ia a permis de mettre à jour de fortes corrélations entre les propriétés de ces chandelles standardisables et le taux de formation stellaire local. Cela ne peut que nous rappeler notre ignorance dans le mécanisme d'explosion du progéniteur et par conséquent les limites de notre capacité à standardiser les supernovae de type Ia et l'ensemble des biais que cela pourrait impliquer.

Pour le futur de la cosmologie, mes recherches suggèrent que des efforts devront être faits dans l'étude de l'environnement local des SNe Ia et tout particulièrement dans l'analyse des populations stellaires. Ces travaux apporteront des éléments essentiels dans la compréhension du mécanisme d'explosion en SNe Ia et devrait permettre, à terme, des avancées majeures pour la détermination des propriétés de l'énergie noire.

Bibliographie

- Adams, T. F. 1972, ApJ, 174, 439
- Aihara, H., Allende Prieto, C., An, D., et al. 2011, AJSS, 193, 29
- Aldering, G., Adam, G., Antilogus, P., et al. 2002, SPIE, 4836, 61
- Aldering, G., Antilogus, P., Bailey, S., et al. 2006, ApJ, 650, 510
- Alvarez, M. A., Bromm, V., & Shapiro, P. R. 2006, ApJ, 639, 621
- Amanullah, R., Lidman, C., Rubin, D., et al. 2010, ApJ, 716, 712
- Anderson, J. P., Habergham, S. M., James, P. A., & Hamuy, M. 2012, MNRAS, 424, 1372
- Arnett, W. D. 1982, ApJ, 253, 785
- Astier, P. 2012, ArXiv e-prints, 1211, 2590
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31
- Aubourg, E., Tojeiro, R., Jimenez, R., et al. 2008, A&A, 492, 631
- Bailey, S., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2009, A&A, 500, L17
- Baltay, C., Rabinowitz, D., Andrews, P., et al. 2007, PASP, 119, 1278
- Bartunov, O. S., Tsvetkov, D. Y., & Filimonova, I. V. 1994, PASP, 106, 1276
- Belczynski, K., Bulik, T., & Ruitter, A. J. 2005, ApJ, 629, 915
- Blanc, G. A., Heiderman, A., Gebhardt, K., Evans, N. J., & Adams, J. 2009, ApJ, 704, 842
- Blondin, S., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. 2011, A&A, 526, 81
- Bloom, J. S., Kasen, D., Shen, K. J., et al. 2012, ApJ-L, 744, L17
- Bongard, S., Soulez, F., Thiébaud, E., & Pecontal, E. 2011, MNRAS, 418, 258
- Burnham, K. P. & Anderson, D. R. 2002, Model Selection and Multi-Model Inference : A Practical Information-Theoretic Approach (Springer)
- Burnham, K. P. & Anderson, D. R. 2004, Sociological Methods & Research, 33, 261
- Burns, C. R., Stritzinger, M., Phillips, M. M., et al. 2011, AJ, 141, 19
- Buton, C. 2009, PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon I

BIBLIOGRAPHIE

- Buton, C., Copin, Y., Aldering, G., et al. 2013, *A&A*, 549, 8
- Calzetti, D. 2012, ArXiv e-prints, 1208, 2997
- Calzetti, D., Wu, S.-Y., Hong, S., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1256
- Cameron, E. 2011, *PASA*, 28, 128
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chandrasekhar, S. 1931, *ApJ*, 74, 81
- Charlot, S. & Fall, S. M. 2000, *ApJ*, 539, 718
- Childress, M., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2013a, *ApJ*, 770, 108
- Childress, M., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2013b, *ApJ*, 770, 107
- Childress, M., Aldering, G., Aragon, C., et al. 2011, *ApJ*, 733, 3
- Chotard, N. 2011, PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon I
- Chotard, N., Gangler, E., Aldering, G., et al. 2011, *A&A*, 529, L4
- Chotard, N., Gangler, E., Aldering, G., et al. en préparation
- Cid Fernandes, R., Perez, E., Garcia Benito, R., et al. 2013, ArXiv e-prints, 1304, 5788
- Colgate, S. A. & McKee, C. 1969, *ApJ*, 157, 623
- Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, *ApJS*, 192, 1
- Conley, A., Sullivan, M., Hsiao, E. Y., et al. 2008, *ApJ*, 681, 482
- Copin, Y. 2013, Habilitation à diriger des recherches, Université de Lyon 1
- Damen, M., Labbé, I., Franx, M., et al. 2009, *ApJ*, 690, 937
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
- Di Stefano, R. 2010, *ApJ*, 712, 728
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006, *ApJ*, 649, 14
- Dilday, B., Howell, D. A., Cenko, S. B., et al. 2012, *Science*, 337, 942
- Elias, J. H., Matthews, K., Neugebauer, G., & Persson, S. E. 1985, *ApJ*, 296, 379
- Fernandes, R. C., Delgado, R. M. G., Benito, R. G., et al. 2013, Resolving galaxies in time and space : II : Uncertainties in the spectral synthesis of datacubes, arXiv e-print 1307.0562
- Filippenko, A. V. 1988, *PASA*, 7, 540
- Filippenko, A. V. 1989, *PASP*, 101, 588
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63

- Frieman, J. A., Turner, M. S., & Huterer, D. 2008, *ARA&A*, 46, 385
- Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., White, S. D. M., & Tremonti, C. A. 2005, *MNRAS*, 362, 41
- Gangler, E. 2011, Habilitation à diriger des recherches, Université de Lyon 1
- Gilfanov, M. & Bogdán, A. 2010, *Nature*, 463, 924
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Goobar, A. 2008, *ApJL*, 686, L103
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- Groves, B., Brinchmann, J., & Walcher, C. J. 2012, *MNRAS*, 419, 1402
- Gupta, R. R., D'Andrea, C. B., Sako, M., et al. 2011, *ApJ*, 740, 92
- Guy, J., Astier, P., Baumont, S., et al. 2007, *A&A*, 466, 11
- Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. 2010, *A&A*, 523, 7
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. 2010, *AJL*, 724, L212
- Hachisu, I., Kato, M., Saio, H., & Nomoto, K. 2012, *ApJ*, 744, 69
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. 1996, *AJ*, 112, 2391
- Hamuy, M., Trager, S. C., Pinto, P. A., et al. 2000, *AJ*, 120, 1479
- Hanuschik, R. W. 2003, *A&A*, 407, 1157
- Hastie, T., Tibshirani, R., & Friedman, J. 2009, *The Elements of Statistical Learning :Data Mining, Inference, and Prediction.* (Springer)
- Hicken, M., Challis, P., Jha, S., et al. 2009, *ApJ*, 700, 331
- Hillebrandt, W., Kromer, M., Röpke, F. K., & Ruiter, A. J. 2013, *Frontiers of Physics*, 8, 116
- Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Howell, D. A. 2010, 1011.0441
- Howell, D. A., Sullivan, M., Brown, E. F., et al. 2009, *ApJ*, 691, 661
- Howell, D. A., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. 2006, *Nature*, 443, 308
- Iben, I. & Tutukov, A. V. 1984, *ApJS*, 54, 335
- Ilkov, M. & Soker, N. 2012, *MNRAS*, 419, 1695
- James, P. A. & Anderson, J. P. 2006, *A&A*, 453, 57
- Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. 2007, *AJ*, 659, 122
- Johansson, J., Thomas, D., Pforr, J., et al. 2013, arXiv :1211.1386

BIBLIOGRAPHIE

- Jones, D. O., Rodney, S. A., Riess, A. G., et al. 2013, *ApJ*, 768, 166
- Kashi, A. & Soker, N. 2011, *MNRAS*, 417, 1466
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 54
- Kelly, P. L., Hicken, M., Burke, D. L., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. 2010, *ApJ*, 715, 743
- Kennicutt, R. C. 1998, *AR A&A*, 36, 189
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Kewley, L. J. & Dopita, M. A. 2002, *ApJSS*, 142, 35
- Kewley, L. J. & Ellison, S. L. 2008, *ApJ*, 681, 1183
- Khan, R., Stanek, K. Z., Stoll, R., & Prieto, J. L. 2011, *ApJL*, 737, L24
- Kim, A., Goobar, A., & Perlmutter, S. 1996, *PASP*, 108, 190
- Kim, A. G., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. 2013, *ApJ*, 766, 84
- Kim, A. G., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. en préparation
- Kobayashi, C. & Nomoto, K. 2009, *ApJ*, 707, 1466
- Kobayashi, C., Tsujimoto, T., Nomoto, K., Hachisu, I., & Kato, M. 1998, *ApJL*, 503, L155
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L. 1999, *ApJ*, 514, 544
- Kobulnicky, H. A. & Kewley, L. J. 2004, *ApJ*, 617, 240
- Koleva, M., Prugniel, P., Bouchard, A., & Wu, Y. 2009, *A&A*, 501, 1269
- Koleva, M., Prugniel, P., Ocvirk, P., Le Borgne, D., & Soubiran, C. 2008, *MNRAS*, 385, 1998
- Konishi, K., Cinabro, D., Garnavich, P. M., et al. 2011, 1101.4269
- Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, *ApJ*, 686, 749
- Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., et al. 2010, *ApJ*, 722, 566
- Lantz, B., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2004, in *SPIE*, Vol. 5249, SPIE, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 146–155
- Law, N. M., Kulkarni, S. R., Dekany, R. G., et al. 2009, *PASP*, 121, 1395
- Leaman, J., Li, W., Chornock, R., & Filippenko, A. V. 2011, *MNRAS*, 412, 1419
- Lee, J. H., Hwang, N., & Lee, M. G. 2011, *ApJ*, 735, 75
- Li, W., Bloom, J. S., Podsiadlowski, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 348
- Livio, M. 2000, in *The Progenitors of Type Ia Supernovae*, Cambridge Univ.Press., 33
- Livio, M. & Soker, N. 1988, *ApJ*, 329, 764
- Mannucci, F., Della Valle, M., & Panagia, N. 2006, *MNRAS*, 370, 773

- Mannucci, F., Della Valle, M., Panagia, N., et al. 2005, *A&A*, 433, 807
- Maoz, D. 2010, in *AIP Conference Proceedings*, Vol. 1314, 223–232
- Maoz, D. & Mannucci, F. 2012, *PASA*, 29, 447
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & Moran, C. K. J. 2002, *MNRAS*, 332, 745
- Meng, X.-C. & Yang, W.-M. 2011, *RAA*, 11, 965
- Mennekens, N., Vanbeveren, D., De Greve, J. P., & De Donder, E. 2010, *A&A*, 515, 89
- Merluzzi, P., Busarello, G., Dopita, M. A., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 1747
- Minkowski, R. 1941, *PASP*, 53, 224
- Neill, J. D., Sullivan, M., Howell, D. A., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1449
- Nelemans, G. & Tout, C. A. 2005, *MNRAS*, 356, 753
- Nobili, S. & Goobar, A. 2008, *A&A*, 487, 19
- Nomoto, K. 1982, *ApJ*, 253, 798
- Nomoto, K. & Kondo, Y. 1991, *ApJL*, 367, L19
- Nugent, P., Kim, A., & Perlmutter, S. 2002, *PASP*, 114, 803
- Nugent, P. E., Sullivan, M., Cenko, S. B., et al. 2011, *Nature*, 480, 344
- O'Donnell, J. E. 1994, *ApJ*, 422, 158
- Oey, M. S., Meurer, G. R., Yelda, S., et al. 2007, *ApJ*, 661, 801
- Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota (Mill Valley CA : University Science Books))
- Paladini, R., Davies, R. D., & De Zotti, G. 2004, *MNRAS*, 347, 237
- Pereira, R., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. 2013, *ArXiv e-prints*, 1302, 1292
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Pettini, M. & Pagel, B. E. J. 2004, *MNRAS*, 348, L59
- Phillips, M. M. 1993, *ApJ-L*, 413, L105
- Pilkington, K., Few, C. G., Gibson, B. K., et al. 2012, *A&A*, 540, 56
- Pinsonneault, M. H. & Stanek, K. Z. 2006, *ApJL*, 639, L67
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013a, *ArXiv e-prints*, 1303, 5062
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013b, *ArXiv e-prints*, 1303, 5076
- Poelarends, A. J. T., Herwig, F., Langer, N., & Heger, A. 2008, *ApJ*, 675, 614

- Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., & Gieles, M. 2010, *ARAA*, 48, 431
- Prugniel, P., Vauglin, I., & Koleva, M. 2011, *A&A*, 531, 165
- Pérez, E., Cid Fernandes, R., González Delgado, R. M., et al. 2013, *ApJL*, 764, L1
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., et al. 2008, *ApJ*, 675, 234
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 119
- Riess, A. G., Press, W. H., & Kirshner, R. P. 1996, *ApJ*, 473, 88
- Rigault, M., Copin, Y., Aldering, G., et al. 2013, *A&A*, in press, 1309, 1182
- Ropke, F. K., Kromer, M., Seitzzahl, I. R., et al. 2012, *ApJL*, 750, L19
- Rosales-Ortega, F. F., Díaz, A. I., Kennicutt, R. C., & Sánchez, S. F. 2011, *MNRAS*, 415, 2439
- Röser, S., Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., et al. 2010, *Astron. Nachr.*, 331, 519
- Rubin, D., Knop, R. A., Rykoff, E., et al. 2013, *ApJ*, 763, 35
- Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R. F., Jiménez-Vicente, J., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 703
- Saunders, C., Aldering, G., Aragon, C., et al. en préparation
- Scalzo, R., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2012, *ApJ*, 757, 12
- Scalzo, R. A., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2010, *ApJ*, 713, 1073
- Scannapieco, E. & Bildsten, L. 2005, *ApJL*, 629, L85
- Schaefer, B. E. & Pagnotta, A. 2012, *Nature*, 481, 164
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Scolnic, D. M., Riess, A. G., Foley, R. J., et al. 2013, *ArXiv e-prints*, 1306, 4050
- Seon, K.-I. 2009, *ApJ*, 703, 1159
- Seon, K.-I. & Witt, A. N. 2012, *ApJ*, 758, 109
- Stanishev, V., Rodrigues, M., Mourão, A., & Flores, H. 2012, *A&A*, 545, 58
- Sternberg, A., Gal-Yam, A., Simon, J. D., et al. 2011, *Science*, 333, 856
- Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 782
- Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., et al. 2011, *ApJ*, 737, 102
- Sullivan, M., Le Borgne, D., Pritchet, C. J., et al. 2006, *ApJ*, 648, 868
- Suzuki, N., Rubin, D., Lidman, C., et al. 2012, *ApJ*, 746, 85
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, *A&A*, 538, 8

- Tammann, G. A. 1970, *A&A*, 8, 458
- Thomas, R. C., Aldering, G., Aragon, C., et al. 2011, arXiv :1109.1312
- Timmes, F. X., Brown, E. F., & Truran, J. W. 2003, *ApJ*, 590, L83
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Tripp, R. 1998, *A&A*, 331, 815
- van den Bergh, S. & Tammann, G. A. 1991, *AR A&A*, 29, 363
- van den Heuvel, E. P. J., Bhattacharya, D., Nomoto, K., & Rappaport, S. A. 1992, *A&A*, 262, 97
- Vazdekis, A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 1639
- Whelan, J. & Iben, I. 1973, *ApJ*, 186, 1007
- Wild, V., Charlot, S., Brinchmann, J., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1760
- Zahid, J., Geller, M., Kewley, L., et al. 2013

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Du biais $H\alpha$ à l'amplitude au biais en masse

Dans cette annexe, j'expose le développement mathématique qui permet de comprendre la relation exacte entre groupe $\Sigma_{H\alpha}$, biais $H\alpha$ et biais en masse. Nous construirons cette relation en deux étapes : d'abord, le développement mathématique le plus général puis, une explication explicite de chaque supposition nous permettant de trouver la relation simple entre biais $H\alpha$, biais en masse et fraction de SNe Ia ϵ éq. 8.5.

Pour commencer, séparons notre échantillon en quatre sous-groupes constitués des SNe Ia α et Ia ϵ provenant de galaxies massives (H) ou légères (L ; limite à $\log(M/M_\odot) = 10$).

Notations Nous exprimerons le nombre N de SNe Ia dans chacun de ces sous-groupes comme suit : $N_{\alpha,L}$, $N_{\alpha,H}$, $N_{\epsilon,L}$ et $N_{\epsilon,H}$. De même, les variations de magnitude moyenne des résidus au diagramme de Hubble entre ces sous-groupes seront exprimées : $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}$, $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}$, $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L}$ et $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H}$. Ensuite, pour rendre les équations – parfois longues – plus lisibles, nous utiliserons la notation suivante pour les fractions : F_B^A voulant dire « la fraction de SNe Ia du groupe A qui sont B ». Par exemple, F_ϵ^H désigne « la fraction de SNe Ia provenant d'une galaxie massive qui sont des Ia ϵ », i.e., $N_{\epsilon,H}/N_H$.

Mathématiquement parlant, B est le numérateur et A le dénominateur. Naturellement, cette notation possède la relation suivante $F_B^A + F_{-B}^A = 1$, e.g., $F_\epsilon^H + F_\alpha^H = (N_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H})/N_H = 1$.

A.1 Équations générales

Le biais $H\alpha$, $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$, est défini comme la variation de magnitude moyenne pondérée des ΔM_B^{corr} entre les SNe Ia ϵ et les SNe Ia α :

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) \equiv \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} \quad (\text{A.1})$$

Le biais en masse, $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L)$, est quant à lui défini comme la variation de magnitude moyenne pondérée des ΔM_B^{corr} entre les SNe Ia provenant de galaxies massives et celles provenant de galaxies légères :

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) \equiv \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_H - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L \quad (\text{A.2})$$

Nous pouvons maintenant réécrire les éqs. A.1 et A.2 en fonction des quatre sous-groupes précédemment introduits. Avec l'utilisation de la notation F_B^A nous avons :

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} = \frac{N_{\epsilon,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + N_{\epsilon,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H}}{N_{\epsilon,L} + N_{\epsilon,H}} = F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} \quad (\text{A.3})$$

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} = \frac{N_{\alpha,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + N_{\alpha,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}}{N_{\alpha,L} + N_{\alpha,H}} = F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \quad (\text{A.4})$$

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_H = \frac{N_{\epsilon,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}}{N_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H}} = F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \quad (\text{A.5})$$

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L = \frac{N_{\epsilon,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + N_{\alpha,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}}{N_{\epsilon,L} + N_{\alpha,L}} = F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \quad (\text{A.6})$$

La combinaison de ces équations permet de faire le lien entre le biais $H\alpha$ d'un côté et le biais en masse de l'autre, et les propriétés des différents sous-groupes :

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) = F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} - F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \quad (\text{A.7})$$

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) = F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \quad (\text{A.8})$$

Ainsi, le biais en masse et le biais $H\alpha$ sont mathématiquement reliables comme suit :

$$\begin{aligned} \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) &= \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) \times \\ &\frac{F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}}{F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

A.2 Contraintes observationnelles

L'éq. A.9 est exacte lorsque l'ensemble de ces quantités sont mesurables comme dans notre échantillon. Pour simplifier cette équation et la rendre accessible à d'autres échantillons, nous introduisons deux contraintes observationnelles qui se basent sur les observations que nous avons faites section 8.2.2 (voir Fig. 8.2 p. 105).

Premièrement, nous avons montré section. 8.2.2 que la magnitude standardisée moyenne des SNe Ia α ne dépendait pas de la masse de leur hôte. Ainsi :

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}. \quad (\text{A.10})$$

Deuxièmement, nous avons montré que le plateau à faible masse avait la même magnitude que celle des SNe Ia α . Autrement dit, les SNe Ia α et les Ia ϵ provenant de galaxies légères ont approximativement la même magnitude moyenne (dans les barres d'erreurs). Donc :

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}. \quad (\text{A.11})$$

En conséquence de ces deux observations, la partie droite de l'éq. A.7 devient :

$$\begin{aligned}
x\text{Num} &= F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - (F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}) \\
&\simeq F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + (1 - F_H^\epsilon) \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} \\
&\simeq F_H^\epsilon \times (\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}).
\end{aligned} \tag{A.12}$$

De même, la partie droite de l'éq. A.8 devient :

$$\begin{aligned}
\text{Den} &= F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - (F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}) \\
&\simeq F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + (1 - F_\epsilon^H) \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} \\
&\simeq F_\epsilon^H \times (\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}).
\end{aligned} \tag{A.13}$$

Finalement, en sachant que $F_\epsilon^H/F_H^\epsilon = (N_{\epsilon,H}/N_H) \times (N_\epsilon/N_{\epsilon,H}) = (N_\epsilon/N) \times (N/N_H) = F_\epsilon/F_H$, où F_ϵ est la fraction de SNe Ia ϵ , et F_H la fraction de SNe Ia provenant de galaxies massives, l'éq. A.9 peut simplement s'exprimer ainsi :

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) \simeq F_\epsilon \times \frac{\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)}{F_H} \tag{A.14}$$

Dans cette thèse, la dépendance en redshift de F_ϵ a été notée $\psi(z)$, et $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$ a été supposé constant. De plus, comme nous pouvons le constater Fig. A.1 avec les données de la compilation de Childress et al. (2013a), F_H est constant avec une variation typique de 5% ($\chi_{\text{dof}}^2 = 1.0$ avec l'ajout d'une dispersion intrinsèque de 5%) jusqu'à $z \sim 1$. Avec cette approximation de la constance de F_H , nous concluons que le biais en masse est simplement proportionnel à $\psi(z)$, comme cela est donné éq. 8.5.

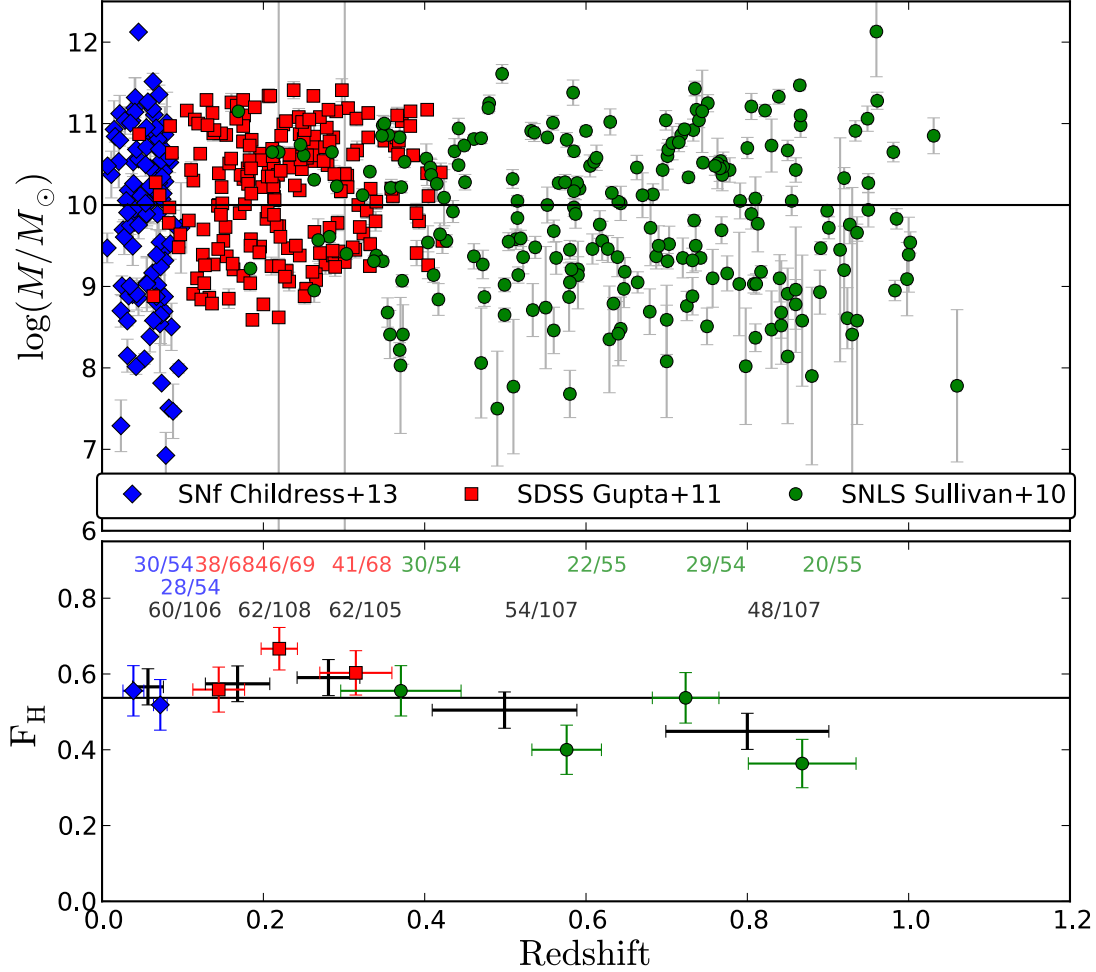


FIGURE A.1 – *Haut* : Distribution des masses des hôtes en fonction du redshift. Les données de SNfactory sont montrées en bleu (Childress et al. 2013a), celles de SDSS sont en rouge (Gupta et al. 2011) et celles de SNLS sont en vert (Sullivan et al. 2010). La ligne horizontale montre la coupure à $\log(M/M_{\odot}) = 10$. *Bas* : Évolution de la fraction de SNe Ia provenant de galaxies massives (F_H) par gamme de redshifts. Ces gammes ont été choisies pour couvrir un nombre constant de SNe Ia (voir la fraction F_H correspondant à chaque point dans la figure). Les croix noires montrent l'évolution de l'ensemble des SNe Ia alors que les marqueurs de couleurs montrent celle de leur échantillon respectif : bleues pour SNfactory, rouges pour SDSS et vertes pour SNLS. La ligne horizontale noire montre la fraction moyenne $F_H = 54\%$.

Annexe B

Article sur l'environnement local H α
publié dans *Astronomy and
Astrophysics*

Evidence of environmental dependencies of type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by local $H\alpha$ *

M. Rigault¹, Y. Copin¹, G. Aldering², P. Antilogus³, C. Aragon², S. Bailey², C. Baltay⁴, S. Bongard³, C. Buton⁵, A. Canto³, F. Cellier-Holzem³, M. Childress⁶, N. Chotard¹, H. K. Fakhouri^{2,7}, U. Feindt⁵, M. Fleury³, E. Gangler¹, P. Greskovic⁵, J. Guy³, A. G. Kim², M. Kowalski⁵, S. Lombardo⁵, J. Nordin^{2,8}, P. Nugent^{9,10}, R. Pain³, E. Pécontal¹¹, R. Pereira¹, S. Perlmutter^{2,7}, D. Rabinowitz⁴, K. Runge², C. Saunders², R. Scalzo⁶, G. Smadja¹, C. Tao^{12,13}, R. C. Thomas⁹, and B. A. Weaver¹⁴
(The Nearby Supernova Factory)

¹ Université de Lyon, 69622, France; Université de Lyon 1, France; CNRS/IN2P3, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, France
e-mail: rigault@ipnl.in2p3.fr

² Physics Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, 1 Cyclotron Road, Berkeley, CA 94720, USA

³ Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Paris Diderot Paris 7, CNRS-IN2P3, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

⁴ Department of Physics, Yale University, New Haven, CT 06520-8121, USA

⁵ Physikalisches Institut, Universität Bonn, Nußallee 12, 53115 Bonn, Germany

⁶ Research School of Astronomy and Astrophysics, The Australian National University, Mount Stromlo Observatory, Cotter Road, Weston Creek ACT 2611, Australia

⁷ Department of Physics, University of California Berkeley, 366 LeConte Hall MC 7300, Berkeley, CA 94720-7300, USA

⁸ Space Sciences Laboratory, University of California Berkeley, 7 Gauss Way, Berkeley, CA 94720, USA

⁹ Computational Cosmology Center, Computational Research Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, 1 Cyclotron Road MS 50B-4206, Berkeley, CA, 94611, USA

¹⁰ Department of Astronomy, University of California Berkeley, B-20 Hearst Field Annex # 3411, Berkeley, CA 94720-34110, USA

¹¹ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, Université Lyon 1, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France

¹² Tsinghua Center for Astrophysics, Tsinghua University, 100084 Beijing, China

¹³ Centre de Physique des Particules de Marseille, 163 avenue de Luminy, Case 902, 13288 Marseille Cedex 09, France

¹⁴ Center for Cosmology and Particle Physics, New York University, 4 Washington Place, New York, NY 10003, USA

Received 19 June 2013 / Accepted 30 August 2013

ABSTRACT

Context. Use of Type Ia supernovae (SNe Ia) as distance indicators has proven to be a powerful technique for measuring the dark-energy equation of state. However, recent studies have highlighted potential biases correlated with the global properties of their host galaxies, large enough to induce systematic errors into such cosmological measurements if not properly treated.

Aims. We study the host galaxy regions in close proximity to SNe Ia in order to analyze relations between the properties of SN Ia events and environments where their progenitors most likely formed. In this paper we focus on local $H\alpha$ emission as an indicator of young progenitor environments.

Methods. The Nearby Supernova Factory has obtained flux-calibrated spectral timeseries for SNe Ia using integral field spectroscopy. These observations enabled the simultaneous measurement of the SN and its immediate vicinity. For 89 SNe Ia we measured or set limits on $H\alpha$ emission, used as a tracer of ongoing star formation, within a 1 kpc radius around each SN. This constitutes the first direct study of the local environment for a large sample of SNe Ia with accurate luminosity, color, and stretch measurements.

Results. Our local star formation measurements provide several critical new insights. We find that SNe Ia with local $H\alpha$ emission are redder by 0.036 ± 0.017 mag, and that the previously noted correlation between stretch and host mass is driven entirely by the SNe Ia coming from locally passive environments, in particular at the low-stretch end. There is no such trend for SNe Ia in locally star-forming environments. Our most important finding is that the mean standardized brightness for SNe Ia with local $H\alpha$ emission is 0.094 ± 0.031 mag fainter on average than for those without. This offset arises from a bimodal structure in the Hubble residuals, with one mode being shared by SNe Ia in all environments and the other one exclusive to SNe Ia in locally passive environments. This structure also explains the previously known host-mass bias. We combine the star formation dependence of this bimodality with the cosmic star formation rate to predict changes with redshift in the mean SN Ia brightness and the host-mass bias. The strong change predicted is confirmed using high-redshift SNe Ia from the literature.

Conclusions. The environmental dependences in SN Ia Hubble residuals and color found here point to remaining systematic errors in the standardization of SNe Ia. In particular, the observed brightness offset associated with local $H\alpha$ emission is predicted to cause a significant bias in current measurements of the dark energy equation of state. Recognition of these effects offers new opportunities to improve SNe Ia as cosmological probes. For instance, we note that the SNe Ia associated with local $H\alpha$ emission are more homogeneous, resulting in a brightness dispersion of only 0.105 ± 0.012 mag.

Key words. cosmology; observations

* Appendix is available in electronic form at <http://www.aanda.org>

1. Introduction

Luminosity distances from Type Ia supernovae (SNe Ia) were key to the discovery of the accelerating expansion of the universe (Perlmutter et al. 1999; Riess et al. 1998). Among the current generation of surveys, more than 600 spectroscopically confirmed SNe Ia are available for cosmological analyses (e.g., Suzuki et al. 2012). Thus, even today SNe Ia remain the strongest demonstrated technique for measuring the dark-energy equation of state.

The fundamental principle behind the use of these standardized candles is that the standardization does not change with redshift. SNe Ia have an observed M_B dispersion of approximately 0.4 mag, which makes them naturally good distance indicators. Empirical light-curve fitters, such as SALT2 (Guy et al. 2007, 2010) or MLCS2K2 (Jha et al. 2007), correct M_B for the “brighter-slower” and “brighter-bluer” relation (Phillips 1993; Riess et al. 1996; Tripp 1998). This stretch (or x_1) and color (c) standardization enables the reduction of their magnitude dispersion down to ≈ 0.15 mag.

However, a major issue remains: despite decades of study, their progenitors are as yet undetermined. (See Maoz & Mannucci 2012, for a detailed review.) Like all stars, it is expected that these progenitors will have a distribution of ages and metal abundances, and these distributions will change with redshift. These factors in turn may affect details of the explosion, leading to potential bias in the cosmological measurements. The remaining 0.15 mag “intrinsic” scatter in SN Ia standardized brightnesses is a direct indicator that hidden variables remain. Host galaxy dust – and peculiar velocities if the host is too nearby – complicate the picture.

Several studies have found that the distribution of SNe Ia light-curve stretch values differs across host galaxy total stellar mass (Hamuy et al. 2000; Neill et al. 2009; Sullivan et al. 2010) and global specific star formation rate (sSFR; Lampeitl et al. 2010; Konishi et al. 2011). Lampeitl et al. (2010) concluded that the distribution of SNe Ia colors appears to be independent of the star-forming properties of the host, even though more dust is expected in actively star-forming environments. However, in Childress et al. (2013a) we found that SNe Ia colors do correlate with host metallicity. This may be intrinsic, but also metals are a necessary ingredient for dust formation. Stretch is correlated with observed M_B , so after standardization, the influence of this environmental property disappears.

A dependence of corrected Hubble residuals on host mass is now well-established (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013). This has been modeled as either a linear trend or a sharp step in corrected Hubble residuals between low- and high-mass hosts. In Childress et al. (2013a) we established that a “mass step” at $\log(M/M_\odot) = 10.2$ gives a much better fit than a line, and we found that the RMS width of the transition is only 0.5 dex in mass. Because the mass of a galaxy correlates with its metallicity, age, and sSFR (see Tremonti et al. 2004; Gallazzi et al. 2005; Pérez-González et al. 2008, respectively), this mass step is most likely driven by an intrinsic SN progenitor variation. For instance, a brightness offset between globally star-forming and passive galaxies provides a fair phenomenological description of the mass step (D’Andrea et al. 2011), being driven by the sharp change in the fraction of star-forming hosts at $\log(M/M_\odot) \sim 10$ present in the local universe (Childress et al. 2013a).

However, the interpretation of these results is limited by the use of global properties of the host galaxies. The measured quantities – gas metallicity, star formation rate, etc. – are

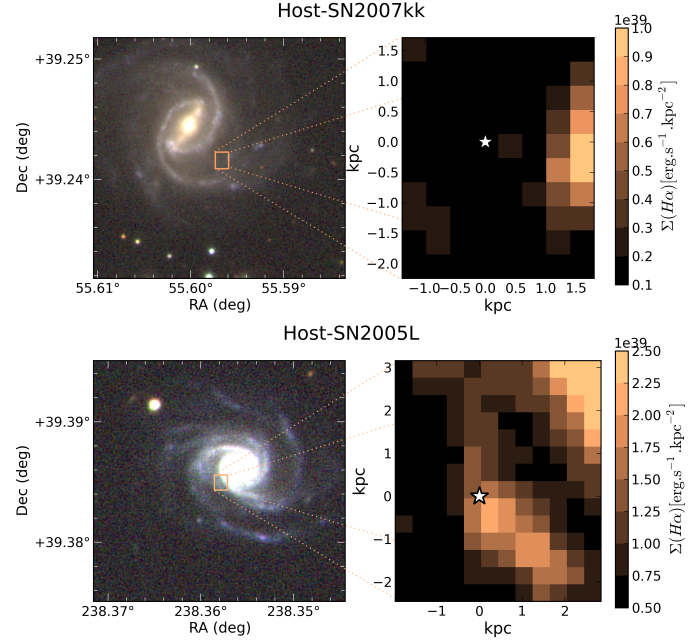


Fig. 1. *Top and Bottom:* the hosts of SN 2007kk (UGC 2828) and SN 2005L (MCG+07-33-005), respectively, both classified as globally star-forming (Childress et al. 2013b). *Left:* color images made using observations from SNIFS and SDSS-III (Aihara et al. 2011). On both images, the field-of-view of SNIFS, centered on the SN position (white-star marker), is indicated by the orange central square. *Right:* $H\alpha$ surface brightness maps of the SN vicinities (the generation of these maps is detailed in Sect. 2.3). SN 2007kk occurred in a passive environment more than 1.5 kpc from the closest star-forming region, while SN 2005L is located at the edge of such a region.

light-weighted. Thus global analyses are most representative of galaxy properties near the core, which can be significantly different than the actual SN environment. This is illustrated in Fig. 1: inside these two spiral star-forming galaxies, a SN occurred either in an old passive inter-arm environment (SN 2007kk) or inside a star-forming one (SN 2005L).

In this work we analyze the host galaxy regions in the immediate vicinity for a large sample of SNe Ia from the Nearby Supernova Factory (SNfactory, Aldering et al. 2002). Our integral field spectrograph accesses the local environment of observed SNe, and therefore probes local host properties, such as gas and stellar metallicities and star formation history. While Stanishchev et al. (2012) have conducted such a study by looking at the metallicity of the local environments of a sample of seven nearby SNe Ia, ours is the first such large-scale study.

Delay-time distribution studies (Scannapieco & Bildsten 2005; Mannucci et al. 2005, 2006; Sullivan et al. 2006) predict that a fraction of SNe Ia, known as “prompt” SNe, should be associated with young stellar populations. The rest, referred to as “tardy” or “delayed” SNe, should be related to older stars. Individual star-forming regions (H regions) have a typical lifetime of a few Myr (Alvarez et al. 2006), much shorter than expected – even for the fastest – SN Ia progenitor systems (few tens of Myr, Girardi et al. 2000). It is therefore impossible to make a physical connection between a SN and the H region in which its progenitor formed. However such star-forming regions are gathered in groups (see for instance M 51 in Lee et al. 2011), concentrated in spiral arms whose lifetimes are longer than the time scale for a prompt SN. (See Kauffmann et al. 2003, for details on the star formation history of galaxies.) This motivated us

to employ H α for our first analysis of SNe Ia local environments. H α will be taken to indicate active local star formation, and thus the likelihood that a given progenitor was especially young.

Long before the “prompt” and “tardy” distinction, association with H regions or spiral arms was a common approach for understanding the stellar populations from which SNe formed. For instance, with small samples of SNe, Bartunov et al. (1994) and later James & Anderson (2006) showed that type Ia SNe were less associated with such regions than are core-collapse SNe. A key ingredient missing in such studies needed to understand SNe Ia in detail is accurate standardized luminosities, which we have for our sample. Also, in light of the “prompt”/“tardy” dichotomy, it will be important to consider the possibility that SNe Ia will fall into discrete subsets based on the strength of star formation in their local environment.

After the presentation of our data (Sect. 2) and our method for quantifying neighboring star-forming activity (Sect. 3), we investigate the correlation of SNe Ia light-curve parameters with the local environment (Sect. 4). This includes a review of how our results based on the local environment compare with the aforementioned global host galaxy studies. In particular, we present evidence for excess dust obscuration of SNe Ia in actively star-forming environments. We also show that the corrected SN Ia brightnesses depend significantly on the local H α environment. We discuss the implications of our results in Sect. 5, where the standardization of SNe Ia is examined. We then compare our local H α analysis with previous results concerning the total host stellar mass, finding important clues to the origin of the mass step. In Sect. 6, we estimate the impact of the local trends on the cosmological parameters using a simple model, and then use this model to show redshift evolution in SNe Ia from the literature. We further demonstrate the existence of a SN Ia subset having a significantly reduced brightness dispersion. Finally, in Sect. 7 we test the robustness of our results, and end with a summary in Sect. 8.

2. Integral Field spectroscopy of immediate SN Ia neighborhoods

2.1. SNIFS and the SNfactory

The SNfactory has observed a large sample of nearby SNe and their immediate surroundings using the SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS, Lantz et al. 2004) installed on the UH 2.2 m telescope (Mauna Kea). SNIFS is a fully integrated instrument optimized for semi-automated observations of point sources on a structured background over an extended optical window at moderate spectral resolution. The integral field spectrograph (IFS) has a fully filled $6''.4 \times 6''.4$ spectroscopic field-of-view subdivided into a grid of 15×15 contiguous square spatial elements (spaxels). The dual-channel spectrograph simultaneously covers 3200–5200 Å (*B*-channel) and 5100–10 000 Å (*R*-channel) with 2.8 and 3.2 Å resolution, respectively. The data reduction of the x, y, λ data cubes was summarized by Aldering et al. (2006) and updated in Sect. 2.1 of Scalzo et al. (2010). A preview of the flux calibration is developed in Sect. 2.2 of Pereira et al. (2013), based on the atmospheric extinction derived in Buton et al. (2013).

For each followed SN, the SNfactory creates a spectrophotometric time series typically composed of ~ 13 epochs, with the first spectrum taken on average three days before maximum light in *B* (Bailey et al. 2009; Chotard et al. 2011). In addition, observations are obtained at the SN location at least one year after the explosion to serve as a final reference to enable the

subtraction of the underlying host. For this analysis, we gathered a subsample of 119 SNe Ia with good final references and properly measured light-curve parameters, including quality cuts suggested by Guy et al. (2010).

2.2. Local host observations

The SNfactory software pipeline provides flux-calibrated x, y, λ cubes corrected for instrumental and atmospheric responses (Buton et al. 2013). Each spaxel of an SN cube includes three components, each one characterized by its own spatial signature:

1. the SN is a pure point source, located close to the center of the SNIFS field of view (FoV);
2. the night sky spectrum is a spatially flat component over the full FoV;
3. the host galaxy is a (potentially) structured background.

In this section, we present the algorithm used to disentangle the three components. In Sect. 2.2.1, we describe the method used to subtract the SN component from the original cubes, and in Sect. 2.2.2 our sky-subtraction procedure, using a spectral model for the sky that prevents host-galaxy signal contamination. All cubes from the same host are finally combined to produce high signal-to-noise (S/N) cubes and spectra. This process is detailed in Sect. 2.2.3.

2.2.1. SN subtraction

The point source extraction from IFS data requires the proper subtraction of any structured background. Using a 3D deconvolution technique, Bongard et al. (2011) show how we construct a “seeing-free” galaxy x, y, λ cube from final reference exposures taken after the SN Ia has vanished (typically one year after maximum light). After proper registration and reconvolution with the appropriate seeing, this model is subtracted from each observed cube to leave the pure point-source component plus a spatial constant similar to a sky signal. Three-dimensional PSF photometry is then applied to the host-subtracted cube to extract the point source spectrum (e.g., Buton et al. 2013).

For the present local host property analysis, we went one step further and subtracted the aforementioned fitted PSF from the original cubes to obtain SN-subtracted host cubes. Figure 2 shows an example of such a subtraction procedure. Since the SNfactory acquires SN Ia time series, this technique provides as many local host observations as SN pointings (on average 13), in addition to the final references (on average 2).

2.2.2. Sky subtraction

Since SNIFS has a FoV spanning only $\sim 6''$ across, it is usually not possible to find a region entirely free of host signal, as is usually done in photometry or long-slit spectroscopy. The night sky spectrum is a combination of the atmospheric molecular emission, zodiacal light, and scattered star light, along with the moon contribution if any (Hanuschik 2003). We have developed a sky spectrum model from a principal component analysis (PCA) on 700 pure sky spectra obtained from standard star exposures in various observing conditions. The *B* and *R* channels are analyzed independently and in slightly different ways.

The emission lines in *R* sky spectra (mainly oxygen and OH bands) are easily isolated from the underlying continuum. This continuum is fitted by a fourth-order Legendre polynomial over emission line-free wavelength regions. The PCA is then

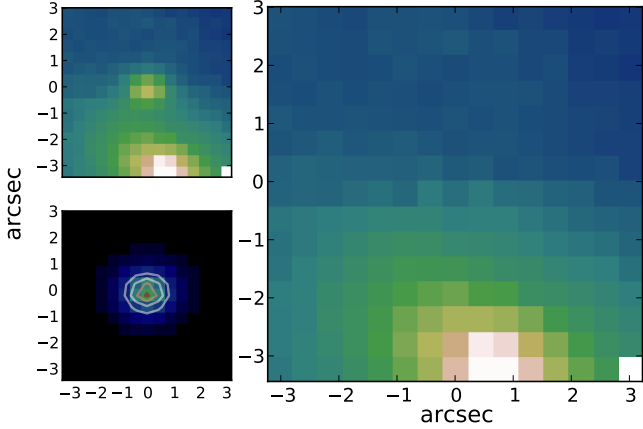


Fig. 2. SN subtraction from a host cube. Different reconstructed images, made by integrating x, y, λ cubes along the λ axis, are shown for a single observation of SNF20070326-012. *Top left:* original flux-calibrated cube containing host, sky, and SN signals. *Bottom left:* pure SN cube obtained after host subtraction (image) and fitted PSF model (contours). *Right:* SN-subtracted host cube.

1 performed on the continuum-subtracted emission line component
2 nent. Eight principal components (PCs) are necessary to recon-
3 struct the emission spectrum with a median reduced χ^2 of 1. An
4 example of a red-sky spectrum fit using this 13-parameter model
5 is given in Fig. 3.

6 The B sky spectrum is dominated by diffuse light and shows
7 absorption features, as well as a few Herzberg O_2 lines in the
8 bluer part of the spectrum. For this channel a PCA is performed
9 directly on the observed sky spectra, since it was not possible
10 to disentangle the different physical components as easily as for
11 the R sky spectra. We find that four PCs are necessary to reach a
12 median reduced χ^2 of 1.

13 In total, our $B+R$ sky model is therefore described by $4+(5+$
14 $8) = 17$ linear parameters. Since this model is trained on selected
15 pure sky spectra, none of the PCs should mimic galactic features:
16 even if some chemical elements are common (e.g., the hydrogen
17 or nitrogen lines), host galactic lines are redshifted and cannot
18 be spuriously fit by the model.

19 Each spaxel of the SN-subtracted cube can be decomposed
20 as follows:

$$\text{spaxel}(x, y, \lambda) = \text{host}(x, y, \lambda) + \text{sky}(\lambda), \quad (1)$$

21 where the spatially flat sky component does not depend on the
22 spaxel location (x, y) . We define the *presumed* sky as the mean
23 spectrum of the five faintest spaxels, i.e. with the smallest host
24 contribution. Since the $\text{host}(x, y, \lambda)$ component of Eq. (1) may
25 not be strictly null for these spaxels, the *presumed* sky may
26 still contain galactic features, such as hydrogen emission lines,
27 and cannot be used directly as a valid estimate of the true sky
28 spectrum. We therefore fit the presumed sky spectrum with our
29 model: the resulting *modeled* sky is free of any galactic features
30 and can safely be subtracted from each spaxel to obtain a pure
31 host cube. (See Fig. 3 for an example using the R -channel.)

32 This procedure could slightly overestimate the sky contin-
33 uum in cases of bright host signals even in the faintest spaxels,
34 and ultimately lead to a underestimation of the $H\alpha$ flux mea-
35 surements (Groves et al. 2012). This effect is, however, insignif-
36 icant in comparison to our main source of $H\alpha$ measurement er-
37 ror, related to our inability to correct for host dust extinction (see
38 Sect. 2.3).

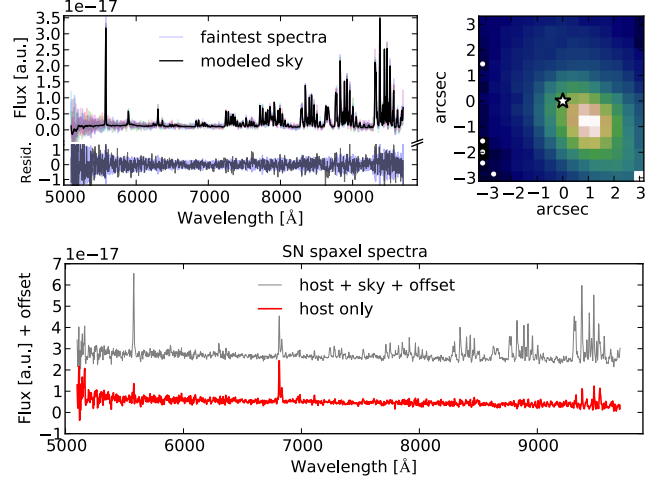


Fig. 3. Sky subtraction process for an R cube of host-SNF20060512-001. *Top right:* reconstructed image of a final reference acquisition (it could as well be an SN-subtracted cube); the central star marker indicates the SN location. The dot markers indicate the faintest spaxels used to measure the presumed sky. *Top left:* modeled sky (thick black) fit over the mean of the five faintest spectra (thin colored); the bottom part shows the fit residuals, compared to the presumed sky error (blue band). *Bottom:* host spectrum at the SN location before (upper thin gray line) and after (lower thick red line) the sky subtraction. The emission at 6830 \AA is the $H\alpha + [N \text{]}$ gas line complex, left untouched by the sky subtraction procedure. The few small features further toward the red are residuals from the sky subtraction, but this part of the spectrum is not used in this analysis. See Sect. 2.3 for details.

2.2.3. Spectral merging

In this analysis, we focus on the host properties of the SN local environment, which we define as having projected distances less than 1 kpc from the SN. This radius has been chosen since it is greater than our median seeing disk for our most distant host galaxies, at $z = 0.08$. ($1'' = 1.03 \text{ kpc}$ at $z = 0.05$.) No allowance was made for host galaxy inclination in defining this local region.

Once the SN and the sky components have been subtracted, we computed the mean host spectrum from each cube within 1 kpc around the SN. This requires precise spatial registration (a by-product of the 3D deconvolution algorithm, see Sect. 2.2.1) and atmospheric differential refraction correction. Those spectra (15 on average per SN) are then optimally averaged and merged to get one host spectrum of the local environment per SN. The spectral sampling of these merged-channel spectra is set to that of the B -channel, which is 2.38 \AA . In the same fashion, we are able to combine 3D-cubes to create 2D-maps of any host property.

The spectra are corrected for Milky-Way extinction (Schlegel et al. 1998). In this paper, observed fluxes are expressed as surface brightnesses, and wavelengths are shifted to rest frame. We only consider the 89 SNe Ia in the main SNfactory redshift range $0.03 < z < 0.08$ for spatial sampling reasons; namely, at lower z the final SNIFS field of view remaining after spectral merging often subtends a radius of less than 1 kpc surrounding the SN location, while at higher z the typical seeing disk subtends substantially more than 1 kpc. Since this selection is only based on redshift, it does not introduce bias with respect to host or SN Ia properties. (See Childress et al. 2013b, who showed that our host data follow regular galaxy characteristics.)

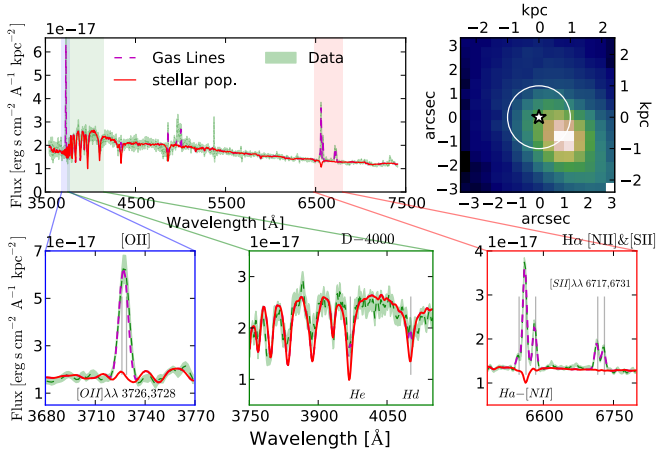


Fig. 4. Spectral fit of the host mean spectrum in the projected 1 kpc radius around SNF20060512-001. *Top right:* reconstructed image of a final reference exposure. The circle aperture shows the 1 kpc aperture centered on the SN location (central star marker). *Top left:* mean host spectrum within 1 kpc radius around the SN (rest-frame, green dashed-line with $\pm 1\sigma$ error band), averaged over 21 cubes (including two final references). The best ULySS fit is shown as the sum of a stellar continuum (red line) and gas lines (magenta dashed line). *Bottom, from left to right:* zoom on [O II] $\lambda\lambda 3726, 3728$, 4000 Å break, and H α + [N II] $\lambda\lambda 6548, 6584$ + [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ wavelength regions.

The influence of the PSF, i.e., the variation in the amount of independent information with redshift for a given kpc-radius aperture, is discussed in Sect. 7, where we show that our analysis is free of any redshift bias.

2.3. Measurement of the local host properties

A galactic spectrum is a combination of a continuum component with absorption lines mostly from the stars and emission lines from the interstellar gas. In this paper, we restrict our analysis to the H α signal around the SN. Since hydrogen emission line intensities can be affected by underlying stellar absorption, it is necessary to estimate the stellar continuum to obtain accurate H α measurements. (See Fig. 4.)

The University of Lyon Spectroscopic analysis Software¹ (ULySS, Koleva et al. 2008, 2009) is used to disentangle the stellar and gas components. It fits the following three components simultaneously: stellar populations from the MILES library (Sánchez-Blázquez et al. 2006); a set of emissions lines – Balmer’s hydrogen series in addition to [O II] $\lambda\lambda 3726, 3728$, [O I], [N I], and [S I]; and a multiplicative ad hoc continuum correcting for both internal dust extinction and any remaining large-scale flux mismatch between the data and the template library. Only wavelengths matching the MILES library rest frame are considered (3540–7410 Å), and gas emission lines all share a common redshift and velocity dispersion. Because of this added constraint, gas emission flux uncertainties given by ULySS cannot be trusted readily. We therefore ultimately fit Gaussian profiles on stellar-corrected emission lines to derive H α fluxes and accurate uncertainties.

Figure 4 presents the fit of the mean spectrum of the local environment for SNF20060512-001. In this particular case 21 exposures per channel, including two final references, have been combined. The stellar component is strongly constrained by the

D4000 feature, and thereby gas flux measurements properly account for stellar absorption.

In this paper, we focus our study on the H α line as a tracer of the star-forming activity (Kennicutt 1998). The spectra are not corrected for the internal host extinction, because the Balmer decrement method (Calzetti et al. 1994) cannot be reliably applied: the H γ lines are usually too faint, and H β lines happen to lie at the SNIFS dichroic cross-over ($4950 < \lambda < 5150$ Å in the observer frame, see Fig. 4), where the S/N is low and fluxes harder to calibrate.

3. Local H α surface brightness analysis

The H α emission within a 1 kpc projected radius can be conveniently recast as a surface brightness, which we designate with $\Sigma_{H\alpha}$. Because the measurement is projected, it actually represents the total H α emission in a 1 kpc radius column passing through the host galaxy centered on the SN position. Thus, it is possible that H α we detect, in whole or in part, is in the foreground or background of the 1 kpc radius sphere surrounding the SN.

However, there are several factors that greatly suppress projection effects for H α relative to stars. One is that H α depends on the square of the electron density, so most H α comes from those rare regions with high gas density. This advantage is compounded by the fact that young stars capable of ionizing hydrogen also tend to occur in clumps and regions of higher gas density (see Kennicutt & Evans 2012, especially Sect. 2.2, for a detailed discussion of H II regions and their clumpiness). In addition, while stars are spread across thin and thick disks, bulges and halos, H II regions are concentrated in the thin galactic disk, where a typical scale height is only ~ 0.1 kpc (Paladini et al. 2004). Thus the line-of-sight depth extends beyond our canonical 1 kpc radius only for very high inclinations (i.e., $i > 84$ deg). Finally, the H α covering fraction is generally low because H II regions are so short-lived (see Calzetti 2012, for a detailed review of tracers of star formation activity).

In the following analysis, a few cases (7/89) of SNe with locations projected close to the core of very inclined hosts have been set aside because of the high probability of such misassociation (designated as “p.m.s.”, see Table 1). In Sect. 7 we show that these cases have no influence on our results.

A different projection effect occurs if SNe Ia travel far from their formation environment before they explode. Owing to random stellar motions this will occur, and its importance will itself depend on SNe Ia lifetimes and the host velocity dispersion. If as expected, tardy SNe Ia are associated with old stellar populations, this correspondence may be lost only in cases where the host is globally star forming – i.e., for spiral rather than elliptical galaxies – and the SN motion has projected it onto a region of active star formation. As with the line-of-sight projection discussed above, this situation should be uncommon. On the other hand, prompt progenitors should not have drifted from their stellar cohort by more than our fiducial 1 kpc radius. This cohort is likely to have been an open cluster or OB association; open clusters remain bound on the relevant timescale, while OB associations have very low velocities dispersions (~ 3 km s $^{-1}$ de Zeeuw et al. 1999; Portegies Zwart et al. 2010; Röser et al. 2010). Consequently, there should be little contamination due to this type of projection effect for young progenitors.

Thus, the net effect will be that for some old SN progenitors in globally star-forming galaxies a false positive association with H α may arise from these projection effects. However, we expect

¹ <http://ulyss.univ-lyon1.fr>

Table 1. Definition of the two $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups, and their respective weighted mean light-curve parameters.

Label	Group	$\log(\Sigma_{H\alpha})$	SNe	$\langle x_1 \rangle$	$\langle c \rangle$	$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle$ [mag]	p.m.s.
Ia ϵ	Locally passive	< 38.35	41	-0.29 ± 0.14	0.029 ± 0.010	-0.039 ± 0.023	2
Ia α	Locally star-forming	≥ 38.35	41	$+0.08 \pm 0.10$	0.065 ± 0.013	$+0.056 \pm 0.020$	5

Notes. The ‘‘p.m.s.’’ column indicates the number of SNe with a potential misassociation of a $H\alpha$ detection due to projection effects, which have been excluded from the main analysis.

1 the number of such cases to be small, as discussed later in this
2 section.

3 For ease in interpretation, we split our sample in two, using
4 the median $\Sigma_{H\alpha}$ value of our distribution, $\log(\Sigma_{H\alpha}) = 38.35$, as
5 the division point. This corresponds to a star formation surface
6 density of $1.22 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ assuming Eq. (5) of Calzetti
7 et al. (2010). Cases where no $H\alpha$ signal was found are arbitrarily
8 set to $\log(\Sigma_{H\alpha}) = 37$ in the figures.

9 The median $\Sigma_{H\alpha}$ value happens to correspond to the thresh-
10 old at which we achieve a minimal 3σ -level measurement sensi-
11 tivity. It also corresponds to the mean $\log(\Sigma_{H\alpha})$ of the warm inter-
12 stellar medium (WIM) distribution reported by Oey et al. (2007).
13 The source of the WIM is controversial. The long-standing inter-
14 pretation has been that the WIM is due to Lyman continuum
15 photons that have escaped from star-forming regions and then
16 ionize the ISM. In this interpretation, the WIM would still trace
17 star formation, but its distribution would be more diffuse than
18 an H α region. This distinction would not matter given our large
19 metric aperture since even in the ISM the optical depth to Lyman
20 continuum photons is large. Recently, however, Seon & Witt
21 (2012) have interpreted the WIM as due to reflection of light
22 from H α regions off of ISM dust. In this case WIM $H\alpha$ would
23 still arise from star formation, but possibly from distances well
24 outside our metric aperture since the optical depth to $H\alpha$ pho-
25 tons can be low. By setting our division point above the nominal
26 $\log(\Sigma_{H\alpha})$ of the WIM we minimize the importance of these de-
27 tails for our analysis.

28 We designate these two $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups as follows (see
29 Table 1):

- 30 – 41 SNe Ia α with $\log(\Sigma_{H\alpha}) \geq 38.35$, which we refer to as
31 ‘‘locally star forming’’,
- 32 – 41 SNe Ia ϵ with $\log(\Sigma_{H\alpha}) < 38.35$, which we refer to as
33 ‘‘locally passive’’.

34 Figure 5 presents a quantitative picture of the point made visu-
35 ally in Fig. 1 by illustrating the non-trivial relationship between
36 local and global measurements for cases considered passive. The
37 global quantities for our hosts are taken from our compilation in
38 Childress et al. (2013b); in three cases, global host sSFR mea-
39 surements are unavailable for SNe Ia in our local environment
40 sample. Figure 5 shows that half of the SNe with locally passive
41 environments (20/38) have a globally star-forming host (tradi-
42 tionally defined as $\log(sSFR) > -10.5$). This highlights the ex-
43 isting degeneracy when employing global properties: the SNe Ia
44 hosted in star-forming galaxies can have *either* star-forming or
45 passive local environments whereas SNe hosted in passive galax-
46 ies are almost certain to have a locally passive environment.

47 With $\Sigma_{H\alpha}$ above the median value, SNe Ia α are most likely
48 to have young progenitors since an $H\alpha$ signal has been posi-
49 tively detected in their vicinities. The large number of SNe Ia
50 with detections of local star formation in Fig. 5 itself provides
51 an indication that young progenitors exist, in agreement with the
52 statistical analysis of Aubourg et al. (2008). On the other hand,
53 the wide range of observed $\Sigma_{H\alpha}$ is an indication of SNe from

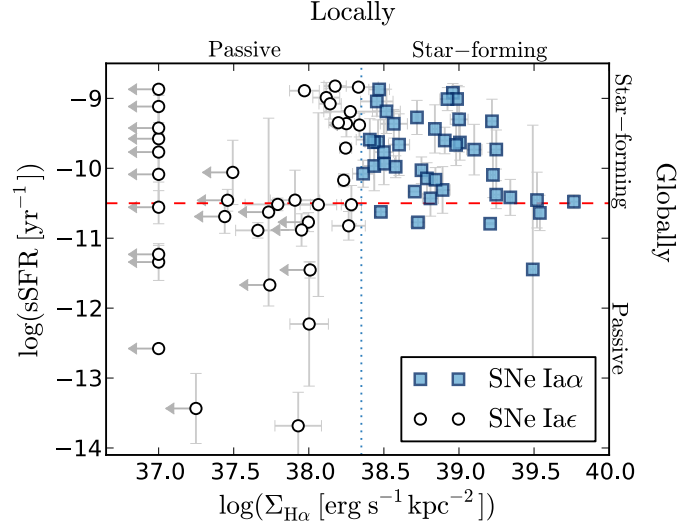


Fig. 5. Local vs. global star-forming environment. Blue squares and open-circles show the SNe Ia from locally star-forming and passive regions, respectively ($\log(\Sigma_{H\alpha}) \geq 38.35$, blue-dotted line). Gray arrows indicate points with $\Sigma_{H\alpha}$ signals compatible with zero (detection at less than 2σ). The red-dashed line indicates the limit that is commonly used to distinguish between star-forming and passive galaxies when using global host galaxy measurements ($\log(sSFR) \geq -10.5$). Three SNe Ia from our sample do not have sSFR measurements.

54 both passive and star-forming regions, i.e. from both young and
55 old progenitors (Scannapieco & Bildsten 2005; Mannucci et al.
56 2005, 2006; Sullivan et al. 2006).

57 In Fig. 5 there is a relative dearth of SNe Ia with $H\alpha$ detec-
58 tions for $\log(\Sigma_{H\alpha}) < 37.9$ in hosts that are globally star-forming.
59 This then highlights a population having $38.0 < \log(\Sigma_{H\alpha}) <$
60 38.35 in globally star-forming hosts that are counted as locally
61 passive when we split our sample. Their proximity to the typi-
62 cal WIM level suggests that these could be cases of SNe Ia
63 from old progenitors whose $\Sigma_{H\alpha}$ value is boosted by projection
64 onto the WIM in their hosts. But, they may equally well be SNe Ia
65 from young/intermediate age progenitors where strong star
66 formation has already ebbed at that location in their host. In Sect. 7
67 we show that moving these cases into the star-forming sample
68 does not change our results significantly. Therefore we prefer to
69 employ a simple split since it is not tuned to any patterns in the
70 data.

4. $\Sigma_{H\alpha}$ and SN Ia light-curve properties

71 We now compare $\log(\Sigma_{H\alpha})$ to the SN light-curve param-
72 eters (Sect. 4.1) and to the corrected Hubble residuals ΔM_B^{corr}
73 (Sect. 4.2). We show that SNe from locally passive regions have
74 faster light-curve decline rates, that the color of SNe Ia is cor-
75 related with $\Sigma_{H\alpha}$, and that there is a significant magnitude offset
76

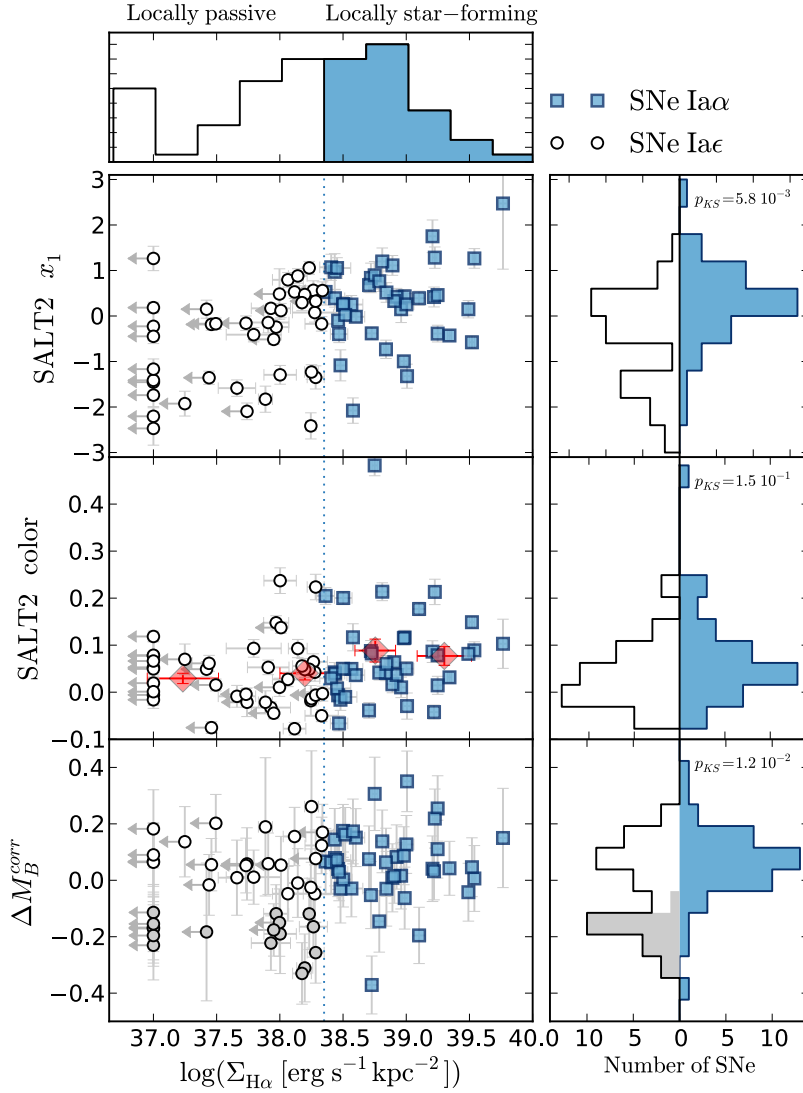


Fig. 6. SN Ia parameters as a function of $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$, the surface brightness in the 1 kpc radius around the SNe Ia. *Upper panel:* the $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ distribution colored with respect to $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ subgroups: Ia ϵ and Ia α are shown as empty-black and filled-blue histograms, respectively. *Main panels, from top to bottom:* SALT2 stretch x_1 , color c , and the Hubble residuals corrected for stretch and color ΔM_B^{corr} (with a standardization done over the whole sample). Symbol shapes and colors are the same as in Fig. 5. In the middle panel, filled-red diamonds show the mean SALT2 color measured in bins of $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$: x -axis error bars indicate the $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ dispersion of the SNe of the considered bin. In the ΔM_B^{corr} panel, the M_2 SNe (Ia ϵ with $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$, see text) are shown as filled-gray circles. *Right panels, from top to bottom:* marginal distributions of x_1 , c , and ΔM_B^{corr} by subgroups. These bi-histograms follow the same color code as the $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ histogram. The contribution of the M_2 SNe to the Ia ϵ ΔM_B^{corr} distribution is shown in gray in the lower right panel.

1 between SNe from locally star-forming (Ia α) and locally passive
2 (Ia ϵ) regions.

3 The SALT2 light-curve parameters c and x_1 are known to
4 correlate with the uncorrected absolute B -magnitude at maxi-
5 mum light, M_B . The dispersion in M_B can be reduced signifi-
6 cantly by taking advantage of these correlations (Guy et al.
7 2007):

$$\Delta M_B^{\text{corr}} \equiv (M_B - M_B^0) + (\alpha x_1 - \beta c), \quad (2)$$

8 where the stretch coefficient α , the color coefficient β , and the
9 average absolute magnitude of the SNe Ia, M_B^0 , are simultane-
10 ously fit over the SN sample during the standardization process.
11 The SALT light-curve parameters and Hubble residuals for our
12 SNe Ia have been presented previously in Bailey et al. (2009),
13 Chotard et al. (2011), and Childress et al. (2013a).

14 For the statistical analyses that follow we use the
15 Kolmogorov-Smirnov test (KS-test) to estimate the discrepancy
16 between observed parameter distributions (x_1 , c , and ΔM_B^{corr}).
17 We also compare the weighted-mean values of those distribu-
18 tions between the $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ groups, which we denote using the form
19 $\delta\langle X \rangle(A - B) \equiv \langle X \rangle_A - \langle X \rangle_B$. When exploring correlations we em-
20 ploy the non-parametric Spearman rank correlation test, quot-
21 ing the correlation strength, r_s , and probability, p_s . p -values
22 below 5% (e.g., $p_{KS} < 0.05$) highlight statistically important

differences between distributions, and we will consider p -values
below 1% to be highly significant.

4.1. Light-curve stretch and color

The stretch parameter x_1 and color c are shown in Fig. 6 as
a function of $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$. The weighted means and dispersions for
the two subgroups are summarized in Table 1.

4.1.1. The light-curve stretch

The SALT2 stretch x_1 and the $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha})$ values are correlated,
as demonstrated by a highly significant Spearman rank correlation
coefficient: $r_s = 0.42$, $p_s = 7.4 \times 10^{-5}$, 4.2σ . This shows that
SNe Ia from low $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ environments have on average faster light-
curve decline rates. When comparing $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ subgroups, we find
 $\delta\langle x_1 \rangle(\text{Ia}\alpha - \text{Ia}\epsilon) = 0.37 \pm 0.17$ ($p_{KS} = 5.8 \times 10^{-3}$).

At first this might appear to be just the same as the well-
established effect whereby globally passive galaxies are found to
host SNe Ia with lower stretch, while star-forming host galaxies
dominate at moderate stretches (Hamuy et al. 2000; Neill et al.
2009; Lampeitl et al. 2010). Indeed, the x_1 distributions of SNe
in globally passive and star-forming hosts ($\log(\text{sSFR}) \leq -10.5^2$)

² See Childress et al. (2013b) for details on the measurement of sSFR
for the SNfactory sample.

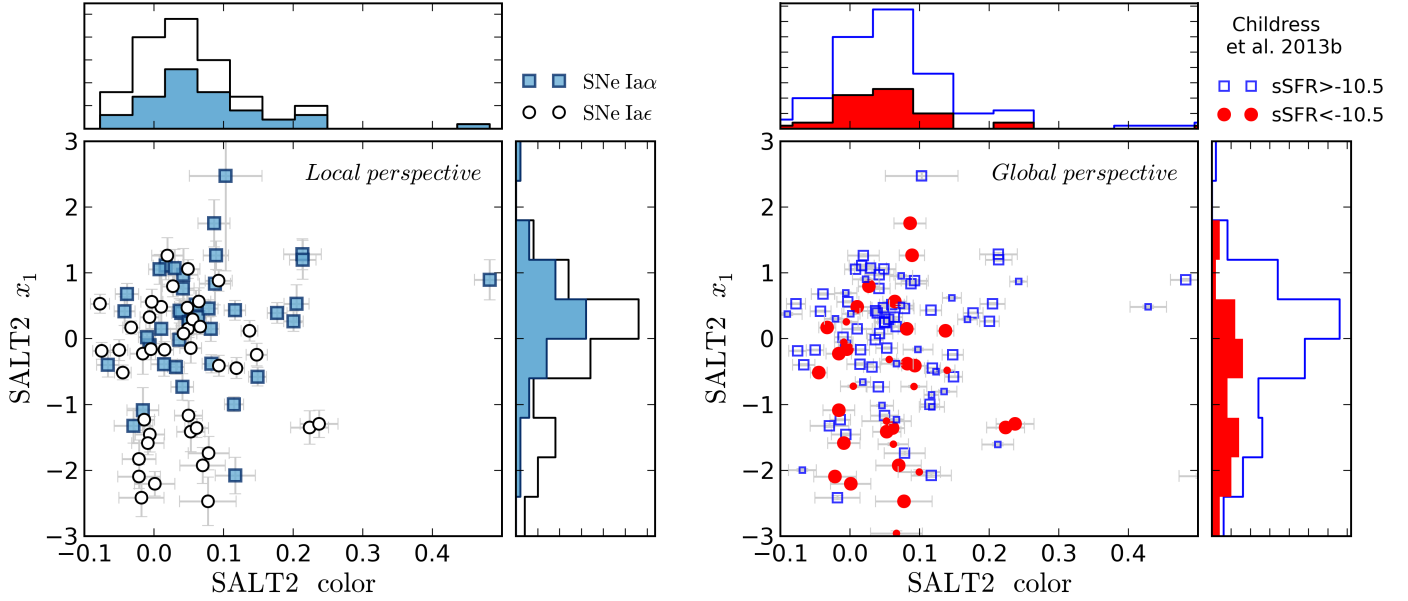


Fig. 7. SALT2 stretch x_1 vs. color c . *Left:* the local perspective. SNe markers and x_1 and c marginalized stacked distributions follow the same color-shape code as Fig. 6. *Right:* the global perspective. Open-blue squares show the globally star-forming hosts and red dots show the globally passive hosts ($\log(sSFR) \leq -10.5$ respectively). Big markers indicate SNe with local measurements, while small markers denote SNe not in our local sample (failed redshift cut, but passed the quality cuts, see Sect. 2.1). Stacked histograms are the marginalized distributions of x_1 and c using the marker color codes. These figures compare to Fig. 2 of Lampeitl et al. (2010). Notice the mix of local environments for moderate x_1 while low x_1 are almost exclusively from passive environments.

1 differ significantly, having $p_{KS} = 2.0 \times 10^{-3}$ for the SNfactory
2 and $p_{KS} = 10^{-7}$ for SDSS (Lampeitl et al. 2010). We compare
3 in Fig. 7 the global and local pictures in the (c, x_1) plane. These
4 two figures can be compared to Fig. 2 of Lampeitl et al. (2010)
5 for the SDSS sample.

6 However, our analysis of the local environment displays
7 quite a different stretch distribution for passive environments.
8 We find that 40% of SNe that are locally passive have moderate
9 stretches. This is in strong contrast to global analyses. For our
10 SN sample only 25% of globally passive hosts have SNe Ia with
11 $x_1 > -1$, and in the global analysis of the SDSS dataset Lampeitl
12 et al. (2010) the percentage of passive environments with moder-
13 ate stretch is even lower, a mere 11%. This suggests that many
14 SNe Ia originating in passive environments have been mistak-
15 enly categorized as coming from star-forming environments by
16 analyses employing galactic properties integrated over the entire
17 host. Were we to lower our dividing line to $\log(\Sigma_{H\alpha}) = 38$, our
18 global and local analyses would then agree, but this still would
19 not result in the paucity of passive environments at moderate
20 stretches seen in the SDSS sample.

21 Furthermore, we find even stronger evidence that SNe with fast
22 decline rates ($x_1 < -1$) arise in passive environments. In our
23 local analysis 15/18, or 83% are Ia ϵ , and all have a $\log(\Sigma_{H\alpha}) \leq$
24 39. In contrast, as Fig. 7 shows, our global analysis for $x_1 < -1$
25 shows only mild dominance by passive galaxies, with 60% being
26 such hosts. In the SDSS sample of Lampeitl et al. (2010), among
27 the SNe Ia with fast decline rates only 54% are globally passive.

28 In summary, we find that lower stretch SNe Ia are hosted
29 almost exclusively in passive local environments, but that
30 SNe Ia having moderate stretches are hosted by all types of
31 environments.

32 4.1.2. The light-curve color

33 We also find that SNe Ia from star-forming environments are on
34 average redder than those from passive environments at the 2.2σ

level: $\delta\langle c \rangle(Ia\alpha - Ia\epsilon) = 0.036 \pm 0.017$ (0.031 ± 0.015 when remov-
35 ing the reddest, SNF20071015-000). This effect is more signifi-
36 cant when comparing the tails of the $\log(\Sigma_{H\alpha})$ distribution (lower
37 and upper quartiles), where we find distribution differences with
38 $p_{KS} = 0.026$. As seen in Fig. 6, the SALT2 color, c , and the
39 $\log(\Sigma_{H\alpha})$ values are correlated, with a 2.0σ non-zero Spearman
40 rank correlation coefficient $r_s = 0.21$, with $p_s = 0.054$.
41

42 Since dust is associated with active star formation (e.g.
43 Charlot & Fall 2000), a color excess is expected for SNe Ia in
44 strong $\Sigma_{H\alpha}$ environments. (See Chotard et al. 2011, for a discus-
45 sion of the Type Ia color issue.) This trend has been suggested
46 for SNLS SNe in Sullivan et al. (2010) but is not seen in SDSS
47 data (Lampeitl et al. 2010).

48 As discussed earlier, by analyzing integrated galaxy prop-
49 erties, global host studies merge SNe Ia ϵ with $x_1 > -1$, and the
50 SNe Ia α , into a single star-forming host category. Figure 7 shows
51 that low and moderate stretch Ia ϵ share the same color distribu-
52 tion. It is then difficult for global analyses to detect the color
53 variation between the star-forming and passive hosts, since both
54 kinds harbor some Ia ϵ . Indeed, in the SNfactory sample globally
55 passive and star-forming hosts produce SNe Ia having the same
56 SALT2 color distribution ($p_{KS} = 0.654$).

57 4.2. Hubble residuals

58 The SALT2 raw Hubble residuals ΔM_B are corrected for their
59 stretch and color dependencies (ΔM_B^{corr}) and are shown in Fig. 6
60 as a function of $\log(\Sigma_{H\alpha})$. The weighted mean values per $\Sigma_{H\alpha}$
61 group are summarized in Table 1.

62 4.2.1. The H α bias

63 We find with a 3.1σ significance that SNe from locally pas-
64 sive environments are brighter than those SNe Ia in locally
65 star-forming environments after color and stretch correction:
66 $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(Ia\epsilon - Ia\alpha) = -0.094 \pm 0.031$ mag ($p_{KS} = 0.012$). The

1 amplitude of this significant brightness offset – hereafter called
2 the “H α bias” – is a concern for precision cosmology, since
3 the fraction of SNe Ia from passive environments most likely
4 evolves with redshift, thus creating a redshift dependence on the
5 average SNe Ia luminosity. Distance measurements to these stan-
6 dardizable candles are therefore biased. A more complete dis-
7 cussion of the potential impact on cosmological measurements
8 is presented in Sect. 6.

9 4.2.2. Corrected Hubble residual distributions

10 We now investigate the possible origin of this brightness offset
11 between the SNe Ia α and the SNe Ia ϵ (H α bias) by examining
12 the ΔM_B^{corr} distributions of each subgroup. In Fig. 6 we notice
13 the presence of a subgroup of significantly brighter SNe hosted ex-
14 clusively in locally passive environments. We thus distinguish
15 two modes in the distribution of corrected Hubble residuals:
16 (1) The first mode exists in all environments and has $\Delta M_B^{\text{corr}} \geq 0$.
17 (2) The second mode is exclusive to SNe Ia from low H α envi-
18 ronments (Ia ϵ), and it populates the brighter part of the diagram
19 almost exclusively: among the 20 SNe Ia with $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$,
20 17 are Ia ϵ , and only one has a $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) > 39$. For analysis pur-
21 poses we define and label these modes as follows:

- 22 – *Mode 1* (M_1): 65 SNe consisting of all SNe Ia α along with
23 SNe Ia ϵ that have $\Delta M_B^{\text{corr}} > -0.1$ mag.
- 24 – *Mode 2* (M_2): 17 SNe Ia ϵ with $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$ mag.

25 Except that both are from locally passive environments, the M_2
26 subgroup and the subgroup of 15 fast declining ($x_1 < -1$)
27 SNe Ia turn out to not be directly related, having only six SNe in
28 common.

29 Figure 8 shows the distribution of these two modes fitted
30 by normal distributions (with 3σ clipping). The M_1 SNe are
31 on average fainter ($\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{M_1} = 0.072 \pm 0.012$ mag) and M_2
32 SNe Ia are brighter ($\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{M_2} = -0.191 \pm 0.015$ mag) than the
33 full sample. The standard deviations are 0.099 ± 0.009 mag and
34 0.060 ± 0.010 mag for M_1 and M_2 , respectively. The weighted
35 RMS gives similar results, with variations at a tenth of the error
36 level. With no clipping, one additional, bright SN is then retained
37 in M_1 , raising the M_1 standard deviation to 0.113 ± 0.010 mag.

38 These differences in $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle$ would appear to be extremely
39 significant; however, in this case we chose the dividing point in
40 ΔM_B^{corr} , and thus the added degrees of freedom are not accounted
41 for. To better assess the significance of the bimodal structure we
42 use the Akaike Information Criterion corrected for finite sample
43 size (AICc; Burnham & Anderson 2002). When comparing two
44 models, the one with the smallest AICc provides a better fit to
45 the data. The AICc test is similar to a maximum likelihood ratio
46 that penalizes additional parameters.

47 The two models that we compare are the following: (1) The
48 reference model is a regular normal distribution, with two param-
49 eters: a mean and an intrinsic dispersion. (2) The alterna-
50 tive model is bimodal with three parameters: two means and
51 the ratio of the two mode amplitudes. In the bimodal model
52 no intrinsic dispersion is needed, because the SALT2 and pec-
53 uliar velocity uncertainties are able to fully explain the dis-
54 persion of each mode. In both cases the integral of the model
55 is required to equal the number of SNe used in the fit. For the
56 full sample we find $\Delta \text{AICc}(\text{bimodal} - \text{unimodal}) = -5.6$, which
57 strongly favors the bimodal structure. If we remove the possibly
58 contaminated “p.m.s.” cases we find a slightly reduced value of
59 $\Delta \text{AICc}(\text{bimodal} - \text{unimodal}) = -4.3$. Thus, whether we include
60 these or not has little impact. The fact that the bimodal model

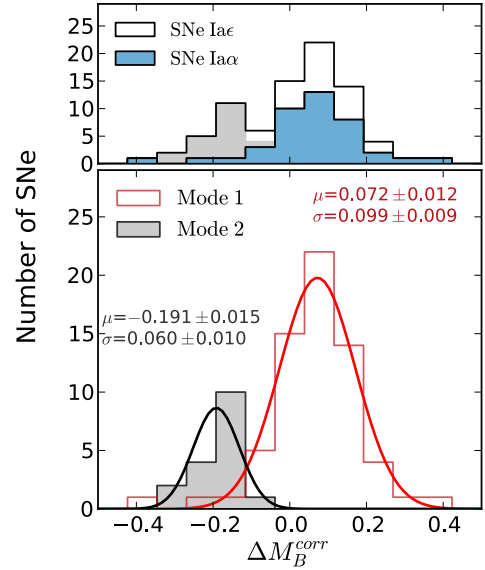


Fig. 8. Distribution of corrected Hubble residuals per $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ group (*top*, as in Fig. 6) and per mode (*bottom*) for the full sample. In the lower panel, the open-red and the filled-gray histograms represent the corrected Hubble residual distributions of M_1 and M_2 , respectively. By definition of the modes, the red histogram corresponds to the stack of the blue distribution with the open histogram above $\Delta M_B^{\text{corr}} = -0.1$ (see the top-panel), while the filled-gray histogram corresponds to the part of the open histogram below $\Delta M_B^{\text{corr}} = -0.1$. Colored solid lines (red for M_1 and black for M_2) show the best fit by a normal distribution (with 3σ clipping). Fit parameters are quoted beside each Gaussian.

61 does not require the introduction of an ad hoc intrinsic disper-
62 sion lends it further weight.

63 In addition we have tested for bimodality in the Hubble
64 residuals for the locally passive subset alone. Here the first nor-
65 mal mode is forced to match the mean ΔM_B^{corr} of the Ia α sub-
66 set ($\mu_1 = 0.056$), while the mean of second normal mode and
67 the ratio of the two mode amplitudes are free parameters. Here
68 again there is no need to include intrinsic dispersion, so there
69 are only two parameters. When comparing those two models,
70 $\Delta \text{AICc}(\text{bimodal} - \text{unimodal}) = -3.5$, which again favors the bi-
71 modal structure, though less strongly.

72 In Sect. 5.2.2 we show how this peculiar structure introduces
73 the brightness offset observed between SNe in low- and high-
74 mass hosts. This “mass step” is seen in our sample (Childress
75 et al. 2013a), as well as in all other large surveys (Kelly et al.
76 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Johansson et al.
77 2013). This suggests that this bimodality is not exclusive to the
78 SNfactory data, but is an intrinsic property of SALT2-calibrated
79 SNe Ia. That it has not been noticed before is very likely due
80 to the rarity of SNe Ia having all of the necessary ingredients:
81 well-measured light curves, small uncertainties due to peculiar
82 velocities, and a wide range of $\Sigma_{\text{H}\alpha}$, and/or total stellar mass.

5. Discussion

83 Here we discuss the results presented previously. First, we look
84 for the potential environmental dependency of stretch and color
85 coefficients among the two $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ subgroups (Sect. 5.1). Next,
86 we investigate the previously-observed relations between host
87 masses and both the SNe stretches (Sect. 5.2.1) and the SNe-
88 corrected Hubble residuals (Sect. 5.2.2). These relations are in-
89 terpreted from our local analysis perspective.
90

5.1. The Standardization Process

Since the distributions of SN Ia parameters have been shown to vary between our two $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups, we now investigate whether a unique standardization process applies in the context of SALT2 by comparing stretch and color coefficients (α and β respectively; see Eq. (2)) between the $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups. We find that the stretch coefficient, α , is consistent between $\Sigma_{H\alpha}$ groups, having $\delta\alpha(Ia\alpha - Ia\epsilon) = -0.020 \pm 0.037$.

The color coefficient of SNe between low- and high- $\Sigma_{H\alpha}$ differ by $\delta\beta(Ia\alpha - Ia\epsilon) = 1.0 \pm 0.41$, but this difference is dominated by the reddest SN, SNF20071015-000. After removing it, the color coefficients are not significantly different: $\delta\beta(Ia\alpha - Ia\epsilon) = 0.67 \pm 0.45$. Therefore, our analysis is insensitive to any color coefficient variations between $\Sigma_{H\alpha}$ groups. The color of the outlier, SNF20071015-000, is likely to be dominated by dust, for which a larger color coefficient is expected, as we have shown in Chotard et al. (2011).

We also measured what influence the lowest-stretch SNe Ia ϵ from passive environments may have on the existence of the brighter M_2 mode. Our sample contains 15 Ia ϵ with $x_1 < -1$; we performed an independent standardization on the remaining 67 SNe, among which 26 are Ia ϵ , 11 of which have $\Delta M_B^{\text{corr}} < -0.1$. This fraction, 11 $M_2/26$ Ia ϵ , is exactly the same as that computed from the full sample (17/41). Therefore, we conclude that the existence of the M_2 mode is unrelated to the presence of a fast decline rate subgroup in passive environments.

5.2. Host mass vs. SN properties: A local environment perspective

We investigate here the correlations found by global host studies between total host stellar mass and both the stretch and the SN-corrected Hubble residuals (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013).

5.2.1. Mass-stretch correlation

Stretch has been shown to correlate with the host's stellar mass (e.g., Sullivan et al. 2010). Figure 9 shows x_1 as a function of host mass for our sample (see Childress et al. 2013a, for details on the SNfactory host mass analysis). In agreement with the literature, we find a correlation between mass and stretch when all the SNe Ia are considered together, with a Spearman rank correlation coefficient that is non-zero at the 3.4σ level ($r_s = -0.36$, $p_s = 9.2 \times 10^{-4}$).

When looking at $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups, though, we notice that SNe Ia from locally star-forming environments (Ia α) show no correlation between their stretch and the mass of their host ($r_s = -0.02$; $p_s = 0.89$). The original correlation is actually driven by SN Ia ϵ from locally passive environments ($r_s = -0.55$; $p_s = 4.8 \times 10^{-3}$, a 3.0σ significance). More precisely, the correlation appears to arise from the bimodal x_1 structure of this subgroup, which we previously noted in Fig. 6. Figure 9 clearly shows that the correlation is related to the L-shaped distribution of SNe Ia ϵ in the x_1 -mass plane: SNe with $x_1 > -1$ contribute to the whole range of host masses, whereas the ones with $x_1 < -1$ arise exclusively in massive galaxies ($\log(M/M_\odot) > 10$).

Measurements of the local environment indicate that the light-curve widths of SNe in locally star-forming regions are independent of the total stellar mass of their hosts. For SNe Ia ϵ , the total stellar mass of the host is not a stretch proxy as suggested by Sullivan et al. (2010) but an indicator of whether the two

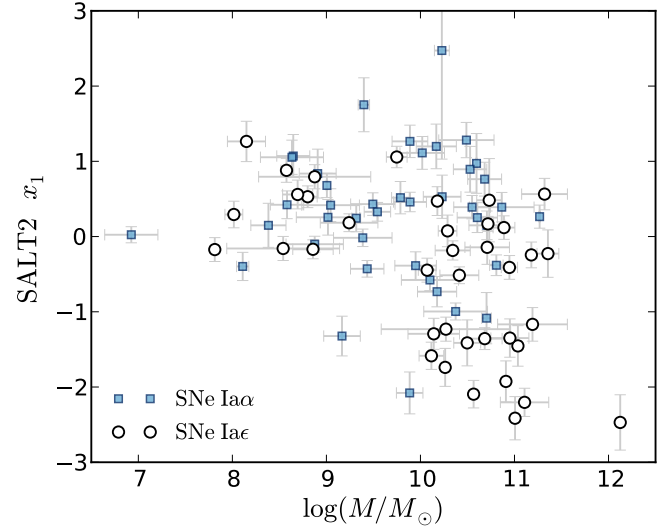


Fig. 9. SN Ia x_1 vs. total host stellar mass (Childress et al. 2013a). Markers follow the same color and shape code as in Fig. 6. Note the distinctive “L”-shaped distribution of the SNe Ia ϵ .

stretch subgroups ($x_1 \lesssim -1$) are represented or not. From this new perspective, the mass-stretch correlation shown in Fig. 2 of Sullivan et al. (2010) could be re-interpreted as being driven by a relatively independent grouping of SNe having higher masses ($\log(M/M_\odot) > 10.2$) and lower stretches ($s < 0.9 \sim x_1 < -1$; Guy et al. 2007).

5.2.2. The “mass step”

The second known correlation between host masses and SNe Ia properties is an offset in corrected Hubble residuals between SNe hosted by high-mass galaxies (brighter) and those from low-mass hosts (fainter). This can be seen in Fig. 10. This mass effect has been observed by all of the large SNe Ia surveys (Kelly et al. 2010; Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011; Childress et al. 2013a; Johansson et al. 2013), and compiled in Childress et al. (2013a). Hereafter, we use the term “plateau” to denote the averaged ΔM_B^{corr} values for SNe from either high- (H) or low-mass (L) galaxies, with a dividing point set at $\log(M/M_\odot) = 10$. In Childress et al. (2013a), we showed that such a step function is a very good description of the data. We refer to the difference in the brightness of these two plateaus as the “mass step.” For our subset of the SNfactory sample this offset reaches $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(H - L) = -0.098 \pm 0.031$ mag.

We notice in Fig. 10 (see also Fig. 2 of Childress et al. 2013a) that the upper part of the envelope of the distribution is constant with mass, whereas the lower part of the distribution extends to bright ΔM_B^{corr} values for masses above $\log(M/M_\odot) \sim 10$. We see that the high-mass plateau is brighter only because a subgroup of bright SNe exists in massive hosts. A similar trend can be observed in Fig. 4 of Sullivan et al. (2010) for SNLS, in Fig. 15 of Johansson et al. (2013) for SDSS, and in Fig. 5 of Childress et al. (2013a) where we combined all available data.

We see in the top panel of Fig. 10 that the local $H\alpha$ environment changes with the total stellar mass of the host. For low masses up to $\log(M/M_\odot) \lesssim 10$, locally star-forming environments dominate (23 Ia $\alpha/34$). In more massive hosts ($\log(M/M_\odot) \gtrsim 10$), however, the local SN environment presents a marked change, and the locally passive cases are favored (27 Ia $\epsilon/45$). Since only a few M_2 SNe Ia ϵ are present in lower

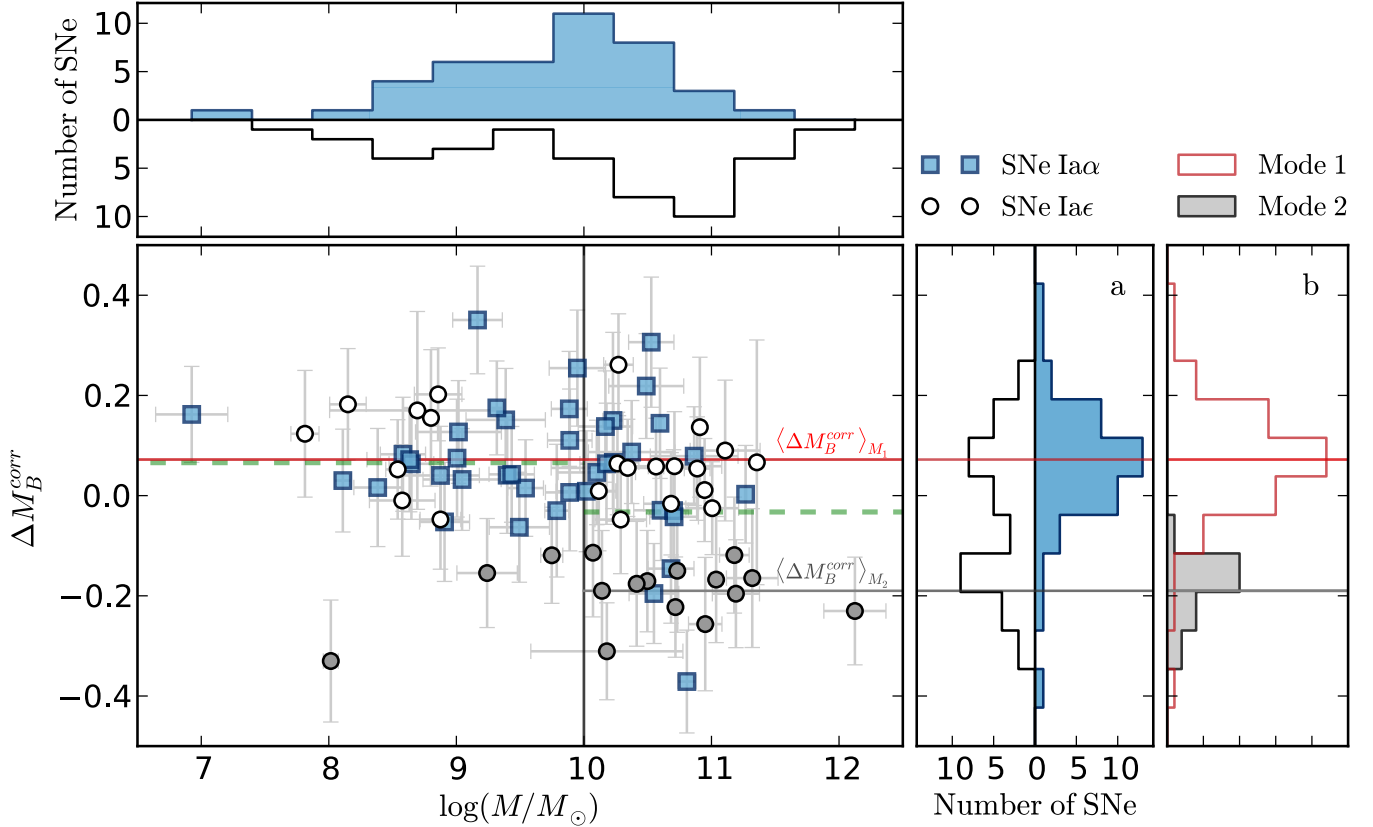


Fig. 10. Corrected Hubble residuals as a function of the total host stellar mass, showing the mass step. Markers follow the same color and shape code as in Fig. 6. *Top*: total host stellar mass distribution per $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ subgroup. *Right*: ΔM_B^{corr} distribution per $\Sigma_{\text{H}\alpha}$ subgroup **a**) and per mode **b**), as shown in Fig. 8. Horizontal red and gray lines indicate M_1 and M_2 weighted mean values, respectively. *Central panel*: left and right green horizontal dashed lines indicate the weighted mean ΔM_B^{corr} of SNe Ia hosted by galaxies more or less massive than $\log(M/M_\odot) = 10$ (vertical gray line). The difference between those two magnitudes defines the “mass step.”

1 mass hosts (3 $M_2/34$), the first plateau happens to be equal to the
2 mean M_1 value, with $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L = 0.066 \pm 0.021$. In the upper
3 mass range, because of the rise of the Ia ϵ subgroup populating
4 the brighter M_2 mode, the average brightness increases up to the
5 level of the second plateau. The Ia α population shows no ap-
6 preciable mass step; we find $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}(\text{H} - \text{L}) = -0.06 \pm 0.04$,
7 largely driven by the bright SNF20070701-005. There is a strong
8 possibility that this SN Ia is a false-positive H α association (see
9 Sect. 6.2), and if we remove it we find $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}(\text{H} - \text{L}) =$
10 -0.04 ± 0.04 . We conclude therefore that the existence of a
11 brighter mode, completely dominated by SNe having locally pas-
12 sive environments, causes both the H α bias and the mass step.

13 6. Consequences for cosmology

14 The proportion of SNe from locally passive environments has
15 surely changed with time, so the fraction of M_2 SNe will de-
16 pend on redshift, leading us to expect the amplitude of the mass
17 step will change as well. In this section we develop a first es-
18 timate of this evolution bias and its consequence for measuring
19 cosmological parameters. In Sect. 6.1, we predict the redshift de-
20 pendence of the magnitude bias due to evolution in the relative
21 numbers of SNe Ia α and SNe Ia ϵ given the H α bias we observe.
22 We then estimate the bias on measurement of the dark energy
23 equation of state parameter, w , that would result if this evolution
24 does indeed occur. By then coupling the H α bias and the mass
25 step as discussed in Sect. 6.1.2, we verify the predicted evolution
26 of the mass step using data from the literature. In Sect. 6.2, we

introduce a subclass of SNe whose Hubble-residual dispersion
is significantly reduced by avoiding this bimodality. We discuss
possible strategies for mitigating this bias in Sect. 6.3.

6.1. Evolution of the SNe Ia magnitude with redshift

6.1.1. Evolution model

The mean sSFR is known to increase with redshift (e.g. Pérez-
González et al. 2008), which most likely decreases the pro-
portion of SNe associated with locally passive environments
(Sullivan et al. 2006; Hopkins & Beacom 2006). Because of the
H α bias, the average SN brightness is expected to be redshift
dependent.

We define $\psi(z)$ as the fraction of SNe located in locally pas-
sive environments (Ia ϵ) as a function of redshift. Assuming that
the brightness offset between Ia α and Ia ϵ is constant with red-
shift, the mean corrected B -magnitude of SNe Ia at maximum
light can then be written as

$$\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(z) = (1 - \psi(z)) \times \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} + \psi(z) \times \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} \\ = \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} + \psi(z) \times \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha}. \quad (3)$$

Pérez-González et al. (2008) demonstrate that the global galactic
sSFR increases by a factor of ~ 40 between $z = 0$ and 2 (see also
Damen et al. 2009). This evolution can be adequately approxi-
mated as

$$\log(\text{sSFR})(z) \simeq \log(\text{sSFR}_0) + 0.95 \times z. \quad (4)$$

1 Since sSFR measures the fraction of young stars in a galaxy,
2 we suggest as a toy model that the proportion of SNe from
3 locally passive environments evolves in complement (Sullivan
4 et al. 2006) and therefore decreases with z :

$$\psi(z) = (K \times 10^{0.95z} + 1)^{-1}. \quad (5)$$

5 From the definition of the Ia α /Ia ϵ subgroups, the SNfactory sam-
6 ple sets the normalization to $\psi(z = 0.05) = 41/82 = 50 \pm 5\%$
7 (Cameron 2011); hence $K = 0.90 \pm 0.15$.

8 Then, using SN, CMB, BAO, and H_0 constraints as in Suzuki
9 et al. (2012), along with the assumption that the Universe is flat,
10 we estimate the impact of a bias in SN Ia luminosity distance
11 measurements. Relative to existing SN cosmological fits, we find
12 that shifting the SN Ia luminosity distances according Eqs. (3)
13 and (5) would shift the estimate of the dark energy equation of
14 state by $\Delta w \approx -0.06$ (Rubin, priv. comm., as estimated using the
15 Union machinery, Kowalski et al. 2008; Amanullah et al. 2010;
16 Suzuki et al. 2012).

17 6.1.2. Prediction of the mass step evolution

18 The $H\alpha$ bias is due to a brightness offset between SNe Ia from
19 locally star-forming and locally passive environments. Guided
20 by Fig. 10, in Sect. 5.2.2, we then made a connection between
21 the $H\alpha$ bias and the mass step by noting the strong change in the
22 proportion of SNe Ia α and SNe Ia ϵ on either side of the canonical
23 mass division at $\log(M/M_\odot) = 10$.

24 In Appendix A the mathematical connection between the
25 $H\alpha$ bias and the amplitude of the mass step is laid out. To a
26 good approximation, the near absence of bright SNe Ia ϵ among
27 low-mass hosts means that the low-mass plateau is equal to the
28 average magnitude of the SNe Ia α , and is therefore constant with
29 redshift. By contrast, the brighter high-mass plateau has been
30 shown to arise from a subgroup of bright SNe Ia ϵ ; thus, the am-
31 plitude of the mass-step will evolve along with the fraction of
32 SNe Ia ϵ , as given by $\psi(z)$.

33 Thus, while local $H\alpha$ measurements are not available for
34 high-redshift SNe Ia in the literature, our hypothesis – that the
35 redshift evolution of the fraction of SNe Ia ϵ induces a reduction
36 of the influence of the bright SNe that creates both the mass
37 step and the $H\alpha$ bias – can be tested using the same evolutionary
38 form, $\psi(z)$. We consequently predict (see Appendix A.2) that the
39 amplitude of the mass-step, $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(H-L)$, evolves as

$$\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(H-L; z) \approx \psi(z) \times \frac{\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(H-L; z = 0.05)}{\psi(z = 0.05)}, \quad (6)$$

40 where setting the constant term, $\delta\langle M_B^{\text{corr}} \rangle(H-L; z = 0.05)$, equal
41 to our measured mass step provides the normalization.

42 6.1.3. Verification of mass-step evolution

43 Figure 11 shows the predicted redshift evolution of the ampli-
44 tude of the mass step when assuming our simple SNfactory-
45 normalized model. We compare this model to mass steps
46 measured using literature SNe from SNLS, SDSS, and non-
47 SNfactory low- z datasets (Sullivan et al. 2010; Gupta et al. 2011;
48 Kelly et al. 2010, respectively) from the combined dataset of
49 Childress et al. (2013a). We split those data into four redshift
50 bins with equal numbers of SNe Ia (≈ 120 SNe Ia in $z < 0.18$,
51 $0.18 < z < 0.31$, $0.31 < z < 0.6$ and $0.6 < z$ ranges), and
52 we measured the magnitude offset between SNe in low- and
53 high-mass hosts assuming a step located at $\log(M/M_\odot) = 10$.
54 Figure 11 shows that our simple model qualitatively reproduces

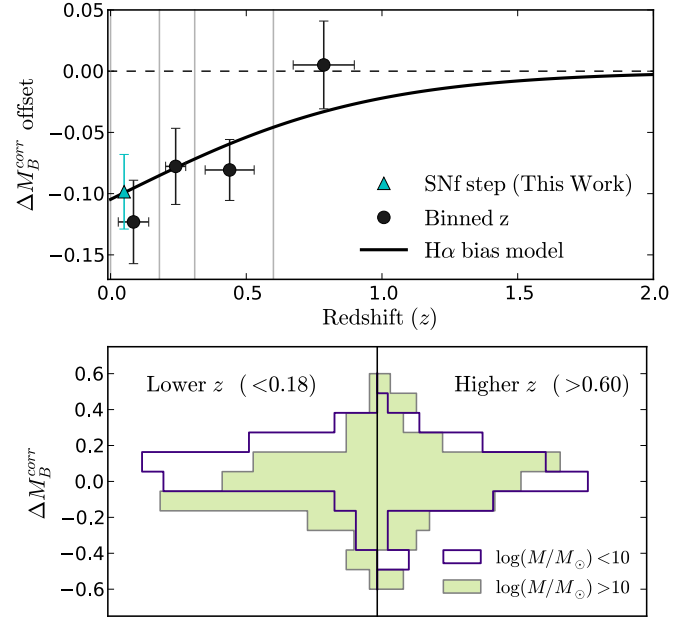


Fig. 11. Observed and predicted redshift evolution of the ΔM_B^{corr} offset between SNe from low- and high-mass hosts ($\log(M/M_\odot) \lesseqgtr 10$), i.e. the “mass step”. *Top*: black markers show the observed mass step offset per redshift bin (delimited by gray vertical lines). Error bars in redshift represent the dispersion within each redshift bin. The black line is the prediction from Eq. (5), whose amplitude has been set to the SNfactory mass step amplitude at $z = 0.05$ (filled-cyan triangle). *Bottom*: distribution of the ΔM_B^{corr} of SNe Ia from low- (filled-yellow) and high-mass (open-purple) hosts. The left histograms correspond to the closest SNe ($z < 0.18$) while the right ones are for the highest- z SNe ($z > 0.6$). The difference within a redshift bin of the mean value for low- and high-mass distributions defines the mass step at this redshift, as plotted in the upper panel.

the measured mass-step evolution with redshift. Compared to a
55 fixed mass-step anchored by the SNfactory data, our model gives
56 $\Delta\chi^2 = -5.7$ for the literature datasets. This provides external
57 confirmation of behavior consistent with the $H\alpha$ bias at greater
58 than 98% confidence.
59

60 6.1.4. Interpretation and Literature Corrections

61 From this observation we draw several conclusions. (1) The am-
62 plitude of the mass step indeed decreases at higher redshift, so
63 host mass cannot be used as a third SN standardization param-
64 eter in the manner it has been (Lampeitl et al. 2010; Sullivan et al.
65 2010). (2) The observed mass steps follow the predicted evolu-
66 tion based on the $H\alpha$ bias quite well. This in turn lends further
67 support to the idea that the $H\alpha$ bias is the origin of the magnitude
68 offset with host mass. As the mass-step bias is observed in differ-
69 ent datasets, the $H\alpha$ bias appears to be a fundamental property of
70 SNe Ia standardized using SALT2. (3) Any ad hoc correction of
71 the mass step by letting SNe Ia from low- and high-mass hosts
72 have different absolute magnitudes will be inappropriate since
73 this assumes that high-mass hosted SNe are brighter in a constant
74 way (Conley et al. 2011), ignoring the observed redshift evolu-
75 tion. Doing so will bias the SN Ia α population from high-mass
76 hosts that dominate at higher z and miss the observed evolution
77 of mean SNe Ia magnitude. Therefore, such a correction will not
78 remove the bias on the dark energy equation of state, which we
79 estimate to be $\Delta w \sim 0.06$.

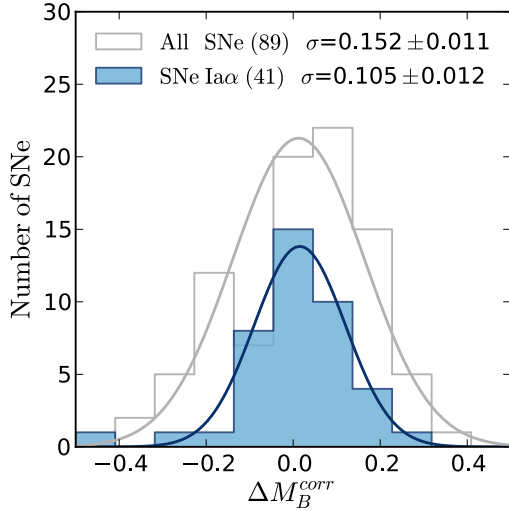


Fig. 12. SN Ia α corrected Hubble residual distributions (ΔM_B^{corr} (Ia α), blue-filled histogram), and its best Gaussian fit (solid-blue line, one 3σ -outlier rejected). The standardization has been performed on only SN Ia α . For comparison, the full sample residual distribution (for a full sample standardization) is shown by the open histogram, with its best Gaussian fit in gray. Both distributions were generated from independent standardizations and are therefore centered on zero.

Of course application of a fixed mass-step correction remains useful for bringing into agreement two datasets at the same redshift that have different proportions of low-mass and high-mass host galaxies due to survey selection effects. Whether a correction using a fixed mass step might accidentally help or hurt in correcting the redshift evolution of the $H\alpha$ bias depends on the – currently unknown – correlation of the parameters of Eqs. (3) and (5) with the redshift evolution in the ratio of high- to low-mass host galaxies.

6.2. Type Ia α SNe: Homogeneous SALT2 candles

The SN Ia α are unimodal in stretch and in corrected Hubble residuals, and are therefore free of the aforementioned $H\alpha$ bias/mass step. The ΔM_B^{corr} distribution for this new group of supernovae, when the SALT2 standardization is performed on this subsample alone, is shown in Fig. 12.

SN Ia α standardization generates a smooth symmetric residual distribution, with a significantly smaller magnitude dispersion of $\sigma = 0.105 \pm 0.012$ mag (after 3σ clipping) than the full initial sample ($\sigma = 0.152 \pm 0.011$ mag, no outlier). This dispersion agrees with the original M_1 fit (0.099 ± 0.009 mag) and corresponds to a significant reduction of $\sim 30\%$ of the Hubble residual dispersion.

To check the robustness of this result we conducted several additional tests. First we considered the effect of including the 3σ outlier, SNF20070701-005. Doing so increases the residual standard deviation to 0.126 ± 0.014 mag (nMAD of 0.108 mag), but we note that this outlier falls within the brighter part of the distribution, potentially polluted by M_2 SNe. This SN might just be a case of misassociation with a star-forming environment, as discussed in Sect. 3. This possibility is reinforced by the fact that this host is globally passive, with $\log(sSFR) = -10.8$ (Childress et al. 2013a).

Next, we performed a permutation test based on independent standardization trials for 41 randomly selected SNe from the full

sample. The results attest to the high significance of the environmental selection, giving $p = 1.9 \times 10^{-3}$.

Finally, K -fold cross-validation was employed to measure the predictive power of our model. Since it avoids overfitting the sample, cross-validation results are not expected to be as good as the original fit (Kim et al. 2013). We find $\sigma = 0.117 \pm 0.014$ mag using $k = 10$, which is compatible with our original results. The quoted error includes a marginal dispersion of 0.004 mag from random “fold” selections.

6.3. Mitigation strategies

The $H\alpha$ bias is a concern for cosmology, since it reveals a local environmental dependency, most probably a progenitor effect not accounted for by current SN standardization methods. It is necessary for ongoing and future surveys to consider it. The best solution would be if additional light curve or spectral features could be identified that can be used to remove the impact of local host properties. Another possibility would be to include the bimodality in the cosmology fitter, treating the redshift dependence and relative fraction of passive environments as free parameters. However, this seems perilous because it could mask or induce signatures of exotic dark energy, and would likely require light curves with much better statistical accuracy in order to resolve the bimodality. Implementation of our model from Sect. 6.1.1 also could be considered. Examining these and other model-dependent correction possibilities is left for future work. Alternatively, it could prove useful to focus on the Ia α subgroup for cosmological analyses, since these appear to be free of environmental biases.

For cosmological measurements naturally it is not permissible to split the SN Ia sample based solely on Hubble diagram residuals, e.g. one cannot directly select only the homogeneous Mode 1 SNe. However, one may select a subsample of SN Ia based on their local environment properties: it is then possible to remove the brighter Mode 2, which is exclusively found in locally passive environments, by discarding the entire Ia ϵ group. This is not as draconian as it may sound; while only $\sim 50\%$ of the sample would be retained, this subset has roughly $1.8\times$ as much statistical weight per SN. Thus, the statistical power is nearly the same as using the full sample. Of course obtaining local environment measurements could be observationally expensive, but Fig. 11 indicates that most of the bias is at lower redshifts, where local environment measurements are less difficult. Since Ia α appear to be dustier, this might add some complications, but in our dataset the Ia α standardize well despite this. We note that removing SNe from globally passive hosts will only remove approximately half of the SN Ia ϵ . However, at least then local measurements would not be needed for these.

In conclusion, SN Ia from passive environments (Ia ϵ) appear to cause the known (yet not understood) environmental biases, and we raise the possibility of removing them for cosmological studies. As SN Ia α form an homogeneous subgroup of standardizable candles, free of environmental biases and therefore showing a tighter dispersion on the Hubble diagram, they could be used exclusively for cosmological analyses.

7. Robustness of the analysis

In this section, we analyze the robustness of our results, by testing potential issues in our analysis: (1) the impact of seeing given our 1 kpc aperture; (2) the influence of SNe potentially misassociated with $H\alpha$ signal from host galaxy cores and (3) the influence of the $\Sigma_{H\alpha}$ boundary defining the Ia ϵ and Ia α subgroups.

1 The general conclusion of these tests is that our results are not
2 significantly affected by changes in our assumptions.

3 7.1. Restframe aperture and redshift bias

4 All our spectra have been averaged over an identical spatial aper-
5 ture of 1 kpc radius (see Sect. 2.2.3). However, the atmospheric
6 seeing PSF correlates spaxels on the arcsecond scale. For the
7 SNfactory dataset the median seeing is $1''.1$. This corresponds to
8 a projected correlation length of ~ 0.65 kpc at $z = 0.03$; ~ 1.1 kpc
9 at $z = 0.05$, and ~ 1.6 kpc at $z = 0.08$. The redshift therefore has
10 an influence on the amount of independent information in the
11 1 kpc radius aperture around the SN due to the seeing. Seeing
12 also allows contamination of the local environment from bright
13 sources outside the aperture.

14 However, a Spearman rank correlation analysis shows no
15 correlation between $\log(\Sigma_{H\alpha})$ and z ($r_s = 0.17$, $p_s = 0.14$), and
16 both $\Sigma_{H\alpha}$ subgroups have similar redshift distributions ($p_{KS} =$
17 0.25). Consequently, we believe that our analysis is relatively
18 unaffected by a redshift bias induced by seeing.

19 7.2. SNe with potentially misassociated $H\alpha$ signals

20 Supernovae close to the center of very inclined hosts (referred
21 to as “p.m.s”, see Sect. 3) have been directly removed from the
22 main analysis, given the possible misassociation with $H\alpha$ from
23 the core of the galaxy. As described below, when we include
24 those SNe, none of the previous results are significantly affected:

25 Color relation: the observed correlation between c and $\Sigma_{H\alpha}$ is
26 slightly more significant, with a Spearman rank correlation
27 coefficient of $r_s = 0.22$ ($p_s = 0.035$);

28 $H\alpha$ bias: the bias increases marginally, with $\delta(M_B^{\text{corr}})(Ia\epsilon -$
29 $Ia\alpha) = -0.102 \pm 0.031$ mag, ($p_{KS} = 6.5 \times 10^{-3}$);

30 Stretch and host mass: x_1 and the total host stellar mass remain
31 uncorrelated for SNe $Ia\alpha$ ($r_s = 0.07$, $p_s = 0.66$);

32 SNe $Ia\alpha$ dispersion: the $Ia\alpha$ ΔM_B^{corr} dispersion increases to
33 0.115 ± 0.012 mag ($p = 0.011$), which is still compatible
34 with our fiducial result.

35 7.3. Influence of the $Ia\alpha/Ia\epsilon$ boundary

36 In our fiducial analysis the division between locally passive ($Ia\epsilon$)
37 and locally star-forming ($Ia\alpha$) subgroups was set at the median
38 value $\log(\Sigma_{H\alpha}) = 38.35$ of a 82 SN sample. The confidence in-
39 terval for this population split is 37–45 (Cameron 2011). The
40 numerical values for our main results when using this range for
41 the $Ia\alpha/Ia\epsilon$ boundary are as follows:

42 $H\alpha$ bias: the bias changes within the errors bars, with
43 $\delta(M_B^{\text{corr}})(Ia\epsilon - Ia\alpha) = -0.101 \pm 0.031$ mag and $\delta(M_B^{\text{corr}})(Ia\epsilon -$
44 $Ia\alpha) = -0.075 \pm 0.032$ mag for 37 and 45 $Ia\epsilon$, respectively;

45 Stretch and host mass: x_1 and the total host stellar mass of the
46 SNe $Ia\alpha$ remain uncorrelated in both cases, giving $p_s = 0.84$;

47 SNe $Ia\alpha$ dispersion: the $Ia\alpha$ ΔM_B^{corr} dispersion is the same
48 within the error bars, with 0.115 ± 0.012 mag and $0.112 \pm$
49 0.012 mag for 37 and 45 $Ia\epsilon$, respectively.

50 The changes are minor, demonstrating the robustness of our
51 analysis to a shift in the $Ia\alpha/Ia\epsilon$ limits.

52 Furthermore, in Sect. 3 we pointed out cases of SNe $Ia\epsilon$ in
53 globally star-forming hosts located near our division point, e.g.,
54 having $\log(\Sigma_{H\alpha}) \sim 38$ and $sSFR > -10$. Whether they are truly
55 locally passive or locally star-forming is therefore somewhat un-
56 certain. As itemized below, we find that our main results do not

depend on whether those SNe are included in the $Ia\alpha$ subgroup. 57
However, three of these cases are bright and have been counted 58
as M_2 in our fiducial analysis, therefore moving them from $Ia\epsilon$ to 59
 $Ia\alpha$ increases the dispersion of Hubble residuals of the SNe $Ia\alpha$ 60
subset. 61

$H\alpha$ bias: the bias marginally changes, with $\delta(M_B^{\text{corr}})(Ia\epsilon - Ia\alpha) =$ 62
 -0.097 ± 0.032 mag; 63

Stretch and host mass: x_1 and the total host stellar mass of the 64
SNe $Ia\alpha$ remain uncorrelated, giving $p_s = 0.57$; 65

SNe $Ia\alpha$ dispersion: the $Ia\alpha$ ΔM_B^{corr} dispersion is degraded by 66
the inclusion of bright SNe that skew the normal distribution: 67
 $\sigma = 0.144 \pm 0.014$ mag (no SNe have been clipped). 68

69 8. Summary and conclusion

Using the SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS), we 70
have assembled a sample of 89 nearby SNe Ia in the redshift 71
range $0.03 < z < 0.08$ with accurate measurements of the 72
 $H\alpha$ surface brightness within a 1 kpc radius ($\Sigma_{H\alpha}$) used as a tracer 73
of young stars in the SN neighborhood. 74

This sample was split in two at the median value $\log \Sigma_{H\alpha} =$ 75
 38.35 , which happens to correspond to the mean WIM $H\alpha$ sur- 76
face brightness of galaxies (Oey et al. 2007) and to the mean 77
 $H\alpha$ sensitivity level at our highest redshift. SNe with low $\Sigma_{H\alpha}$ 78
were then designated as “locally passive” ($Ia\epsilon$), while those with 79
high $\Sigma_{H\alpha}$ were designated as “locally star-forming” ($Ia\alpha$). The 80
wide range of measured $\Sigma_{H\alpha}$ indirectly confirms the existence of 81
SNe Ia associated to both young and old stellar populations. We 82
then studied variations in SNe properties as a function of this 83
local host parameter as listed below. 84

Color: our local analysis highlights a 2σ significance correla- 85
tion between $\log(\Sigma_{H\alpha})$ and the SALT2 color c , with the SNe $Ia\alpha$ 86
being redder, as expected (Charlot & Fall 2000). 87

Stretch: the relationship between SN light-curve stretch and lo- 88
cal star formation activity is more complex than suggested by 89
previous global host studies. Faster declining SNe ($x_1 < -1$) 90
are indeed strongly favored by locally passive environments, 91
but passive local environments also host SNe with moderate 92
stretches. Lower stretch SNe Ia are hosted in locally passive en- 93
vironments, but we find that moderate stretch SNe Ia are hosted 94
by all types of environments. The local perspective also shows 95
that the correlation between the host stellar mass and SN stretch 96
is entirely created by the SNe $Ia\epsilon$. The stretches of SNe $Ia\alpha$, from 97
locally star-forming regions, are uncorrelated with the total stel- 98
lar masses of their hosts. 99

Hubble residuals: after routine SALT2 standardization using 100
stretch and color, we showed that the SN Ia Hubble residu- 101
als (ΔM_B^{corr}) are significantly environment-dependent. SNe $Ia\epsilon$ 102
from locally passive regions are 0.094 ± 0.031 mag brighter than 103
SNe $Ia\alpha$ from locally star-forming regions. This $H\alpha$ bias stems 104
from a bimodal structure in the Hubble residual distribution. The 105
first mode, denoted as M_1 , is present in all environments, inde- 106
pendent of the local star formation activity. The second mode, 107
 M_2 , is intrinsically brighter, is exclusive to locally passive en- 108
vironments, and occurs predominately in high-mass hosts. We 109
noted that this peculiar structure naturally explains the previ- 110
ously observed “mass step”, i.e. the offset in brightness between 111
SNe from low- and high-mass hosts (e.g., Childress et al. 2013a). 112

1 This suggests that the H α bias is not exclusive to our sample
 2 and has a more fundamental origin than the global host effect.
 3 Additional SN data, with measurement uncertainties below the
 4 0.1 mag, will be critical for confirming the Hubble residual bi-
 5 modality. Our analysis does not suggest any significant depen-
 6 dence on the local H α environment of the stretch or color coeffi-
 7 cients used in standardization.

8 **Cosmological implications:** the H α bias is a concern for cos-
 9 mology since the fraction of SNe in star-forming environments
 10 most likely changes with redshift, which implies an evolution
 11 with z of the mean B -magnitude of SNe Ia after standardiza-
 12 tion. Using a simple toy model based on the evolution of the
 13 specific star formation rate of galaxies with redshift, we esti-
 14 mated that this effect could shift the measurement of the dark
 15 energy equation of state parameter by $\Delta w \sim -0.06$. Currently
 16 employed constant mass-step corrections might accidentally re-
 17 duce or increase the bias on w , but not remove it. Moreover, the
 18 amplitude of the mass step is shown to evolve with redshift as
 19 predicted, which supports our claim that both the H α bias and the
 20 mass step arise from the same underlying phenomenon. Future
 21 cosmological analyses will need to consider these environmen-
 22 tal dependencies. An ideal solution would be to find additional
 23 light curve or spectral features able to correct this bias. Another
 24 solution would be to focus on a subsample of SNe Ia free from
 25 this known – yet not understood – biases.

26 **SNe Ia α as homogeneous SALT2 candles:** SNe Ia from lo-
 27 cally passive environments (Ia ϵ) appear to be the cause of all the
 28 biases we have observed. We raised the idea of removing them
 29 from cosmological fits for this reason. The remaining bias-free
 30 SNe Ia α have an intrinsic Hubble residual dispersion reduced to
 31 0.105 ± 0.012 mag, suggesting that a selection based on local en-
 32 vironment would significantly improve the quality of SNe Ia as
 33 cosmological distance indicators. We further noted that this re-
 34 maining dispersion is entirely consistent with our measurement
 35 uncertainties; no intrinsic dispersion is necessary. The cost of
 36 suppressing this serious bias would be a minor loss in net statisti-
 37 cal power compared to using the full SN sample, and the need
 38 for measurements of the local environment.

39 At this juncture SN cosmology is limited by systematic er-
 40 rors (Conley et al. 2011; Saunders et al. 2013). Calibration issues
 41 are thought to set the current limits, but our first analysis of the
 42 local SN environments has revealed strong correlations between
 43 SNe and the star-forming activity of their immediate environ-
 44 ment. This is most likely caused by our limited knowledge of the
 45 progenitors of the SNe Ia, the existence of potential SN sub-
 46 groups, and the evolution with redshift of these standardizable
 47 candles.

48 For future SN cosmology efforts, we thus suggest further
 49 studies exploring the properties of SN Ia local host environ-
 50 ments. Notably, the following local host properties may bring
 51 essential clues leading to the minimization of progenitor depen-
 52 dencies: gas and stellar metallicities, star formation his-
 53 tory surrounding the SNe, and local interstellar dust extinction.
 54 Continuing to refine these measurements will constitute a major
 55 step forward in the direction of constructing an accurate “likes-
 56 to-likes” SN cosmology.

57 *Acknowledgements.* We thank Dan Birchall for observing assistance, the techni-
 58 cal and scientific staffs of the Palomar Observatory, the High Performance
 59 Wireless Radio Network (HPWREN), and the University of Hawaii 2.2 m tele-
 60 scope. We recognize the significant cultural role of Mauna Kea within the in-
 61 digenous Hawaiian community, and we appreciate the opportunity to conduct

observations from this revered site. This research was conducted within the
 framework of the Lyon Institute of Origins under grant ANR-10-LABX-66. M.R.
 thanks French Rhône-Alpes region for support from its grant Explo’ra doc 11-
 015443-03. This work was supported by the Director, Office of Science, Office
 of High Energy Physics, of the U.S. Department of Energy under Contract No.
 DE-AC02-05CH11231; by a grant from the Gordon & Betty Moore Foundation;
 in France by support from CNRS/IN2P3, CNRS/INSU, and PNCG; and in
 Germany by the DFG through TRR33 “The Dark Universe”. Some results
 were obtained using resources and support from the National Energy Research
 Scientific Computing Center, supported by the Director, Office of Science,
 Office of Advanced Scientific Computing Research, of the US Department of
 Energy under Contract No. DE-AC02-05CH11231. HPWREN is funded by
 National Science Foundation Grant Number ANI-0087344, and the University
 of California, San Diego. Based in part on observations made with the NASA
 Galaxy Evolution Explorer, operated for NASA by the California Institute of
 Technology under NASA contract NAS5-98034, with analysis supported by
 GALEX Archival Research Grant #08-GALEX508-0008 for program GI5-047
 (PI: Aldering).

References

- Aihara, H., Allende Prieto, C., An, D., et al. 2011, *ApJS*, 193, 29
 Aldering, G., Adam, G., Antilogus, P., et al. 2002, in *Survey and Other Telescope
 Technologies and Discoveries*, Proc. SPIE, 4836, 61
 Aldering, G., Antilogus, P., Bailey, S., et al. 2006, *ApJ*, 650, 510
 Alvarez, M. A., Bromm, V., & Shapiro, P. R. 2006, *ApJ*, 639, 621
 Amanullah, R., Lidman, C., Rubin, D., et al. 2010, *ApJ*, 716, 712
 Aubourg, E., Tojeiro, R., Jimenez, R., et al. 2008, *A&A*, 492, 631
 Bailey, S., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2009, *A&A*, 500, L17
 Bartunov, O. S., Tsvetkov, D. Y., & Filimonova, I. V. 1994, *PASP*, 106, 1276
 Bongard, S., Soulez, F., Thiébaud, E., & Pecontal, E. 2011, *MNRAS*, 418,
 258
 Burnham, K. P., & Anderson, D. R. 2002, *Model Selection and Multi-Model
 Inference: A Practical Information-Theoretic Approach* (Springer)
 Buton, C., Copin, Y., Aldering, G., et al. 2013, *A&A*, 549, 8
 Calzetti, D. 2012 [arXiv:1208.2997]
 Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, *ApJ*, 429, 582
 Calzetti, D., Wu, S.-Y., Hong, S., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1256
 Cameron, E. 2011, *PASA*, 28, 128
 Charlot, S., & Fall, S. M. 2000, *ApJ*, 539, 718
 Childress, M., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2013a, *ApJ*, 770, 108
 Childress, M., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2013b, *ApJ*, 770, 107
 Chotard, N., Gangler, E., Aldering, G., et al. 2011, *A&A*, 529, L4
 Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, *ApJS*, 192, 1
 Damen, M., Labbé, I., Franx, M., et al. 2009, *ApJ*, 690, 937
 D’Andrea, C. B., Gupta, R. R., Sako, M., et al. 2011, *ApJ*, 743, 172
 de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw,
 A. 1999, *AJ*, 117, 354
 Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., White, S. D. M., & Tremonti, C. A.
 2005, *MNRAS*, 362, 41
 Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
 Groves, B., Brinchmann, J., & Walcher, C. J. 2012, *MNRAS*, 419, 1402
 Gupta, R. R., D’Andrea, C. B., Sako, M., et al. 2011, *ApJ*, 740, 92
 Guy, J., Astier, P., Baumont, S., et al. 2007, *A&A*, 466, 11
 Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. 2010, *A&A*, 523, 7
 Hamuy, M., Trager, S. C., Pinto, P. A., et al. 2000, *AJ*, 120, 1479
 Hanuschik, R. W. 2003, *A&A*, 407, 1157
 Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
 James, P. A., & Anderson, J. P. 2006, *A&A*, 453, 57
 Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. 2007, *AJ*, 659, 122
 Johansson, J., Thomas, D., Pforr, J., et al. 2013, *MNRAS*, in press
 [arXiv:1211.1386]
 Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al. 2003, *MNRAS*, 341,
 54
 Kelly, P. L., Hicken, M., Burke, D. L., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. 2010,
ApJ, 715, 743
 Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
 Kim, A. G., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. 2013, *ApJ*, 766, 84
 Koleva, M., Prugniel, P., Ocvirk, P., Le Borgne, D., & Soubiran, C. 2008,
MNRAS, 385, 1998
 Koleva, M., Prugniel, P., Bouchard, A., & Wu, Y. 2009, *A&A*, 501, 1269
 Konishi, K., Cinabro, D., Garnavich, P. M., et al. 2011, 1101, 4269
 Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, *ApJ*, 686, 749
 Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., et al. 2010, *ApJ*, 722, 566
 Lantz, B., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2004, in *Optical Design and
 Engineering*, Proc. SPIE, 5249, 146

1	Lee, J. H., Hwang, N., & Lee, M. G. 2011, ApJ, 735, 75	Röser, S., Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., et al. 2010, Astron. Nachr., 331, 16
2	Mannucci, F., Della Valle, M., Panagia, N., et al. 2005, A&A, 433, 807	519 17
3	Mannucci, F., Della Valle, M., & Panagia, N. 2006, MNRAS, 370, 773	Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R. F., Jiménez-Vicente, J., et al. 2006, MNRAS, 18
4	Maoz, D., & Mannucci, F. 2012, PASA, 29, 447	371, 703 19
5	Neill, J. D., Sullivan, M., Howell, D. A., et al. 2009, ApJ, 707, 1449	Saunders, C., Aldering, G., Aragon, C., et al. 2013 20
6	Oey, M. S., Meurer, G. R., Yelda, S., et al. 2007, ApJ, 661, 801	Scalzo, R. A., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2010, ApJ, 713, 1073 21
7	Paladini, R., Davies, R. D., & De Zotti, G. 2004, MNRAS, 347, 237	Scannapieco, E., & Bildsten, L. 2005, ApJ, 629, L85 22
8	Pereira, R., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. 2013, A&A, 554, 27	Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525 23
9	Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565	Seon, K.-I., & Witt, A. N. 2012, ApJ, 758, 109 24
10	Phillips, M. M. 1993, ApJ, 413, L105	Stanishev, V., Rodrigues, M., Mourão, A., & Flores, H. 2012, A&A, 545, 58 25
11	Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., & Gieles, M. 2010, ARA&A, 48, 431 26	
12		Sullivan, M., Le Borgne, D., Pritchett, C. J., et al. 2006, ApJ, 648, 868 26
13	Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., et al. 2008, ApJ, 675, 234	Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2010, MNRAS, 406, 782 27
14	Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009	Suzuki, N., Rubin, D., Lidman, C., et al. 2012, ApJ, 746, 85 28
15	Riess, A. G., Press, W. H., & Kirshner, R. P. 1996, ApJ, 473, 88	Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898 29
		Tripp, R. 1998, A&A, 331, 815 30

Appendix A: Relation between the H α bias and the mass step

In this Appendix we provide the mathematical details needed to understand the relation between the $\Sigma_{H\alpha}$ group magnitudes and the observed mass step. This derivation provides the relation between the numerical values of the H α bias and the mass step in the SNfactory dataset.

To begin with, the dataset is partitioned into four subsets consisting of SNe Ia ϵ and SNe Ia α above and below the canonical mass division point of $\log(M/M_\odot) = 10$. We denote the number in each subset as $N_{\alpha,L}$, $N_{\alpha,H}$, $N_{\epsilon,L}$, and $N_{\epsilon,H}$, with L and H symbolizing SNe Ia in low- and high-mass hosts, respectively. Likewise, the mean Hubble residuals for each subset are denoted as $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}$, $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}$, $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L}$, and $\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H}$.

To make the equations more readable we introduce the following notation for fractions: F_B^A means “the fraction of SNe from subset A that have property B”. For instance, F_ϵ^H means “the fraction of SNe Ia from high-mass hosts that are Ia ϵ ”, i.e., $N_{\epsilon,H}/N_H$. Mathematically, B is the numerator and A the denominator. Naturally, the partitioning imposes the requirement that $F_B^A + F_{-B}^A = 1$, e.g., $F_\epsilon^H + F_\alpha^H = (N_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H})/N_H = 1$.

A.1. General equations

The H α bias, $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$, is defined as the weighted mean difference of the ΔM_B^{corr} between the Ia ϵ and Ia α subsamples:

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) \equiv \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}. \quad (\text{A.1})$$

The mass step, $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L)$, is defined as the weighted mean difference of the ΔM_B^{corr} between SNe Ia in low-mass and the high-mass hosts:

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) \equiv \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_H - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L. \quad (\text{A.2})$$

The individual weighted mean magnitudes entering Eqs. (A.1) and (A.2) can be written in terms of the weighted mean magnitudes for each portion. Introduction of our F_B^A notation then gives

$$\begin{aligned} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\epsilon} &= \frac{N_{\epsilon,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + N_{\epsilon,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H}}{N_{\epsilon,L} + N_{\epsilon,H}} \\ &= F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} &= \frac{N_{\alpha,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + N_{\alpha,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}}{N_{\alpha,L} + N_{\alpha,H}} \\ &= F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_H &= \frac{N_{\epsilon,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}}{N_{\epsilon,H} + N_{\alpha,H}} \\ &= F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_L &= \frac{N_{\epsilon,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + N_{\alpha,L} \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}}{N_{\epsilon,L} + N_{\alpha,L}} \\ &= F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Combining these we obtain the equations for the H α bias and mass step in terms of the partitioned data:

$$\begin{aligned} \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) &= F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} \\ &\quad - F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} - F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) &= F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \\ &\quad - F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

With this development it is now possible to write the mass step directly in terms of the H α bias, as follows:

$$\begin{aligned} \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) &= \delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha) \\ &\times \frac{F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}}{F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

In this expression we have simply rearranged terms to demonstrate that the same weighted mean magnitudes, just having different signs and fractions, appear in both the numerator and denominator.

A.2. Observational constraints

Equation (A.9) is exact when all of the quantities can be directly measured, as they are in our dataset. These variables can be generalized to any similar dataset. In order to be exact, though, observations of the local environment would be required. However, in the main text we presented two observational constraints that can be used to greatly simplify Eq. (A.9). First, we have shown in Sect. 5.2.2 that the averaged ΔM_B^{corr} of SNe Ia α does not depend on the masses of their hosts:

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}. \quad (\text{A.10})$$

Second, we observed in Fig. 10 that SNe Ia α and Ia ϵ from low-mass hosts share the same mean magnitude (within error bars):

$$\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} \simeq \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}. \quad (\text{A.11})$$

As a consequence of these two observations, the righthand side of Eq. (A.7) becomes

$$\begin{aligned} &F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_L^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} - (F_L^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L} + F_H^\alpha \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H}) \\ &\simeq F_H^\epsilon \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + (1 - F_H^\epsilon) \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} \\ &\simeq F_H^\epsilon \times (\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}). \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Similarly, the righthand side of Eq. (A.8) becomes

$$\begin{aligned} &F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + F_\alpha^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,H} - (F_\epsilon^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,L} + F_\alpha^L \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\alpha,L}) \\ &\simeq F_\epsilon^H \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} + (1 - F_\epsilon^H) \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha} \\ &\simeq F_\epsilon^H \times (\langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\epsilon,H} - \langle \Delta M_B^{\text{corr}} \rangle_{\text{Ia}\alpha}). \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Finally, using the relation $F_\epsilon^H/F_\epsilon^L = (N_{\epsilon,H}/N_H) \times (N_\epsilon/N_{\epsilon,H}) = (N_\epsilon/N) \times (N/N_H) = F_\epsilon/F_H$, where F_ϵ is the fraction of SNe Ia ϵ , and F_H the fraction of SNe Ia from high-mass hosts, Eq. (A.9) can simply be expressed as

$$\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (H - L) \simeq F_\epsilon \times \frac{\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)}{F_H}. \quad (\text{A.14})$$

In the main text, the dependence of F_ϵ with redshift is denoted $\psi(z)$, and $\delta \langle M_B^{\text{corr}} \rangle (\text{Ia}\epsilon - \text{Ia}\alpha)$ is assumed to be constant. Furthermore, based on the dataset we compiled in Childress et al. (2013a), F_H appears to be constant within 10% up to $z \sim 1$. Subject to these approximations, we conclude that the mass-step evolution is simply proportional to $\psi(z)$, as given in Eq. (6).

DIPLÔME DE DOCTORAT	DOCTEUR — INGÉNIEUR	DOCTORAT D'ÉTAT	DOCTORAT DE 3 ^E CYCLE
✓	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

TITRE: Analyses des propriétés locales des galaxies hôtes des Supernovae de type Ia dans la collaboration *The Nearby Supernova Factory*

SPÉCIALITÉ: Cosmologie Observationnelle

RÉSUMÉ:

Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont de puissants indicateurs de distance cosmologique. Elles sont à l'origine de la découverte de l'énergie noire dans l'univers et restent aujourd'hui la meilleure méthode pour contraindre son équation d'état. Cependant, nous ignorons toujours le phénomène exact donnant naissance à ces supernovae. Notamment, nous ne connaissons pas l'influence de l'évolution des paramètres stellaires avec le redshift sur la luminosité de ces objets et donc sur les ajustements cosmologiques. De récentes études ont mis en évidence évidence des biais environnementaux ayant un impact significatif sur les mesures des paramètres cosmologiques. Cependant, ces études analysent les hôtes des SNe Ia dans leur globalité en négligeant les variations pourtant connues des propriétés stellaires et gazeuses au sein de ces galaxies.

Dans cette thèse je montre comment les données de spectrographie à champ intégral de la collaboration *The Nearby Supernova Factory* permettent l'étude de l'environnement immédiat (-kpc) de la SNe Ia. Dans une première partie, j'introduis les bases physiques et le contexte scientifique dans lesquels ma thèse s'inscrit. Dans la seconde partie, je commence par détailler les techniques d'extraction des données environnementales locales et, une fois ces données extraites, je développe la mesure du taux de formation stellaire environnant les SNe Ia à partir du signal H α . Dans mon analyse, je montre comment les propriétés des SNe Ia, et notamment leur luminosité standardisée, dépendent de la présence de formation stellaire à proximité. Ce biais, duquel découlent les biais environnementaux précédemment évoqués, a un impact significatif sur la cosmologie. En se basant sur les évolutions des propriétés stellaires des galaxies, je construis un modèle d'évolution de la luminosité moyenne des SNe Ia en fonction du redshift pour estimer cet impact; les données de la littérature semblent confirmer mes hypothèses. Ces résultats ont été publiés dans le journal européen *Astronomy & Astrophysics* (Rigault et al. 2013). Dans une troisième partie, je présente des analyses supplémentaires sur l'environnement local des SNe Ia et je suggère de nouvelles approches.

Cette thèse a mis en évidence un biais environnemental important sur les propriétés des SNe Ia que seule l'analyse locale permet d'aborder. Cette découverte est une étape importante dans la compréhension de ces objets et dans l'amélioration de leur utilisation cosmologique.

MOT-CLÉS: Supernovae de type Ia — Galaxies — Cosmologie — Spectroscopie à champs intégrale

DIRECTEUR DE THÈSE:

COPIN Yannick

MEMBRES DU JURY:

AUBOURG T., CONTINI É., ALDERING G.,
KIM A. G., PRUGNIEL P., GASCON J.