



Université Claude Bernard



Lyon 1

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
Opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique
Discipline : Cosmologie Observationnelle

Soutenue publiquement le 30/09/2022, par :

Nora NICOLAS

**Variabilités intrinsèques des supernovae de type Ia
et leurs conséquences sur les paramètres cosmologiques**

Devant le jury composé de :

M./Mme. XXX XXX	Président-e
M. Pierre ANTILOGUS	Rapporteur
M. Marc BETOULE	Examinateur
Mme. Stéphanie ESCOFFIER	Rapporteure
Mme. Nathalie MONCOFFRE	Examinaterice
M. Stéphane PERRIES	Examinateur
M. Mickaël RIGAULT	Directeur de thèse

Avec les invités :

M. Mathew SMITH	Co-Directeur de thèse
M. Yannick COPIN	Co-Directeur de thèse

« Everythings ends... and it's always sad. But everything begins again too, and that's... always happy. »

The Doctor, *Doctor Who*, s10e00

Remerciements

Résumé

Les Supernovae de Type Ia (SNe Ia) sont des corps célestes de luminosité transitoire résultant de l'explosion d'étoiles. Elles sont de nos jours au cœur des analyses de cosmologie observationnelle par leur régularité dans leur luminosité libérée, ce qui permet à différents sondages et télescopes d'en mesurer la distance et donc le taux d'expansion de l'Univers.

Cependant, la nature détaillée des SNe Ia reste incertaine, et ces études reposent sur des lois empiriques et notamment sur la distinction en deux populations de SNe Ia qui auraient des propriétés différentes. À mesure que les statistiques des relevés augmentent, la question des incertitudes systématiques astrophysiques se pose, notamment celle de l'évolution des populations de SNe Ia.

Dans cette perspective, nous implémentons des tentatives d'amélioration de notre connaissance de la physique des SNe Ia par le biais de l'étude de corrélations entre leurs propriétés et leur environnement. Nous avons montré l'existence d'un biais en lien avec la masse globale de la galaxie hôte d'une SN, et mis en évidence l'exitence de sous-populations basées sur l'âge qui pourraient être plus pertinentes en tant que traceur de la différence des propriétés observées dans les SNe.

Notre thèse s'appuie sur cette hypothèse et le lien établi par des études précédentes entre l'étirement des SNe et leur âge. Dans cette thèse, nous étudions la dépendance au redshift de l'étirement de courbe de lumière issu d'un ajustement par **SALT2** de SNe Ia, qui est une propriété purement intrinsèque des SNe, afin de sonder sa dérive potentielle avec le redshift. Nous modélisons différentes dépendances et donnons les résultats de notre analyse : nous y verrons que la dérive astrophysique des propriétés des SNe Ia est fortement favorisée et que les modèles de distribution sous-jacente d'étirements constants avec le redshift sont exclus comme étant de bonnes représentations des données par rapport à notre modèle de référence.

L'impact de cette modélisation sur la détermination des paramètres cosmologiques a été étudiée par le biais de simulations numériques, et indiquent un biais jusqu'à 4% de la valeur du paramètre d'état de l'énergie sombre, w , si ces corrélations ne sont pas prises en compte.

Abstract

Type Ia Supernovae (SNe Ia) are celestial bodies of transient luminosity resulting from the explosion of stars. They are nowadays at the heart of observational cosmology analysis because of their regularity in their released luminosity, which allows different surveys and telescopes to measure their distance and thus the expansion rate of the Universe.

However, the detailed nature of SNe Ia remains uncertain, and these studies rely on empirical laws and in particular on the distinction into two populations of SNe Ia which would have different properties. As the statistics of the surveys increase, the question of astrophysical systematic uncertainties arises, including the evolution of SNe Ia populations.

In this perspective, we implement attempts to improve our knowledge of the physics of SNe Ia through the study of correlations between their properties and their environment. We have shown the existence of a bias related to the global mass of the host galaxy of a SN, and highlighted the existence of age-based subpopulations that could be more relevant as a tracer of the difference in properties observed in SNe.

Our thesis builds on this hypothesis and the link established by previous studies between SNe stretch and age. In this thesis, we study the redshift dependence of the light curve stretch from a **SALT2** fit of SNe Ia, which is a purely intrinsic property of SNe, to probe its potential drift with redshift. We model different dependencies and give the results of our analysis: we will see that the astrophysical drift of SNe Ia properties is strongly favored and that the underlying distribution models of constant stretches with redshift are excluded as good representations of the data with respect to our reference model.

The impact of this modeling on the determination of cosmological parameters has been studied through numerical simulations, and indicate a bias of up to 4% in the value of the dark energy state parameter, w , if these correlations are not taken into account.

Introduction générale

L’Univers a toujours fasciné l’esprit, et les tentatives de compréhension et de description sont nombreuses. En Grèce antique, l’ordre était de mise, et le philosophe ANAXIMANDRE proposait de décrire l’Univers comme une sphère dont la Terre serait le centre, entourée d’une sphère de poussière et d’une sphère de feu concentriques ; les étoiles étaient pour lui des trous dans la première laissant passer le feu de la seconde. En étudiant le système Solaire, KEPLER publie en 1596 son *Mysterium Cosmographicum* dans lequel il en propose un modèle où les distances des (à l’époque) 6 planètes seraient décrites par une imbrication des cinq solides de PLATON.

Si ces idées peuvent paraître saugrenues aujourd’hui, c’est que d’autres théories et expériences ont permis de les invalider ; pour autant les idées apportées au XX^e siècle par EINSTEIN avec la Relativité Générale (EINSTEIN 1915) n’étaient *a priori* pas moins déconcertantes. Par exemple, en découvrant que sa théorie impliquait que l’Univers n’était pas statique et pour correspondre à sa vision personnelle, il dut y rajouter un terme compensant l’effondrement d’un univers qui ne serait composé que de matière : la constante cosmologique, étirant l’espace-temps de l’Univers, était née.

S’il l’a ensuite abandonnée du manque de motivation rigoureuse, les observations des années 30 par LE MAÎTRE et HUBBLE (HUBBLE 1929) ont montré que toutes les galaxies s’écartent de nous, avec une vitesse croissante avec la distance *via* la constante de HUBBLE H_0 décrivant le taux d’expansion actuel de l’Univers. La cosmologie observationnelle moderne en était alors à ses débuts, permettant d’inclure le paramètre d’état de l’énergie sombre w dans les équations d’EINSTEIN pour décrire ce phénomène semblant dilater le tissu de l’espace-temps.

Ces deux termes sont aujourd’hui au cœur de toute la cosmologie, décrivant son âge, son passé et son futur. À ce titre, les SNe Ia se sont illustrées comme étant des outils indispensables à l’étude de ces valeurs. Elles ont en effet, d’une part, permis à RIESS, SCHMIDT et PERLMUTTER de publier deux articles en 1998 et 1999 (RIESS et al. 1998 ; PERLMUTTER et al. 1999), indiquant que l’énergie sombre constitue approximativement 70% du budget énergétique total de l’Univers. Cette mesure implique la découverte de son expansion accélérée, et a été récompensée d’un prix NOBEL en 2011. D’autre part, ces astres sont utilisés de manière extensive pour la mesure de H_0 , remplaçant les galaxies utilisées par HUBBLE en 1929.

Leur utilisation repose sur le fait que leur luminosité est constante. En effet, deux étoiles n’émettent pas forcément la même luminosité, ce qui rend pratiquement impossible par cette seule donnée le fait de savoir laquelle est la plus proche de nous. Or, les SNe Ia sont le résultat de la mort d’étoiles avec un mécanisme particulier qui les fait exploser à une masse standard, et donc avec une énergie totale similaire, ce qui leur vaut le terme de « chandelle standard ». Cette caractéristique permet de facilement déterminer leur distances.

Seulement, cette hypothèse n’est pas si exacte et la nature précise de leur mécanisme d’explosion est encore méconnue, ce qui fait qu’il existe une variabilité dans cette luminosité intrinsèque. Il a en réalité fallu trouver une corrélation entre cette luminosité et d’autres

de leurs propriétés pour déterminer une relation amenant à la standardisation de la mesure de leur distance ; on appelle aujourd’hui les SNe Ia des chandelles *standardisables*.

C'est dans ce contexte que s'ancre notre thèse. Dans l'optique de continuer à améliorer cette standardisation, la cosmologie observationnelle utilisant les SNe Ia cherche des corrélations supplémentaires nous permettant de les décrire au mieux, notamment en distinguant deux sous-populations ayant des propriétés différentes selon la valeur d'un paramètre. Seulement, étant par nature non-reproductible, cette science se trouve être fastidieuse dans son développement. Différents paramètres sont proposés comme étant à l'origine des propriétés physiques des SNe Ia, amenant à des standardisations différentes et donc à des mesures des paramètres cosmologiques différents. Si cette méconnaissance de la physique intrinsèque des SNe Ia n'était pas dominante avec peu de statistique de points de mesure, la cosmologie moderne acquiert de plus en plus de données à un rythme frénétique, passant de ≈ 100 données en 1999 à ≈ 1300 aujourd’hui et bientôt 10 000 dans les années à venir.

Notre objectif est donc de contribuer à la compréhension de la physique des SNe Ia en étudiant les implications d'une corrélation largement étudiée mais encore peu implémentée aujourd’hui : celle des propriétés d'une SN Ia avec l’âge de son étoile d’origine.

Nous posons la base de cette étude dans les trois premiers chapitres, à savoir le contexte cosmologique, le fonctionnement des SNe Ia et les corrélations utilisées aujourd’hui qui motivent notre analyse.

Dans un deuxième temps, nous décrirons également en trois chapitres ce qui a constitué la première partie de ces trois ans de recherche, à savoir la description des sondages utilisés pour l'établissement d'un échantillon de données permettant l'analyse des propriétés des SNe Ia avec leur âge. Dans cette partie nous décrirons le modèle d'évolution que nous proposons dans les analyses cosmologiques.

Finalement, nous traiterons dans les chapitres suivants de l'implémentation de ce modèle dans la chaîne d'analyse cosmologique la plus utilisée dans la communauté, permettant de simuler des données de SNe Ia et d'en calculer la distance selon les hypothèses de corrélation ; nous y montrerons le biais possible sur la mesure de w selon les hypothèses de corrélation. Nous donnons dans le dernier chapitre quelques perspectives à une possible suite de ces travaux.

Nous portons à l'attention de quiconque lit cette thèse que nous avons choisi d'utiliser partiellement la grammaire neutre du français lorsque cela est jugé nécessaire ou pertinent. Nous nous basons pour cela sur l'ouvrage et le travail proposé par ALPHERATZ (2018), dont les résultats principaux sont visibles sur son site : <https://www.alpheratz.fr/linguistique/genre-neutre/>.

Table des matières

I Contexte cosmologique	1
I.1 Bases de relativité générale	2
I.1.1 Concepts initiaux	2
I.1.2 Métrique FLRW en univers plat	3
I.1.3 Équations phares et paramètres cosmologiques	5
I.1.4 Modèle standard de la cosmologie : Λ CDM	7
I.2 Mesures cosmologiques	10
I.2.1 Âge de l'Univers	10
I.2.2 Distance de luminosité	11
I.2.3 Intérêt des supernovae de type Ia	12
II Supernovae de type Ia	17
II.1 Fin de vie des étoiles	18
II.1.1 Classification	18
II.1.2 Physique de l'explosion des SNe Ia	19
II.2 Propriétés	20
II.2.1 Courbe de lumière	20
II.2.2 Spectroscopie	20
II.2.3 Modèle SALT2.4	23
II.3 Standardisation	23
II.3.1 Corrélations	23
II.3.2 SNe Ia aujourd'hui	24
III Variabilités environnementales des SNe Ia	27
III.1 Présentation d'environnements galactiques	28
III.1.1 Morphologie	28
III.1.2 Couleur	29
III.1.3 Masse stellaire	30
III.1.4 Taux de formation stellaire	30
III.1.5 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique et âge	31
III.2 Corrélations des SNe Ia à l'environnement	32
III.2.1 Marche de magnitude basée sur la masse	33
III.2.2 Marche de magnitude basée sur l'âge	33
III.2.3 Implications en cosmologie moderne	34
III.2.4 Ancrage de notre thèse : étude de l'étirement en fonction de l'âge	35
IV Présentation des sondages	39
IV.1 The Nearby Supernova factory	41
IV.1.1 Introduction	41
IV.1.2 Détection des supernovae	41
IV.1.3 Suivi spectrophotométrique	41

IV.1.4 Description des données conservées	42
IV.2 Sloan Digital Sky Survey	43
IV.2.1 Introduction	43
IV.2.2 Détection des supernovae	44
IV.2.3 Suivi spectrophotométrique	45
IV.2.4 Données conservées	45
IV.3 Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System	46
IV.3.1 Introduction	46
IV.3.2 Détection des supernovae	46
IV.3.3 Suivi spectrophotométrique	47
IV.3.4 Données conservées	48
IV.4 Supernova Legacy Survey	49
IV.4.1 Introduction	49
IV.4.2 Détection des supernovae	49
IV.4.3 Suivi spectrophotométrique	50
IV.4.4 Données conservées	50
IV.5 HUBBLE Space Telescope	51
IV.5.1 Introduction	51
IV.5.2 Détection des supernovae	52
IV.5.3 Suivi spectrophotométrique	52
IV.5.4 Données conservées	53
IV.6 Autres sondages : CfA1-4 et CSP	53
IV.7 Complément : Zwicky Transient Facility	54
IV.7.1 Introduction	54
IV.7.2 Détection des supernovae	54
IV.7.3 Suivi spectrophotométrique	55
IV.7.4 Données conservées	56
IV.8 Résumé et comparaison	56
V Création d'un échantillon complet	61
V.1 Notion de complétude	62
V.1.1 Stratégies d'observation	62
V.1.2 Biais de MALMQUIST et solution	63
V.2 Échantillon d'étude	63
V.2.1 Confection	63
V.2.1.1 Approche statistique	64
V.2.1.2 Approche analytique	66
V.2.2 Présentation	70
V.2.3 Confirmation d'hypothèse	70
V.3 Application à ZTF	74
V.3.1 Redshift limite	74
V.3.2 Présentation	75
VI Évolution avec le redshift	79
VI.1 Modélisation de l'étiirement	80
VI.1.1 Paramétrisations	81
VI.1.2 Implémentation	82

VI.2 Résultats	84
VI.2.1 Comparaison aux données	84
VI.2.2 Tests supplémentaires	87
VI.2.3 Discussion	90
VI.3 Conclusion	92
VII Introduction à SNANA	97
VII.1 Contexte	98
VII.2 Simulation	98
VII.2.1 Préparation d'une simulation	98
VII.2.1.1 HOSTLIB	99
VII.2.1.2 SIMLIB	99
VII.2.2 Génération du modèle	102
VII.2.3 Réponse instrumentale	103
VII.2.4 Sélection et ajustement	103
VII.2.5 Résumé	104
VII.3 Correction de biais et cosmologie	104
VII.3.1 Présentation	106
VII.3.2 BBC1D	107
VII.3.3 BBC5D	108
VII.3.4 BBC7D	108
VIII Impact sur la cosmologie : simulations	115
VIII.1 Présentation des HOSTLIB	116
VIII.1.1 Étirement et couleur globales : SK	116
VIII.1.2 Étirement et couleur selon la masse : BP	117
VIII.1.3 Étirement selon l'âge : NN	117
VIII.1.4 Étirement et marche de magnitude selon l'âge : NR	117
VIII.2 Confection des HOSTLIB NN et NR	118
VIII.2.1 Modélisation du lien entre masse et redshift	118
VIII.2.2 Comparaison aux données	120
VIII.2.3 Sélection des modèles	120
VIII.2.4 Génération des HOSTLIB	123
VIII.2.5 Implémentation	124
Résumé	126
VIII.3 Comparaison des données simulées aux données réelles	126
VIII.3.1 Accord entre les données : analyse uni-dimensionnelle	127
VIII.3.2 Accord entre les données : analyse bi-dimensionnelle	130
VIII.4 Impact sur la cosmologie	132
VIII.4.1 Résultats de standardisation	132
VIII.4.2 Résultats de cosmologie	135
VIII.4.3 Systématiques dues au choix du modèle de masse	138
VIII.5 Conclusion	140

IX Perspectives et discussion	143
IX.1 Étirement : inclusion des données de ZTF	144
IX.1.1 Prédiction	144
IX.1.2 Implémentation	145
IX.1.3 Résultats	146
IX.1.4 Conclusion	148
IX.2 Simulations : améliorations	150
IX.2.1 Types de simulations	150
IX.2.2 Variation de paramètres	151
IX.2.3 Traceurs environnementaux	151
Conclusions	153

Table des figures

I.1 Évolution du facteur d'échelle en fonction de la répartition énergétique de l'Univers et de H_0	8
I.2 Contraintes sur les paramètres cosmologiques Ω_Λ et Ω_M par les SNe Ia seulement	9
I.3 Contraintes sur les paramètres cosmologiques w et Ω_M par la combinaison SNe Ia, CMB et BAO	10
I.4 Diagramme de HUBBLE avec les 42 SNe Ia historiques de 1999	14
II.1 Classification des différents types de SNe selon leurs caractéristiques spectrales	18
II.2 Courbe de lumière de la SN Ia SN2011fe	21
II.3 Série spectro-temporelle de la SN Ia SN2011fe	22
II.4 Dépendance de la magnitude absolue des SNe Ia de la collaboration JLA avec l'étirement et la couleur	24
II.5 Diagramme de HUBBLE avec les données de l'analyse Pantheon	25
III.1 Classification morphologique des galaxies	28
III.2 Exemples de morphologies de galaxies	29
III.3 Évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction du redshift	31
III.4 Corrélations entre l'étirement d'une SN Ia et la morphologie ou la masse de sa galaxie hôte	32
III.5 Marche de magnitude basée sur la masse	33
III.6 Marches de magnitudes selon l'âge et la masse	34
III.7 Dispersion de l'étirement en fonction du LsSFR	36
IV.1 Caractéristiques du sondage SNF	42
IV.2 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SNf	43
IV.3 Caractéristiques du sondage SDSS	44
IV.4 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SDSS	46
IV.5 Caractéristiques du sondage PS1	47
IV.6 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de PS1	49
IV.7 Caractéristiques du sondage SNLS	50
IV.8 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SNLS	51
IV.9 Transmissions des filtres de la caméra du sondage HST	52
IV.10 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de HST	53
IV.11 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de LOWZ	54
IV.12 Caractéristiques du sondage ZTF	55
IV.13 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de ZTF	56
IV.14 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de tous les sondages utilisés dans cette étude	57
V.1 Exemple d'ajustement statistique pour deux tirages aléatoires d'histogrammes de SNLS	65

V.2 Évolution médiane du redshift limite des sondages SDSS, PS1 et SNLS par approche statistique	66
V.3 Distribution et limite des paramètres de courbe de lumière d'étirement (x_1) et de couleur (c) des sondages SDSS, PS1 et SNLS combinés du catalogue Pantheon	67
V.4 Comparaison des efficacités spectroscopiques des différents sondages	68
V.5 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage SNLS .	69
V.6 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage PS1 .	69
V.7 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage SDSS .	69
V.8 Histogrammes des sondages coupés pour notre étude	71
V.9 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour l'échantillon complet	72
V.10 Histogrammes de test de similarité de KOLMOGOROV-SMIRNOV entre les sondages SDSS et PS1 d'une part, PS1 et SNLS d'autre part, en étirement et en couleur	74
V.11 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour ZTF .	75
V.12 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour l'échantillon de base combiné aux données de ZTF	76
VI.1 Étirement en fonction du LsSFR des SNe Ia de SNfactory et modèles d'étirement de base ajustés	80
VI.2 Évolution de l'étirement moyen des SNe Ia en fonction du redshift issu de la prédiction de notre modèle de base selon l'échantillon utilisé	83
VI.3 ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles	85
VI.4 Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de l'étirement avec le redshift	89
VI.5 ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles sans utiliser le LsSFR .	90
VI.6 ΔAIC pour un échantillon superconservatif de 244 SNe Ia	90
VI.7 ΔAIC pour des échantillons de taille conservative tirés aléatoirement de l'échantillon fiduciel	90
VI.8 Comparaison des modélisations de BBC et de notre modèle de référence sur l'histogramme des étirements de PS1	92
VII.1 Extrait d'une HOSTLIB utilisée dans notre étude	100
VII.2 Extrait de la SIMLIB de SDSS	101
VII.3 Schéma de fonctionnement d'une simulation avec SNANA	105
VII.4 Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC1D .	109
VII.5 Schéma de fonctionnement du découpage de l'échantillon BiasCor en 3 dimensions x_1, c, z de la méthode BBC5D	110
VII.6 Schéma de fonctionnement de la correction de biais à 5 dimensions de la méthode BBC5D	111
VII.7 Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC5D .	112
VIII.1 M_* en fonction du LsSFR des SNe Ia de SNfactory et modèle de masse sélectionné ajusté	119
VIII.2 ΔAIC entre le modèle Bi-normal et les autres modèles	121

VIII.3 Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de l'étirement avec le redshift	122
VIII.4 Comparaison de la prédiction de l'évolution de la fraction de jeunes SNe Ia en fonction de la masse de la galaxie hôte	123
VIII.5 Représentation du choix de l'âge d'une SN et de l'assignation de masse et d'étirement en fonction du redshift	124
VIII.6 Fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour le modèle de masse SNfsupp	126
VIII.7 Histogrammes uni-dimensionnels des données simulées et réelles	128
VIII.8 Histogrammes uni-dimensionnels des étirements des données simulées et réelles pour l'échantillon LOWZ	129
VIII.9 Histogrammes des données testées et conservées du modèle NR pour le sondage LOWZ	130
VIII.10 Accord entre les données réelles et simulées en 2 dimensions pour tous les modèles	131
VIII.11 Résultats cosmologiques : α et $\Delta\alpha$	133
VIII.12 Résultats cosmologiques : β et γ	133
VIII.13 Marche de magnitude des SNe Ia en fonction du traceur	134
VIII.14 Résultats cosmologiques : w	135
VIII.15 Résultats cosmologiques : résidus de HUBBLE	136
VIII.16 Effet d'une variation de w sur le facteur d'échelle de l'Univers	137
VIII.17 Évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour les différents modèles de masse	139
VIII.18 Résultats cosmologiques : w selon le modèle de masse	139
IX.1 Accord entre les modèles N21+ZTF et HD+ZTF et l'histogramme des étirements de ZTF	144
IX.2 Evolution de l'étirement moyen des SNe Ia en fonction du redshift issu de la prédiction de notre modèle de base selon l'échantillon utilisé	146
IX.3 ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles	147
IX.4 Comparaison de la capacité des modèles N21 et N21+ZTF à représenter les données des sondages	149

Liste des tableaux

IV.1	Critères de sélection des SNe Ia suivies par SNfactory.	43
IV.2	Critères de sélection des SNe Ia suivies par PS1.	48
IV.3	Nombre de SNe Ia de notre échantillon HST selon la source	53
IV.4	Comparaison des caractéristiques des sondages utilisés.	58
V.1	Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination statistique du redshift limite des sondages SDSS, SNLS et PS1	65
V.2	Composition en SNe Ia de notre échantillon.	70
V.3	Composition en SNe Ia pour notre échantillon ZTF.	75
VI.1	Valeurs des paramètres du modèle d'étirement de base selon l'échantillon	82
VI.2	Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de base	84
VI.3	Paramètres de meilleur ajustement pour notre modélisation asymétrique par échantillon de la distribution d'étirement sous-jacente	87
VI.4	Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de référence sans utiliser le LsSFR	88
VII.1	Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination du module de distance réel de la SN simulée	102
VIII.1	Paramètres des distributions d'étirement et de couleur pour les simulations SK	116
VIII.2	Paramètres de la distribution d'étirement pour l'échantillon LOWZ des simulations SK	117
VIII.3	Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données selon l'échantillon d'ajustement	120
VIII.4	Valeurs des paramètres issus des meilleurs ajustements du modèle Bi-normal sur les échantillons SNf et SEDSNf	123
VIII.5	Nombre de données de nos différentes simulations	125
VIII.6	Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données en une dimension	127
VIII.7	Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données d'étirement selon le sondage	129
VIII.8	Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données en deux dimensions	130
IX.1	Valeurs des paramètres du modèle d'étirement de base selon l'échantillon avec les données de ZTF	145
IX.2	Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de base avec les données de ZTF	147
IX.3	Capacité des modèles N21 et N21+ZTF à représenter les données	148

Contexte cosmologique

« Time is an illusion, a construct made out of human memory. »

Blake CROUCH, *Revelations*

Bien que la cosmologie ne s'en tienne pas aux concepts récents tels que nous les connaissons et les vulgarisons, c'est avec les travaux d'EINSTEIN au début du XX^e siècle que notre compréhension du monde cosmique se développe de manière vertigineuse. Ces découvertes ont radicalement changé notre appréhension de la structure et de l'histoire de notre Univers, dans la continuité de la révolution copernicienne nous retirant du centre du monde : avec les fondements de la Relativité Générale, il n'y a non seulement aucun point privilégié dans l'Univers, mais le temps même devient relatif à l'observation.

Dans ce chapitre, nous donnons quelques notions et éléments de contexte permettant de comprendre comment les SNe Ia s'intègrent à la cosmologie observationnelle moderne. Ainsi, dans la première section ([I.1](#)) nous discutons des bases nécessaires de relativité générale, ce qui nous mènera à présenter le modèle cosmologique le plus robuste et qui constitue la base de notre description du monde aujourd'hui. Ensuite, nous verrons dans la seconde section de ce chapitre ([I.2](#)) quelles sont les grandeurs d'intérêt à la cosmologie observationnelle et comment les SNe Ia permettent d'agrandir notre connaissance sur l'Univers.

Sommaire

I.1 Bases de relativité générale	2
I.1.1 Concepts initiaux	2
I.1.2 Métrique FLRW en univers plat	3
I.1.3 Équations phares et paramètres cosmologiques	5
I.1.4 Modèle standard de la cosmologie : Λ CDM	7
I.2 Mesures cosmologiques	10
I.2.1 Âge de l'Univers	10
I.2.2 Distance de luminosité	11
I.2.3 Intérêt des supernovae de type Ia	12

I.1 Bases de relativité générale

Nous introduisons dans cette section les idées et grandeurs fondamentales à la description de l’Univers par la relativité générale. Elle n’a pas pour vocation de détailler intégralement les idées de mécaniques classiques sur lesquelles elles se basent, mais de donner une idée des changements qu’elle implique.

I.1.1 Concepts initiaux

La relativité générale augmente les idées déjà introduites par la relativité restreinte (voir [EINSTEIN 1905](#), et les autres articles de l’*annus mirabilis*¹), à savoir :

- 1) Les lois de la physique (*hormis la gravitation*) sont invariantes par changement de référentiel galiléen² ;
- 2) La vitesse de la lumière dans le vide est identique dans tous les référentiels galiléens.

Ces hypothèses, qui n’ont peut-être *a priori* pas l’air révolutionnaires, sont le fondement de notre conception du monde physique actuel. D’une part, aucun point et aucune direction de l’espace n’est particulière dans le cadre du fonctionnement des lois de la physique³ (l’Univers entier même n’a donc pas de centre!), et d’autre part pour chaque observatoire la mesure de la vitesse de la lumière sera la même, peu importe sa propre vitesse. C’est subtilement affirmer que cette vitesse est infranchissable, définissant des espaces qui sont non causalement reliés entre eux (ils ne peuvent interagir l’un avec l’autre) et que les lois physiques sont décrites en quatre dimensions (trois d’espace et une de temps), mais aussi que la lumière est la référence absolue de communication.

Ensemble, ces deux postulats permettent de mettre en évidence que pour relier deux événements dans des référentiels inertiels différents, une simple translation⁴ ne suffit plus. En effet, en mécanique classique si une personne sur un train très rapide allume une lampe vers l’arrière du train, une personne sur le quai dudit train estimerait à la baisse la vitesse de cette lumière (elle serait même nulle si le train allait à la vitesse de la lumière), par additivité des vitesses. Ceci n’est pas possible en relativité restreinte, et les transformations amenant d’un référentiel à l’autre ne sont pas linéaires avec la vitesse⁵. La relativité restreinte nous indiquerait qu’en réalité, du point de vue du quai le temps dans le wagon du train s’écoule plus lentement⁶, une aberration en mécanique classique. Si ceci n’avait jamais été postulé, c’est que les effets sont minimes aux vitesses que nous connaissons,

1. C’est ainsi que nous nommons l’année 1905 pendant laquelle EINSTEIN publie quatre articles considérés comme étant à l’origine de la physique moderne.

2. En quelques mots, nous pouvons traduire un référentiel comme un observatoire, c’est-à-dire un lieu de mesure de distances et de durées de référence ; il est dit « galiléen », ou « inertiel », quand il n’est pas en accélération : il peut l’être à une vitesse constante par rapport à un autre référentiel, c’est le cas d’un train à vitesse fixe et du paysage qu’il traverse.

3. Nous disons que les lois de la physique sont *homogènes* et *isotropes*, respectivement.

4. C’est-à-dire l’ajout d’une distance à une autre.

5. Nous les appelons les *transformations de LORENTZ*, du nom du mathématicien à l’origine de leur définition. Ça n’est en effet pas EINSTEIN le premier à avoir, par exemple, postulé que $E = mc^2$: c’est le premier à avoir regroupé les principes de la relativité en un concept simple.

6. La démonstration est laissée à l’lectaire investix... .

et les variations bien plus faibles que ce que nos instruments pouvaient mesurer alors⁷. Parmi les conséquences peu intuitives en plus de la dilatation des durées, nous pouvons citer la relativité de la simultanéité⁸ et la contraction des longueurs.

Avec la relativité générale, le premier principe cité s'élargit et un nouveau principe, dit d'« équivalence », est introduit :

- 1) les lois de la physique (gravité comprise) sont identiques dans *tous* les référentiels ;
- 2) la force gravitationnelle sur un corps est équivalente à une accélération du référentiel associé audit corps.

Celui-ci est aussi parfois exprimé sous la forme « les masses graves et inertes sont égales » : nous pouvons en effet définir la masse comme le facteur à l'origine de l'attraction gravitationnelle (masse grave) mais aussi comme le facteur traduisant l'inertie d'un système (masse inertuelle), c'est-à-dire sa facilité à changer de vitesse. Un référentiel en chute libre dans un champ de gravitation est alors un référentiel inertiel (où la relativité restreinte s'applique).

Ici aussi, si ces idées n'ont pas l'air révolutionnaires, leurs implications sont nombreuses. Notamment, pour correspondre à la relativité restreinte qui reste valable dans ce cadre, la mesure des longueurs dans un référentiel accéléré (non galiléen) ne peut se définir dans un espace plat : comme une bille suit la courbe d'une cuvette en y tombant par l'effet de la gravité, la force d'attraction gravitationnelle est le résultat d'une déformation même de l'espace-temps forçant des objets massifs à se rapprocher. Ceci constitue une autre révolution par rapport à la vision newtonienne de la force de gravité, agissant avec une vitesse jusque-là considérée comme infinie et sans cause bien définie. Dans ce cadre, les effets gravitationnels aussi mettent du temps à parcourir l'espace, comme un tissu tendu déformé par une bille prend un certain temps à reprendre sa forme quand celle-ci est enlevée.

Nous décrivons maintenant les grandeurs et équations décrivant la géométrie de l'espace-temps en fonction de l'énergie qui y est appliquée.

I.1.2 Métrique FLRW en univers plat

Le formalisme mathématique nécessaire pour décrire des espaces courbés en quatre dimensions utilise des objets définis par la géométrie différentielle, notamment les tenseurs. Ce sont des augmentations des matrices de rotation et translation en 3D, qui associent à une grandeur sur une dimension une combinaison des autres. Dans la pratique classique de la physique, nous définissons une distance dL entre deux points $u = (x, y, z)$ et $v = (x', y', z')$ d'un espace orthonormé qui vérifie⁹

$$(dL)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2 \quad (\text{I.1})$$

avec $dp = p' - p$ pour $p = x, y$ ou z , et nous pouvons définir de manière indépendante une durée dt entre deux événements survenant à t et t' telle que $dt = t' - t$. Nous écrivons de

7. Il faudrait aller à 85% de la vitesse de la lumière, soit $\approx 260\,000 \text{ km s}^{-1}$, pour dilater le temps d'un facteur 2.

8. Deux événements à deux endroits différents qui sont simultanés dans un référentiel ne le sont en général pas dans un autre référentiel en mouvement par rapport au premier.

9. C'est le théorème de PYTHAGORE en 3D.

manière compacte pour la première équation :

$$(dL)^2 = dw^T \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} dw \quad (\text{I.2})$$

avec $dw = v - u$ et dw^T sa transposée. Cette matrice diagonale ne mélange pas les dimensions entre elles, et est souvent omise puisqu'elle décrit un effet nul sur les coordonnées de l'espace, sans rotation ou translation : une modification de cette matrice traduirait une modification de la géométrie entre ces deux points. Nous pourrions comparer cela à un planisphère, qui indique l'échelle à utiliser pour faire correspondre une distance du plan à une distance réelle.

Dans un espace-temps plat à quatre dimensions, la « distance » entre deux événements caractérisés par $u = (t, x, y, z)$ et $v = (t', x', y', z')$ est notée ds et vérifie

$$(ds)^2 = -(c dt)^2 + (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2 \quad (\text{I.3})$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Cette construction a comme particularité d'être nulle pour deux points sur le trajet d'un rayon lumineux ¹⁰.

En notant x^μ les coordonnées d'un événement quadri-dimensionnel avec μ allant de 0 à 3, tel que $x^0 = ct$, $x^1 = x$ etc., cette égalité peut également s'écrire de manière compacte, sous la forme

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (\text{I.4})$$

C'est cette grandeur $g_{\mu\nu}$ que nous appelons « métrique », et qui définit la géométrie, courbe ou non, de notre espace. Dans le cas d'un espace plat, nous voyons qu'elle se définit comme

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.5})$$

et le chemin le plus court entre deux points est alors défini par une ligne droite. Une métrique différente de celle-ci décrit un espace dans lequel le chemin le plus court entre deux points est défini par une courbe dite « géodésique ». Assez intuitivement, même si c'est en quatre dimensions, plus la métrique s'écarte de cette diagonale $(-1, +1, +1, +1)$ plus la géodésique sera courbée.

Il faut cependant distinguer la courbure de l'Univers-même et la courbure induite à l'espace-temps par la matière, par exemple. Dans notre cas, nous supposons un Univers plat (ce qui semble être le cas d'après les mesures), mais lui laissons la possibilité de varier en taille. S'il n'est pas possible de la mesurer de manière absolue, il nous suffit de prendre une échelle de distance entre deux objets aujourd'hui à $t = t_0$ et d'en regarder l'évolution avec le temps cosmique ; c'est ainsi que nous définissons le facteur d'échelle $a(t)$ tel que $a(t = t_0) = 1$, et de cette manière la métrique de cet Univers devient celle de FRIEDMANN-LEMAÎTRE-ROBERTSON-WALKER (FLRW) dans le cas spécifique d'un Univers plat, c'est-à-dire

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2 \end{pmatrix} \quad (\text{I.6})$$

10. En effet, le temps est dilaté à l'infini pour un corps voyageant à la vitesse de la lumière.

L'introduction de ce facteur d'échelle permet de définir le taux d'expansion de l'Univers, que nous appelons paramètre de HUBBLE $H(t)$, tel que

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad \text{avec} \quad \dot{a} = \frac{da}{dt} \quad (\text{I.7})$$

et nous appelons constante de HUBBLE sa valeur aujourd'hui ; nous notons $H(t = t_0) = H_0$. Notons également qu'une contraction ou dilatation de l'espace-temps implique inévitablement la variation de la longueur d'onde d'un photon avec le facteur d'échelle ; nous l'appelons *redshift*¹¹ pour « décalage vers le rouge », et nous le notons z tel que

$$\frac{a_0}{a(t)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = 1 + z \quad (\text{I.8})$$

avec λ_e la longueur d'onde au moment de l'émission et λ_0 celle mesurée à la réception.

I.1.3 Équations phares et paramètres cosmologiques

Si $g_{\mu\nu}$ est une grandeur mathématique utile, la réelle courbure physique de l'espace-temps est définie par le tenseur d'EINSTEIN, $G_{\mu\nu}$, construit à partir de $g_{\mu\nu}$. C'est une grandeur physique, continue et dérivable deux fois avec une divergence nulle¹², qui est égale à 0 quand la courbure est nulle (redonnant les équations de NEWTON aux limites classiques). Dans le formalisme de la relativité générale, la courbure de l'espace-temps en un point est reliée à l'énergie en ce point ; notamment, la masse (que nous pouvons définir en énergie) courbe l'espace pour créer l'effet de gravitation. Cette énergie est définie par un autre tenseur $T_{\mu\nu}$, appelé « énergie-impulsion », également une grandeur physique de divergence nulle. Ces grandeurs sont alors reliées par l'équation d'EINSTEIN :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (\text{I.9})$$

avec \mathcal{G} la constante gravitationnelle de NEWTON. Cette équation est sans doute l'une des équations les plus emblématiques et fondamentales de la physique moderne, d'une élégance presque inégalée.

Cependant, celle-ci amènera EINSTEIN à se rendre compte qu'un Univers composé uniquement de matière et de rayonnement ne pouvait donner un Univers statique : le facteur d'échelle a était destiné à varier, et donc l'Univers à avoir potentiellement un début et une fin. Cette découverte était inconcevable dans sa conception du monde, et pour contrer ce phénomène il modifia son équation I.9 en y ajoutant une constante cosmologique Λ qui peut s'introduire d'un côté ou de l'autre du signe égal, tel que

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4} T_{\mu\nu} \iff G_{\mu\nu} = \frac{8\pi\mathcal{G}}{c^4} T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (\text{I.10})$$

Si d'une manière purement mathématique les deux équations sont équivalentes, leurs motivations physiques sont différentes : dans le premier cas, cela revient à modifier intrinsèquement les lois de la gravitation en y introduisant un phénomène complètement

11. Nous décidons de garder le terme dans cette langue dans la suite pour éviter la verbosité de son équivalent français

12. Autrement dit, qui conserve le volume.

décorrélé de l'aspect géométrique de sa manifestation ; dans le second, ce terme serait une nouvelle source de champ gravitationnel, une forme d'énergie ne se diluant pas et donc indépendante du temps. Le fait que ce terme puisse être des deux côtés du signe « = » signifie que nous ne pouvons pas distinguer son origine. S'il est revenu sur sa décision plus tard, son inclusion reste toute fois intéressante et nous conservons ce terme quitte à le trouver nul par la suite.

Pour décrire la composition de l'Univers en énergie *via* $T_{\mu\nu}$, nous utilisons le modèle du fluide parfait. Il est défini par deux quantités : ρ , sa masse volumique (ou d'une manière plus générale, sa densité d'énergie) ; et p , sa pression hydrostatique (c'est-à-dire une force par unité de surface sur des parois, imaginaires ici). L'isotropie de notre Univers implique que ce tenseur est diagonal dans son référentiel de repos puisqu'il n'y a pas de direction privilégiée à sa pression, et que les trois composantes d'espace ont la même valeur p/c^2 . Nous pouvons donc l'écrire

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p/c^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p/c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p/c^2 \end{pmatrix} \quad (\text{I.11})$$

Le fait que l'énergie soit conservée dans le temps se traduit par la divergence nulle du tenseur énergie-impulsion, de telle sorte qu'un fluide parfait est caractérisé par l'équation de conservation

$$\dot{\rho} = -\frac{3H}{c^2}\rho(1+w) \quad (\text{I.12})$$

avec $w \triangleq p/\rho c^2$ ¹³ le paramètre d'état du fluide en question. En effet, après résolution de cette équation différentielle nous déduisons

$$\rho(t) \propto a(t)^{-3(1+w)} \quad (\text{I.13})$$

et le fluide présentera des comportements variés selon la valeur de w :

- si $w = 0$, c'est-à-dire $p = 0$, nous aurons $\rho \triangleq \rho_M \propto a^{-3}$: c'est le comportement typique de la matière non-relativiste qui se déplace à faible vitesse et a donc une pression négligeable tout en ayant une densité d'énergie non-nulle se diluant avec le volume ;
- si $w = 1/3$, nous aurons $\rho \triangleq \rho_R \propto a^{-4}$: c'est le comportement de la limite ultra-relativiste ($v \approx c$), propre à l'énergie de radiation comme celle des photons ou des neutrinos. Nous la décrivons comme un fluide dont la densité se dilue comme la matière non-relativiste (avec $\rho_M \propto a^{-3}$) mais dont la longueur d'onde s'étire également avec le facteur d'échelle, diminuant la densité d'énergie par un facteur a^{-1} supplémentaire ;
- si $w = -1$, c'est-à-dire $p < 0$, nous aurions alors $\rho \propto a^0 = \text{constante}$. Ce paramètre d'état décrirait alors un fluide à pression négative mais dont la densité d'énergie ne se dilue pas avec le facteur d'échelle... autrement dit, un comportement qui pourrait convenir pour décrire l'effet énergétique de la constante cosmologique. Nous qualifions une telle forme d'énergie de « sombre ».

13. \triangleq signifie « égal par définition ».

À partir de cette idée de fluide parfait et avec l'équation I.10 dans le cadre de la métrique FLRW dans un Univers plat, nous pouvons dériver une autre équation fondamentale de la relativité générale, à savoir

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (\text{I.14})$$

que nous appelons équation de FRIEDMANN (FRIEDMANN 1922).

Pour simplifier cette forme, nous pouvons prendre sa valeur à $t = t_0$ pour définir une densité dite « critique » :

$$\rho_c = \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G} \quad (\text{I.15})$$

et ainsi, selon la nature des fluides composant l'Univers, nous séparons les différents types de densités ρ pour obtenir la forme :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left[\frac{\rho_R(t_0)}{\rho_c} \frac{\rho_R}{\rho_R(t_0)} + \frac{\rho_M(t_0)}{\rho_c} \frac{\rho_M}{\rho_M(t_0)} + \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \right] \quad (\text{I.16})$$

Comme $\rho_R \propto a^{-4}$, $\frac{\rho_R}{\rho_R(t_0)} = \left(\frac{a_0}{a} \right)^4$, et de même $\frac{\rho_M}{\rho_M(t_0)} = \left(\frac{a_0}{a} \right)^3$; nous pouvons donc réécrire

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_R \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_\Lambda \right] \quad (\text{I.17})$$

et finalement obtenir, avec l'équation I.8 :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_R (1+z)^4 + \Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda \right] \quad (\text{I.18})$$

en notant $\Omega_X \triangleq \frac{\rho_X(t_0)}{\rho_c}$ pour $X = R$ ou M , et $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}$. Ce sont ces densités réduites, dont la somme est égale à 1 par construction (autrement dit, $\sum_i \Omega_i = 1$) que nous appelons « paramètres cosmologiques ». Ils constituent avec H_0 la base de l'histoire et de l'évolution de l'Univers, étant donné qu'ils caractérisent la variation du taux d'expansion (au carré). Nous présentons Figure I.1 différentes évolutions du facteur d'échelle selon la répartition énergétique de l'Univers avec $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ¹⁴.

I.1.4 Modèle standard de la cosmologie : Λ CDM

Si jusque-là notre approche était générale et historique (sauf pour l'Univers plat), nous effectuons un saut dans le futur pour discuter de la cosmologie moderne. L'origine éventuelle et le futur de l'Univers sont en effet régis par les valeurs de ces paramètres cosmologiques, et si EINSTEIN n'eût pas la chance de vivre jusqu'à la fin du XX^e siècle, nous avons des valeurs de ces paramètres. Notamment, RIESS et al. (1998) et PERLMUTTER

14. Cette unité, qui peut paraître déconcertante, est bien homogène à des s^{-1} puisque nous parlons de taux d'expansion, mais elle est plus appréciable sous cette forme puisque nous pouvons y lire que pour chaque Mpc (unité de distance astronomique) qui nous sépare actuellement d'un objet, l'expansion de l'Univers le fait s'écartez de nous de $\approx 70 \text{ km s}^{-1}$, ou $252\,000 \text{ km h}^{-1}$.

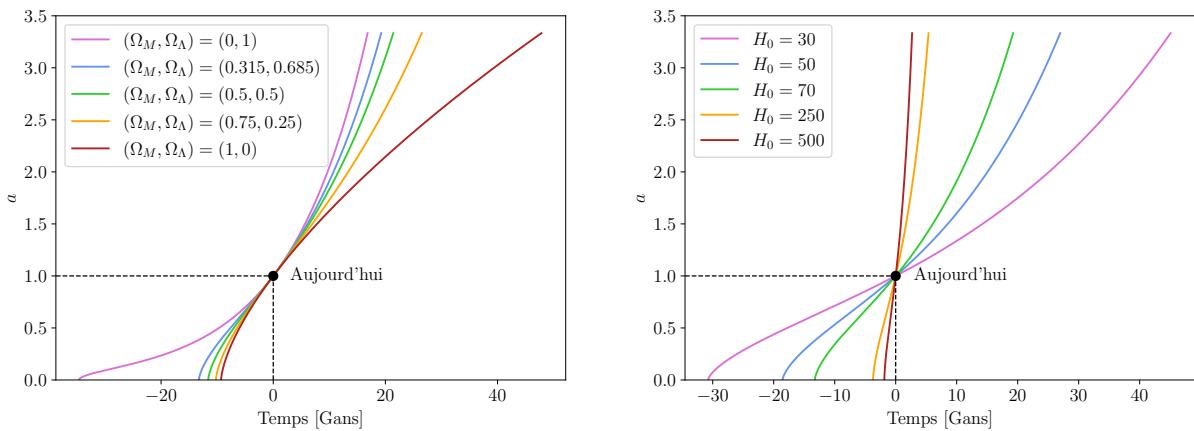


FIGURE I.1 – Évolution du facteur d'échelle en fonction de la répartition énergétique de l'Univers et de H_0 . Le temps est indiqué par rapport à aujourd'hui (facteur d'échelle = 1). À gauche : variation de Ω_Λ et Ω_M pour $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Les premiers modèles impliquent un Univers en expansion éternelle, le dernier un Univers qui s'effondrera sous l'effet de la masse. À droite : variation de H_0 pour $\Omega_M = 0,315$ et $\Omega_\Lambda = 0,685$. Plus H_0 est élevé, plus l'évolution de l'Univers est rapide. La valeur de $500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ trouvée par [HUBBLE \(1929\)](#) impliquerait que l'Univers serait plus jeunes que le système Solaire (4,5 Gans).

et al. (1999) ont mesuré, grâce à des SNe Ia, les valeurs des paramètres cosmologiques Ω_i . Leurs résultats indiquent que l'énergie totale de l'Univers serait à 70% de l'énergie sombre, autrement dit une forme d'énergie qui ne nous est pas tangible et dont nous avons seulement pu caractériser les effets à l'échelle de l'Univers entier ; le reste de cette énergie est alors principalement de la matière, qui composeraient 30% de l'énergie de l'Univers. La Figure I.2 présente la contrainte apportée par Riess et al. (1998) sur les paramètres Ω_Λ et Ω_M ainsi que les contraintes actuelles que les SNe Ia permettent (nous détaillons le principe de ces mesures dans la section suivante).

Cette mesure implique la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers, étant donné qu'aucune autre forme d'énergie ne rivalise actuellement avec celle-ci et que, contrairement aux autres, sa densité ne se dilue pas avec le temps ; autrement dit, l'Univers est voué, sauf preuve du contraire, à s'étendre indéfiniment en isolant les structures qui ne sont pas en interaction gravitationnelle suffisamment forte avec les autres. Cette découverte a mené Saul PERLMUTTER, Adam RIESS et Brian SCHMIDT à obtenir le prix NOBEL en 2011, après confirmation de ces mesures par des sondes indépendantes permettant de mieux contraindre les paramètres estimés¹⁵.

Le modèle vers lequel ces différentes sondes convergent est appelé le « modèle de concordance ». Sans les détailler, en dehors des SNe Ia il existe des mesures de ces paramètres cosmologiques via le fonds diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background*, CMB) et les oscillations acoustiques des baryons (*Baryon Acoustic Oscillations*, BAO) notamment. Ce modèle, dit « standard », décrit un Univers plat constitué de matière

15. En effet, la mesure d'une distance avec une règle et avec le temps de vol d'un laser par exemple sont des méthodes de mesure qui permettent une estimation de la valeur attendue, mais reposent toutes les deux sur des principes physiques différents qui impliquent des dépendances et des erreurs qui se combinent pour mieux déterminer la longueur en question.

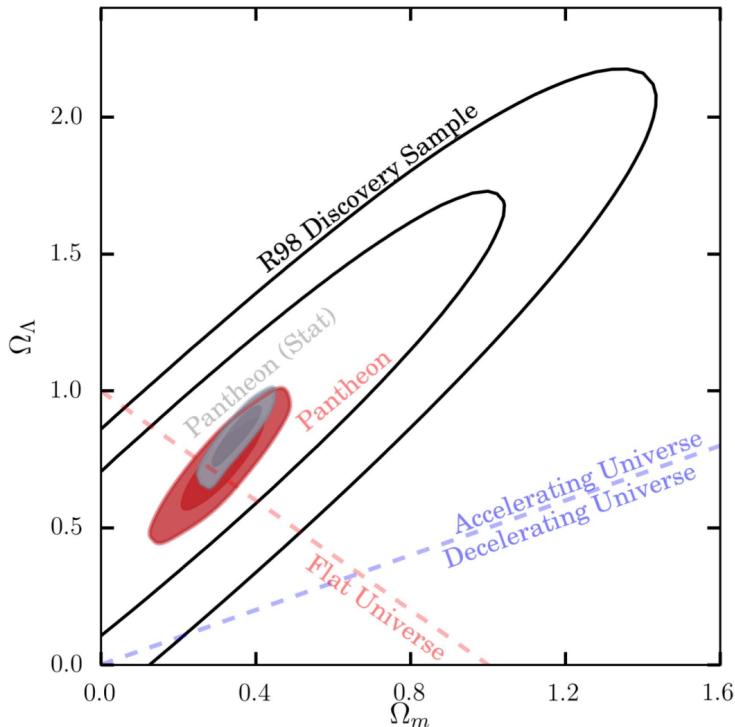


FIGURE I.2 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques Ω_Λ et Ω_M par les SNe Ia seulement, mettant en évidence l’existence de l’énergie sombre. Les contours de confiance à 68 et 95% sur les paramètres sont montrés pour les mesures de [RIESS et al. \(1998\)](#) (R98 Discovery Sample) et celles de l’échantillon Pantheon *en rouge*. Figure de [SCOLNICK et al. \(2018\)](#).

sombre¹⁶ froide¹⁷ et d’une constante cosmologique Λ (probablement sous forme d’énergie sombre) ; il est pour cela appelé Λ CDM pour *Lambda Cold Dark Matter*. Il permet de rendre compte de l’origine et de la structure du fonds diffus cosmologique, de la composition en atomes et de la structure des grandes échelles de l’Univers, ainsi que de son expansion accélérée. Si ses capacités prédictives sont remarquables, la nature précise de la matière et de l’énergie sombres reste pour le moment un mystère. [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020\)](#) rapportent trouver $\Omega_M = 0,3111 \pm 0,0056$ et $\Omega_\Lambda = 0,6886 \pm 0,0056$, avec Ω_R considéré comme nul étant donné sa dépendance en a^{-4} .

Il existe d’autres modèles de cosmologie, laissant certains paramètres varier ; c’est le cas du modèle w CDM pour lequel le paramètre d’état de l’énergie sombre n’est pas fixé à -1 : dans ce cas, nous écrivons l’équation I.18 dans sa forme générale :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_R (1+z)^4 + \Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda (1+z)^{3(1+w)} \right] \quad (\text{I.19})$$

où $w = -1$ correspond à une constante cosmologique ne se diluant pas avec le temps. Nous ne parvenons cependant pas encore à réfuter l’un ou l’autre des modèles avec les mesures actuelles des paramètres : la combinaison SN+CMB+BAO de [SCOLNICK et al. \(2018\)](#) trouvent en effet $w = -1,014 \pm 0,040$, et [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020\)](#) trouvent $w = -1,03 \pm 0,03$, valeurs compatibles avec Λ CDM. Nous présentons Figure I.3 les contraintes combinées de ces sondes pour w CDM.

Il est cependant sujet à une tension historique du fait de l’incompatibilité de la mesure de H_0 entre le CMB et les SNe Ia : en effet, ces deux méthodes trouvent des valeurs

16. C'est-à-dire une forme d'énergie similaire à la matière, avec un comportement gravitationnel attractif et un paramètre d'état $w = 0$, mais invisible par rayonnement électromagnétique et n'interagissant pas avec la matière ordinaire non plus.

17. Nous entendons par là non-relativiste, c'est-à-dire se déplaçant à des vitesses faibles devant celle de la lumière.

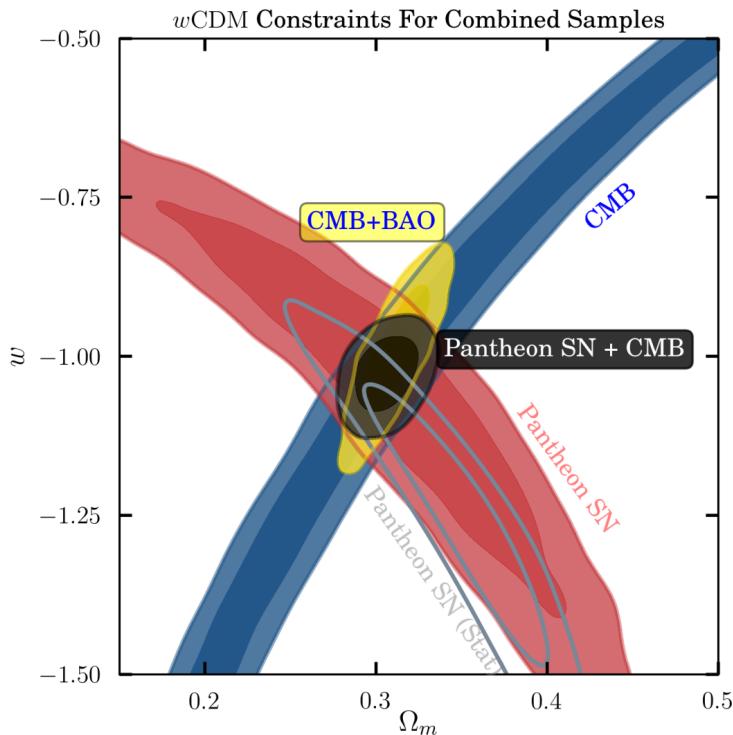


FIGURE I.3 – Contraintes à 68 et 95% sur les paramètres cosmologiques w et Ω_M par la combinaison SNe Ia (en rouge), par le CMB (en bleu) fournies par la collaboration PLANCK COLLABORATION et al. (2016). Les contours jaunes combinent le CMB et le BAO (ALAM et al. 2015); les contours noirs le CMB et les SNe Ia. Figure de SCOLNICK et al. (2018).

respectives de $[67,4 \pm 0,5] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et $[73,04 \pm 1,04] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. L'étude de cette incohérence est actuellement au cœur de la cosmologie moderne, chacune de ces sondes ayant fait ses preuves quant à la fiabilité de leurs mesures.

I.2 Mesures cosmologiques

Nous discutons dans cette section des grandeurs qui servent un intérêt à la compréhension de l'impact des paramètres cosmologiques sur des grandeurs appréciables ou pour notre étude.

I.2.1 Âge de l'Univers

Au cours du XX^e siècle, l'expansion avérée de l'Univers a amené la communauté scientifique à supposer qu'il devait exister, à une époque lointaine, un état de l'Univers où son facteur d'échelle était infiniment proche de 0, soit infiniment petit et donc infiniment chaud en concentrant toute l'énergie. D'abord appelé de manière dérisoire *Big Bang* en 1949 par un astrophysicien qui contestait cette idée, celle-ci a été confortée avec les mesures qui ont suivi. Pour l'estimer, il nous faut faire correspondre le facteur d'échelle avec le temps.

Nous utilisons pour cela le redshift z d'un objet, qui est caractérisé par l'équation I.8, et la définition du taux d'expansion $H(z)$ de l'équation I.7. Nous définissons alors l'âge de l'Univers comme celui que nous trouverions pour un corps de redshift infini. Nous pouvons

le relier au temps qui s'est écoulé entre son émission et sa réception par :

$$\begin{aligned} t(z) &= \int_0^{t(z=\infty)} dt' = \int_0^{a(z=\infty)} \frac{da'}{\dot{a}'} \\ &= \int_0^{a(z=\infty)} \frac{da'}{a'H(a')} = \int_0^{\infty} \frac{dz'}{(1+z')H(z')} \\ &= \frac{1}{H_0} \int_0^{\infty} \frac{dz'}{(1+z')E(z')} \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

où $E(z)$ se déduit de la définition de H^2 de l'équation I.18 :

$$E(z) \triangleq \frac{H(z)}{H_0} = [\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2} \quad (\text{I.21})$$

L'âge de l'Univers dépend donc de la répartition de son énergie selon les différentes formes qui le composent, c'est-à-dire du modèle. Dans le cadre du modèle Λ CDM, il est estimé à $t_0 = [13,797 \pm 0,023]$ Gans par **PLANCK COLLABORATION et al. (2020)**. Une modification de la fraction ou du paramètre d'état de l'énergie sombre, notamment, amènerait à une variation de cette valeur.

I.2.2 Distance de luminosité

Si une variation de l'âge de l'Univers n'aurait pas grande incidence sur notre rapport au monde, un effet notable de l'histoire de son expansion se remarque sur les distances des sources lumineuses avec nous. En effet, une source lumineuse dans l'espace diffuse sa luminosité¹⁸ L sur une sphère centrée autour de son point d'émission : pour un observatoire à une distance d de cette source, la sphère est de surface $4\pi d^2$ et le flux¹⁹ F de l'objet se calcule selon :

$$F = \frac{L}{4\pi d^2} \quad (\text{I.22})$$

Comme nous l'avons vu, la distance entre deux objets dépend non seulement de leurs mouvements propres respectifs, mais également de l'étirement de l'espace-temps qui a pu s'y ajouter entre l'émission et la réception, qui domine assez rapidement sur le mouvement propre des corps. En astrophysique, elle se mesure parsecs, de symbole pc. À titre de comparaison, la distance entre la Terre et le Soleil est de 5×10^{-6} pc²⁰; cette distance est au parsec ce que l'épaisseur typique d'un cheveu a est au mètre, à savoir $a \approx 5 \times 10^{-6}$ m²¹.

En négligeant donc les vitesses particulières et avec un raisonnement similaire à celui pour déterminer l'âge de l'Univers de la section I.2.1 (nous déterminons cette distance dans un espace en expansion en calculant $\int_{t(z)}^{t_0} \frac{cdt'}{a(t')}$), nous obtenons cette distance dite « comobile » par :

$$d_C(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (\text{I.23})$$

18. C'est l'énergie émise par unité de temps.

19. C'est-à-dire l'énergie par unité de surface, c'est une fraction de l'énergie totale.

20. Autrement écrit : 0,000 005 pc.

21. S'il faut donc 200 000 cheveux *dans leur épaisseur* pour faire une distance de 1 m, il faudrait 200 000 fois la distance Terre-Soleil pour avoir 1 pc.

Cependant, les photons qui traversent l'espace subissent un effet supplémentaire dû à cette expansion : en plus de l'allongement de la distance, ils subissent un effet de dilution énergétique traduit par le décalage vers le rouge de leur longueur d'onde, c'est-à-dire le redshift ; nous définissons ainsi la distance de luminosité par :

$$d_L(z) = (1+z)d_C(z) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z dz' [\Omega_R(1+z')^4 + \Omega_M(1+z')^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} \quad (\text{I.24})$$

C'est cette distance-là qui est utilisée dans l'équation I.22 pour déterminer le flux d'un astre lumineux. Sa dépendance avec le redshift implique qu'à bas redshift, nous pouvons prendre au premier ordre en z :

$$d_L \underset{z \ll 1}{=} \frac{zc}{H_0} \quad (\text{I.25})$$

I.2.3 Intérêt des supernovae de type Ia

Nous pouvons commencer à entrevoir que la mesure du flux d'un astre pourrait permettre de contraindre les paramètres cosmologiques Ω_i de l'équation I.24. Nous utilisons cependant d'autres grandeurs reliées au flux émis pour exprimer ce que nous mesurons : les magnitudes. La magnitude apparente m d'un objet émettant un flux F est définie *via* la relation de POGSON (1856) :

$$m = -2,5 \log(F) + \text{cst} = -2,5 \log\left(\frac{L}{4\pi d^2}\right) + \text{cst} \quad (\text{I.26})$$

Elle s'exprime en magnitudes (de symbole « mag ») et, par construction, augmente quand la luminosité diminue ²².

D'une part, L n'est pas connue et mesurable *a priori*, mais d'autre part cette constante n'est pas définie. Pour s'en restreindre, nous pouvons utiliser une référence de magnitude connue qui fait intervenir la même constante et soustraire les deux magnitudes apparentes. Cette référence est souvent celle de l'étoile Véga, la cinquième étoile la plus brillante du ciel dont nous connaissons la distance par une mesure directe (la parallaxe, que nous ne détaillons pas ici) et fut autour de -12 000 ans l'étoile polaire ²³, mais il reste dans ce cas que la luminosité L du corps dont nous exprimons m et la luminosité L_0 de la référence sont encore inconnues.

Pour se passer de ce terme dans l'équation I.26, nous définissons la magnitude dite « absolue », M , comme étant la magnitude que nous mesurerions si l'objet était placé à une distance $d_0 = 10 \text{ pc}$ de nous : $M = -2,5 \log\left(\frac{L}{4\pi d_0^2}\right) + \text{cst}$. Dans ce cas, la soustraction donne ce que nous appelons le module de distance μ , tel que :

$$\begin{aligned} \mu &= m - M = -2,5 \log\left(\frac{L}{4\pi d^2}\right) + \text{cst} + 2,5 \log\left(\frac{L}{4\pi d_0^2}\right) - \text{cst} \\ \mu &= m - M = 5 \log\left(\frac{d_L}{d_0}\right) \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

22. Le Soleil a une magnitude apparente de -26,74 mag ; la pleine Lune de -12 mag ; l'œil humain peut percevoir jusqu'à 6 mag sans pollution lumineuse ; le télescope spatial HUBBLE a comme limite 32 mag.

23. Cette définition n'est en effet pas fixe et absolue ; nous définissons l'étoile polaire comme une étoile visible à l'œil nu et qui se trouve sur l'axe de rotation de la Terre (au-dessus d'un de ses pôles, il peut donc y en avoir deux). Comme cet axe tourne dans le temps, comme le fait une toupie, l'étoile considérée comme polaire change.

en utilisant les propriétés de la fonction log.

Ainsi, à partir de la mesure de m et de la connaissance de M , nous pouvons y faire correspondre la valeur de droite de l'équation I.27 qui est reliée aux paramètres cosmologiques par l'équation I.24. C'est de cette manière que HUBBLE (1929) a rempli son diagramme (dit « diagramme de HUBBLE ») module de distance-redshift et déterminé la première valeur de H_0 , qu'il avait estimée à $500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (soit 7 fois supérieure à la valeur estimée aujourd'hui).

Nous remarquons cependant que cette magnitude absolue n'est pas une donnée, et sans sa connaissance il est impossible de déterminer la distance d'un corps²⁴. Un type d'objet pour lequel M est connu et constant dans sa catégorie est qualifié de « chandelle standard ».

C'est notamment pour cela que les SNe Ia se révèlent d'une importance capitale dans cette étude. Nous pouvons distinguer trois raisons majeures pour cela :

- 1) ces astres sont connus pour leur régularité dans leur luminosité totale émise, et donc dans leur magnitude absolue. Ce sont ainsi des objets permettant cette calibration ;
- 2) ce sont des événements cosmologiques d'une luminosité très importante, visibles à des distances (ou des redshifts) relativement grandes ($z \approx 1.2$ ²⁵ avec des télescopes sur Terre). C'est important puisque plus nous avons des points de mesure variés sur la distance d_L , plus nous aurons de contraintes sur les paramètres cosmologiques. Notamment, pour $z \ll 1$ l'équation I.25 implique que leur module de distance ne dépend que de H_0 , ce qui permet de contraindre ce paramètre indépendamment des autres ;
- 3) enfin, étant des événements explosifs survenant à la fin de vie de certaines étoiles, leur nombre augmente naturellement avec le temps, permettant une augmentation continue de possibles points de mesure.

Ces caractéristiques sont à l'origine de leur utilisation par PERLMUTTER et al. (1999), permettant de déterminer que l'Univers est composé à $\approx 70\%$ d'énergie sombre (voir Figure I.4).

Nous discutons dans le chapitre suivant des définitions et caractéristiques de ces astres afin d'en cerner les avantages d'une part mais également les limites d'autre part.

24. Prenons deux bougies qui éclairent différemment : si vous ne voyez que deux points lumineux dont l'un est plus fort que l'autre, comment savoir laquelle des bougies est la plus proche ?

25. C'est-à-dire des objets qui ont émis leur lumière quand l'Univers était approximativement moitié plus jeune.

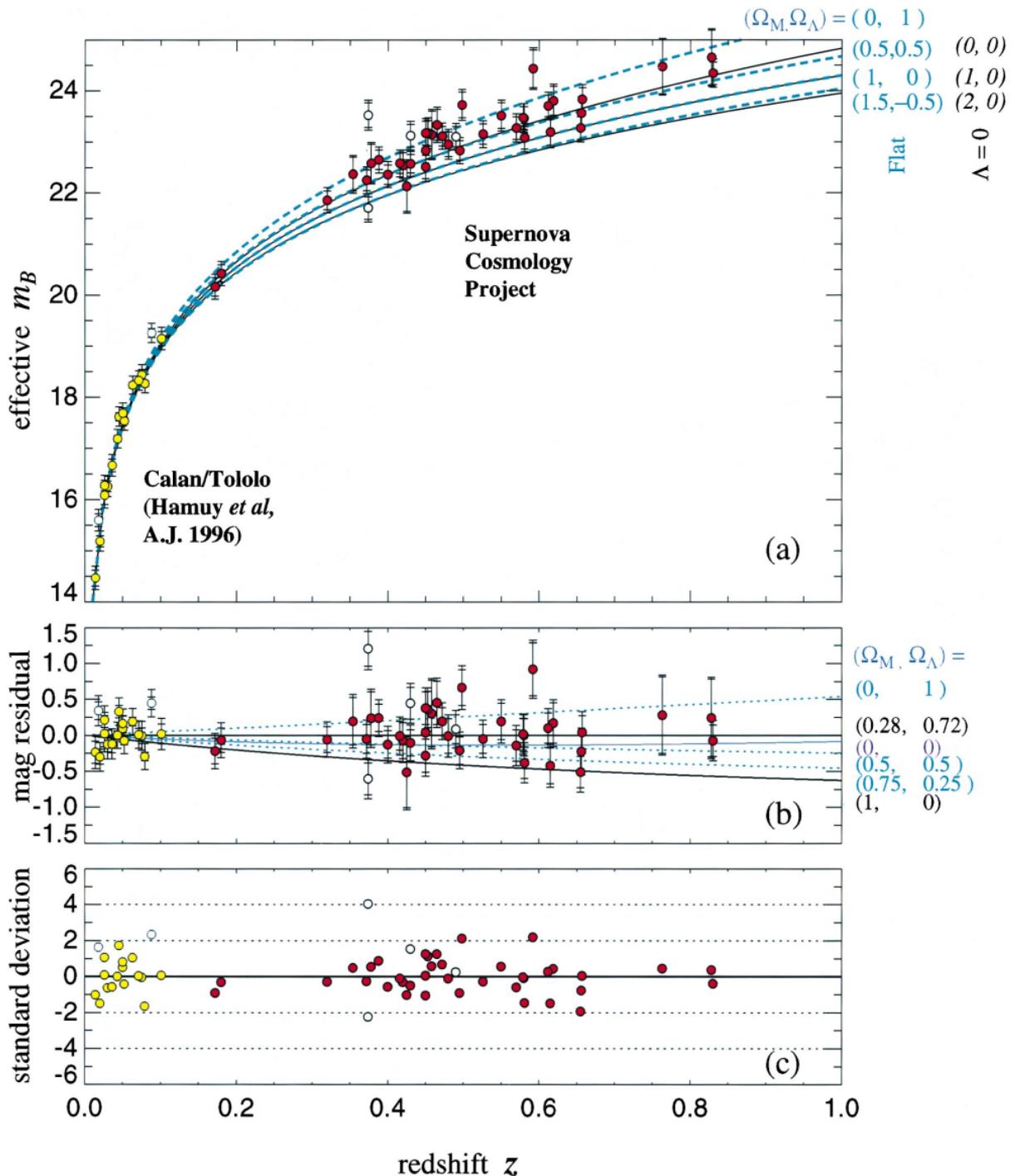


FIGURE I.4 – (a) : diagramme de HUBBLE avec les 42 SNe Ia historiques utilisées par PERLMUTTER et al. (1999) d'où provient la figure. (b) : résidus de HUBBLE (différence de la magnitude mesurée avec le meilleur modèle ajusté). (c) : écart à la valeur attendue du modèle en prenant en compte les erreurs de mesure.

Figures

I.1 Évolution du facteur d'échelle en fonction de la répartition énergétique de l'Univers et de H_0	8
I.2 Contraintes sur les paramètres cosmologiques Ω_Λ et Ω_M par les SNe Ia seulement	9
I.3 Contraintes sur les paramètres cosmologiques w et Ω_M par la combinaison SNe Ia, CMB et BAO	10
I.4 Diagramme de HUBBLE avec les 42 SNe Ia historiques de 1999	14

Supernovae de type Ia

« Il faut porter en soi un chaos pour pouvoir mettre au monde une étoile dansante. »

NIETZSCHE, *Ainsi parlait Zarathoustra*

Il existe toute une zoologie d’astres dans l’Univers, entre les planètes, les étoiles, les galaxies... Mais ceux-ci étaient pendant longtemps considérés comme immuables. C’est ainsi qu’en observant une nouvelle « étoile » dans le ciel en 1572, l’astronome Tycho BRAHÉ la nomma *nova*. Ça n’est qu’un peu avant le milieu de XX^e siècle que le terme « supernova » fut employé pour la première fois par BAADE et ZWICKY (1934), ayant déterminé que ces objets pouvaient émettre plus de lumière que leur galaxie hôte sur une courte période de temps.

Au sein des événements caractérisés comme supernovae, il existe des sous-catégories, dont les SNe Ia font partie. Nous détaillons dans ce chapitre ce qui les définit (Section II.1), quelles sont leurs propriétés physique d’intérêt (Section II.2) et comment les utiliser comme chandelles standardisées (Section II.3).

Sommaire

II.1 Fin de vie des étoiles	18
II.1.1 Classification	18
II.1.2 Physique de l’explosion des SNe Ia	19
II.2 Propriétés	20
II.2.1 Courbe de lumière	20
II.2.2 Spectroscopie	20
II.2.3 Modèle SALT2.4	23
II.3 Standardisation	23
II.3.1 Corrélations	23
II.3.2 SNe Ia aujourd’hui	24

II.1 Fin de vie des étoiles

Si l'existence-même des étoiles est remarquable, la fin de vie de ces réacteurs nucléaires en puissance l'est au moins tout autant. Nous nous attachons dans cette section à décrire une fin de vie particulière de ces astres, les supernovae, et plus particulièrement la sous-catégorie de celles dites de type « Ia »¹.

II.1.1 Classification

Les supernovae sont le résultat de l'explosion spectaculaire d'une étoile. À cet effet, ce sont des phénomènes transitoires, c'est-à-dire dont la durée de vie est courte même à l'échelle humaine : leur luminosité augmente drastiquement et diminue jusqu'à revenir à un état pré-explosion sur une durée typique de quelques semaines. Une première classification par MINKOWSKI (1941) a permis de distinguer les types I et les types II selon leur composition chimique : les premières ne possèdent pas de raie d'hydrogène dans leur spectre², les secondes en ont une. Plus tard, ELIAS et al. (1985) avec l'amélioration des mesures permet d'affiner cette classification en distinguant des sous-types Ia, Ib et Ic : les Ia présentent des raies de silicium dans leur spectre, les deux autres non et sont séparées selon la force de leurs raies d'hélium. Cette classification est résumée Figure II.1.

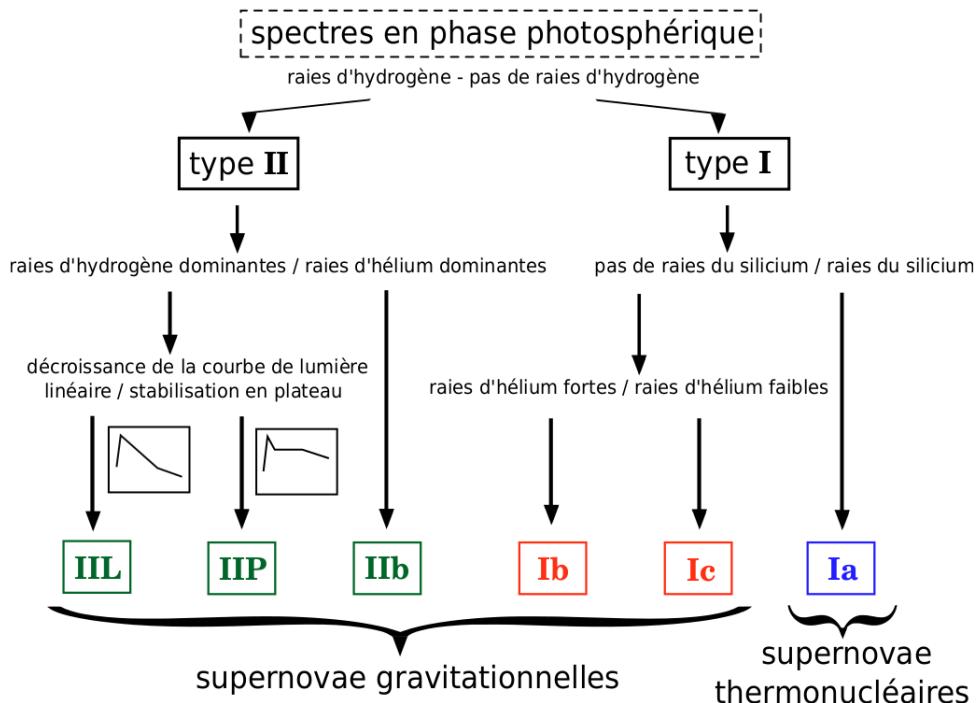


FIGURE II.1 – Classification des différents types de SNe selon leurs caractéristiques spectrales. Graphique tiré de la thèse de FOURMANOIT (2010).

Cependant, une différence de taille sépare les SNe Ia de toutes les autres : l'origine et la physique de leur explosion. FILIPPENKO (1988) dans un premier temps et HEGER et al.

1. Se lit [éq].

2. Mesure du flux lumineux selon la longueur d'onde (c'est-à-dire la « couleur ») : les éléments chimiques rayonnent ou absorbent des couleurs particulières et caractéristiques.

(2003) ensuite déterminent que les SNe non-Ia résultent de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive, de masse $M^3 \geq 8 M_\odot$ ⁴ : la fin des réactions nucléaires exerçant une pression de radiation au cœur de celles-ci ne compense plus l'attraction gravitationnelle sur les couches externes, qui s'effondrent au centre avant d'en rebondir en supernova. Elles sont appelées « supernovae gravitationnelles » pour cette raison. Ceci n'est pas possible pour des étoiles de masses inférieures à $8 M_\odot$, qui vont simplement perdre leurs couches extérieures pour ne conserver que leurs noyaux nucléairement inactifs⁵, formant des naines blanches. Leur masse chute alors à $\approx 1 M_\odot$, pour un volume typiquement égal à celui de la Terre⁶ et une température entre [8000–14 000] °C. ALTHAUS et al. (2010) estiment qu'approximativement 97% des étoiles connaîtront ce sort (notamment le Soleil, étant donné sa masse). C'est à partir de ce type d'astre que les SNe Ia sont générées, par un mécanisme que nous classifions de « thermonucléaire ». Nous allons maintenant parler de la physique de leur explosion.

II.1.2 Physique de l'explosion des SNe Ia

Une limitation intrinsèque à la cosmologie et à l'astrophysique est l'absence de reproduction des expériences en laboratoire, pour des raisons évidentes. Ceci implique malheureusement que certains phénomènes sont compliqués à décrire avec certitude ; c'est le cas avec le mécanisme d'explosion des SNe Ia. Une étude théorique par CHANDRASEKHAR (1931) sur la pression de dégénérescence impose une masse critique à une naine blanche (sans rotation), appelée « limite de CHANDRASEKHAR » et placée à $\approx 1,44 M_\odot$. Au-delà de celle-ci, l'étoile devient instable et ré-initie des réactions thermonucléaires, amorçant la fusion du carbone et de l'oxygène sans régulation, amenant à son explosion et la désintégrant en totalité.

Si cette partie de la physique de l'explosion est bien admise, la manière dont une naine blanche augmente sa masse pour dépasser cette limite est encore débattue. Plusieurs scénarios sont proposés, mais les deux principalement acceptés sont :

Le scénario simplement dégénéré (WHELAN et IBEN 1973) dans lequel la naine blanche est dans un système binaire avec une étoile compagnon qui va perdre de sa matière externe au profit de la première ;

Le scénario doublement dégénéré (WEBBINK 1984) dans lequel la naine blanche est dans un système binaire avec une autre naine blanche. Leurs noyaux durs ne permettant pas de perdre de masse gazeuse, les deux étoiles sont dans une orbite de plus en plus resserrée en perdant de l'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles⁷ et finissent par fusionner si l'une ne se disloque pas sous l'effet de marée de l'autre.

3. Selon le contexte, M peut être soit la magnitude absolue comme présentée dans le chapitre précédent, soit la masse d'un corps comme ici.

4. Il est usuel d'exprimer les masses des corps par rapport à celle du Soleil : $M_\odot = [1,988\,47 \pm 0,000\,07] \times 10^{30}$ kg.

5. Leur équilibre gravitationnel est alors assuré par la pression de dégénérescence des électrons.

6. Si la Terre avait la masse du Soleil, la gravité serait $\approx 331\,658$ fois plus élevée : ce sont donc des corps très denses.

7. La propagation d'une déformation de la métrique même de l'espace-temps, voir Chapitre I.

Malheureusement, aucun de ces scénarios n'a pu être privilégié puisqu'ils sont très difficiles à observer et que les simulations ne sont pas en mesure de reproduire les observations (RÖPKE et al. 2012). Ainsi, des modèles empiriques de l'évolution du spectre des SNe Ia sont utilisés pour les caractériser⁸ (voir Section II.2.3). Il reste qu'en pratique nous observons une remarquable homogénéité du pic de luminosité de ces explosions, respectant la masse critique impliquant une quantité d'énergie définie disponible pour l'explosion. C'est de cette manière qu'elles sont utilisées en tant que chandelles standard, comme expliqué Section I.2.3.

II.2 Propriétés

Si leur nature reste imprécise, nous avons observé de nombreuses SNe Ia. Ces observations reposent sur leur analyse photométrique (Section II.2.1) ainsi que sur leurs caractéristiques spectroscopiques (Section II.2.2).

II.2.1 Courbe de lumière

Comme introduit Section II.1.1, les SNe Ia sont des phénomènes transitoires. Ainsi, leur observation par une caméra relève une augmentation de leur luminosité jusqu'à un pic avant de redescendre : une telle courbe s'appelle « courbe de lumière ». Nous en donnons un exemple Figure II.2⁹.

Ces observations s'effectuent non seulement dans le temps mais également pour différentes couleurs¹⁰. La diminution de magnitude est typiquement de [3–6] mag sur une quinzaine de jours, que la SN Ia regagne ensuite sur une période de plusieurs dizaines de jours ≈ 50 jours. À partir de cette courbe se définissent plusieurs caractéristiques :

t_0 : date du maximum d'émission dans la bande bleue ;

x_0 : amplitude dans la bande bleue (nous définissons $m_B = -2,5 \log(x_0)$) ;

x_1 : étirement typique de la courbe de lumière, caractérisant la vitesse de l'explosion (petit $x_1 \Rightarrow$ explosion rapide) ;

c : couleur globale de la SN, correspondant à la différence de magnitude entre deux bandes : à bas redshift ce sont les bandes bleues et vertes (nous écrivons $c = B - V$), mais avec le décalage vers le rouge elle peut être estimée différemment.

II.2.2 Spectroscopie

En plus d'étudier la magnitude d'une SN dans le temps, nous pouvons étudier sa distribution énergétique en fonction de la longueur d'onde dans le temps, ce que nous appelons une distribution spectrale ou série spectro-temporelle. Nous présentons Figure II.3 la série de la SN Ia SN2011fe.

8. Nous les appelons « distributions spectrales en énergie » ou *Spectral Energy Distribution* (SED) en anglais.

9. Nous remarquerons que l'échelle verticale est inversée étant donné que les magnitudes vont dans le sens opposé à la luminosité.

10. Moyenne du flux sur une plage de longueurs d'ondes, que nous appelons « bandes photométriques ».

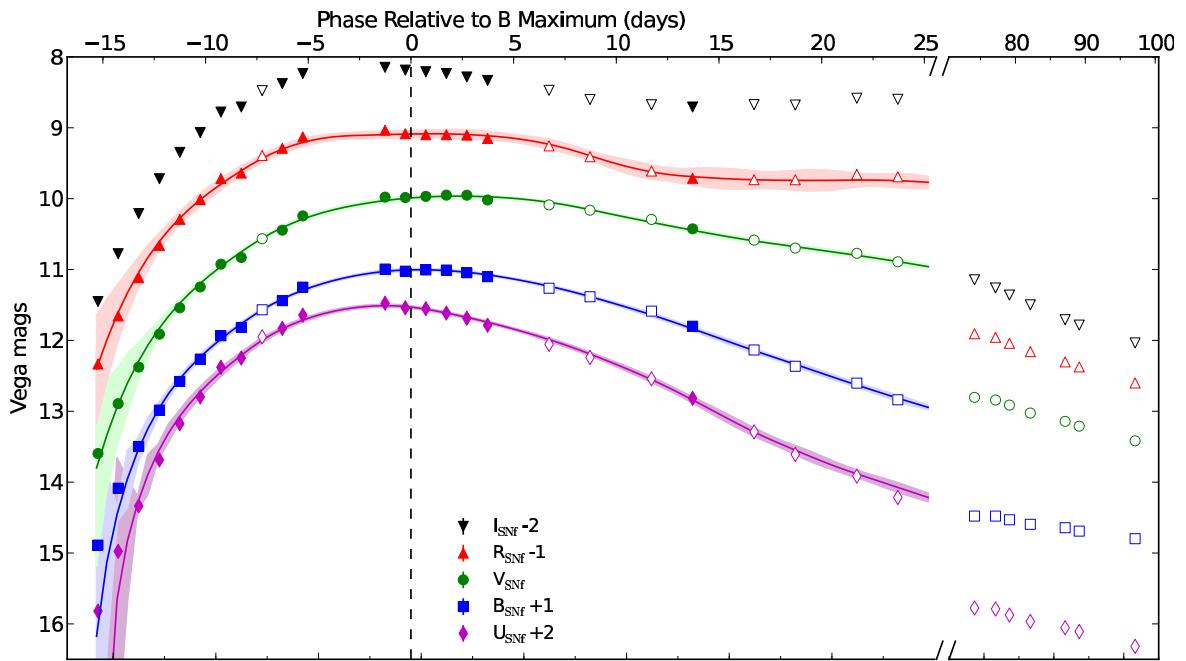


FIGURE II.2 – Courbe de lumière en bandes *UBVRI* de la SN Ia confirmée SN2011fe avec ajustement par SALT2 (ligne pleine et bande pour son erreur ; voir Section II.2.3). Figure de PEREIRA et al. (2013).

L'étude spectrale est plus riche en informations que l'étude photométrique, et c'est grâce à ces données que le type d'une SN est déterminé. Nous pouvons en effet déterminer sa composition chimique ainsi que l'évolution de celle-ci *via* la profondeur des raies d'absorption spécifiques à ces éléments (raie prononcée \Rightarrow élément en grande proportion). Sur les quinze premiers jours, la désintégration thermonucléaire d'une SN Ia est typiquement dominée par la désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$, avant d'être dominée par $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ ensuite. De plus, les points photométriques sont des moyennes du flux lumineux sur certaines plages de longueurs d'ondes, ce qui permet de reconstruire la courbe de lumière.

C'est également avec la spectroscopie que nous pouvons le plus précisément estimer le redshift d'un corps (appelé alors « redshift spectroscopique »), étant donné qu'il correspond littéralement à un décalage des longueurs d'ondes vers le rouge. Cependant, pour n'avoir que le redshift cosmologique dû à l'expansion de l'Univers et non celui du mouvement propre d'une SN, nous observons généralement les galaxies hôtes. Outre cette avantage de mouvement propre, elles présentent des raies plus fines donnant une estimation du redshift plus précise (précision à $\approx 1 \times 10^{-5}$ contre $\approx 1 \times 10^{-3}$ pour un redshift estimé sur le spectre d'une SN), et n'étant pas des objets transitoires elles donnent plus de temps pour effectuer la mesure. Ces trois éléments sont primordiaux pour avoir la meilleure estimation de la distance de luminosité (qui s'obtient à partir du redshift d'après l'Équation I.24). Si le redshift de l'hôte vient à manquer, nous l'estimons avec le spectre de la SN directement ; dans le pire des cas il est estimé à partir de la photométrie de l'hôte.

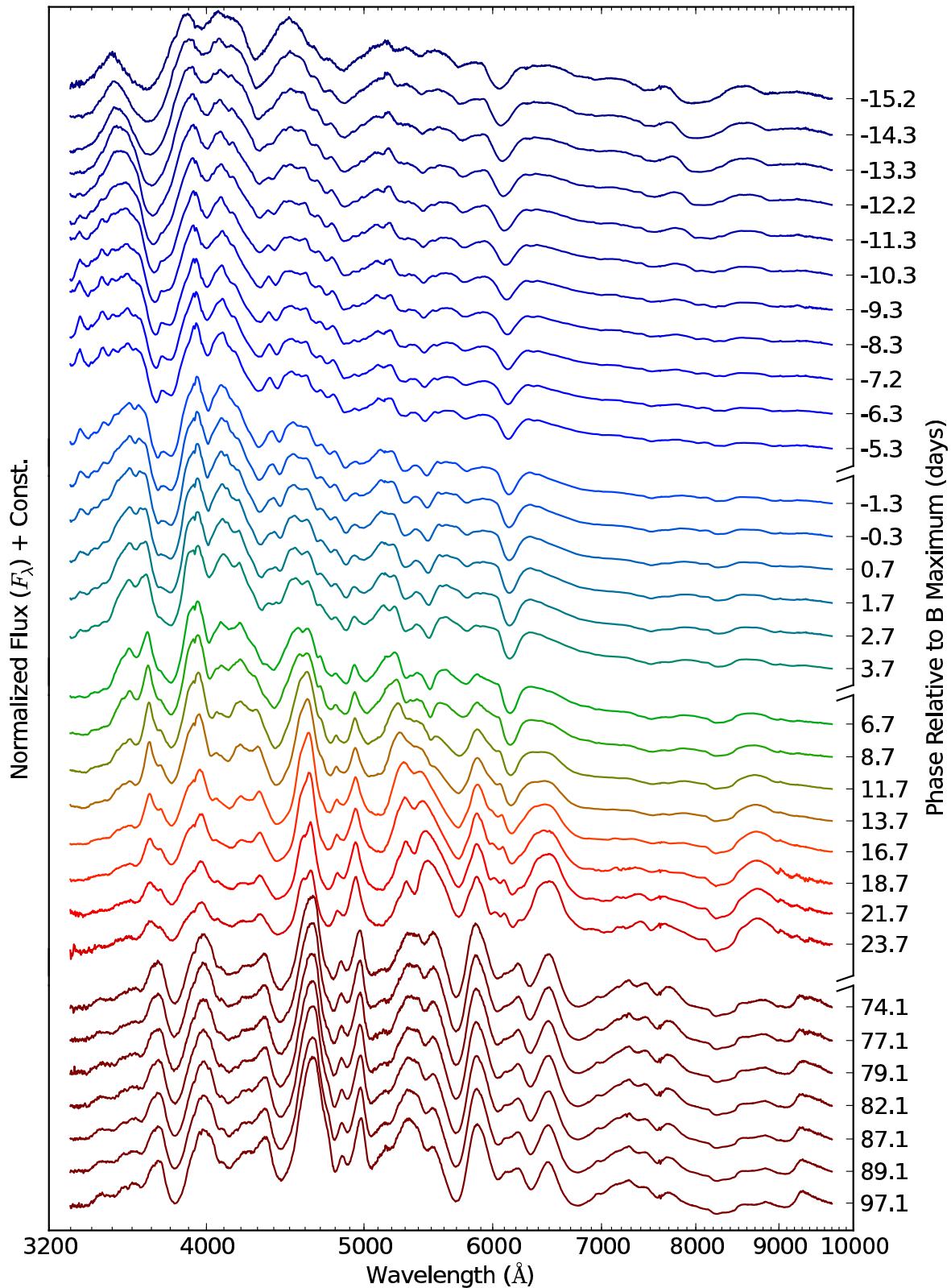


FIGURE II.3 – Série spectro-temporelle de la SN Ia SN2011fe entre -15 et 100 jours par rapport à son maximum d'émission en bande bleue t_0 . La variation dans la profondeur des pics montre l'évolution de la composition chimique de la supernova : désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ sur les 15 premiers jours, puis $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ ensuite. Figure de PEREIRA et al. (2013).

II.2.3 Modèle SALT2.4

La détermination précise des paramètres d'une supernova est effectuée en ajustant un modèle d'évolution spectrale sur les données récoltées. Dans notre thèse, nous utilisons la version 2.4 du modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (**SALT2**, **GUY et al. 2007**) décrivant l'évolution de la SED d'une SN Ia au cours du temps. Cette version a été entraînée sur les données empiriques de **BETOULE et al. (2014)**. Dans ce modèle, le flux observé F est décrit à un temps t caractérisé par sa phase p (temps par rapport à t_0) et à une longueur d'onde λ par :

$$F(p, \lambda) = x_0 [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp(c \cdot CL(\lambda)) \quad (\text{II.1})$$

Ici, M_0 est la séquence spectrale moyenne, M_1 la déviation au premier ordre autour de cette séquence et CL une loi de couleur. Ce sont des propriétés globales du modèle ; les paramètres x_0 , x_1 et c sont spécifiques à une SN, comme nous l'avons vu Section II.2.1. C'est avec ce modèle que sont ajustées les courbes de la Figure II.2 et que sont extraites les valeurs des paramètres.

II.3 Standardisation

En calibrant la distance des SNe Ia avec d'autres sondes, il est possible de mesurer leur magnitude absolue. Comme nous l'avons présenté précédemment, nous la trouvons à une valeur relativement stable, avec $M_0 = -19,36$ mag (**KESSLER et al. 2009a**), ce qui leur a valu le terme de « chandelles standard ». Seulement, il existe une variabilité intrinsèque de $\approx 0,35$ mag qui amène à une incertitude finale sur la distance proche de 20%, ce qui ne permet pas leur utilisation rigoureuse. Pour remédier à ce problème, il a fallu trouver un moyen de réduire cette variation : nous appelons cela la « standardisation ».

II.3.1 Corrélations

Par l'étude de la dépendance de la magnitude absolue des SNe Ia avec leur étirement x_1 et leur couleur c , nous pouvons observer une dépendance avec chacun de ces paramètres. Nous présentons Figure II.4 l'évolution des courbes de magnitude absolues des données de la collaboration *Joint Light-curve Analysis* (JLA, **BETOULE et al. 2014**) en fonction de ces deux paramètres ainsi que les corrélations observées.

PHILLIPS (1993) a montré en premier lieu l'effet avec l'étirement, qui montre que les SNe Ia de grand étirement (évolution lente) sont intrinsèquement plus lumineuses¹¹. Cette corrélation linéaire est caractérisée par un coefficient α . Ensuite, **HAMUY et al. (1996)** ont montré la dépendance avec la couleur : les SNe Ia les plus bleues sont plus lumineuses¹², relation caractérisée par le coefficient β . Elles sont utilisées pour réduire l'incertitude sur la magnitude absolue selon :

$$M_B = M_0 - \alpha x_1 + \beta c \quad (\text{II.2})$$

Cette relation réduit l'incertitude sur M_B à 0,15 mag, et permet d'établir la relation de **TRIPP (1998)** :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (\text{II.3})$$

11. Nous appelons cette corrélation *slower-brighter* en anglais.

12. Nous appelons cette corrélation *bluer-brighter* en anglais.

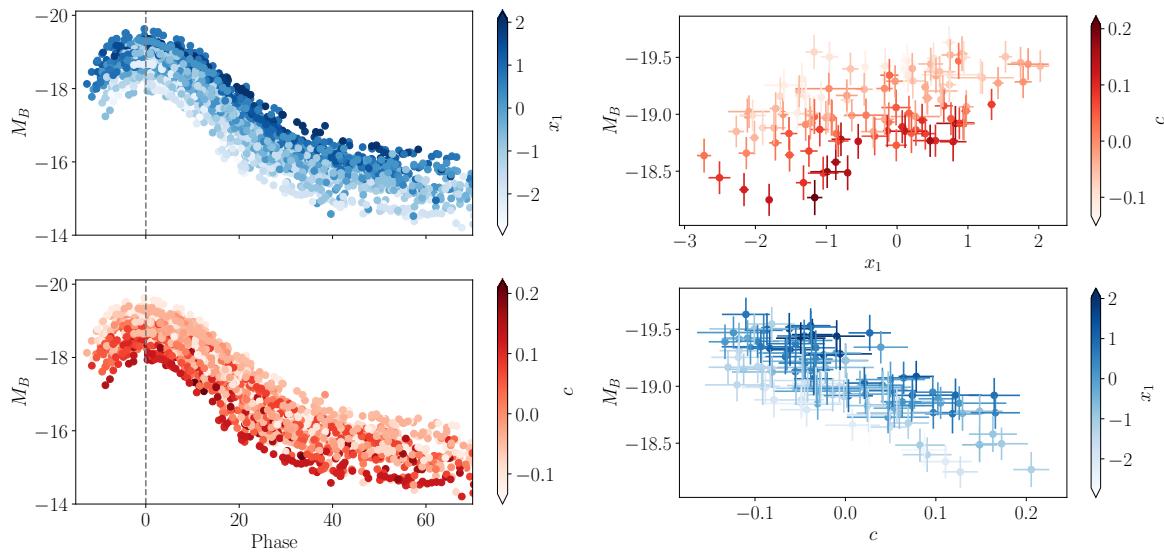


FIGURE II.4 – Dépendance de la magnitude absolue des SNe Ia de la collaboration JLA (BETOULE et al. 2014) avec l’étirement (*en bleu*) et la couleur (*en rouge*). *À gauche* : résultat brut. *À droite* : corrélations linéaires. La relation avec x_1 est caractérisée par un coefficient α , et celle avec c par un coefficient β .

ce qui amène à $\approx 8\%$ d’incertitude sur la distance.

II.3.2 SNe Ia aujourd’hui

De cette manière, les SNe Ia ont pu être utilisées pour découvrir l’expansion accélérée de l’Univers, comme discuté dans le chapitre précédent. Elles continuent d’être au cœur de la cosmologie actuelle. Nous présentons Figure II.5 le diagramme de HUBBLE avec les données de SCOLNICK et al. (2018) utilisant des SNe Ia observées par différents sondages (nous les détaillons Chapitre IV).

Au départ, une incertitude systématique¹³ de 8% était suffisante pour discriminer des modèles cosmologiques très différents étant donné que les incertitudes statistiques¹⁴ étaient elles-mêmes dominantes. Seulement, cela devient de moins en moins vrai au fur et à mesure que les incertitudes statistiques diminuent grâce à la quantité de données recueillies par différents télescopes. Si nous voulons mesurer précisément les paramètres cosmologiques aujourd’hui, il devient nécessaire d’améliorer notre connaissance physique des SNe Ia, et notamment la manière de les standardiser. Il existe plusieurs manières de s’intéresser à cela ; certaines études se concentrent sur de nouveaux modèles spectraux avec plus de paramètres (par exemple LÉGET et al. 2020), mais la plupart cherche des paramètres de standardisation qui soient extérieurs aux SNe Ia. Nous proposons dans le chapitre suivant un aperçu des environnements des SNe Ia et la manière dont ils sont utilisés pour la cosmologie moderne. Ce chapitre viendra motiver l’étude précise de notre thèse.

13. Qui est systématiquement présente ; due à la physique intrinsèque des SNe Ia.

14. celles issues du nombre de points de mesure

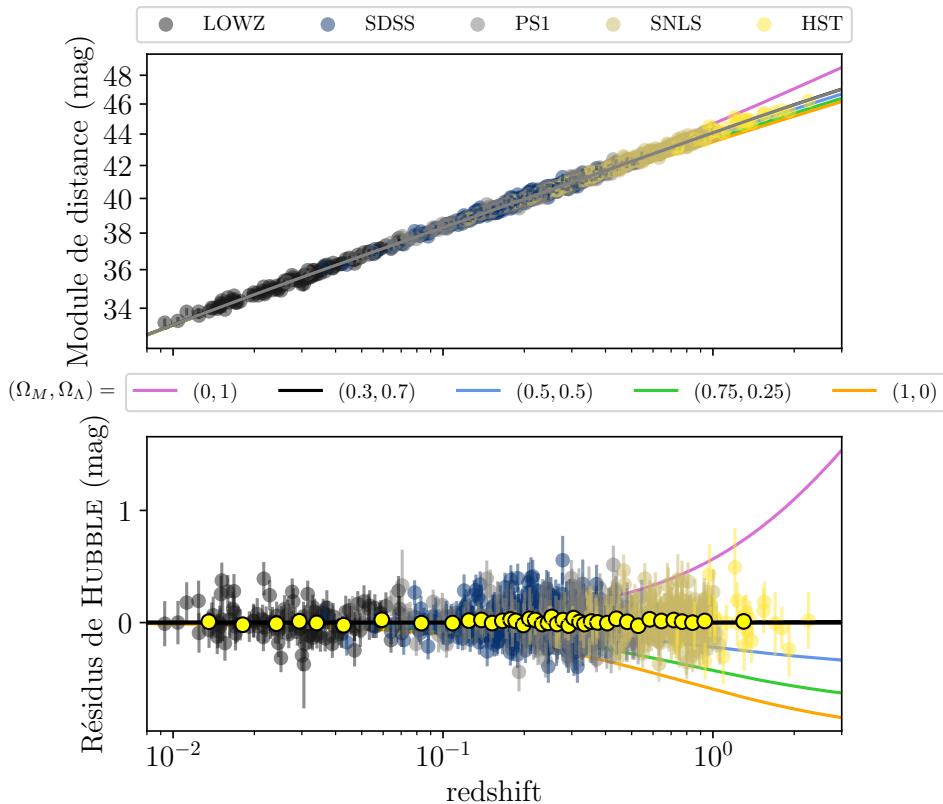


FIGURE II.5 – Diagramme de HUBBLE avec les données de l’analyse Pantheon ([SCOLNICK et al. 2018](#)). Figure reproduite. Nous indiquons en couleur les modules de distance attendus selon la composition énergétique de l’Univers : nous illustrons ici comment les SNe Ia permettent de contraindre la physique du cosmos.

Figures

II.1	Classification des différents types de SNe selon leurs caractéristiques spectrales	18
II.2	Courbe de lumière de la SN Ia SN2011fe	21
II.3	Série spectro-temporelle de la SN Ia SN2011fe	22
II.4	Dépendance de la magnitude absolue des SNe Ia de la collaboration JLA avec l'étirement et la couleur	24
II.5	Diagramme de HUBBLE avec les données de l'analyse Pantheon	25

Variabilités environnementales des SNe Ia

« I like to think the moon is there even if I am not looking at it. »

Albert EINSTEIN

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment la physique des SNe Ia permettait de les utiliser comme des indicateurs de distance suffisamment précis pour mesurer la quantité d'énergie noire de l'Univers (*via* le paramètre w), amenant à la découverte de son expansion accélérée. Les SNe Ia permettent également de mesurer le taux d'expansion actuel, nommé H_0 , en se concentrant sur la partie de bas redshift du diagramme de HUBBLE.

Avec l'augmentation rapide du nombre de SNe Ia utilisables pour la cosmologie, la mesure des paramètres cosmologiques (H_0 ou w par exemple) commence à ne plus être limitée par l'incertitude statistique mais par l'incertitude systématique, c'est-à-dire par notre connaissance de leur physique intrinsèque comme celle ayant permis leur standardisation. De nombreux efforts sont déployés pour étudier la manière dont nous pouvons continuer à corriger les distances des SNe Ia avec d'autres paramètres.

Dans ce chapitre, nous présentons différents paramètres d'environnements galactiques dans lesquels nous pouvons trouver des SNe Ia (Section III.1) avant d'étudier la corrélation de leurs propriétés avec les environnements les plus intéressants (Section III.2). De cette Section découle notre travail de thèse.

Sommaire

III.1 Présentation d'environnements galactiques	28
III.1.1 Morphologie	28
III.1.2 Couleur	29
III.1.3 Masse stellaire	30
III.1.4 Taux de formation stellaire	30
III.1.5 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique et âge	31
III.2 Corrélations des SNe Ia à l'environnement	32
III.2.1 Marche de magnitude basée sur la masse	33
III.2.2 Marche de magnitude basée sur l'âge	33
III.2.3 Implications en cosmologie moderne	34
III.2.4 Ancrage de notre thèse : étude de l'étirement en fonction de l'âge	35

III.1 Présentation d'environnements galactiques

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les caractéristiques des SNe Ia en tant qu'objets individuels ; cependant, elles font la plupart du temps partie d'un système bien plus large, les galaxies. Leur étude constitue un pan entier de l'astrophysique et de la cosmologie, et nous n'avons pas prétention à donner ici une zoologie complète de ce que sont les galaxies. Pour suivre le déroulé de cette thèse, nous nous contenterons de les décrire comme un ensemble d'astres et de poussières en interaction gravitationnelle, pouvant comporter de 10^8 à 10^{14} étoiles et formant un tout dont le diamètre va de 1000 à 10 000 pc.

Comme pour les SNe d'une manière générale (Ia, Ib...), il existe différents types de galaxies et différentes caractéristiques décrivant des types d'environnements, donnant toute une variété de formes, de couleurs et de fonctionnements physiques. Nous présentons dans cette section quelques-unes de ces caractéristiques galactiques.

III.1.1 Morphologie

Au-delà de leur luminosité (qui est inhérente au fait d'être observé), l'aspect visuel des galaxies est le premier facteur utilisé pour les classifier. C'est HUBBLE (1926) qui commence à les décrire en une classification qui donnera plus tard (HUBBLE 1936) le graphique présenté Figure III.1, sobrement appelé « séquence de Hubble », depuis revisité et retravaillé.

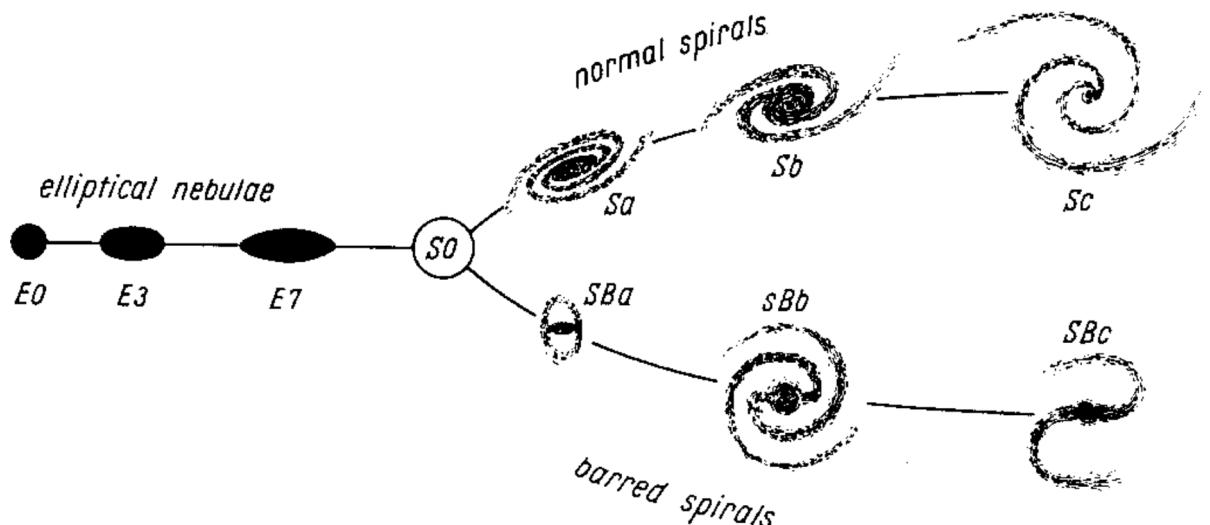


FIGURE III.1 – Classification morphologique des galaxies d'après HUBBLE (1936). *De gauche à droite* : galaxies elliptiques (E0-7), lenticulaires (S0) et spirales, barrées *en bas* (SBa-c) et non-barrées *en haut* (Sa-c).

Cette étude permet de rapporter trois grandes catégories de galaxies, illustrées Figure III.2 par des images prises par le télescope spatial Hubble¹ :

- **Les elliptiques**, nommées par leur géométrie apparente, donnant lieu à des astres de luminosité continue² et diffuse sur leur surface. La classification va de E0 à E7

1. https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/story/index.html

2. Donc sans sous-structure ou trou, mais cependant pas constante.

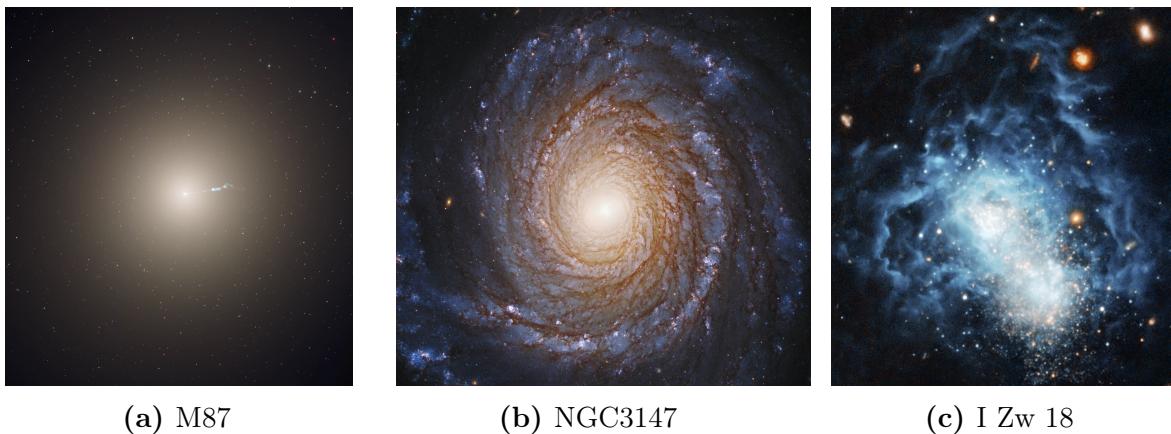


FIGURE III.2 – Exemples de morphologies de galaxies. *De gauche à droite* : elliptique (M87), spirale (NGC3147) et irrégulière (I ZWICKY 18). Images prises avec le télescope spatial HUBBLE¹, tirées du site hubblesite.org.

selon leur allongement, de sphérique à plate, respectivement ;

- **Les spirales**, présentant un bulbe central concentré en étoiles autour duquel tourne un disque s'arrangeant en bras spiralés. Elles sont distinguées selon la présence ou non-présence d'une barre (classifiées SB et S respectivement) semblant traverser le bulbe et duquel partent les bras. Elles se voient également sous-classifiées « a », « b » ou « c » selon le rapport des surfaces entre le bulbe et le disque, de bulbe proéminent à bulbe peu marqué, respectivement ;
- **Les particulières**, regroupant toutes les autres morphologies ni tout à fait elliptiques ni tout à fait spirales ; par exemple les galaxies lenticulaires (S0 sur la Figure III.1), à mi-chemin entre les deux, les irrégulières (inclassables ou en interaction avec d'autres galaxies les déformant), etc.

Ce paramètre n'apparaît cependant pas comme un indicateur précis des propriétés intrinsèques des SNe Ia, comme nous le verrons par la suite.

III.1.2 Couleur

Comme pour les SNe Ia (voir Section II.2.1), nous pouvons caractériser la couleur d'un environnement par une différence de magnitude entre deux bandes photométriques. Cependant, ce paramètre est sujet à de nombreuses contaminations extérieures : dans un premier lieu, de la source à l'observation, le milieu interstellaire présente un effet de rougissement qui peut être non-négligeable selon la direction ; ensuite, la Voie Lactée peut ajouter une extinction non-homogène selon les longueurs d'ondes ; finalement, l'atmosphère a elle aussi un effet de rougissement selon son épaisseur et les conditions météorologiques lors de la (ou des) mesures. En plus de cela, à cause de l'expansion de l'Univers, les longueurs d'ondes subissent un décalage vers le rouge. Les « corrections K » consistent à transposer les mesures pour les placer dans un référentiel au repos, à $z = 0$, ce qui permet des les corriger de cet effet et de comparer les couleurs entre elles.

La multiplicité de ces possibles phénomènes parasites rend compliquées les études utilisant la couleur comme mesure de l'environnement, mais font partie intégrante des

efforts de calibration pour la cosmologie observationnelle (**FITZPATRICK 1999** ; **SCHLAFLY et FINKBEINER 2011** ; **POPOVIC et al. 2021a**).

III.1.3 Masse stellaire

La masse stellaire M_* , exprimée en unité de masses solaires (M_\odot)³, constitue une autre caractéristique des galaxies. N'étant pas une observable directe, elle se déduit par d'autres paramètres. **TAYLOR et al. (2011)** présentent une méthode de détermination de M_* relativement simple se basant sur la couleur des galaxies *via* les magnitudes (K corrigées) g et i des galaxies, telle que :

$$\log(M_*[M_\odot]) = 1,16 + 0,70(g - i) - 0,40M_i \quad (\text{III.1})$$

avec M_i la magnitude absolue de la galaxie dans la bande i . D'une manière plus générale, celle-ci est déterminée par un ajustement de distributions spectrales d'énergie⁴ (en anglais, *spectral energy distributions*, SED) générées à partir de modèles d'évolution stellaire (prenant notamment en entrée une masse stellaire initiale et une paramétrisation de l'historique de formation stellaire) avec la SED de la galaxie étudiée (**WALCHER et al. 2011**). Ce paramètre se trouve être un indicateur très utilisé en cosmologie moderne, de par sa capacité à prédire d'autres caractéristiques des galaxies.

III.1.4 Taux de formation stellaire

En dehors de la masse à l'instant t_0 de l'observation, le taux de formation stellaire (en anglais *stellar formation rate*, SFR), exprimé en unité de masses solaires formées par année (c'est-à-dire $M_\odot \text{ an}^{-1}$), se trouve être une caractéristique cruciale pour décrire les propriétés des étoiles d'une galaxie. Son estimation se base sur l'émission de raies $H\alpha$, l'un des indicateurs traditionnellement les plus utilisés pour mesurer le SFR (**KENNICUTT 1998**). Il repose sur le fait que les étoiles massives ($\gtrsim 20 M_\odot$) génèrent des photons ultraviolets (donc à haute énergie) capables d'ioniser les gaz d'hydrogène de leur environnement (**CALZETTI 2013**) en grande quantité. Ces atomes excités vont ensuite se recombiner, produisant diverses raies d'émission dont certaines dans la série de BALMER, fournissant les raies $H\alpha$ dont la longueur d'onde dans le vide est $\lambda_{H\alpha} = 656,5 \text{ nm}$. L'étude de cette raie permet l'estimation de la formation stellaire du fait que les étoiles massives ont une courte durée de vie, à l'échelle de millions d'années, et que leur capacité à générer de tels photons ionisants décroît très rapidement : le flux généré décroît de deux ordres de grandeurs en approximativement 10 Mans. La présence d'hydrogène ionisé est donc un indicateur direct de la présence de « jeunes » étoiles, c'est-à-dire de moins de 100 Mans, et du taux de formation stellaire *via* la correspondance donnée dans **CALZETTI (2013)** :

$$\text{SFR}(H\alpha) [M_\odot \text{ an}^{-1}] = 5,45 \times 10^{-42} L(H\alpha) [\text{erg s}^{-1}] \quad (\text{III.2})$$

avec $L(H\alpha)$ la luminosité des raies d'émission, obtenue par un ajustement spectral.

3. Nous avons typiquement $10^8 M_\odot < M_* < 10^{12} M_\odot$.

4. C'est-à-dire une mesure de flux lumineux en fonction de la longueur d'onde.

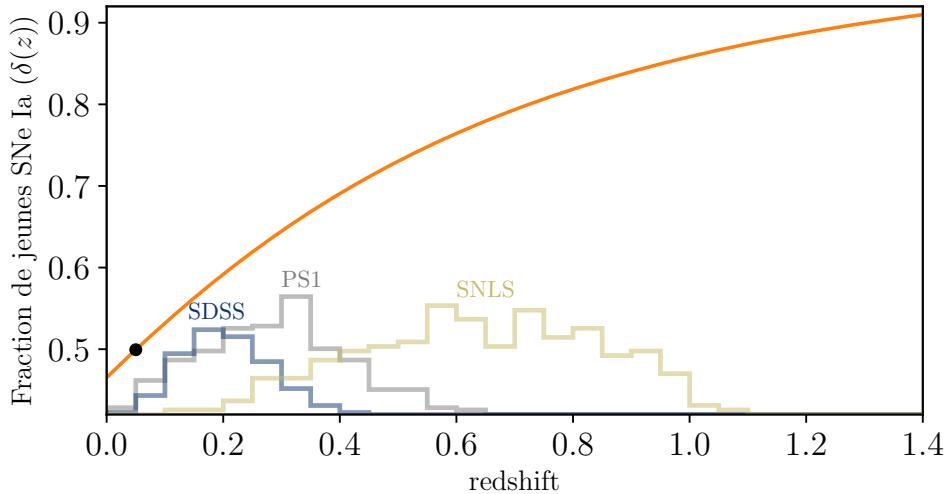


FIGURE III.3 – Évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction du redshift. La fraction est fixée à 50% à $z = 0,05$, représentée par le point noir. Les histogrammes représentent l'évolution du nombre de SNe Ia relevées par différents sondages, montrant l'évolution de l'âge attendu des SNe à l'intérieur même des relevés.

III.1.5 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique et âge

Il est possible de tracer la fraction de jeunes étoiles *via* l'utilisation du taux de formation stellaire *spécifique*, sSFR, tel que :

$$\text{sSFR} = \frac{\text{SFR}}{M_*} \quad (\text{III.3})$$

Nous l'appelons alors « local », et nous le dénotons LsSFR, quand ce ratio calculé dans un environnement projeté de 1 kpc autour de l'astre en question. Cette approche locale a pour but de déterminer plus précisément l'âge qu'avec des caractéristiques globales (morphologie, masse stellaire totale...).

Il est attendu que la formation stellaire soit plus élevée à haut redshift (au début de l'histoire de l'Univers) qu'à bas redshift, où les galaxies sont plus vieilles et plus massives. Ainsi, le sSFR est un ordre de magnitude plus élevé à $z = 1,5$ qu'à $z = 0$ (voir [MADAU et DICKINSON 2014](#), pour une étude complète). En pratique, les mesures de [TASCA et al. \(2015\)](#) trouvent un dépendance en redshift :

$$\text{sSFR} \propto (1 + z)^{2,8 \pm 0,2} \quad (\text{III.4})$$

Les travaux de [RIGAULT et al. \(2020\)](#) combinent alors la fraction de jeunes étoiles ($\delta(z)$) et de vieilles étoiles ($\psi(z)$, telle que $\delta(z) + \psi(z) = 1$) ainsi que l'équation III.4 pour déduire :

$$\text{LsSFR}(z) \triangleq \frac{\delta(z)}{\psi(z)} = K \times (1 + z)^\phi \quad (\text{III.5})$$

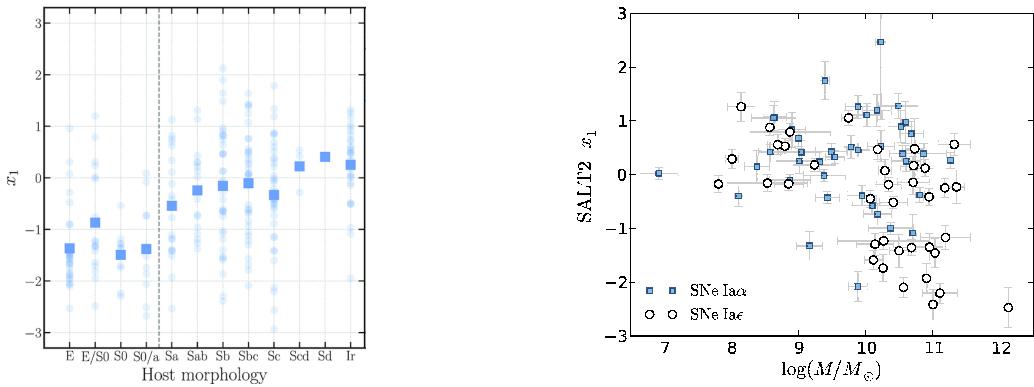
$$\text{et ainsi } \delta(z) = (K^{-1} \times (1 + z)^{-\phi} + 1)^{-1} \quad (\text{III.6})$$

$$\psi(z) = (K \times (1 + z)^{+\phi} + 1)^{-1} \quad (\text{III.7})$$

avec $K = 0,87$ en fixant $\delta(0,05) = \psi(0,05) = 0,5$ et $\phi = 2,8$. Nous donnons Figure III.3 une représentation graphique de l'évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction du redshift.

III.2 Corrélations des SNe Ia à l'environnement

Ces indicateurs d'environnement peuvent être utilisés seuls ou conjointement pour tenter de corrélérer les SNe Ia à d'autres paramètres mesurables ou estimables. Par exemple, il a été démontré que l'étirement d'une SN Ia est corrélé à la morphologie et à la masse de la galaxie hôte (voir Figures III.4a et III.4b, respectivement).



(a) Corrélation entre l'étirement de 330 SNe Ia de l'échantillon Pantheon (Scolnic et al. 2018) et la morphologie de leurs galaxies hôtes. Figure de Pruzhinskaya et al. (2020).

(b) Corrélation entre l'étirement d'une SN et la masse de sa galaxie hôte. La forme en « L » indique que ces distributions ne sont pas aléatoires. Figure de Rigault et al. (2013).

FIGURE III.4 – Corrélations entre l'étirement d'une SN Ia et la morphologie (*à gauche*) ou la masse de sa galaxie hôte (*à droite*)

De plus, Manucci et al. (2005) ; Scannapieco et Bildsten (2005) ; Sullivan et al. (2006) avancent l'existence de deux populations de SNe Ia, dont le taux d'apparition de l'une serait proportionnel à la masse stellaire globale et celui des secondes proportionnel au taux de formation stellaire. Cette dichotomie de taux de SNe Ia selon la masse d'une part et le SFR d'autre part a lancé la notion d'âge de SNe Ia, partant d'abord de deux types :

- **Les promptes** : elles sont associées à des étoiles relativement jeunes, entre 100 et 500 Mans, de taux proportionnel au SFR ;
- **Les tardives**, associées à des étoiles vieilles, de plus de 1 Gans, et de taux proportionnel à M_* .

Ainsi, Rigault et al. (2020) stipule que le LsSFR serait également un traceur de l'âge des SNe Ia en plus de décrire l'évolution de la fraction de jeunes étoiles avec le redshift. Une étude complète de la capacité de ce traceur à déterminer l'âge d'une SNe Ia a été effectuée dans Briday (2021) ; Briday et al. (2022).

Cependant, afin d'améliorer la mesure des paramètres cosmologiques, il faut avoir une correction sur leur luminosité qui elle-même améliore la mesure de leurs distances

via l'équation de TRIPP. À cet effet, de multiples « marches de magnitudes » ont été implémentées dans les études astrophysiques. Elles se basent sur une différence de luminosité entre deux populations de SNe Ia, discriminées par la valeur d'un paramètre. Nous présentons dans cette section les marches de magnitudes basées sur la masse (Section III.2.1) et sur l'âge (Section III.2.2) avant de motiver l'origine de notre thèse (Section III.2.4).

III.2.1 Marche de magnitude basée sur la masse

La première implémentation d'une correction de magnitude avec l'environnement est celle basée sur la masse de la galaxie hôte. En effet, dès 2010 des études ont observé une dépendance de la magnitude standardisée des SNe Ia avec la masse de leurs galaxies hôtes (voir par exemple KELLY et al. 2010 ; BETOULE et al. 2014). Nous présentons Figure III.5 un récent graphique de cette dépendance.

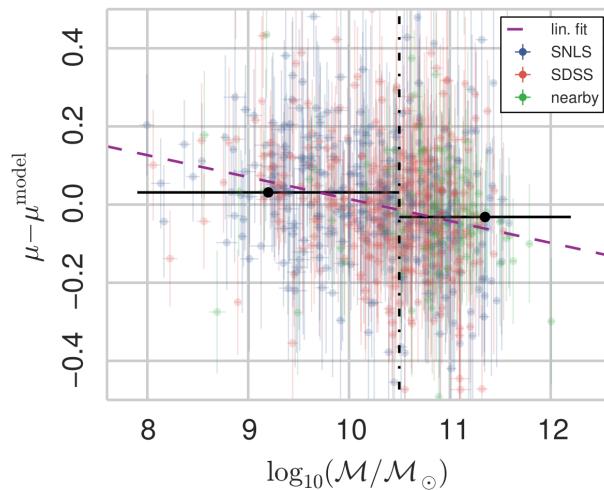


FIGURE III.5 – Différences entre les magnitudes corrigées des SNe Ia et le modèle cosmologique de référence selon la masse de leurs galaxies hôtes. Nous observons que les SNe Ia pour lesquelles $M_* < 10^{10} M_\odot$ sont en moyenne moins lumineuses de +0,050 mag que celles de $M_* > 10^{10} M_\odot$. Figure de ROMAN et al. (2018).

Dans ces études, il a été observé que les galaxies les plus massives ($M_* > 10^{10} M_\odot$) abritent des SNe Ia en moyenne plus lumineuses de $\gamma = -0,050$ mag que celles ayant un hôte moins massif. Cette corrélation se traduit par l'ajout d'un décalage en magnitude de +0,025 mag pour les premières, et de -0,025 mag pour les secondes, tel que :

$$\mu = m_B - M + \alpha x_1 - \beta c \pm \gamma/2 \quad (\text{III.8})$$

L'origine de cette corrélation reste cependant peu motivée autrement qu'empiriquement. Cependant, comme présenté au début de la Section III.1, les galaxies sont des objets larges, et leurs propriétés globales ne peuvent que partiellement décrire la physique de toutes les SNe Ia qui s'y trouveraient.

III.2.2 Marche de magnitude basée sur l'âge

L'utilisation du LsSFR vise à réduire cette incertitude, en utilisant des propriétés environnementales locales plutôt que globales. À cet effet, RIGAULT et al. (2020) rapportent

une marche de magnitude basée sur l'âge de $\gamma = 0,16$ mag, dont nous présentons un graphique Figure III.6a.

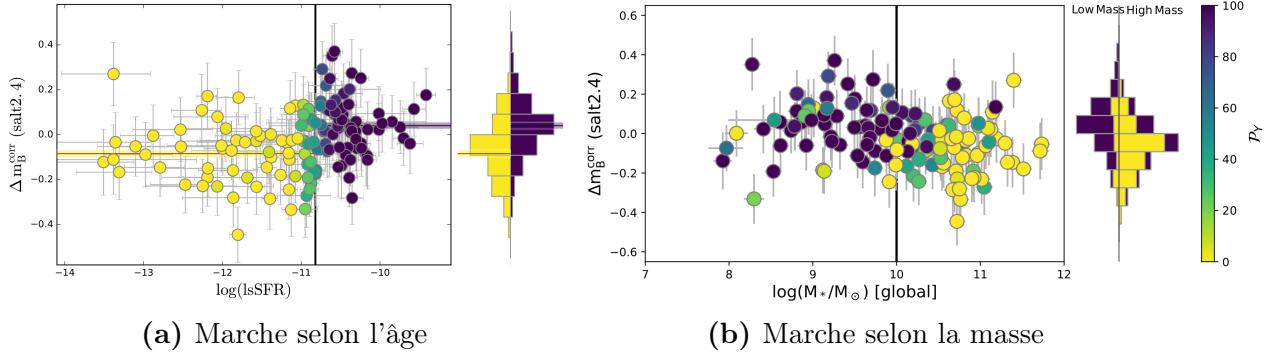


FIGURE III.6 – Marches de magnitudes selon l'âge (*à gauche*) ou la masse (*à droite*). Figures de RIGAULT et al. (2020). Pour chacune des figures, nous avons en *encadré* les différences entre les magnitudes corrigées des SNe Ia et le modèle cosmologique de référence en fonction du paramètre concerné ; et *à côté* les histogrammes pondérés par l'âge ou la masse. Les lignes horizontales représentent les moyennes des deux populations (et leurs erreurs). Les couleurs correspondent à la probabilité qu'une SN Ia soit jeune, voir barre de couleur. Nous observons que les SNe Ia vieilles sont plus lumineuses de -0,16 mag que les jeunes, alors que les SNe dans des environnements massifs ne le sont que de -0,12 mag.

Cette approche de deux populations apporte une dimension supplémentaire à la corrélation environnementale : l'évolution avec le redshift. En effet, étant donné que la fraction de jeunes étoiles évolue selon l'Équation III.6, la marche de magnitude moyenne varie avec le redshift, pouvant mener à des estimations plus précises basées sur l'utilisation de paramètres plus pertinents (car locaux). Nous notons notamment que RIGAULT et al. (2020) ont mesuré la marche de magnitude trouvée en utilisant la masse des galaxies hôtes de leur échantillons, et trouvent une différence proche d'autres études (KELLY et al. 2010 ; SULLIVAN et al. 2010 ; GUPTA et al. 2011 ; CHILDRESS et al. 2013) avec $\gamma = 0,12$ mag comme le montre la Figure III.6b. Cependant, les auteurs rapportent des valeurs différentes quand l'ajustement des marches est faite de manière conjointe : les deux traceurs sont corrélés puisque le LsSFR est relié à la masse de la galaxie hôte. Les valeurs sont alors $\gamma_{\text{âge}} = 0,13$ mag et $\gamma_{\text{masse}} = 0,06$ mag. Cette étude montre la différence d'efficacité d'un paramètre à discriminer deux populations et les conséquences que de telles différences causent sur la mesure d'un même paramètre. Cette question est l'objet principal de la thèse de BRIDAY (2021) qui a montré que le LsSFR se trouve être un meilleur traceur des propriétés des SNe Ia que les autres, réévaluant en même temps la valeur attendue de marche basée sur l'âge à 0,13 mag. C'est cette valeur que nous utiliserons dans la suite.

III.2.3 Implications en cosmologie moderne

Cette correction en fonction de la masse est actuellement utilisée pour corriger les SNe Ia qui sont utilisées dans la détermination de H_0 . En effet, la mesure directe de H_0 se base sur la mesure de distances avec les SNe Ia, comme nous avons pu le voir dans le Chapitre I, mais celle-ci doit être calibrée en premier lieu. Pour cela, l'équipe *Supernovae and H_0 for the Equation of State of dark energy* (SH0ES, Supernovae et H_0 pour l'équation

d'état de l'énergie sombre (RIESS et al. 2021) utilise des céphéides, de jeunes étoiles parmi les plus brillantes et dont la magnitude absolue varie périodiquement. L'étude de cette loi magnitude-période en permet la calibration et donc l'ancrage d'une première distance.

SH0ES applique cette étude pour des galaxies à la fois hôtes de céphéides et de SNe Ia, calibrant ainsi la distance des SNe Ia en fonction de leur magnitude. Cependant, l'environnement de ces galaxies est particulier, et est corrigée par l'équipe en utilisant la standardisation en magnitude basée sur la masse ; ceci augmente la valeur de H_0 de $0,3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ par rapport à une absence de standardisation, pour une valeur finale de $H_0 = [73,04 \pm 1,04] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Ce résultat, pourtant d'une qualité d'étude irréfutable, est en désaccord à 5σ ⁵ avec la mesure indirecte du programme *Planck*+ Λ CDM (PLANCK COLLABORATION et al. 2020), tout aussi irréfutablement précis, donnant $H_0 = [67,4 \pm 0,5] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Cette tension est au cœur de nombreuses discussions sur l'origine des différences.

L'utilisation de la marche de magnitude basée sur l'âge permet de réduire cette incohérence étant donné que dans ces galaxies environ 95% des environnements sont jeunes. Ainsi, RIGAULT et al. (2015) proposent l'utilisation de cette corrélation âge-magnitude qui induirait sur la plus récente valeur une réduction de $-1,94$ sur la mesure directe, amenant la valeur à $H_0 = [71,10 \pm 1,04] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et réduisant la tension. Cet exemple permet de mesurer l'importance de la considération de l'environnement des SNe Ia dans leur correcte utilisation cosmologique.

III.2.4 Ancrage de notre thèse : étude de l'étirement en fonction de l'âge

La mesure de caractéristiques des SNe Ia en fonction de leur âge a également amené RIGAULT et al. (2020) à étudier la distribution des étirements dans leur échantillon. Cette étude révèle une dépendance de l'étirement en fonction de l'âge des SNe Ia, comme l'indique la Figure III.7, reproduite pour cette thèse.

Cette étude permet d'augmenter l'étude du LsSFR comme traceur correct des propriétés intrinsèques des SNe Ia en mettant en lumière la possible existence de distributions sous-jacentes d'étirement différentes selon l'âge d'une SN Ia, et donc appuyer l'existence de deux populations de SNe Ia qui seraient le mieux discriminées par l'âge. En effet, l'histogramme de la Figure III.7 laisse à penser que les SNe Ia vieilles sont distribuées différemment des jeunes, présentant un pic de probabilité fort à $x_1 \approx -1$.

Comme nous l'avons vu au début de la Section III.2, une telle corrélation est intéressante mais n'impactera pas directement la détermination des distances des SNe Ia, n'agissant pas directement sur la magnitude. Cependant, comme pour la marche de magnitude basée sur l'âge, la fraction de jeunes étoiles varie avec le redshift selon l'Équation III.6, et avec elle l'importance d'une distribution d'étirement par rapport à l'autre. Nous pourrions ainsi déterminer l'évolution de la distribution de l'étirement des SNe Ia en fonction du redshift. Ce phénomène n'est, à notre connaissance, pas étudié sous cette forme à ce jour mais joue pourtant un rôle important dans les simulations numériques de SNe Ia, celles-ci utilisant des distributions de probabilité desquelles tirer des valeurs d'étirement pour reproduire ce que les sondages observent.

5. C'est-à-dire qu'il n'y a qu'une chance sur 1 million que ces deux valeurs soient cohérentes et que les mesures différentes soient le résultat d'une incertitude de calcul.

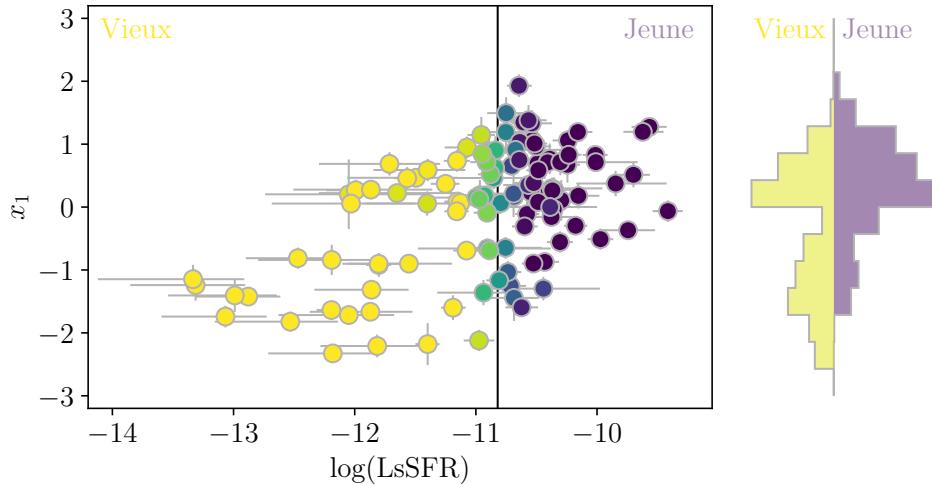


FIGURE III.7 – Principal : étirement de courbe de lumière (x_1) issu d'un ajustement par SALT2.4 en fonction du LsSFR pour certaines SNe de RIGAULT et al. (2020), figure reproduite. La couleur correspond à la probabilité p_y que la SN Ia soit jeune, voir Figure III.6. *À droite :* histogramme pondéré par p_y des étirements des SNe. Les contributions de la population jeune et âgée sont indiquées en violet et en jaune, respectivement.

C'est dans ce contexte que s'ancre notre thèse. Afin de réaliser cette étude, nous allons présenter les sondages dont nous allons utiliser les données (Chapitre IV) afin de constituer un échantillon correspondant à nos restrictions (Chapitre V); celui-ci sera utilisé pour déterminer la possible évolution de l'étirement avec le redshift (Chapitre VI). Le modèle qui en découle sera injecté dans un programme de simulation (Chapitre VII) qui nous permettra de sonder le biais attendu sur la valeur de w si cette dépendance environnementale est incorrectement prise en compte dans les études sur les paramètres cosmologiques (Chapitre VIII).

Figures

III.1 Classification morphologique des galaxies	28
III.2 Exemples de morphologies de galaxies	29
III.3 Évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction du redshift	31
III.4 Corrélations entre l'étirement d'une SN Ia et la morphologie ou la masse de sa galaxie hôte	32
III.5 Marche de magnitude basée sur la masse	33
III.6 Marches de magnitudes selon l'âge et la masse	34
III.7 Dispersion de l'étirement en fonction du LsSFR	36

Présentation des sondages

« *Simplicity is the final achievement. After one has played notes and more notes, it is simplicity that emerges as the crowning reward of art.* »

CHOPIN

Comme nous en avons discuté initialement (voir Chapitre I), les SNe Ia sont un excellent outil pour sonder les propriétés de l’Univers. Depuis la découverte de son expansion accélérée (RIESS et al. 1998 ; PERLMUTTER et al. 1999), de nombreux relevés cosmologiques visant à acquérir des données de SNe Ia ont vu le jour.

La diversité des régions d’Univers à sonder implique des stratégies variées, et chaque sondage s’inscrit dans un contexte particulier avec ses propres instruments, caractéristiques et objectifs scientifiques. S’ils permettent ensemble d’améliorer la statistique de ces mesures, leurs différentes approches de relevé sont parfois notables et il convient de comprendre leurs ancrages pour en comprendre les spécificités.

Ainsi nous présentons dans ce chapitre les sondages dont nous utilisons les données ou qui apparaissent dans cette thèse. Les cinq premiers constituent notre échantillon de base, alors que les deux derniers ont une présence limitée dans notre étude. Un comparatif des caractéristiques des sondages est présenté Tableau IV.4.

Sommaire

IV.1 The Nearby Supernova factory	41
IV.1.1 Introduction	41
IV.1.2 Détection des supernovae	41
IV.1.3 Suivi spectrophotométrique	41
IV.1.4 Description des données conservées	42
IV.2 Sloan Digital Sky Survey	43
IV.2.1 Introduction	43
IV.2.2 Détection des supernovae	44
IV.2.3 Suivi spectrophotométrique	45
IV.2.4 Données conservées	45
IV.3 Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System	46
IV.3.1 Introduction	46
IV.3.2 Détection des supernovae	46
IV.3.3 Suivi spectrophotométrique	47
IV.3.4 Données conservées	48
IV.4 Supernova Legacy Survey	49
IV.4.1 Introduction	49
IV.4.2 Détection des supernovae	49
IV.4.3 Suivi spectrophotométrique	50
IV.4.4 Données conservées	50
IV.5 HUBBLE Space Telescope	51
IV.5.1 Introduction	51
IV.5.2 Détection des supernovae	52
IV.5.3 Suivi spectrophotométrique	52
IV.5.4 Données conservées	53
IV.6 Autres sondages : CfA1-4 et CSP	53
IV.7 Complément : Zwicky Transient Facility	54
IV.7.1 Introduction	54
IV.7.2 Détection des supernovae	54
IV.7.3 Suivi spectrophotométrique	55
IV.7.4 Données conservées	56
IV.8 Résumé et comparaison	56

IV.1 The Nearby Supernova factory

IV.1.1 Introduction

La collaboration *The Nearby Supernova factory* (SNfactory, ALDERING et al. 2002) est créée peu de temps après la découverte de l’expansion accélérée de l’Univers (RIESS et al. 1998 ; PERLMUTTER et al. 1999) avec pour but un suivi spectrophotométrique d’une précision d’environ 1% de SNe Ia proches. Un de ses objectifs est de peupler la partie basse du diagramme de HUBBLE ($0,03 < z < 0,08$) pour permettre son ancrage à bas redshift, qui ne contenait alors qu’une vingtaine de SNe Ia (HAMUY et al. 1996). Par sa nature purement spectrophotométrique, la mission tente également d’étudier précisément les propriétés des SNe Ia. En effet, une étude fine spectrale est nécessaire afin de mieux comprendre leur diversité, mettre en évidence différentes populations de supernovae et améliorer leur standardisation grâce à une meilleure compréhension de leurs variabilités et ainsi réduire les erreurs systématiques dans les mesures de paramètres cosmologiques. Avec les données de SNf, RIGAULT et al. (2020) ont montré une forte corrélation entre le traceur LsSFR (Section VI.1.1) et les propriétés des SNe Ia, établissant la base de notre analyse sur l’âge des SNe Ia.

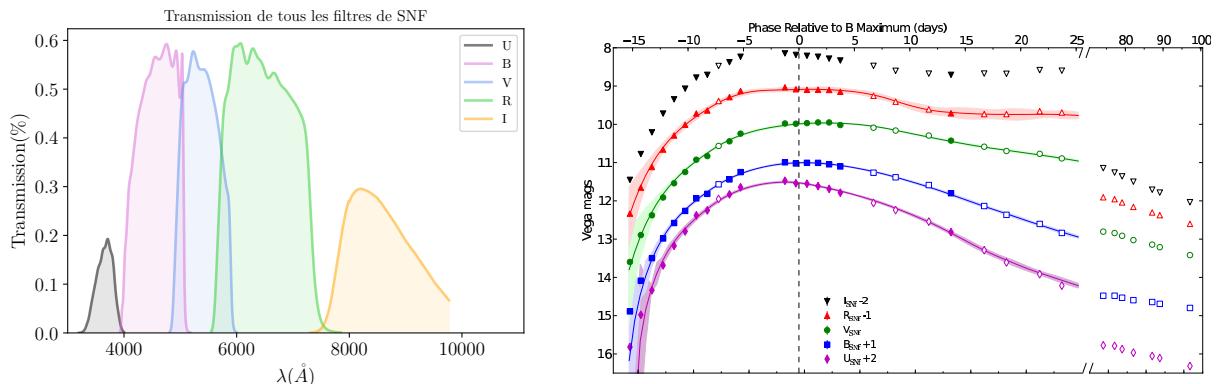
IV.1.2 Détection des supernovae

Le programme a été sujet à plusieurs évolutions au cours de son fonctionnement, notamment pour la découverte de nouveaux candidats. Ce sont d’autres télescopes qui alertent la communauté. En premier lieu, jusqu’à fin 2008, le télescope de 1,2 m du Mont Palomar en Californie (RABINOWITZ et al. 2003) scannait 500 deg^2 du ciel chaque soir avec la caméra QUEST de 112 capteurs CCD, observant en bandes *UBVRI*. À partir de 2010, les candidats de SNe proviennent d’une coopération avec *Palomar Transient Factory* (PTF, LAW et al. 2009) et de données publiques. La caméra QUEST fut ensuite déplacée à La Silla au Chili (LSQ, HADJIYSKA et al. 2012) pour reprendre, mi-2012, l’activité de recherche de SNe pour SNfactory. Les candidats potentiels sont à chaque fois programmés pour observation spectroscopique afin de les identifier en tant que SNe Ia et décider de leur suivi selon des critères de qualité (nombre de points de mesure, proche et avant du maximum, non-contamination par la luminosité de la Lune notamment). Les transmissions des filtres *UBVRI* de La Silla issues du service de profils de filtres du *Spanish Virtual Observatory* (SVO¹, RODRIGO et SOLANO 2020) sont tracées Figure IV.1a, et un exemple de courbe de lumière d’une SN identifiée par SNf est donné Figure IV.1b.

IV.1.3 Suivi spectrophotométrique

Le typage spectroscopique, quand il n’a pas déjà été réalisé par d’autres collaborations ayant donné l’alerte, est assuré par le *SuperNovae Integral Field Spectrograph* (SNIFS, LANTZ et al. 2004) du télescope de l’Université d’Hawaii de 2,2 m au sommet du Mauna Kea, mis en service en 2004. Il s’avère plus efficace qu’un typage photométrique qui nécessite plusieurs observations dans différents filtres de couleur, bien que ces dernières soient plus simples à mettre en place.

1. <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/index.php?asttype=astro>



(a) Transmissions des filtres utilisés par l'observatoire La Silla, collaborant avec SNf pour la recherche de candidats. Données issues du SVO ([RODRIGO et SOLANO 2020](#)).

(b) Courbe de lumière en bandes *UBVRI* de la SN Ia confirmée SN2011fe avec ajustement par **SALT2** (ligne pleine et bande pour son erreur). Figure de [PEREIRA et al. \(2013\)](#).

FIGURE IV.1 – Caractéristiques du sondage SNF.

Ce spectrographe dit « à champ intégral » récolte des « cubes », des données en 3 dimensions, deux spatiales représentant un point dans le ciel plus une dimension de longueur d'onde. Chaque point de ce relevé se nomme *spaxel*, pour « spatial picture element », et ensemble forment une grille de 15×15 pour un champ de vue total de $6''/4 \times 6''/4$ dans deux longueurs d'ondes : une voie bleue (*B*) de 3200 à 5200 Å et une voie rouge (*R*) de 5100 à 10 000 Å.

En plus de cette voie, SNIFS possède une voie photométrique utilisant 5 filtres *ugriz* pour suivre l'absorption atmosphérique, et une voie de guidage avec un filtre *V* pour aider le télescope à la focalisation. Le champ de ces caméras est de $4'5 \times 9'$.

IV.1.4 Description des données conservées

De 2004 à 2013, SNfactory a classifié 1364 objets dont plus de 1000 supernovae, observé 645 SNe Ia au moins une fois et en a suivi plus de 271 SNe Ia, avec au moins 5 points de mesure ([COPIN 2013](#)).

Sur celles-ci, 198 ont des mesures satisfaisant les contraintes nécessaires à l'établissement de leur courbe de lumière et sont associées à une galaxie hôte permettant de déterminer leur redshift. Afin de déterminer efficacement les propriétés locales de leur environnement, seules les SNe entre $z = 0,02$ et $z = 0,08$ sont conservées, amenant l'échantillon à 160 objets.

Les données pour lesquelles les images des galaxies hôtes dans les bandes photométriques *g* et *i* sont contaminées par la luminosité des SNe sont également rejetées. En effet, ces bandes s'avèrent nécessaires à la détermination de la masse stellaire de la galaxie. Cette coupe réduit l'échantillon à 147 objets.

Les SNe considérées comme trop « anormales » sont exclues car supposées non représentatives de la population générale que nous souhaitons étudier. Elles sont au nombre de 6.

Finalement, parmi ces 141, ne sont conservées que celles provenant directement des collaborations internes et qui proviennent d'observations non-ciblées (voir Section [V.1.1](#)),

c'est-à-dire celles de SNf, PTF et LSQ. L'échantillon final est alors de 114 données. L'ensemble de ces critères de sélection est résumé Tableau IV.1.

Tableau IV.1 – Critères de sélection des SNe Ia suivies par SNfactory.

Critères de sélection	Nb de SNe Ia
Suivies	271
Courbe de lumière + hôte	198
$0,02 < z < 0,08$	160
Hôte g et i non contaminées	147
SNe Ia « normales »	141
SNf, LSQ ou PTF seulement	114

Grâce au suivi spectroscopique de tous les candidats à $r \lesssim 19,5$ mag et ces limitations en redshift, ces données sont considérées comme étant limitées en volume, c'est-à-dire un tirage aléatoire des populations sous-jacentes de SNe Ia. Nous présentons Figure IV.2 les distributions de redshift, étirement et couleur de ces 114 SNe Ia.

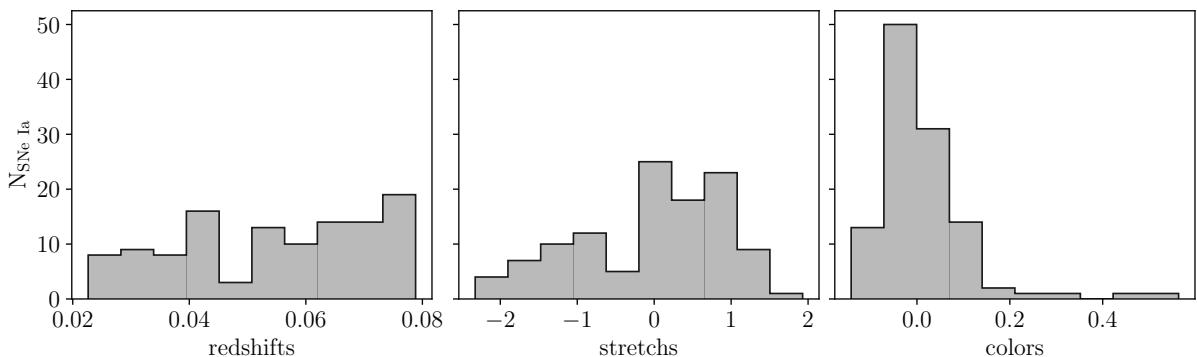


FIGURE IV.2 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d'étirement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 114 données de SNfactory.

IV.2 Sloan Digital Sky Survey

IV.2.1 Introduction

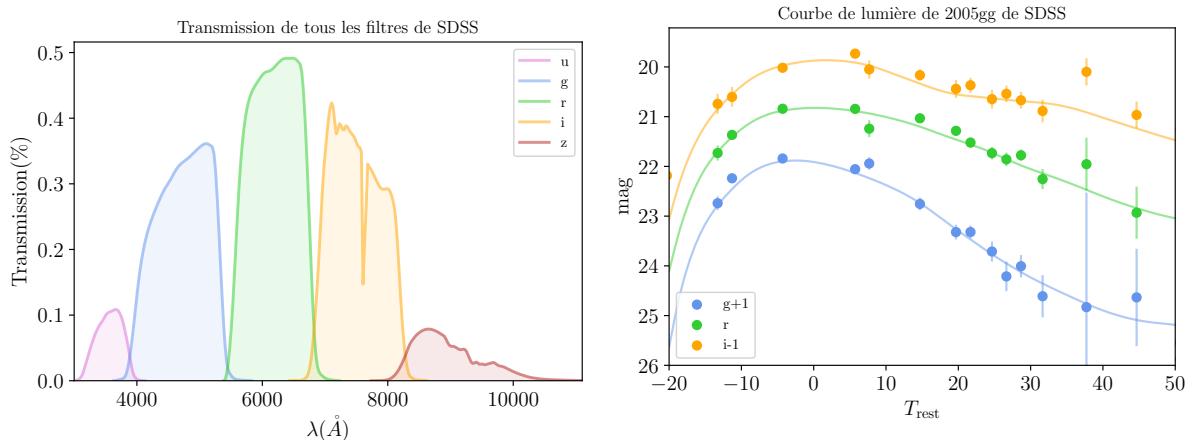
Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, FRIEMAN et al. 2008 ; SAKO et al. 2008, 2018) est un sondage astronomique majeur qui a débuté en 2000 et est encore actif aujourd'hui². Le programme se divise en cinq phases d'observation de différents objets astrophysiques, de simples étoiles aux grandes structures de l'Univers. La partie supernova du sondage est une des trois composantes de la seconde phase et s'étend de 2005 à 2008 ; ce sera la seule que nous détaillerons ici. Son objectif principal est de répondre au manque de données astrophysiques à redshifts intermédiaires par rapport aux sondages de l'époque : l'intervalle de redshifts sondés est entre $0,05 \lesssim z \lesssim 0,45$, partie encore peu peuplée en 2005. À cela

2. <https://www.sdss5.org/>

s'ajoute la volonté de réduire les limitations systématiques des autres programmes afin d'améliorer les contraintes sur les propriétés de l'énergie sombre, par l'utilisation de sa combinaison unique de couverture céleste, précision photométrique et grande sensibilité. Ceci est rendu possible grâce à la première phase du sondage qui a apporté une large base de données d'images de références, de catalogues d'objets et de calibration photométrique.

IV.2.2 Détection des supernovae

La stratégie d'observation de SDSS se concentre sur 300 deg^2 du ciel faiblement affectée par l'extinction galactique, nommée Bande 82, en y répétant l'acquisition. Elle est réalisée grâce au télescope optique dédié de 2,5 m ([GUNN et al. 2006](#)) à Apache Point au Nouveau Mexique, couplé à une caméra CCD ([GUNN et al. 1998](#)) à 5 filtres optiques (*ugriz*, [FUKUGITA et al. 1996](#)) qui tournent avec une cadence relativement haute, environ une acquisition toutes les 4 à 5 nuits. Les transmissions de ces filtres sont tracées Figure IV.3a. Le procédé d'acquisition est similaire à celui de SNf, étant tous les deux des sondages à recherche glissante : différentes images du ciel sont comparées pour détecter les phénomènes transitoires et créer des courbes de lumière. Cette stratégie a permis à SDSS de détecter la majeure partie de ses SNe bien avant leur maximum d'émission (pour $z \lesssim 0,3$) avec des courbes bien échantillonnées en plusieurs bandes photométriques (cf. Figure IV.3b).



(a) Transmissions des filtres utilisés par le sondage SDSS. Données tirées du SVO ([RODRIGO et SOLANO 2020](#)).

(b) Courbe de lumière en bandes *gri* de la SN Ia confirmée 2005gg, à $z = 0,230$. Figure produite avec les données du sondage et de l'analyse Pantheon ([SCOLNIC et al. 2018](#)).

FIGURE IV.3 – Caractéristiques du sondage SDSS.

Pour discriminer entre bruit de fond et réelle variation astronomique, une inspection visuelle par un humain était systématiquement nécessaire jusqu'en 2006, *via* une interface web comportant les images dans les filtres *gri* et d'autres informations pertinentes. Des 5 filtres utilisés, ce sont donc ces trois-là qui forment les meilleures mesures. Après cette date, la détection est en partie laissée au logiciel *autoscanner*. Sur les trois saisons d'observation, ce sont 10258 nouveaux objets transitoires qui ont été découverts.

IV.2.3 Suivi spectrophotométrique

Le typage de SDSS utilise de nombreux différents télescopes : le HET de 9,2 m ([HILL et al. 1998](#)), le ARC³ de 3,5 m, Subaru de 8,2 m ([KASHIKAWA et al. 2000](#)), le WHT⁴ de 4,2 m, le MDM⁵ de 2,4 m, le Keck de 10 m ([OKE et al. 1995](#)), le TNG⁶ de 3,5 m, le NTT de 3,6 m ([DEKKER et al. 1986](#)), le NOT⁷ de 2,5 m, les télescopes de *Magellan*⁸ de 6,5 m et le SALT de 11 m ([BURGH et al. 2003](#)). Plusieurs de ces télescopes pouvaient être prévus pour observation la même nuit, rendant au total le temps alloué à la spectroscopie supérieur au temps alloué à l'acquisition optique, permettant l'acquisition de tous les candidats à $z \lesssim 0,15$.

Cependant, le nombre de candidats par nuit excède largement les capacités de suivi spectroscopique, obligeant les opérateurs à faire une sélection des cibles à analyser. Ainsi, une vérification visuelle a également été réalisée en comparant les courbes de lumière dans les bandes *gri* avec des librairies de différents modèles pour en estimer les paramètres (redshift, date du maximum de flux, magnitude apparente, contamination galactique...) et permettre de prioriser les cibles à suivre spectroscopiquement. Notamment, les SNe Ia les plus prioritaires sont celles qui sont bien séparées du centre galactique ($\gtrsim 1''$), avec un contraste de luminosité SN/galaxie raisonnable (critère visuel), et dont la galaxie hôte est relativement rouge. Le sondage requiert généralement deux détections avant le suivi spectroscopique, mais par manque de candidats à bas redshift ce critère a pu être réduit, contrairement aux données à $z \gtrsim 0,2$ où les candidats ne manquent pas. L'algorithme choisi par SDSS se rapproche fortement de celui du sondage SNLS, cf Section IV.4.

En combinant les trois saisons d'observation, la phase II de SDSS a spectroscopiquement confirmé 499 SNe Ia ([SAKO et al. 2018](#)).

IV.2.4 Données conservées

Après l'acquisition des données, une sélection supplémentaire s'applique pour ne retenir que les données dites « cosmologiques », c'est-à-dire qui correspondent aux exigences de qualité pour être insérées dans le diagramme de HUBBLE. Pour SDSS, en appelant T_{rest} le temps en jours par rapport au maximum d'émission en bande *B*, les critères sur les courbes de lumière avancés dans [KESSLER et al. \(2009a\)](#) sont les suivants :

- 1) Au moins 1 mesure avant $T_{\text{rest}} < 0$ jour ;
- 2) Au moins 1 mesure après $T_{\text{rest}} > 10$ jours ;
- 3) Au moins 5 mesures entre $-15 < T_{\text{rest}} < 60$ jours ;
- 4) Au moins 1 mesure avec un rapport signal sur bruit > 5 en bande *g*, *r* et *i* ;
- 5) $\mathcal{P}_{\text{fit}} > 0,001$, où \mathcal{P}_{fit} est la probabilité d'optimisation par degré de liberté donné par le programme **MLCS2K2**, similaire à **SALT2.4** (cf. Section II.2.3).

3. <http://www.apo.nmsu.edu/arc35m/Instruments/DIS/#B>

4. http://www.ing.iac.es/PR/wht_info/whtisis.html

5. <http://www.astronomy.ohio-state.edu/MDM/CCDS/>

6. <http://www.tng.iac.es/instruments/lrs/>

7. <http://www.not.iac.es/instruments/alfosc/>

8. <http://www.lco.cl/magellan-telescopes/>

Dans l'analyse finale de [SCOLNIC et al. \(2018\)](#), les données photométriques qui sont considérées aberrantes ($> 4\sigma$) sont retirées. Le nombre total de données conservées est alors de 335. La Figure IV.4 en présente les histogrammes en redshift, étirement et couleur.

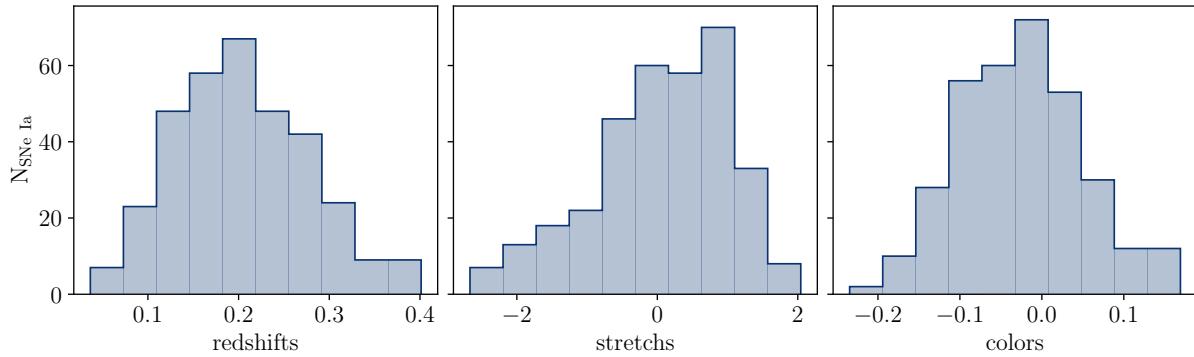


FIGURE IV.4 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d'étirement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 335 données de SDSS.

IV.3 Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System

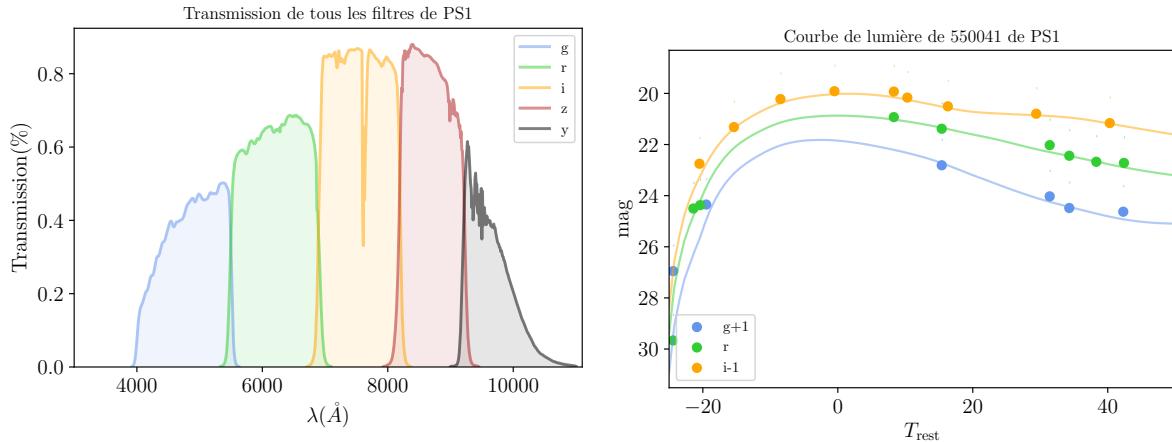
IV.3.1 Introduction

Le *Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System* (Pan-STARRS, [CHAMBERS et al. 2016](#) ; [SCOLNIC et al. 2018](#)) est un site d'imagerie et de traitement de données astronomiques à grand champ, dont le premier télescope, PS1 (se confondant par la suite avec le nom du sondage) est situé au sommet du Mont Haleakala sur l'île Maui de la chaîne d'îles hawaïenne. Son relevé a commencé en 2009 pour se terminer en 2014. Son intervalle de redshifts sondés s'étend de $0,02 < z < 0,65$, et ses objectifs scientifiques sont nombreux. Cela inclut la photométrie de précision d'étoiles dans la Voie Lactée, le sondage du système solaire avec recherche d'astres dangereux dans les environs de la Terre, l'étude des phénomènes transitoires et la volonté de poser de nouvelles contraintes sur l'énergie et la matière sombres. Ces deux derniers objectifs sont ceux qui nous importent.

IV.3.2 Détection des supernovae

Les relevés de PS1 sont réalisés grâce au sous-programme *Medium Deep Survey* (MDS) se concentrant sur 10 champs déjà bien étudiés de 7 deg^2 chacun, pour une surface totale de 70 deg^2 et comptabilisant 25% du temps de PS1. Sa cadence est de 7 jours par filtre sur une période de 6 à 8 mois avec une profondeur de champ en bande g de 23,1 mag. Son télescope ([HODAPP et al. 2004](#)) est composé d'un miroir primaire de 1,8 m et d'un secondaire de 0,9 m, couplés à la *Gigapixel Camera #1* (GPC1, [KAISER et al. 2010](#) ; [TONRY et al. 2006](#)) observant une zone du ciel de $3^\circ 3$ de diamètre. Les observations s'effectuent par l'utilisation combinée de 5 filtres $grizy_{\text{P1}}$. Ils sont globalement similaires à ceux de SDSS (voir Section IV.2) à l'exception de la bande gp_1 qui est 20 nm plus étendue du côté rouge du

spectre et la bande z_{P1} qui a une coupe plus nette à 922 nm. Les transmissions des filtres sont tracées Figure IV.5a, et un exemple de courbe de lumière est présenté Figure IV.5b.



(a) Transmissions des filtres *grizy* de la caméra utilisée par PS1. Données tirées du SVO (RoDRIGO et SOLANO 2020). (b) Courbe de lumière en bandes *gri* de la SN Ia confirmée 550041, à $z = 0,26$.

FIGURE IV.5 – Caractéristiques du sondage PS1.

IV.3.3 Suivi spectrophotométrique

Comme SDSS, PS1 utilise de nombreux instruments pour le suivi spectroscopique : le *Blue Channel Spectrograph* (SCHMIDT et al. 1989) et le *Hectospec* (FABRICANT et al. 2005) sur le télescope MMT de 6,5 m, les spectrographes de *Gemini Multi-Object Spectrographs* (GMOS, HOOK et al. 2004), le *Low Dispersion Survey Spectrograph-3* (LDSS3⁹) et le *Magellan Echelle* (MagE, MARSHALL et al. 2008) sur le télescope *Magellan Clay* de 6,5 m, le *Inamori-Magella Areal Camera and Spectrograph* (IMACS, DRESSLER et al. 2011) sur le télescope *Magellan Baade* de 6,5 m, le spectrographe ISIS sur le WHT¹⁰ de 4,2 m, et le DEIMOS (FABER et al. 2003) sur le Keck de 10 m (OKE et al. 1995).

Les critères les plus importants pour la sélection de candidats à observer spectroscopiquement sont la position et la luminosité : *Magellan* et *Gemini* ne peuvent pointer que 5 des 10 champs du MDS, et certains appareils ne peuvent acquérir des données qu'à $r_{P1} \lesssim 21,5$ mag. La quantité de données observées par PS1 a souffert d'un manque de maintenir et d'accès aux télescopes ainsi que du mauvais temps, réduisant l'efficacité de suivi. L'évolution de ce paramètre en fonction de la magnitude est discutée dans le chapitre suivant. En résumé, la limite de détection pour identifier les phénomènes transitoires produit des courbes de lumière de qualité pour les SNe Ia de $m < 24$, alors que l'échantillon spectroscopique est principalement constitué d'objets de $m < 22$. Au total, ce sont 365 SNe Ia confirmées qui constituent l'échantillon de PS1.

9. <http://www.lco.cl/telescopes-information/magellan/instruments-1/ldss-3-1>

10. http://www.ing.iac.es/PR/wht_info/whtisis.html

Tableau IV.2 – Critères de sélection des SNe Ia suivies par PS1.

Critères de sélection	Nb de SNe Ia
Confirmées	365
Courbe de lumière	332
$\sigma_{x_1} < 1$	303
$\sigma_{\text{pkmj}} < 2$	303
$-0,3 < c < 0,3$	293
$-3 < x_1 < 3$	288
$E(B - V)_{\text{MW}} < 0,20$	288
$T_{\text{max}} > 5$	282
Coupe par BBC	279

Notes. Le nombre de SNe est tiré de l'analyse de Pantheon ([SCOLNICK et al. 2018](#)).

IV.3.4 Données conservées

Comme pour SDSS, pour une analyse cosmologique de qualité, chaque SN Ia se doit d'avoir une courbe de lumière bien échantillonnée afin de contraindre correctement les paramètres d'optimisation et que ses propriétés permettent de limiter les biais systématiques dans la distance finale. Ainsi, [SCOLNICK et al. \(2018\)](#) utilisent les coupes suivantes :

- 1) Optimisation donnant $\chi^2/\text{NDOF} < 3,0$ (avec NDOF le nombre de degrés de liberté), réduisant le sondage à 332 données ;
- 2) Erreur sur $x_1 (\sigma_{x_1}) < 1,0$, laissant 303 SNe Ia ;
- 3) Erreur sur le pic de magnitude ($\sigma_{\text{pkmj}} < 2,0$), ne causant aucune coupe ;
- 4) Paramètre de couleur c tel que $-0,3 < c < 0,3$, rejetant 10 SNe Ia pour 293 restantes ;
- 5) Paramètre d'étirement x_1 tel que $-3 < x_1 < 3$, que 5 SNe Ia ne vérifient pas ;
- 6) Extinction de la Voie Lactée $E(B - V)_{\text{MW}} < 0,20 \text{ mag}$, ne s'appliquant pas aux données de PS1 grâce à la faible extinction des champs du MDS ;
- 7) Au moins une mesure à $T_{\text{rest}} > 5 \text{ jours}$, excluant 6 SNe Ia pour un total de 282 SNe Ia.

Une ultime coupe de l'analyse cosmologique par *BEAMS with Bias Correction* (BBC, [KESSLER et SCOLNICK 2017](#)) réduit cet échantillon à 279 données. La méthode BBC impose que les propriétés d'une SN se retrouvent dans les 99.999% d'un échantillon simulé de 500 000 SNe du même sondage ; en l'occurrence les 3 SNe Ia ne passant pas cette restriction ont pour paramètres $(x_1, c) : (-2,915, 0,083), (-1,702, 0,271)$, et $(-0,893, 0,298)$. Ce procédé sera discuté Chapitre VII. Le Tableau IV.2 résume cette sélection, et la Figure IV.6 présente les histogrammes en redshifts, étirement et couleur de ces 279 données.

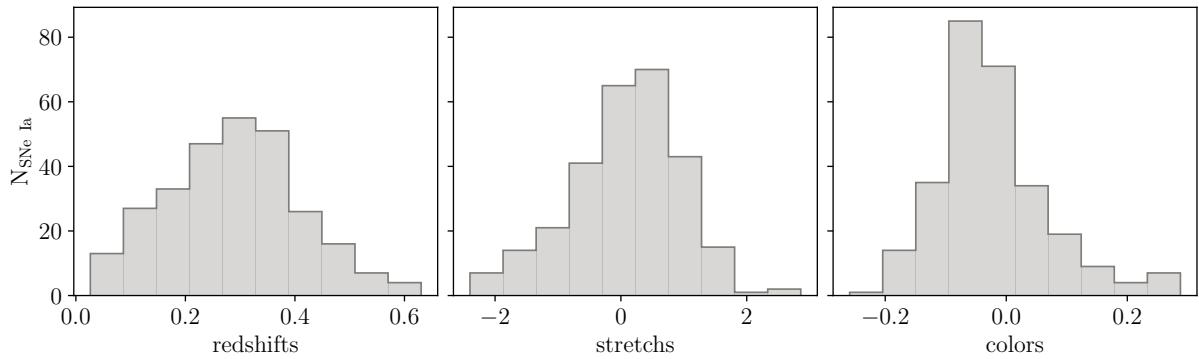


FIGURE IV.6 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d’êtretement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 279 données de PS1.

IV.4 Supernova Legacy Survey

IV.4.1 Introduction

Le *SuperNova Legacy Survey* (SNLS, ASTIER et al. 2006 ; SULLIVAN et al. 2011) est un programme astronomique s’étendant sur 5 ans entre 2003 et début 2009, dont le but principal est de mesurer l’expansion de l’Univers à l’aide de SNe Ia *via* la mesure du paramètre d’état de l’énergie sombre w à 5% de précision statistique et 10% en incluant les effets systématiques. Il a été conçu dans le but d’améliorer significativement les sondages passés grâce à sa recherche glissante d’une part, mais également grâce à l’exploitation du service d’observation à la fois pour la photométrie et la spectroscopie, réduisant l’impact du mauvais temps. L’utilisation d’un seul instrument d’imagerie pour observer les mêmes champs réduit les incertitudes systématiques photométriques. L’observation de service optimise à la fois le rendement du temps d’observation spectroscopique et l’échantillonnage de la courbe de lumière.

IV.4.2 Détection des supernovae

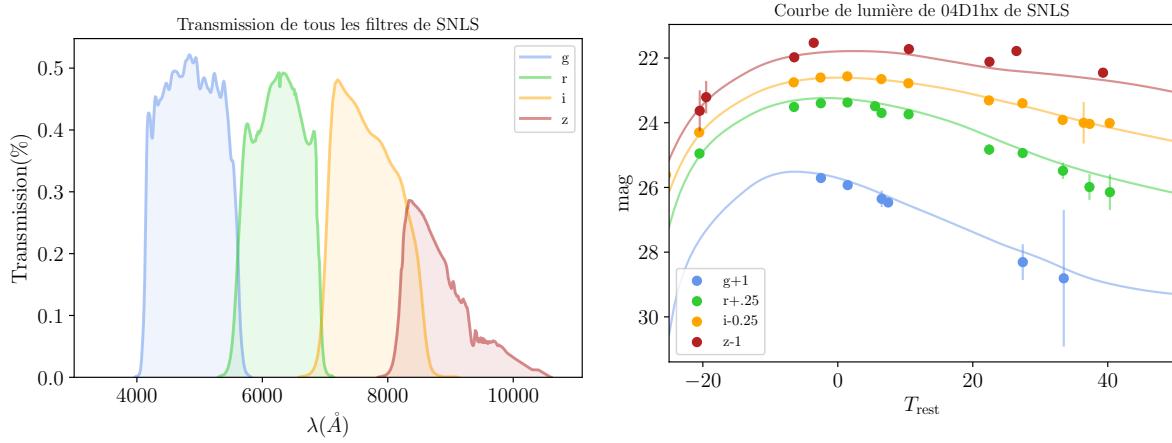
SNLS utilise la caméra MegaCam (BOULADE et al. 2003), associée au télescope Canada-France-Hawaï¹¹, en se concentrant sur la partie profonde du CFHTLS¹² représentant 4 deg^2 du ciel réparti sur 4 champs de 1 deg^2 chacun et à faible extinction galactique. L’acquisition se fait en 4 bandes $g'r'i'z'$ avec une cadence de 7 jours et une profondeur de 25,0 mag en bande r ¹³ (et 25,5 mag en bande g). Le système de filtre de SNLS est similaire à celui de SDSS (cf. Section IV.2), les bandes g et i étant un peu plus vers le rouge. Les quatre bandes de SNLS permettent au sondage mesurer la couleur de toutes les SNe Ia sur l’intervalle de redshifts sondés. En effet, avec la distance les corrections K deviennent notables, et la couleur est définie *via* la différence $B - V$ à bas redshift et $U - B$ à haut redshift. Ceci s’effectue grâce à un contrôle de correspondance entre ces mesures pour des SNe de redshift moyen combinant des mesures précises dans ces quatre bandes. Les

11. <https://www.cfht.hawaii.edu/>

12. <https://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>

13. <https://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/cfhtlsfinalreleaseexecsummary.html>

transmissions des filtres sont tracées Figure IV.7a, et un exemple de courbe de lumière est donné Figure IV.7b



(a) Transmissions des filtres de MegaCam utilisés par SNLS. Données tirées du SVO ([RODRIGO et SOLANO 2020](#)).

(b) Courbe de lumière en bandes *griz* de la SN Ia confirmée 04D1hx, à $z = 0,56$. Figure produite avec les données du sondage et de l'analyse Pantheon ([SCOLNICK et al. 2018](#)).

FIGURE IV.7 – Caractéristiques du sondage SNLS.

IV.4.3 Suivi spectrophotométrique

Par la profondeur de son acquisition, SNLS utilise des télescopes dont les miroirs ont un diamètre entre 8 et 10 m : le Keck ([OKE et al. 1995](#) ; [ELLIS et al. 2008](#)), le Very Large Telescope (VLT, [BALLAND et al. 2009](#)) et les télescopes Gemini ([HOOK et al. 2004](#)) pour le typage et la détermination du redshift. Toutes les données de SNLS doivent être confirmées spectroscopiquement. La partie photométrique du sondage délivrant plus de candidats qu'il n'est possible d'observer spectroscopiquement, un classement des phénomènes transitoires a dû être effectué. Ce classement est déterminé en vue d'optimiser le rendement en SNe Ia, et utilise à la fois un outil de sélection photométrique réalisant un ajustement de courbe de lumières en temps réel pour éviter la contamination avec d'autres types de SNe Ia, mais aussi une base de données de tous les phénomènes transitoires observés pour écarter les étoiles variables qui varient sur des temps longs (plus d'une année). Les candidats les moins lumineux, $i > 24,5$ mag (probablement à $z > 1$) et ceux dont la luminosité n'est que faiblement supérieure à celle de leur galaxie hôte (complexifiant l'identification) ne sont pas observés : avec cette méthode, environ 70% des candidats observés se sont avérés être des SNe Ia ([ASTIER et al. 2006](#)). Sur la totalité de l'existence de ce sondage, ce sont 242 supernovae qui ont été suivies et confirmées.

IV.4.4 Données conservées

Toujours suivant [SCOLNICK et al. \(2018\)](#), les données conservées répondent aux coupes mentionnées Section IV.3, les mêmes que pour PS1. L'échantillon final se compose alors de 236 SNe Ia. Une présentation graphique des données en redshift, étirement et couleur de ces données est présentée Figure IV.8.

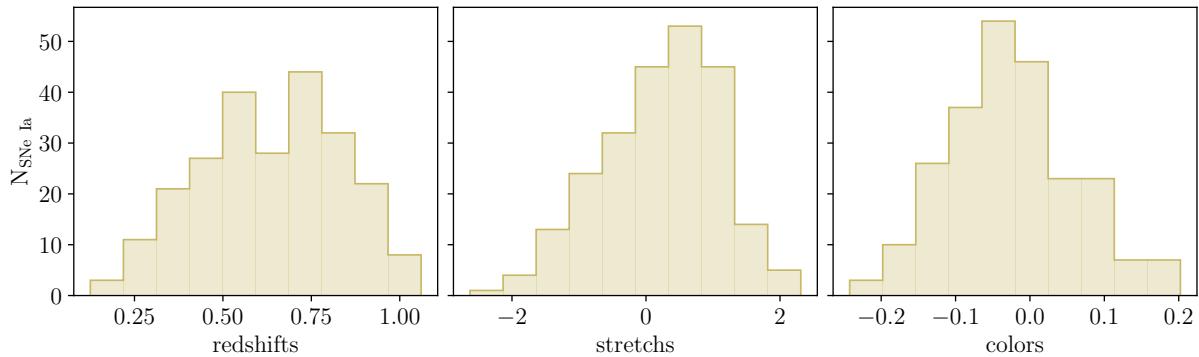


FIGURE IV.8 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d’êtretement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 236 données de SNLS.

IV.5 HUBBLE Space Telescope

Plusieurs sondages permettant l’acquisition de données de SNe Ia ont été effectués avec le télescope spatial HUBBLE (HST¹⁴) : le *Great Observatories Origins Deep Survey* (GOODS, [GIAVALISCO et al. 2004](#); [STROLGER et al. 2004](#); [RIESS et al. 2007](#)), le *Supernova Cosmology Project* (SCP, [SUZUKI et al. 2012](#)), et les sondages *Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey* (CANDELS, [RODNEY et al. 2014](#)) et *Cluster Lensing And Supernova Survey with Hubble* (CLASH, [GRAUR et al. 2014](#)). Tous ces sondages recueillent des données à $z > 1$ qui se révèlent d’une grande importance par leur poids dans le diagramme de HUBBLE pour tester l’évolution des propriétés des SNe. Ils sont combinés par la suite sous le nom « HST ». Ainsi, par souci d’efficacité, nous ne détaillons ici que les résultats issus de GOODS qui constituent la plus grande part des données à haut redshift de notre échantillon.

IV.5.1 Introduction

Le sondage HUBBLE *Higher z Supernova Search* (HHZSS, [STROLGER et al. 2004](#)), sous-programme de GOODS, est un des premiers sondages de recherche de SNe depuis l’espace. Son but principal est d’étudier la présence de biais astrophysiques rendant les SNe Ia intrinsèquement moins lumineuses avec la distance, imitant une preuve de l’existence de l’énergie sombre. Ce programme vise à relever des données au-delà de $z = 1$, entre $1 < z < 2$. Dans cette plage, les SNe Ia devraient exploser à une époque de décélération cosmique, devenant ainsi relativement plus brillantes qu’à des décalages vers le rouge plus faibles. Nous nous attendons à ce que cela se distingue clairement des simples effets de mesure astrophysiques, permettant une meilleure connaissance des SNe Ia. Étudier de manière approfondie et fiable ces SNe Ia et réaliser les observations de suivi nécessaires pour une telle étude nécessite des observations plus profondes que ce qui peut être réalisé avec des télescopes terrestres. Les observations de ce sondage s’étendent sur une plage 8 mois.

14. https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/story/index.html

IV.5.2 Détection des supernovae

Ce programme utilise la *Advanced Camera for Surveys*¹⁵ (ACS). GOODS combine des observations multibandes extrêmement profondes de l'ultraviolet à l'optique (dans le référentiel au repos) par le biais des filtres F435W, F606W, F775W et F850LP, avec une magnitude limite pour F850LP ≈ 26 . Deux champs ont été observés pour une surface totale d'acquisition de 300 arcmin², chacun à haute latitude écliptique pour permettre aux opérations au sol d'observer depuis les deux hémisphères. Sa cadence est d'environ 45 jours, suffisante pour détecter les SNe Ia vers le maximum d'émission pour $z \approx 1$ et avant le maximum pour $z > 1,3$, dû à l'étalement de la courbe de lumière du fait de l'expansion (dans le référentiel au repos le temps de montée typique est de ≈ 20 jours). Elle permet également de s'assurer qu'une SN dépassant le seuil de détection ne repasse pas en-dessous avant la seconde observation. Les transmissions des filtres utilisés par le sondage sont tracées Figure IV.9.

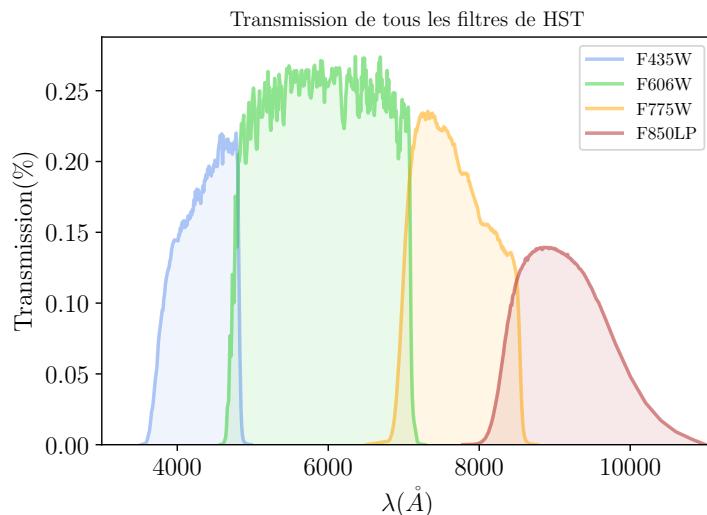


FIGURE IV.9 – Transmissions des filtres de ACS utilisés par HST. Données tirées du SVO (RODRIGO et SOLANO 2020).

IV.5.3 Suivi spectrophotométrique

Le HST, grâce à sa présence dans l'espace notamment, permet de produire des spectres avec un rapport signal sur bruit significativement supérieur à ce qu'il est possible d'atteindre par rapport à un instrument au sol. Il est cependant limité par sa faible résolution spectrale et le recouvrement de multiples ordres spectraux d'autres sources proches : ainsi, seules les SNe avec une séparation angulaire notable d'avec leur hôte et d'autres sources lumineuses ont été observées. Une méthode secondaire d'identification des SNe Ia par photométrie a été utilisée pour optimiser la confirmation spectroscopique. RIESS et al. (2007) détaillent les données ayant la plus haute qualité, qualifiées de « dorées » : celles dont la classification est certaine (rapport signal sur bruit $\gtrsim 20$) et dont la photométrie est suffisante pour

15. <https://www.nasa.gov/content/hubble-space-telescope-advanced-camera-for-surveys>

Tableau IV.3 – Nombre de SNe Ia composant notre échantillon HST selon les sondages à haut redshifts.

Sondage	Nb de SNe Ia	z moyen
SCP	3	1,092
GOODS	15	1,120
CLASH	2	1.555
CANDELS	6	1,732
Total	26	1,278

Notes. Le nombre de SNe est tiré de l’analyse de Pantheon.

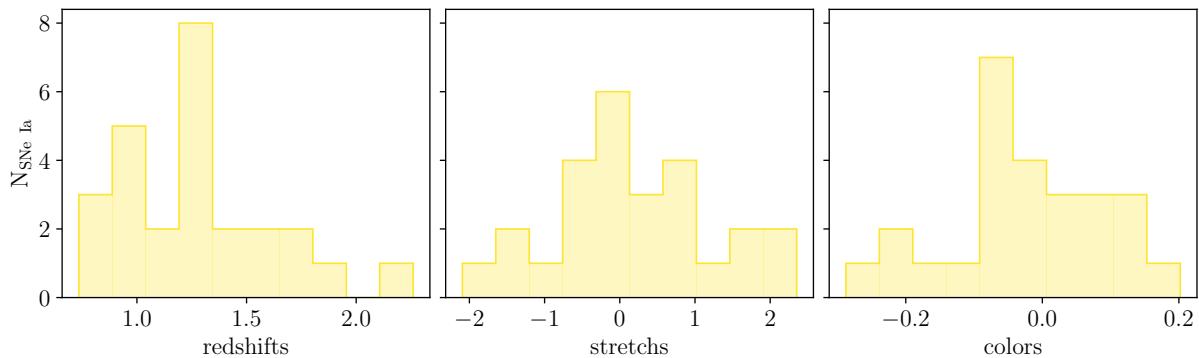


FIGURE IV.10 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d’étirement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 26 données de HST.

amener à une estimation de distance robuste, facilement caractérisée par les erreurs de mesure. Nous relevons 42 données de [STROLGER et al. \(2004\)](#) et 21 de [RIESS et al. \(2007\)](#).

IV.5.4 Données conservées

À ces distances, le typage peut s’avérer difficile mais la classification des données « dorées » est suffisamment robuste pour les inclure dans l’analyse cosmologique de ([SCOLNICK et al. 2018](#)) ; ces données ne sont donc pas sujettes à d’autres coupes. En combinant SCP, GOODS, CLASH et CANDELS, ce sont 26 données qui constituent l’échantillon HST. Le détail des données par sondage est indiqué Tableau IV.3 et la distribution des paramètres en redshift, étirement et couleur est montrée Figure IV.10.

IV.6 Autres sondages : CfA1-4 et CSP

Enfin, bien que ces sondages n’apparaissent pas dans la première partie de cette étude, nous utilisons d’autres données à bas redshifts que celles issues de SNfactory. Comme pour la section précédente, ces données proviennent d’une combinaison de sondages : celles des 4 relevés du *Center for Astrophysics* de Harvard, nommés CfA1 à 4 ([RIESS et al. 1999](#) ; [JHA et al. 2006](#) ; [HICKEN et al. 2009a,b, 2012](#)) et des 2 publications du *Carnegie Supernova Project* (CSP, [CONTRERAS et al. 2010](#) ; [FOLATELLI et al. 2010](#) ; [STRITZINGER et al. 2011](#)).

Ils ne feront pas l'objet de plus de détails étant donné que ce sont tous les sondages à recherche ciblée que nous écartons de notre échantillon et qui n'interviendront que dans le Chapitre VIII. Cette combinaison de sondages, résultant en 172 SNe Ia après les coupes de SCOLNICK et al. (2018), est appelée *LOWZ*, leurs données s'étalant entre $0,01 < z < 0,07$. Une présentation de leurs distributions de paramètres en redshift, étirement et couleur est cependant donnée Figure IV.11.

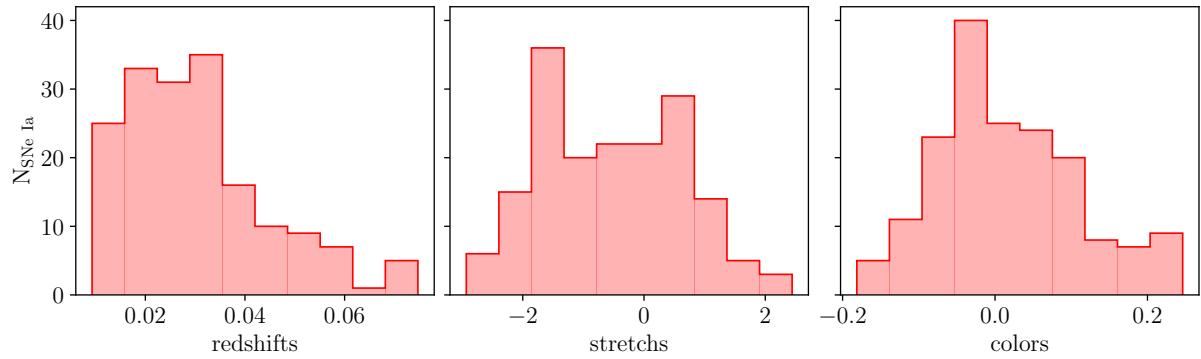


FIGURE IV.11 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d'étirement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 172 données de LOWZ.

IV.7 Complément : Zwicky Transient Facility

IV.7.1 Introduction

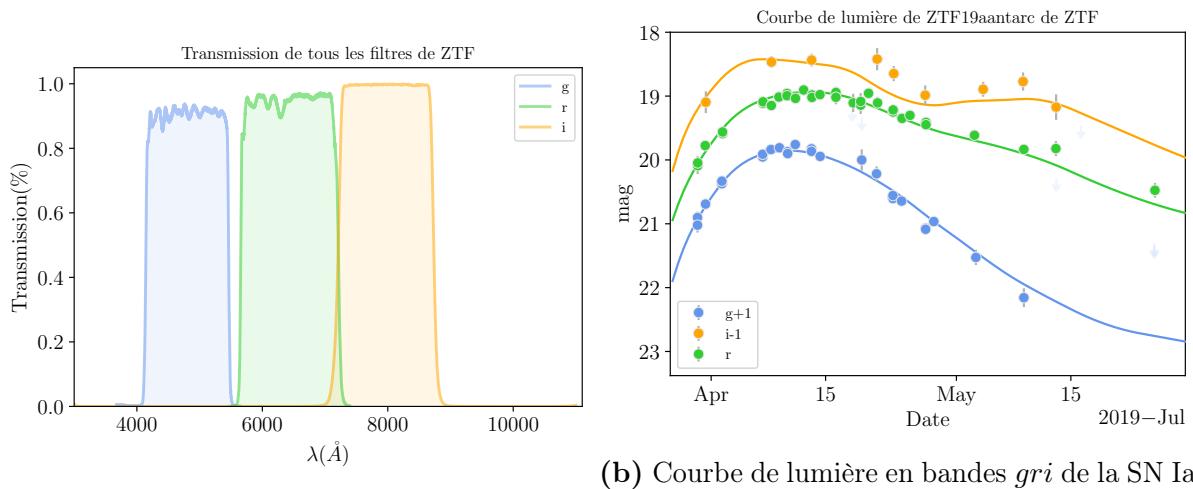
Le sondage de la *Zwicky Transient Facility* (ZTF, BELLM et al. 2019 ; DEKANY et al. 2020) est un relevé cosmologique à grand champ qui a commencé ses opérations en 2018. Comme d'autres sondages, plusieurs groupes de travail composent ce relevé, tous participants à l'établissement de l'échantillon de SNe Ia. C'est le *Bright Transient Survey* (BTS) qui y contribue en majeure partie, la collaboration lui dédiant $\approx 80\%$ de son temps d'observation total. L'échantillon acquis par ZTF se place comme le nouveau sondage de référence à bas redshift, permettant de remplacer les données ciblées des sondages CfA et CSP et l'utilisation d'instruments d'alerte extérieurs à la collaboration de SNf par un seul échantillon homogène à recherche glissante.

Aux prémisses de cette thèse, ces données n'étaient pas encore publiées, la première phase ayant terminé en novembre 2020, et aujourd'hui ce sont les résultats de la seconde phase qui sont en cours de production. C'est pourquoi son implémentation n'est que limitée dans notre étude, et sert à discuter des améliorations à la partie principale de notre travail, voir Section IX.1.

IV.7.2 Détection des supernovae

Le sondage utilise la caméra ZTF montée sur le télescope P48 Schmidt, à l'Observatoire du Mont Palomar (comme SNf à l'époque, voir Section IV.1.2), et se concentre sur la partie nord du ciel. Son champ de vision est de 47 deg^2 , le plus grand de tous les sondages jusque-là, intègre 3 filtres *gri* nommés ztf :g, ztf :r et ztf :i et a une cadence moyenne de

3 jours tous champs et filtres confondus. Ses caractéristiques uniques lui permettent de d'observer la totalité du ciel visible plus d'une fois par nuit en moyenne avec une magnitude limite typique de 20,5 mag, impliquant un rendu en SNe extrêmement élevé avec environ 1×10^5 alertes de candidats par nuit. En moyenne, les données récoltées ont environ 10 points de mesure avant le maximum d'émission, dont la médiane se situe à -13 jours, là où d'autres sondages manquent de données. Ceci permet une caractérisation très efficace de l'étirement des SNe Ia qui repose notamment sur l'échantillonnage pré-explosion. Les transmissions des filtres sont présentées Figure IV.12a et un exemple de courbe de lumière produite via le module `ztfidr`¹⁶ est donné Figure IV.12b.



(a) Transmissions des filtres de la caméra du sondage ZTF confirmée ZTF19aantarc, à $z = 0,099$. Figure tirée du sondage ZTF. Données tirées du SVO ([RODRIGO](#) produite avec les données (à paraître) de la seconde publication du sondage via le module `ztfidr`¹⁶.

(b) Courbe de lumière en bandes *gri* de la SN Ia

FIGURE IV.12 – Caractéristiques du sondage ZTF.

IV.7.3 Suivi spectrophotométrique

À la différence des autres sondages, ZTF a un accès complet au spectrographe à champ intégral *SED machine* (SEDM, voir [BLAGORODNOVA et al. 2018](#) ; [RIGAULT et al. 2019](#)) intégré au télescope P60, également au Mont Palomar. Par rapport au SNIFS (Section IV.1.3), le champ de vue passe de $6''\!4 \times 6''\!4$ à $28'' \times 28''$ et la caméra de guidage se voit dotée de 4 filtres *ugri*. Son objectif est d'acquérir tout candidat transitoire de magnitude inférieure à 18,5 mag. L'automatisation de ce système permet une grande efficacité de détection et de suivi. Le sondage travaille également avec le télescope P200 de 5 m et le Keck de 10 m, et se verra prochainement accompagné d'une seconde SEDM sur un télescope de 2,5 m à Kitt Pick. Ainsi, des 1×10^5 alertes par nuit, ce sont typiquement 7 qui sont des SNe Ia. Nous comptons à peu près 3700 SNe Ia spectroscopiquement confirmées dans les données de la seconde publication.

16. <https://github.com/MickaelRigault/ztfidr>

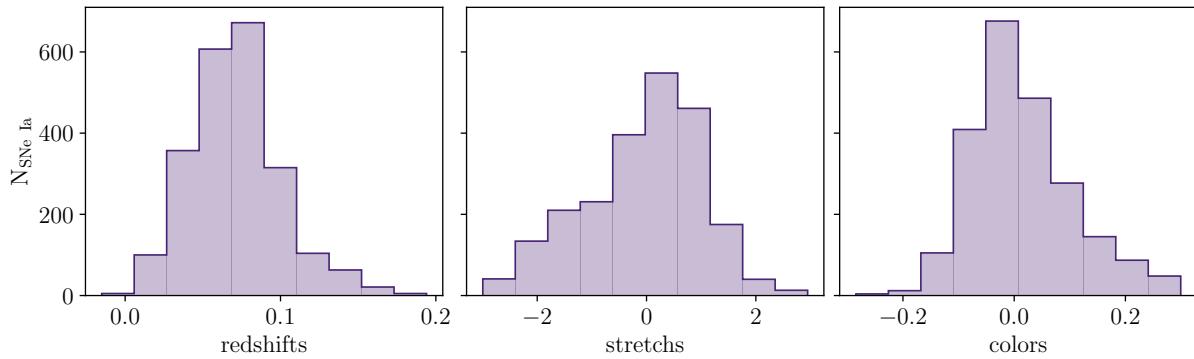


FIGURE IV.13 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d'étirement (au milieu) et de couleur (à droite) pour les 2246 données de ZTF.

IV.7.4 Données conservées

Comme pour le reste des sondages, ZTF inclus des sélections supplémentaires sur les données pour qu'elles soient de qualité « cosmologique ». Leurs critères sont les suivants :

- 1) Les données doivent provenir d'une image sans label indiquant une mauvaise qualité ;
- 2) Seuls les points photométriques détectés à 5σ sont considérés ;
- 3) Au moins 7 mesures entre $-15 < T_{\text{rest}} < 30$ jours ;
- 4) Au moins 2 bandes avant et après le maximum d'émission parmi tous ces points.

En plus de ces critères de qualité, l'échantillon retenu dans notre analyse suit les sélections suivantes :

- 5) $-0,3 < c < 0,3$ et $\sigma_c < 0,3$;
- 6) $-3 < x_1 < 3$ et $\sigma_{x_1} < 1$.

Ceux-ci assurent l'utilisation conjointe avec les autres sondages. Ainsi réduit, ce sont 2246 SNe Ia qui composent notre ensemble de données ZTF. La distribution des paramètres de ces données en redshift, étirement et couleur est montrée Figure IV.13.

IV.8 Résumé et comparaison

Pour permettre une meilleure visualisation des diverses caractéristiques des sondages traités dans cette thèse, nous donnons un graphique combiné des distributions de tous les sondages Figure IV.14, et présentons Tableau IV.4 une comparaison des éléments que nous considérons comme principaux dans ces sondages.

Au travers des sections précédentes, nous avons pu avoir un aperçu de la complexité que représentent les relevés cosmologiques. La variété des intervalles de redshifts et donc des caractéristiques des sondages impose des instruments variés, des stratégies spécifiques, mais également des calibrations différentes. Travailler avec de nombreux pipelines d'analyse rend la combinaison de sondages fastidieuse. C'est cet aspect que les prochains grands

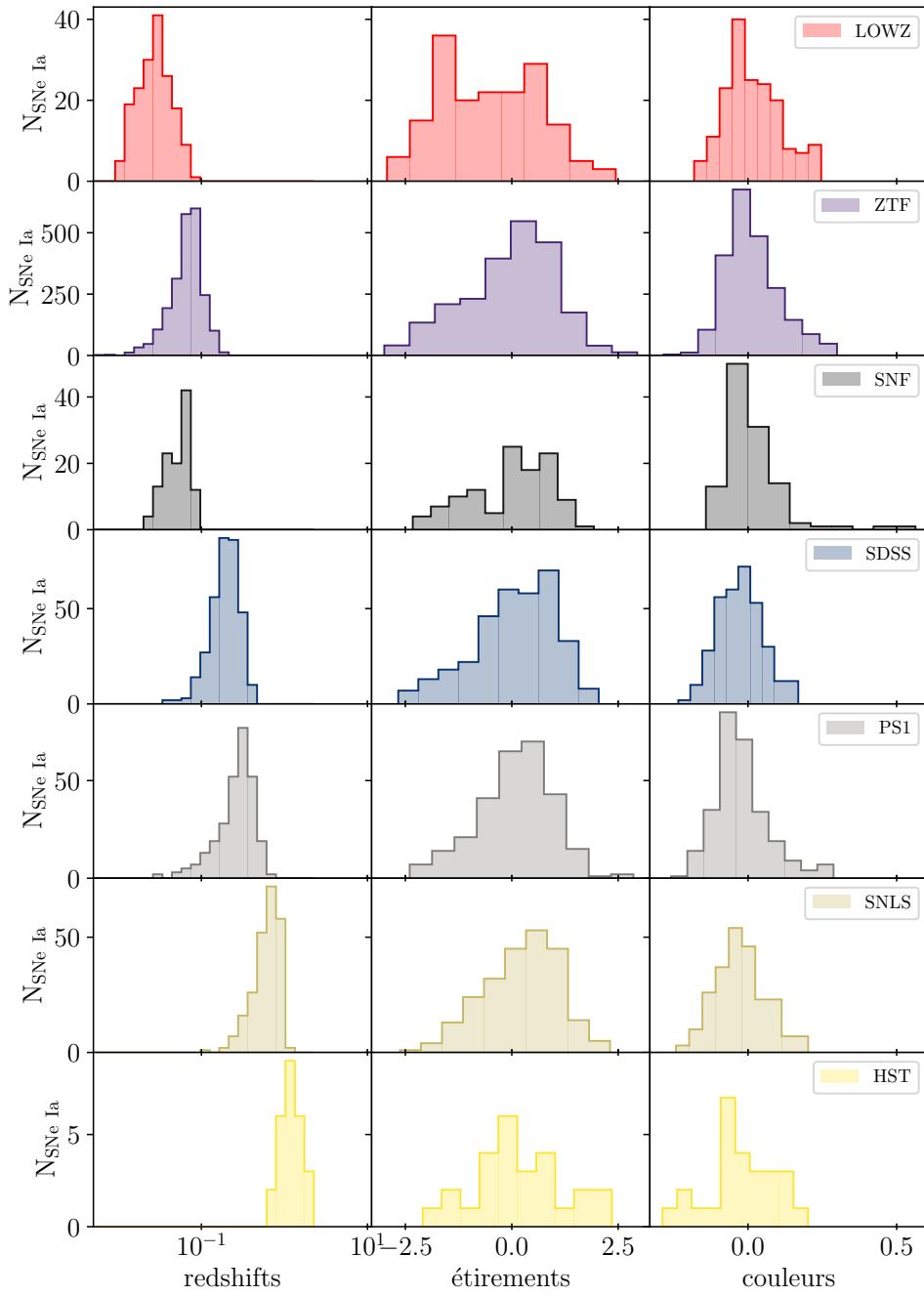


FIGURE IV.14 – Distributions des paramètres de redshift (à gauche), d’êtrement (au milieu) et de couleur (à droite) pour tous les sondages utilisés dans cette étude. Le redshift est tracé en échelle logarithmique, nécessaire pour représenter des données à la fois riches à $z \lesssim 0,05$ et jusqu’à $z \approx 2$.

relevés cosmologiques tentent d’améliorer : le sondage *Vera Rubin Observatory, via le Large Synoptic Survey Telescope* (LSST, IVEZIĆ et al. 2019), a pour objectif de couvrir un intervalle de redshifts extrêmement grand, et le sondage de la *Zwicky Transient Facility* répond aux difficultés particulières de la partie à faible redshift de la cosmologie, notamment l’ancrage de la valeur de H_0 . À lui seul, il est d’ores et déjà pratiquement deux fois plus grand que tous les autres sondages réunis et représente le futur de la cosmologie basée sur

les SNe Ia.

Tableau IV.4 – Comparaison des caractéristiques des sondages utilisés.

Sondage	Surface (deg ²)	Cadence (jours)	Filtres	Profondeur (mag)	Intervalle z	N_{SN}
SNf	500	1	BV	$r \lesssim 19,5$	$0,02 < z < 0,08$	114
LOWZ ¹	–	–	<i>UBVRI</i>	–	$0,01 < z < 0,07$	172
ZTF	Ciel nord	3	ztf: <i>gri</i>	$r \lesssim 20,4$	$0,00 < z < 0,19$	2246
SDSS	300	4	<i>ugriz</i>	$r \lesssim 22,5$	$0,04 < z < 0,40$	335
PS1	70	7	<i>grizy</i> _{P1}	$r \lesssim 23,1$	$0,03 < z < 0,63$	279
SNLS	4	7	<i>g'r'i'z'</i>	$r \lesssim 25,0$	$0,13 < z < 1,06$	236
HST ²	0,08	45	<i>griz</i> ³	F850LP $\lesssim 26$	$0,74 < z < 2,26$	26
Total						3408 ⁴

Notes. Le nombre de SNe est tiré de l'analyse de Pantheon.

¹ Caractéristiques non pertinentes en temps que sondages ciblés.

² Caractéristiques pour GOODS, intervalle et nombre de SNe Ia pour tous les sondages HST.

³ Relativement équivalent, cf. Figure IV.9.

⁴ 990 sans LOWZ et ZTF, ce qui constitue la base de notre échantillon.

Figures

IV.1 Caractéristiques du sondage SNF	42
IV.2 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SNf .	43
IV.3 Caractéristiques du sondage SDSS.	44
IV.4 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SDSS	46
IV.5 Caractéristiques du sondage PS1.	47
IV.6 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de PS1 .	49
IV.7 Caractéristiques du sondage SNLS.	50
IV.8 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de SNLS	51
IV.9 Transmissions des filtres de la caméra du sondage HST	52
IV.10 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de HST	53
IV.11 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de LOWZ	54
IV.12 Caractéristiques du sondage ZTF.	55
IV.13 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de ZTF	56
IV.14 Distributions des paramètres de redshift, étirement et couleur de tous les sondages utilisés dans cette étude	57

Tableaux

IV.1 Critères de sélection des SNe Ia suivies par SNfactory.	43
IV.2 Critères de sélection des SNe Ia suivies par PS1.	48
IV.3 Nombre de SNe Ia de notre échantillon HST selon la source	53
IV.4 Comparaison des caractéristiques des sondages utilisés.	58

Création d'un échantillon complet

« La scène disparaît et devient l'un des acteurs. »

Robin GAILLARD

Nous avons vu Chapitre I que l'amélioration des mesures de paramètres cosmologiques par le diagramme de HUBBLE nécessite une meilleure précision dans la connaissance astrophysique des SNe Ia, afin, notamment, de permettre la réduction des incertitudes systématiques. À cet effet, une évolution des propriétés intrinsèques des SNe Ia inconnue fausserait ces résultats.

Nous avons vu Chapitre III que l'environnement des supernovae avait un impact non négligeable sur leurs caractéristiques mesurées, et notamment leur appartenance à la sous-population « jeune » ou « vieille ». Dans la perspective de mesurer une évolution de la luminosité intrinsèque des SNe Ia, notre recherche se base sur le modèle d'évolution de l'âge moyen de RIGAULT et al. (2020) des SNe Ia et étudie les variations de leur étirement en fonction de l'âge (voir Chapitre VI).

Nous présentons dans ce chapitre l'échantillon sur lequel nous effectuons ces mesures. Nous discutons dans un premier temps des qualités qu'un tel échantillon doit présenter Section V.1, avant de le réaliser et de le présenter Section V.2. La Section V.3 en présente l'augmentation *via* l'implémentation des données de ZTF aux sondages.

Sommaire

V.1 Notion de complétude	62
V.1.1 Stratégies d'observation	62
V.1.2 Biais de MALMQUIST et solution	63
V.2 Échantillon d'étude	63
V.2.1 Confection	63
V.2.2 Présentation	70
V.2.3 Confirmation d'hypothèse	70
V.3 Application à ZTF	74
V.3.1 Redshift limite	74
V.3.2 Présentation	75

V.1 Notion de complétude

Cette thèse repose sur l'étude statistique des propriétés des SNe Ia, et donc en premier lieu sur l'échantillon de données sur lesquelles développer notre raisonnement. Pour qu'il soit intéressant il doit être suffisamment grand, mais également représentatif de la population des SNe Ia. En effet, nous avons vu Chapitre III que les SNe Ia sont corrélées avec leur environnement. Comme nous souhaitons étudier toute la zoologie des SNe Ia et non pas une catégorie particulière (par exemple, celles se trouvant uniquement dans des galaxies de masse $M_* > 10 M_\odot$), nous nous intéressons à des données ne comportant pas de biais de la sorte. De même, nous avons vu que pour être de qualité cosmologique, leurs caractéristiques d'étirement et de couleur sont respectivement comprises entre ± 3 et $\pm 0,3$. Pour que cet échantillon soit représentatif de la population des SNe Ia, nous voulons que les données le constituant se rapprochent le plus possible d'un tirage aléatoire de toutes les SNe Ia dans la nature, et non pas, par exemple, d'une seule sous-partie uniquement composée de SNe d'étirement entre ± 2 . Nous définissons alors cet échantillon comme « complet ». Ce concept est largement dépendant de la manière dont les données sont relevées.

V.1.1 Stratégies d'observation

Les supernovae sont des phénomènes transitoires, c'est-à-dire des objets dont le flux lumineux varie dans le temps, et elles sont également brèves et rares : elles durent typiquement quelques semaines et surviennent environ une fois par siècle et par galaxie. Leur observation requiert donc des stratégies particulières. Pour déterminer leurs courbes de lumière (II.2.1), il est nécessaire d'avoir un champ de mesure suffisamment profond pour ne pas se contenter que de leur luminosité au maximum. Différentes approches peuvent entrer en jeu : les recherches ciblées et les recherches non-ciblées.

Les recherches ciblées consistent à se focaliser sur des amas de galaxies connus en vue d'augmenter la probabilité d'observer des supernovae. Il paraît en effet évident que plus la concentration en étoiles est forte, plus nous nous attendons à une haute probabilité que certaines d'entre elles entament leur fin de vie et leur explosion en supernovae. Cependant, une telle pratique implique une sélection des environnements des SNe et donc un biais sur la nature des données recueillies. Dans le cas des amas de galaxies, l'environnement favorisé sera celui contenant des progéniteurs vieux, dans des galaxies massives avec peu de formation stellaire. Afin d'étudier la potentielle évolution de la population des SNe, il faut réduire au maximum ces biais et favoriser la récolte d'un échantillon représentatif de toute la zoologie des SNe Ia.

Les recherches non-ciblées utilisent de grands champs de caméra pour sonder de larges portions du ciel. Originellement (SCP, PERLMUTTER et al. 1999), leur procédé était d'effectuer une détection photométrique avant d'opérer une identification spectroscopique, confirmant leur caractère de SN Ia ou non, pour finalement décider de programmer ou non un suivi photométrique permettant l'établissement de leur courbe de lumière. Une telle pratique limite les biais mais donne des courbes de lumières pauvres en points de mesure avant le maximum de luminosité, impactant l'ajustement des courbes. Ces méthodes ont évolué pour devenir des recherches *glissantes* (ASTIER et al. 2006). Elles consistent à

balayer régulièrement le ciel en observant un même champ dans un même filtre de manière répétée tous les quelques jours, afin d'à la fois détecter et extraire les courbes de lumières des SNe Ia, même si leur identification est effectuée après leur maximum de luminosité.

V.1.2 Biais de Malmquist et solution

De tels sondages ne sont cependant pas exempts d'effets de sélection. En effet, même une recherche glissante s'effectue avec un appareil de mesure ayant une capacité limitée à détecter une source lumineuse : les objets de magnitude apparente plus élevée (luminosité plus faible) que ce seuil de détection ne seront pas inclus. De tels sondages sont dits à magnitude limitée. Or, comme chaque astre voit sa luminosité décroître avec le carré de la distance qui le sépare de l'observation (I.2.2), cette limite implique que les astres de magnitude absolue plus élevée seront relevés à de plus grandes distances que les autres, laissant croire qu'à partir d'une certaine distance les objets sont intrinsèquement plus lumineux.

Dans le cadre des SNe Ia dont nous supposons la magnitude absolue similaire, nous pourrions en première approche négliger cet effet. Cependant, comme exposé en Section II.3.1, il a été déterminé que la magnitude absolue des supernovae de type Ia est corrélée avec leur étirement et leur couleur, de telle sorte que les plus faibles soient celles de petit étirement et de couleur rouge. Ainsi, proche du seuil de détection, les SNe Ia ne sont pas sélectionnées de manière homogène, et l'échantillon recueilli sera une sous-population laissant penser qu'avec la distance, les SNe Ia ont en moyenne un plus haut étirement et sont de couleur bleue.

Le cadre de notre étude nécessite un échantillon que nous appelons « volume-limité », pour lequel nous supposons que la population résulte bien d'un tirage aléatoire de ce qui existe dans la nature. Les sondages modernes reposant sur des recherches glissantes, il nous a fallu les réduire pour les utiliser.

V.2 Échantillon d'étude

Nous détaillons dans cette Section la procédure de construction de notre échantillon volume-limité comme expliqué partie V.1.2. Notre étude se base sur les données de la combinaison de sondages Pantheon (SCOLNICK et al. 2018), en remplaçant la combinaison ciblée LOWZ par les données SNfactory dont la sélection est maîtrisée et permettant une étude de sous-population grâce au LsSFR. Les données de HST étant complètes, la confection de notre échantillon se concentre sur les sondages SDSS, PS1 et SNLS ; leur nature non-ciblée et limitée en magnitude permet d'en construire une portion limitée en volume comme décrit Section V.1.

V.2.1 Confection

Nous détaillons ici deux des approches mises en place visant à déterminer la portion des sondages que nous pouvons considérer comme étant limitées en volume.

V.2.1.1 Approche statistique

À partir des données publiées dans [SCOLNIC et al. \(2018\)](#)¹, il est possible de tracer l'histogramme des SNe Ia en fonction du redshift (cf. Sections précédentes, par exemple Figure IV.2, à gauche). En supposant une densité volumique de supernovae uniforme, chaque intervalle de redshift comprend un volume de plus en plus grand et nous nous attendons donc à observer toujours plus de SNe Ia avec la distance. Nous observons cependant une baisse de ce nombre à partir d'un certain redshift. La chute du nombre de SNe Ia provient de cette limitation du sondage à mesurer la luminosité. Notre première approche a été de se baser sur une étude statistique pour essayer de récupérer la valeur estimée à partir de laquelle chaque sondage s'écarte d'un modèle volumétrique. Le protocole est le suivant :

- Les bornes minimales et maximales des données sont augmentées d'une faible valeur aléatoire afin d'assurer une variation du centre des intervalles. Par exemple, pour SNLS, nous prenons une limite entre 0,06 et 0,12 à gauche et entre 1,10 et 1,15 à droite ;
- Nous choisissons aléatoirement entre 5 et 20 intervalles pour tracer l'histogramme ;
- Nous initialisons un modèle volumétrique $a \times (V(z_2) - V(z_1))$ avec a la densité volumique de SNe Ia, paramètre libre du modèle, auquel nous passons comme donnée les bords des intervalles ;
- Les valeurs du modèle sont comparées aux hauteurs des intervalles de l'histogramme, permettant l'ajustement du modèle par une loi de Poisson cumulée (voir par exemple [AHMED 2015](#)). Pour un intervalle donné de nombre moyen de données λ , la probabilité qu'il y en ait exactement k est, d'après la loi de Poisson :

$$p(k) = \mathcal{P}(X = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (\text{V.1})$$

La fonction de répartition, ou de distribution cumulative, est donnée par :

$$\mathcal{P}(X \leq x) = \sum_{k=0}^x p(k) = e^{-\lambda} \sum_{k=0}^x \frac{\lambda^k}{k!} \quad (\text{V.2})$$

- Nous choisissons aléatoirement un intervalle maximal après lequel l'ajustement s'arrête, avec un minimum de 3 intervalles (6 dans les cas des Figures de V.1), 10 fois pour chaque histogramme ;
- Nous sauvons les positions et valeurs de probabilité des intervalles ajustées et créons une interpolation linéaire des résultats ;
- Ces 5 étapes sont répétées 1000 fois et nous calculons la médiane et l'écart type des 10 000 interpolations calculées.

1. https://archive.stsci.edu/hlsp/ps1cosmo/scolnic/data_fitres

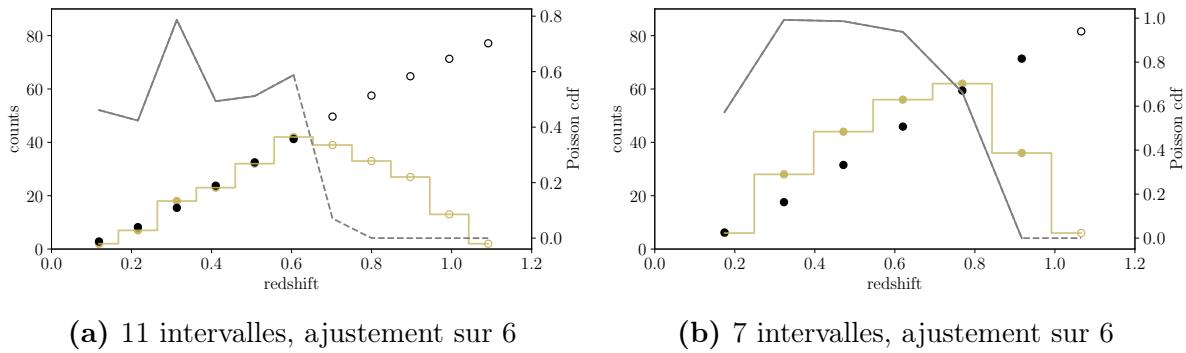


FIGURE V.1 – Exemple d'ajustement statistique pour deux tirages aléatoires d'histogrammes de SNLS.

Le modèle volumétrique retenu dans notre analyse est défini par :

$$V(z) = \frac{4\pi}{3} \times d_C^3(z) \quad (\text{V.3})$$

avec $d_C(z)$ la distance comobile

$$d_C(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad \text{avec} \quad (\text{V.4})$$

$$E(z) \triangleq \frac{H(z)}{H_0} = [\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2} \quad (\text{V.5})$$

Nous avons choisi la cosmologie issue de la collaboration Planck ([PLANCK COLLABORATION et al. 2020](#)), dont les valeurs sont indiquées Table [V.1](#).

Tableau V.1 – Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination statistique du redshift limite des sondages SDSS, SNLS et PS1.

H_0	Ω_R	Ω_M	Ω_k	Ω_Λ
$67,74 \text{ km Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$	5.389×10^{-5}	0,3075	0	0,6910

Le résultat de ces calculs donne une estimation du redshift à partir duquel chacun des sondages n'a plus la capacité à recueillir toutes les SNe Ia, représentée Figure [V.2](#). En estimant z_{\lim} comme étant la valeur à laquelle la médiane des distributions cumulées chute à 0,5 et les erreurs basse et haute à 0,525 et 0,475 respectivement, nous obtenons les valeurs de la Table [V.2](#).

Cette première approche présente une robustesse certaine dans l'établissement des évolutions statistiques en répétant le processus précédent. Cependant, le sens de variation non constant du résultat de SNLS et de PS1 ne permet pas de forte confiance dans la correspondance de ce protocole à l'objectif de cette étude ; de plus, le choix de la valeur de la fonction de répartition à laquelle nous pouvons considérer le sondage complet n'est pas motivée mathématiquement ou physiquement de manière systématique. Cette conclusion nous a amenés à une approche combinant à la fois la réalité de la sélection astrophysique instrumentale et les équations de distribution de luminosité de SN Ia avec leurs paramètres x_1 , c et z .

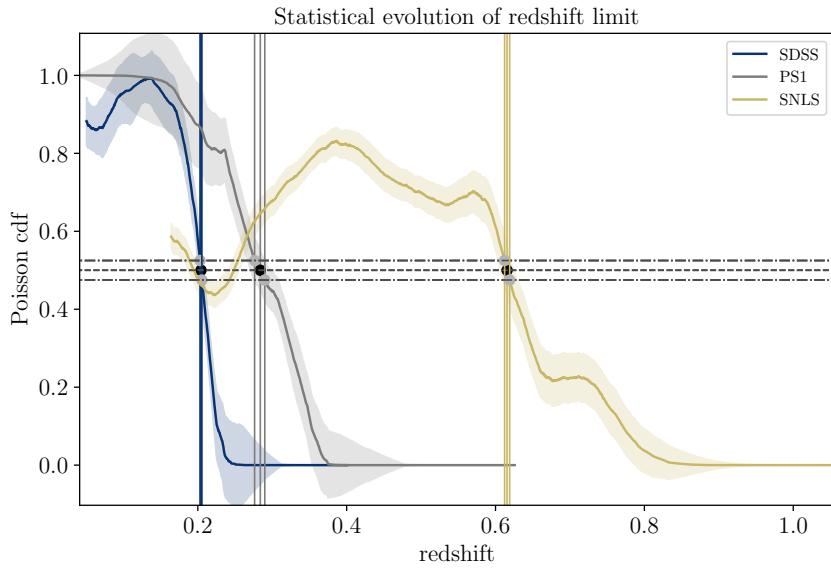


FIGURE V.2 – Résultat graphique de l'évolution médiane de l'étude statistique du redshift limite pour les sondages SDSS, PS1, et SNLS

V.2.1.2 Approche analytique

En supposant que ces sondages ont un typage spectroscopique et un suivi photométrique suffisants, ils devraient avoir des effets de sélection de sous-population de SNe Ia négligeables en deçà d'un certain redshift permettant l'acquisition de toute la zoologie d'étirements et de couleurs. Les données de SNe Ia issues de l'ajustement par **SALT2.4** ne contiennent que des données avec un maximum de $x_1 = \pm 3$ et de $c = \pm 0,3$ (**GUY et al. 2007** ; **BETOULE et al. 2014**, cf Section II.2.3).

La magnitude absolue d'une supernova à son maximum de luminosité est, d'après l'équation II.2 :

$$M = M_0 - \alpha x_1 + \beta c$$

avec $M_0 = -19,36$ mag dans le filtre photométrique B de Bessell (**KESSLER et al. 2009b** ; **SCOLNICK et al. 2014**), $\alpha = 0,158$ et $\beta = 3,14$ (Table 7, **SCOLNICK et al. 2018**). Nous déterminons cette quantité sur l'ellipse limite des paramètres grâce au paquet **sncosmo**², représentée par un gradient de couleur Figure V.3. Nous trouvons alors que la supernova la moins lumineuse est celle de paramètres $x_1 = -1,65$ et $c = 0,25$ dont le maximum de magnitude absolue standardisée est $M_{\min}^{t_0} = -18,31$ mag.

Cependant, pour établir une courbe de lumière, une supernova doit être observée typiquement au moins 5 jours avant et 1 semaine après son pic de luminosité, donnant une magnitude absolue limite effective d'approximativement $M_{\lim} = -18,00$ mag. En connaissant les magnitudes limites de chaque sondage et avec l'équation reliant le module de distance aux magnitudes observée et absolue

$$\mu(z) = m - M \quad (\text{V.6})$$

nous pouvons déterminer le redshift limite z_{\lim} au-delà duquel la SN Ia la moins lumineuse

2. <https://sncosmo.readthedocs.io/en/stable/>

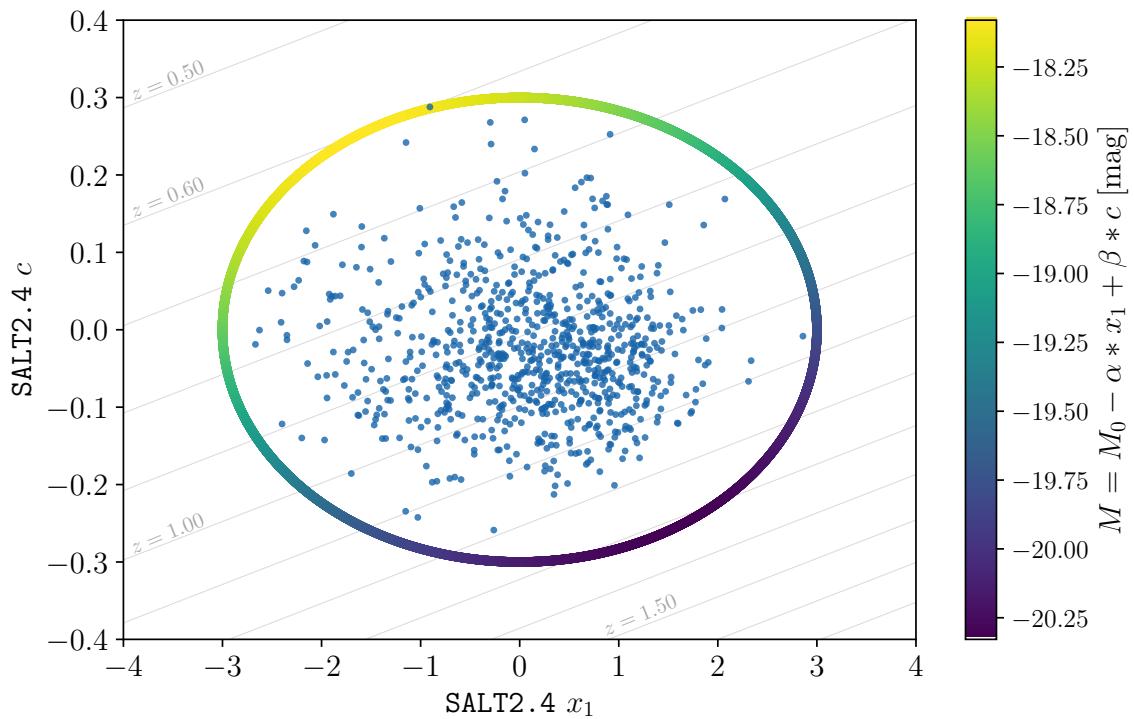


FIGURE V.3 – Distribution des paramètres de courbe de lumière d’étirement (x_1) et de couleur (c) issus d’un ajustement par SALT2.4 pour les données de SNe Ia des sondages SDSS, PS1 et SNLS combinés du catalogue Pantheon. Chaque supernova est représentée par un point bleu. L’ellipse limite des paramètres ($x_1 = \pm 3, c = \pm 0,3$) est représentée avec un gradient de couleur correspondant à la magnitude absolue standardisée en utilisant les valeurs de SCOLNICK et al. (2018) pour les coefficients α et β . Les lignes diagonales grises représentent l’évolution de $m = m_{\text{lim}}$ en fonction de z dans le plan (x_1, c) entre $z = 0,50$ et $z = 1,70$ pour la magnitude limite $m_{\text{lim}} = 24,8$ mag du sondage SNLS.

ne sera pas observée. Nous avons ainsi défini un ensemble de redshifts limites définissant un échantillon fiduciel en choisissant la limite suggérée par cette analyse.

Cependant, cette solution pourrait ne pas être optimale étant donné qu'elle ignore les efficacités de suivi spectroscopiques pour les redshifts en-dessous de z_{lim} ; c'est pourquoi nous avons également déterminé un autre ensemble de coupes définissant un échantillon « conservatif ». Cet échantillon est plus petit et donc sera statistiquement moins pertinent, mais également moins sujet aux effets de sélection. Ainsi, si l'évolution des propriétés des SNe Ia avec le redshift est encore sondable dans l'échantillon conservatif, il serait encore plus présent dans un échantillon dont l'absence d'effets de sélection est effectuée avec plus de précision que nos coupes en redshift.

Nous présentons Figure V.4 les différentes efficacités spectroscopiques avec le redshift des 4 sondages LOWZ, SDSS, PS1 et SNLS. Nous y observons que les magnitudes limites correspondent également aux limites des capacités spectroscopiques, mais ces seuls critères ne suffisent pas à rendre compte de la qualité limitée en volume d'un sondage. Nous détaillons maintenant les choix pour les sous-échantillons concernés par ces coupes.

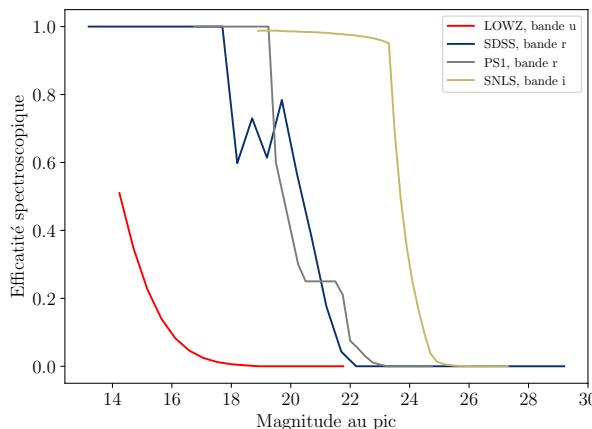


FIGURE V.4 – Comparaison des efficacités spectroscopiques des différents sondages. Figure produite avec les données de la collaboration *Dark Energy Survey* (DES, [ABBOTT et al. 2019](#)) pour LOWZ, de Pantheon ([SCOLNICK et al. 2018](#)) pour PS1, et de Pantheon+ ([POPOVIC et al. 2021a](#)) pour SDSS et SNLS.

Pour SNLS dont les supernovae sont typiquement entre $0,4 < z < 0,8$, la bande B de Bessell dans un référentiel au repos correspond approximativement à son filtre i , de magnitude limite à 5σ de 24,8 mag³. Ceci implique $z_{\text{lim}} = 0,60$, en accord avec [NEILL et al. \(2006\)](#) ; [PERRETT et al. \(2010\)](#), et ([CONLEY et al. 2011](#), Section 2.2). D'autre part, la Figure 14 de [PERRETT et al. \(2010\)](#) présentée Figure V.5 suggère une plus basse limite à $z_{\text{lim}} = 0,55$. Nous avons donc choisi $z = 0,60$ et $z = 0,55$ comme redshifts limites de SNLS pour les échantillons fiduciel et conservatif respectivement.

De la même manière pour PS1 leurs SNe Ia sont entre $0,2 < z < 0,4$; la profondeur à 5σ dans la bande g est de 23,1 mag d'après [REST et al. \(2014\)](#) et mène à $z_{\text{lim}} = 0,31$, en correspondance avec la Figure 6 de [SCOLNICK et al. \(2018\)](#) par exemple, recopiée Figure V.6. De manière conservative, cette figure suggère une limite plus prononcée à $z_{\text{lim}} = 0,27$; ces deux valeurs constituent donc les redshifts limites de PS1 pour la partie fiduciale et conservative, respectivement, de notre échantillon.

3. <https://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/cfhtlsfinalreleaseexecsummary.html>

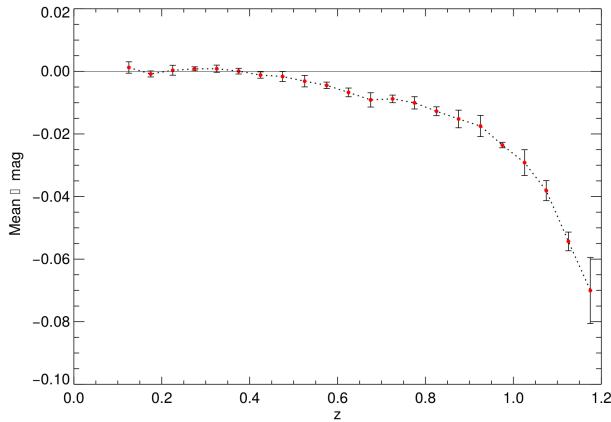


FIGURE V.5 – Biais de MALMQUIST et de sélection spectroscopique moyen en fonction du redshift pour le sondage SNLS d'après des simulations.

Figure de PERRETT et al. (2010).

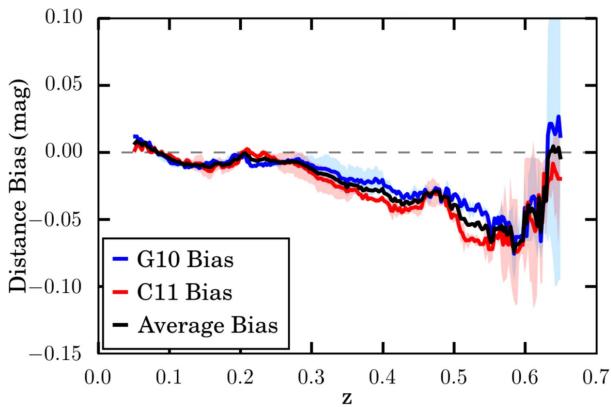


FIGURE V.6 – Biais de MALMQUIST moyen dû aux effets de sélection en fonction du redshift pour le sondage PS1, d'après des simulations et pour deux modèles de dispersion intrinsèques différents et leur moyenne.

Figure de SCOLNICK et al. (2018).

Dans le même intervalle pour SDSS la magnitude limite est de 22,5 mag d'après DILDAY et al. (2008) et SAKO et al. (2008) ; cette valeur impliquerait $z_{\text{lim}} = 0,24$, mais les sondages SDSS se sont confrontés à une limitation dans leurs capacités spectroscopiques. Comme indiqué dans KESSLER et al. (2009b) Section 2, les données de la première année de SDSS ont favorisé les SNe Ia de magnitude $r < 20,5$ mag pour identification spectroscopique, ce qui correspondrait à une coupe de redshift à 0,15. Le reste du programme a bénéficié de meilleures ressources spectroscopiques et KESSLER et al. (2009b) et DILDAY et al. (2008) font preuve d'une complétude raisonnable jusqu'à $z = 0,2$. La Figure 3 de CONLEY et al. (2011), montrée Figure V.7 et donnant l'évolution du biais de MALMQUIST en fonction du redshift confirme ces hypothèses. En nous basant sur ces faits, nous avons choisi $z_{\text{lim}} = 0,20$ et $z_{\text{lim}} = 0,15$ pour nos échantillons fiduciel et conservatif respectivement.

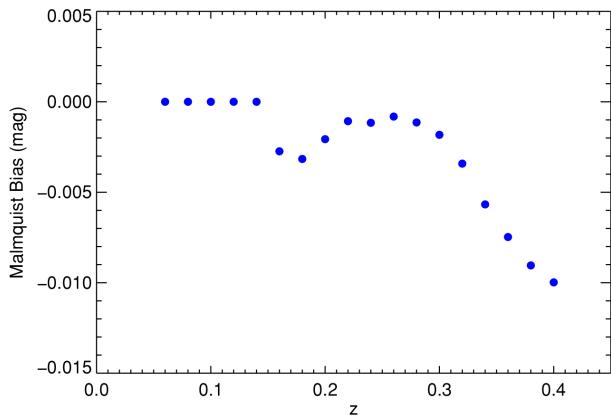


FIGURE V.7 – Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage SDSS. La forte baisse à $z = 0,15$ est un artefact dû à la discontinuité du modèle d'efficacité spectroscopique et n'a que peu d'effet sur les contraintes cosmologiques.

Figure de CONLEY et al. (2011).

Cette approche est totalement systématique et reproductible, et donne des z_{lim} similaires à l'approche statistique ; cette observation conforte donc les résultats et choix de magnitudes limites, et ce sont ces résultats analytiques que nous avons conservés dans notre étude. La comparaison des limites par les deux méthodes et le nombre de données conservées avec les limites analytiques dans les cas fiduciel et conservatifs sont indiqués Table V.2.

Tableau V.2 – Composition en SNe Ia de notre échantillon.

Sondage	z_{lim}		N_{SN}
	Statistique	Analytique	
SNf		0,08	114
SDSS	$0,204^{+0,001}_{-0,001}$	0,20 (0,15)	167 (82)
PS1	$0,284^{+0,006}_{-0,008}$	0,31 (0,27)	160 (122)
SNLS	$0,615^{+0,003}_{-0,003}$	0,60 (0,55)	102 (78)
HST		–	26
Total		–	569 (422)

Notes. L'échantillon et notamment le nombre de SNe utilisées suivent les limites analytiques. Les nombres entre parenthèses correspondent aux limites conservatives.

V.2.2 Présentation

Par rapport aux analyses cosmologiques générales, notre étude impose une forte sélection sur des données déjà soigneusement choisies : seulement 43% (SNLS) à 57% (PS1) de SNe Ia sont conservées. Les distributions en redshift des 3 sondages coupés sont présentées Figure V.8. Nous y observons que les limites sont globalement situées avant le pic de ces histogrammes, suivant la logique guidant cette chute (cf. Section V.1) et confortant également les analyses qui y ont mené. Cette hypothèse est testée Section V.2.3.

En combinant les 5 sondages de notre analyse, nous pouvons tracer leur distribution d'étirement en fonction du redshift. Nous en présentons un graphique ainsi que l'histogramme complet Figure V.9. En supposant l'échantillon affranchi d'effets de sélection, nous pouvons lire sur ce graphique une première idée de l'évolution en redshift que nous supposons issue du changement des propriétés moyennes des SNe Ia avec l'âge de leur environnement. En effet, nous observons que la fraction de SNe Ia présentant un faible étirement, typiquement $x_1 < -1$, semble décroître avec le redshift alors que la population d'étirement > 1 semble toujours peuplée ; à noter qu'ici le redshift est en échelle logarithmique, expliquant le tassement horizontal. Quantitativement, les SNe Ia à haut redshift présentent un plus grand étirement moyen ($0,34 \pm 0,10$ à $z \approx 0,65$) que celles à bas redshift ($-0,17 \pm 0,10$ à $z \approx 0,05$). Cette idée est confirmée dans le chapitre suivant, Section VI.2.

V.2.3 Confirmation d'hypothèse

Dans la Section précédente, nous avons construit des échantillons limités en volume à partir d'un ensemble d'échantillons limités en magnitude en utilisant des coupures simples de redshift. Cette approche simplifiée est statistiquement sous-optimale, mais

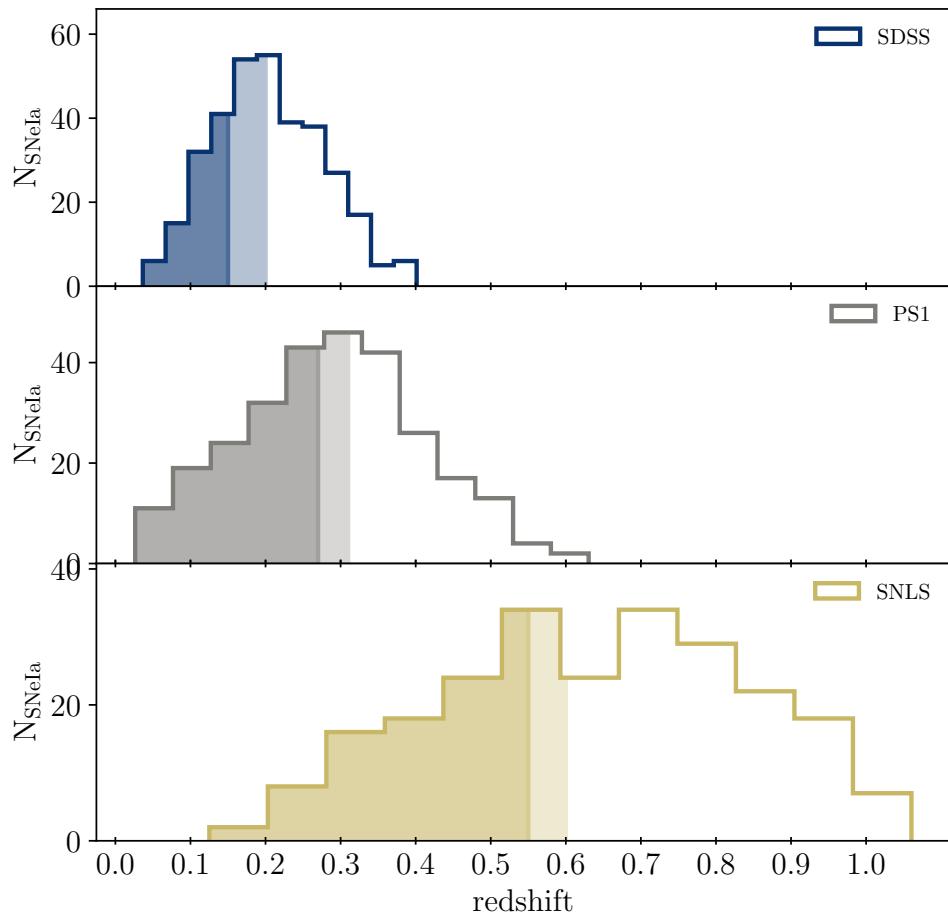


FIGURE V.8 – De haut en bas : Histogrammes en redshift des SNe Ia des sondages SDSS, PS1 et SNLS (données de Pantheon, [SCOLNIC et al. 2018](#)). Les parties colorées représentent les distributions de SNe Ia conservées dans notre analyse, considérées exemptes d'effets de sélection observationnels (cf. Section V.2.1.2). Les couleurs foncées (claires) représentent les limites conservatives (fiducielles) de nos coupes de sélection indiquées dans la Table V.2.

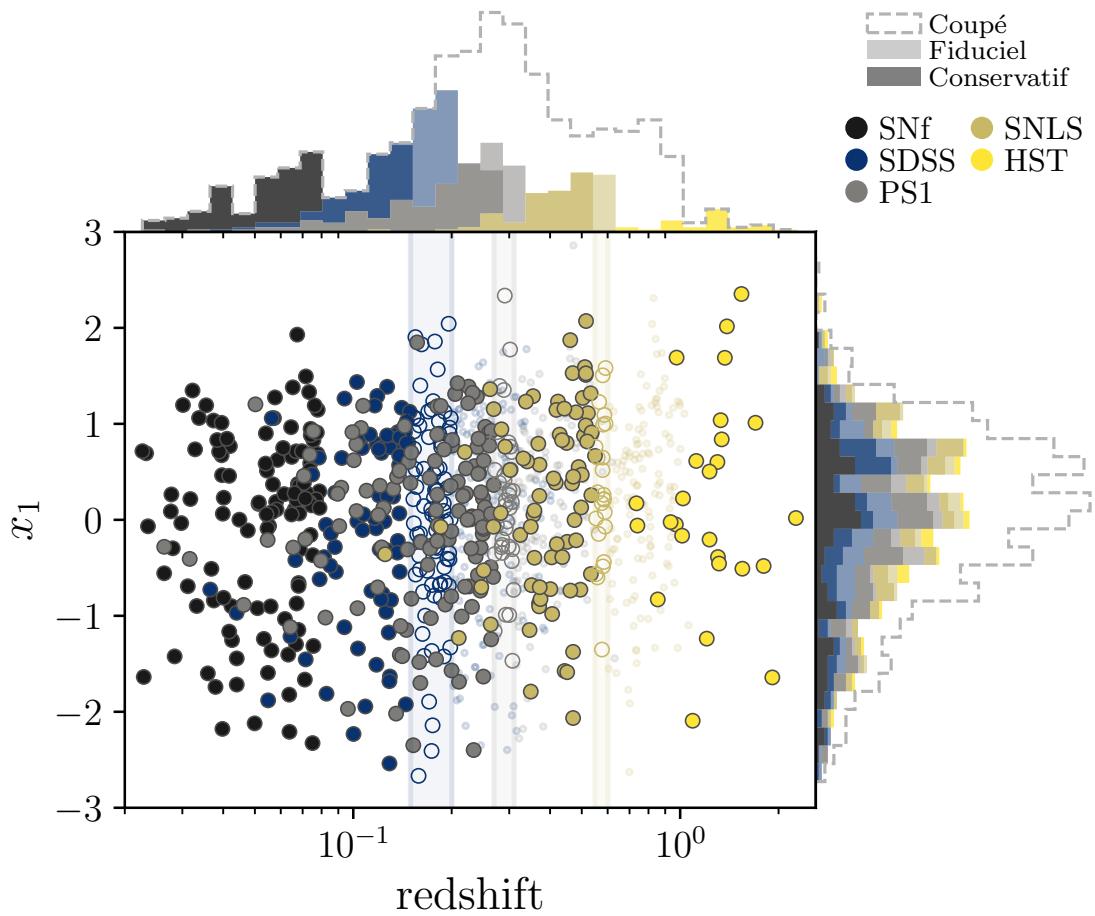


FIGURE V.9 – *En bas* : étirement des courbes de lumière ajustées avec SALT2.4 en fonction du redshift en échelle logarithmique pour chaque sondage de cette analyse (cf. légende). Les points pleins, creux et transparents correspondent aux échantillons conservatif, fiduciel et total, respectivement. *En haut* : histogrammes en redshift superposés, en sombre, clair et pointillé pour les échantillons conservatif, fiduciel et total, respectivement (cf. légende). *À droite* : histogrammes en étirement superposés. Notre hypothèse de travail se base sur le dépeuplement des étirements < -1 avec le redshift, que nous pouvons apercevoir dans les histogrammes de droite : relativement aux données $x_1 > -1$, cette partie se peuple moins.

devrait suffire pour tester notre question clé, à savoir si l'évolution de l'étirement avec le redshift est compatible avec le modèle de [RIGAULT et al. \(2020\)](#). Cependant, il reste possible qu'une fonction de sélection observationnelle complexe liée aux efficacités de suivi spectroscopique en deçà de nos coupures fiducielles (voire conservatives) puisse encore affecter notre échantillon, le rendant non entièrement limité en volume ; cela fausserait alors notre conclusion sur la dérive astrophysique de la population SNe Ia.

Pour tester l'existence d'éventuels biais de sélection observationnels dans notre échantillon, nous avons comparé les distributions d'étirement et de couleur des SNe Ia provenant de différents ensembles de données dont les plages de redshifts se chevauchent : ces distributions devraient être similaires si elles reflètent la même population mère sous-jacente. Nous notons que la plage de redshift doit être suffisamment étroite pour que toute dérive soit négligeable.

Les deux échantillons qui se chevauchent le plus en termes de redshift sont PS1 et SDSS dans la plage de redshift $0,10 < z < 0,20$ (voir Figure V.9). Ce sous-échantillon est constitué des 146 SNe Ia à l'extrême haute des redshifts de SDSS et est donc le plus susceptible d'être affecté par des effets de sélection observationnels résiduels (voir la discussion correspondante dans la Section V.1.2). Sur cette même plage de redshift, PS1 compte 52 SNe Ia qui se trouvent dans les tranches de redshift les plus basses et qui sont donc peu susceptibles d'être affectées par un problème de sélection observationnelle. Afin d'identifier les incohérences potentielles entre les sous-échantillons PS1 et SDSS, la Figure V.10 (panneaux supérieurs) compare la distribution des étirements et des couleurs de ces deux études. Les valeurs p du test de similarité de KOLMOGOROV-SMIRNOV (KS) qui en résultent ($p > 10\%$) n'indiquent aucune raison de croire que les deux distributions ne sont pas issues d'une même population sous-jacente, ce qui aurait été le cas si l'une ou l'autre des distributions était affectée par des effets de sélections, en accord avec l'impression visuelle de la Figure V.10.

Nous avons effectué une analyse similaire pour PS1 et SNLS sur la plage de redshift $0,20 < z < 0,31$ (Figure V.10, panneaux inférieurs), où la même conclusion peut être tirée : il n'y a pas de signe significatif de divergence dans les distributions d'étirement et de couleur entre les extrémités basse et haute de nos échantillons fiduciel de SNLS et PS1, respectivement. Néanmoins, la petite taille de l'ensemble de données SNLS à $z < 0,31$ (12 SNe Ia contre 90 pour PS1) limite la sensibilité de ce test, et seule une forte déviation serait perceptible. L'extension de la plage de redshift à $0,20 < z < 0,40$ (bien que nous n'ayons pas de données PS1 au-dessus de 0,3) permet d'augmenter le sous-échantillon SNLS à 31, mais la valeur p de l'étirement reste élevée (34%).

Nous soulignons enfin que la couleur des SNe Ia est plus sujette aux effets de sélection observationnelle que l'étirement, comme l'illustre la Figure V.3 ; voir également la Figure 3 de [KESSLER et SCOLNICK \(2017\)](#), par exemple. Par conséquent, comme la comparaison des distributions de couleurs ne montre aucune indication significative d'un effet de sélection observationnelle résiduel, cela renforce notre affirmation selon laquelle nos critères de sélection simples basés sur le redshift sont suffisants pour construire les échantillons complets de SNe Ia nécessaires pour tester l'évolution du redshift de la distribution d'étirement.

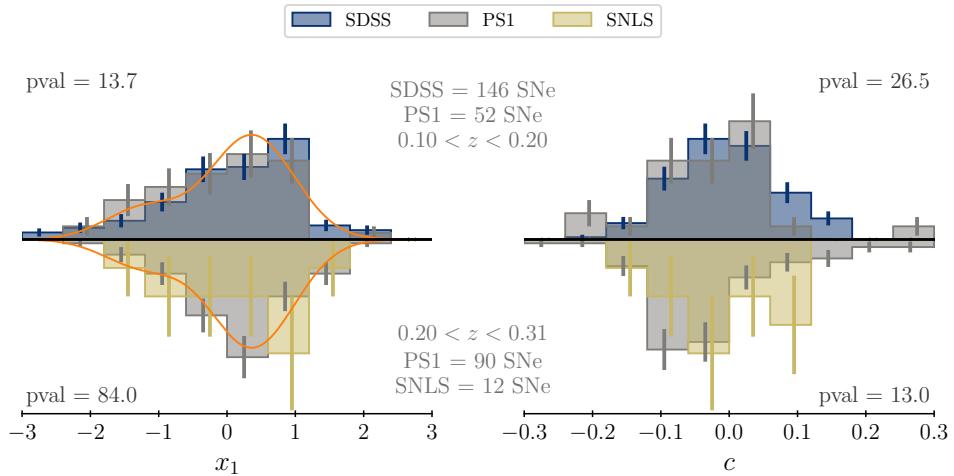


FIGURE V.10 – Histogrammes de distribution d’étirement (gauche) et de couleur (droite) de différents relevés se chevauchant en redshift. *Vers le haut* : SDSS et PS1 dans la plage de redshift $0,10 < z < 0,20$. *Vers le bas* : PS1 et SNLS dans la gamme de redshift $0,20 < z < 0,31$. Les barres d’erreur représentent le bruit de Poisson. Notre modèle d’évolution en redshift (défini plus loin, Section VI) est illustré en orange à la valeur moyenne des plages de redshifts, 0,15 et 0,25 respectivement. Les valeurs p du test de KOLMOGOROV-SMIRNOV sont indiquées en haut (en bas) de chaque panneau et ne montrent aucun signe que les distributions d’étirement et de couleur de SDSS et PS1 (PS1 et SNLS) ne sont pas tirées des mêmes distributions sous-jacentes.

V.3 Application à ZTF

Au moment de rédiger cette thèse, la deuxième publication de données de ZTF est en cours. Ainsi, bien qu'il ne fasse pas partie de cette étude de manière stable, nous nous intéressons à son intégration dans notre travail. C'est pourquoi nous présentons ici notre confection de la partie limitée de ZTF.

V.3.1 Redshift limite

Sa magnitude limite est donnée à 20,4 mag⁴, ce qui se convertirait à un $z_{\text{lim}} = 0,11$, mais la SEDm est indiquée avoir une classification correcte entre [18,5–19]mag (FREMLING et al. 2020), ce qui implique des limites $z_{\text{lim}} = [0,044 – 0,055]$ respectivement. Ces résultats sont confortés par une étude du sondage effectuée par AMENOUCHE et al. (*en préparation*), utilisant le module Python `simsurvey`⁵ de ZTF (FEINDT et al. 2019). Initialement utilisé pour permettre le pronostic des résultats du sondage, l’utilisation de journaux d’observation réels indique que l’échantillon devrait être limité en volume jusqu’à $z \approx 0,06$. Ainsi, ce sont les valeurs $z_{\text{lim}} = 0,044$ et $z_{\text{lim}} = 0,055$ qui constituent nos limites conservatrice et fiduciale pour ZTF, respectivement. Le Tableau V.3 résume les informations de coupe pour ZTF.

4. <https://www.ztf.caltech.edu/ztf-camera.html>

5. <https://github.com/ZwickyTransientFacility/simsurvey>

Tableau V.3 – Composition en SNe Ia pour notre échantillon ZTF.

Sondage	z_{lim}	N_{SN}
ZTF	0,055 (0,044)	638 (393)
Total	–	1379 (987)

Notes. Le nombre total inclus les données de la section précédente.

V.3.2 Présentation

Dans le cas de ZTF, la coupe en redshift est encore plus sévère que pour les autres sondages ; c'est en effet 28% des données qui sont conservées. Il reste cependant que sa partie fiduciale est à elle seule plus peuplée que la totalité de notre échantillon de base. L'inclusion de ces données augmentera donc la statistique et la robustesse de notre étude d'un facteur non-négligeable. La Figure V.11 en montre la distribution des données d'étirement en fonction du redshift.

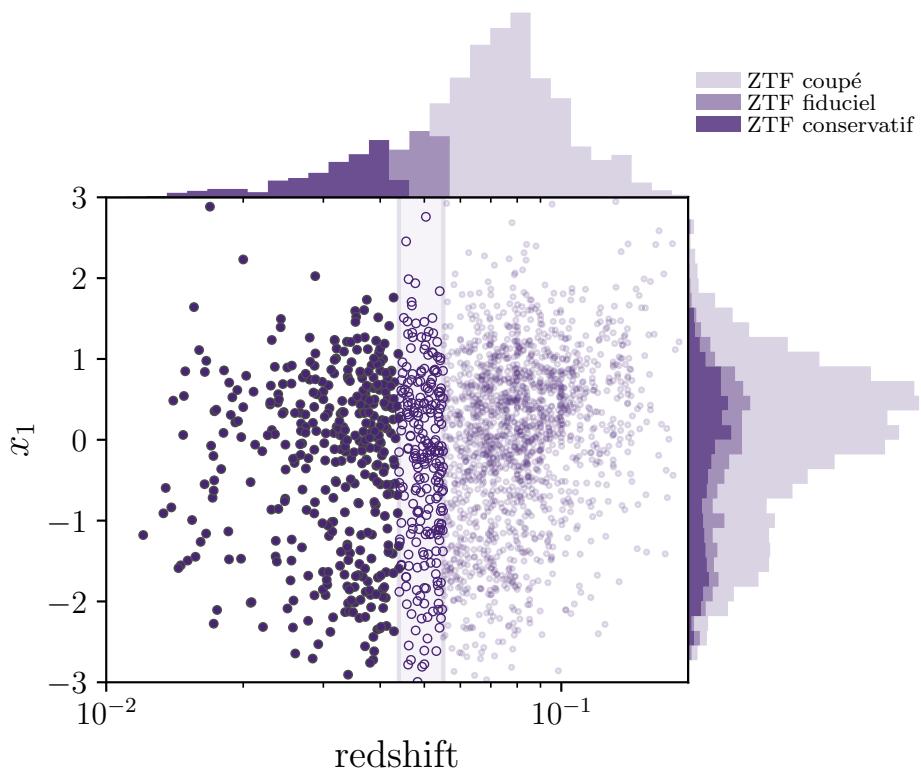


FIGURE V.11 – *En bas* : étirement des courbes de lumière ajustées avec SALT2.4 en fonction du redshift en échelle logarithmique pour ZTF (cf. légende). Les points pleins, creux et transparents correspondent aux parties conservative, fiduciale et totale respectivement. *En haut* : histogrammes en redshift superposés, en sombre, clair et très clair pour les parties conservative, fiduciale et totale respectivement (cf. légende). *À droite* : histogrammes en étirements superposés, même légende.

Sur cette figure, nous pouvons d'ores et déjà observer la présence d'un sursaut à basse

valeur dans la distribution des étirements ($x_1 \approx -1.5$). Sa présence est en accord avec l'étude de la distribution d'étirement du chapitre suivant. Ces données étant arrivées après l'étude en question, sa présence en conforte les résultats ; nous en discutons Section IX.1.

Au sein de ce sondage, la dérive de l'âge avec le redshift est considérée comme négligeable d'après l'Équation III.6 dont l'évolution est montrée Figure III.3. Pour voir une éventuelle variation de la population à petit étirement avec le redshift, nous présentons Figure V.12 l'échantillon de base combiné aux données de ZTF. La présence de nombreuses données à $z \lesssim 0.05$ due à ZTF écrase les données des autres échantillons s'étalant jusqu'à $z = 2.26$ pour la représentation logarithmique, mais permet une meilleure visualisation de la potentielle évolution de l'étirement avec le redshift grâce aux histogrammes de la partie droite.

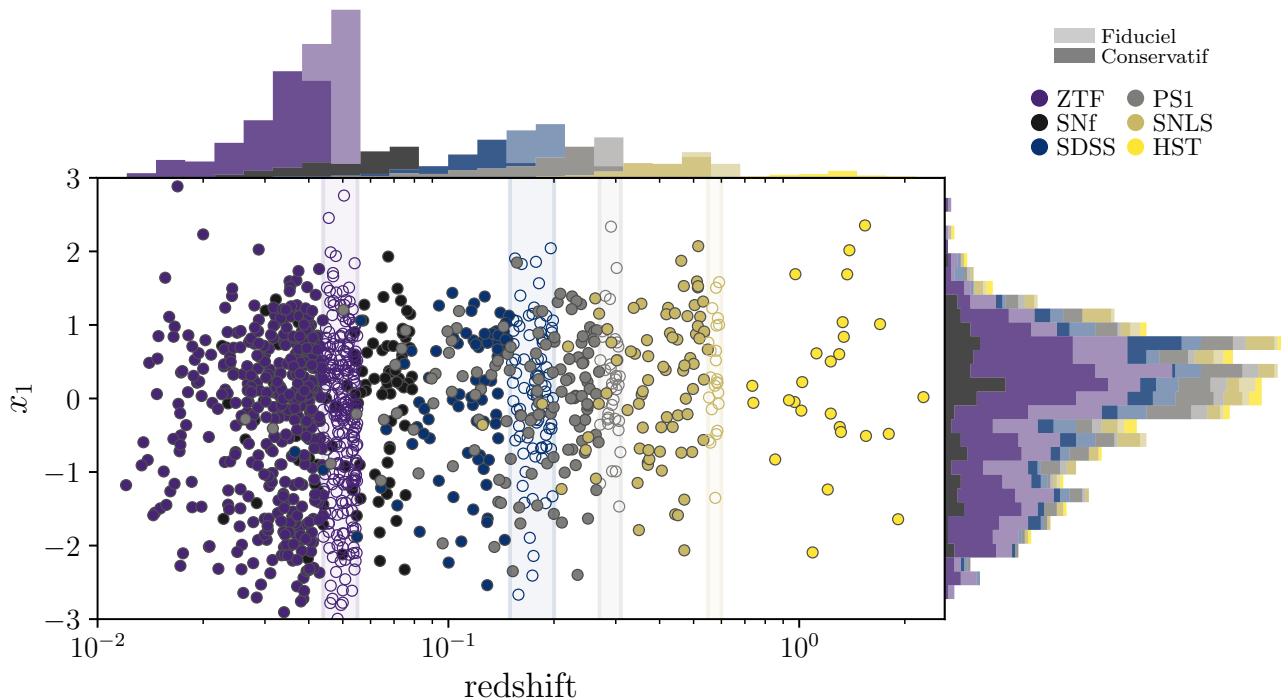


FIGURE V.12 – *En bas* : étirement des courbes de lumière ajustées avec SALT2.4 en fonction du redshift en échelle logarithmique pour l'intégrité des sondages apparaissant dans l'étude de la dérive de l'étirement avec le redshift (cf. légende). Les points pleins et creux correspondent aux parties conservative et fiduciale respectivement. *En haut* : histogrammes en redshift superposés, en sombre et clair pour les parties conservative et fiduciale respectivement (cf. légende). *À droite* : histogrammes en étirements superposés, même légende.

Figures

V.1 Exemple d'ajustement statistique pour deux tirages aléatoires d'histogrammes de SNLS	65
V.2 Évolution médiane du redshift limite des sondages SDSS, PS1 et SNLS par approche statistique	66
V.3 Distribution et limite des paramètres de courbe de lumière d'étirement (x_1) et de couleur (c) des sondages SDSS, PS1 et SNLS combinés du catalogue Pantheon	67
V.4 Comparaison des efficacités spectroscopiques des différents sondages	68
V.5 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage SNLS	69
V.6 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage PS1	69
V.7 Biais de MALMQUIST moyen en fonction du redshift pour le sondage SDSS	69
V.8 Histogrammes des sondages coupés pour notre étude	71
V.9 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour l'échantillon complet	72
V.10 Histogrammes de test de similarité de KOLMOGOROV-SMIRNOV entre les sondages SDSS et PS1 d'une part, PS1 et SNLS d'autre part, en étirement et en couleur	74
V.11 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour ZTF	75
V.12 Présentation des données d'étirement en fonction du redshift pour l'échantillon de base combiné aux données de ZTF	76

Tableaux

V.1 Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination statistique du redshift limite des sondages SDSS, SNLS et PS1	65
V.2 Composition en SNe Ia de notre échantillon.	70
V.3 Composition en SNe Ia pour notre échantillon ZTF.	75

Évolution avec le redshift

« *We are not to tell nature what she's gotta be. ...
She's always got better imagination than we have.* »

Richard FEYNMAN

Comme présenté Chapitre II, la nature détaillée des SNe Ia reste incertaine, et à mesure que les statistiques des relevés augmentent, la question des incertitudes systématiques astrophysiques se pose, notamment celle de l'évolution des populations de SNe Ia. Dans cette perspective, nous avons discuté Chapitre III des tentatives d'amélioration de notre connaissance de la physique des SNe Ia par le biais de l'étude de corrélations entre leurs propriétés et leur environnement. Nous avons montré l'existence d'un biais en lien avec la masse globale de la galaxie hôte d'une SN, et mis en évidence l'exitence de sous-populations basées sur l'âge qui pourraient être plus pertinentes en tant que traceur de la différence des propriétés observées dans les SNe.

Notre thèse s'appuie sur cette hypothèse et le lien établi par RIGAULT et al. (2020) entre l'étirement des SNe et leur âge. Dans ce chapitre, nous étudions la dépendance au redshift de l'étirement de courbe de lumière issu d'un ajustement par SALT2.4 de SNe Ia, qui est une propriété purement intrinsèque des SNe, afin de sonder sa dérive potentielle avec le redshift. Nous modélisons différentes dépendances Section VI.1 et donnons les résultats de notre analyse Section VI.2 : nous y verrons que la dérive astrophysique des propriétés des SNe Ia est fortement favorisée et que les modèles de distribution sous-jacente d'étirements constants avec le redshift sont exclus comme étant de bonnes représentations des données par rapport à notre modèle de référence.

Sommaire

VI.1 Modélisation de l'étirement	80
VI.1.1 Paramétrisations	81
VI.1.2 Implémentation	82
VI.2 Résultats	84
VI.2.1 Comparaison aux données	84
VI.2.2 Tests supplémentaires	87
VI.2.3 Discussion	90
VI.3 Conclusion	92

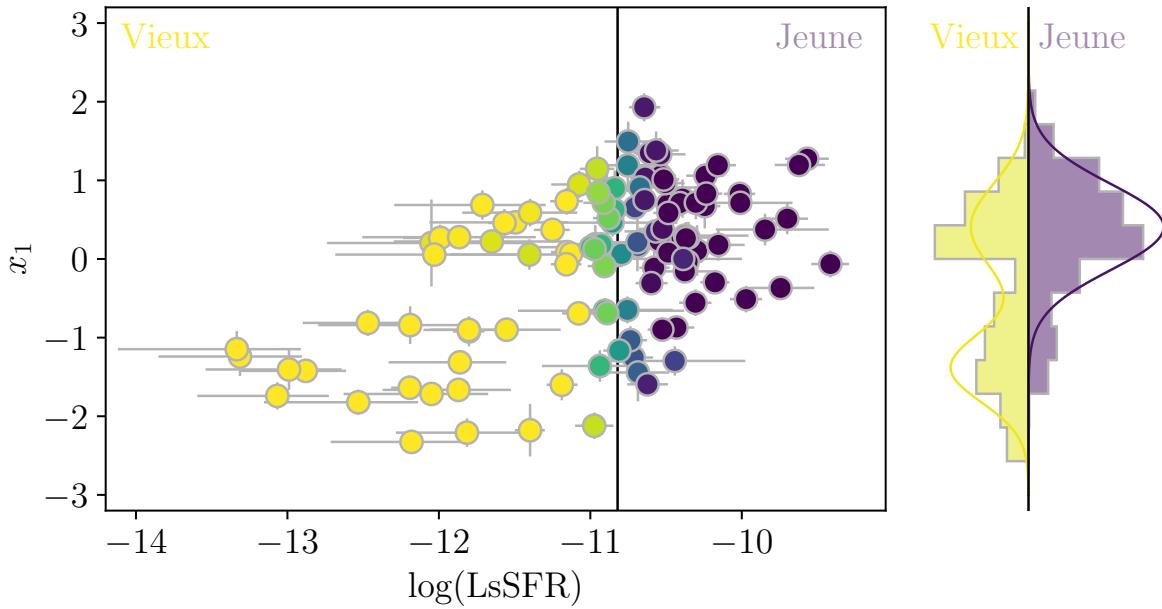


FIGURE VI.1 – Principal : étirement de courbe de lumière (x_1) issu d'un ajustement par SALT2.4 en fonction du LsSFR pour les SNe de SNfactory. La couleur correspond à la probabilité p_y que la SN Ia soit jeune, c'est-à-dire qu'elle ait $\log(\text{LsSFR}) \geq -10.82$ (voir RIGAULT et al. 2020). *À droite* : histogramme pondéré par p_y des étirements des SNe, ainsi que le modèle de base ajusté ; les contributions de la population jeune et âgée sont indiquées en violet et en jaune, respectivement.

VI.1 Modélisation de l'étirement

Pour modéliser l'évolution de la distribution complète de l'étirement des SNe en fonction du redshift, nous devons modéliser la distribution de l'étirement des SNe pour chaque sous-échantillon d'âge, étant donné notre modèle susmentionné de l'évolution de la fraction des SNe Ia jeunes et vieilles avec le temps cosmique. RIGAULT et al. (2020) ont présenté la relation entre l'étirement des SN et la mesure du LsSFR, un traceur de l'âge des progéniteurs, en utilisant l'échantillon SNfactory (voir Section IV.1). Cette relation est illustrée dans la Fig. VI.1 pour les SNe de SNfactory utilisées dans l'analyse actuelle. Étant donné la structure du nuage de points étirement-LsSFR, notre modèle de la distribution sous-jacente de l'étirement des SN Ia est défini comme suit :

- la distribution de l'étirement de la population la plus jeune ($\log(\text{LsSFR}) \geq -10.82$) est modélisée comme une distribution normale unique $\mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2)$;
- et la distribution de l'étirement de la population la plus âgée ($\log(\text{LsSFR}) < -10.82$) est modélisée comme un mélange gaussien bimodal $a \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1-a) \times \mathcal{N}(\mu_2, \sigma_2^2)$, où un mode est le même que pour la population jeune, a représentant l'effet relatif des deux modes.

La fonction de distribution de probabilité (pdf) de l'étirement d'une SN donnée sera alors la combinaison linéaire des distributions d'étirement de ces deux populations, pondérées par sa probabilité y^i d'être jeune. Pour en décrire l'évolution avec le redshift,

nous utilisons une association statistique donnée par la probabilité qu'une SN soit jeune en fonction de son redshift, décrite par la fraction de jeunes SNe Ia et donnée par $\delta(z)$ (voir Équation III.6). Notre modèle de dérive avec le redshift de la moyenne de la distribution sous-jacente d'étirement $X_1(z)$ est alors donnée par :

$$X_1(z) = \delta(z) \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - \delta(z)) \times [a \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - a) \times \mathcal{N}(\mu_2, \sigma_2^2)] \quad (\text{VI.1})$$

Ceci constitue notre modèle de dérive de base.

VI.1.1 Paramétrisations

Compte tenu de la probabilité y^i qu'une SN donnée soit jeune et supposant notre modèle de base (voir Section VI.1), la probabilité de mesurer un étirement SALT2.4 x_1^i avec une erreur dx_1^i est donné par :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(x_1^i | \vec{\theta}; dx_1^i, y^i) &= y^i \times \mathcal{N}(x_1^i | \mu_1, \sigma_1^2 + dx_1^{i2}) + \\ &(1 - y^i) \times \left[a \times \mathcal{N}(x_1^i | \mu_1, \sigma_1^2 + dx_1^{i2}) + \right. \\ &\quad \left. (1 - a) \times \mathcal{N}(x_1^i | \mu_2, \sigma_2^2 + dx_1^{i2}) \right] \end{aligned} \quad (\text{VI.2})$$

L'estimation du maximum de vraisemblance des cinq paramètres libres $\vec{\theta} \equiv (\mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2, a)$ du modèle s'obtient en minimisant l'équation suivante :

$$-2 \ln(L) = -2 \sum_i \ln \mathcal{P}(x_1^i | \vec{\theta}; dx_1^i, y^i) \quad (\text{VI.3})$$

Selon que nous pouvons estimer y^i directement à partir des mesures de LsSFR ou non, il y a deux façons de procéder. Nous les décrivons ci-dessous.

Avec LsSFR

Pour l'échantillon SNfactory, nous pouvons facilement fixer $y^i = p_y^i$, la probabilité d'avoir $\log(\text{LsSFR}) \geq -10,82$ (voir Figure VI.1) afin de minimiser l'Équation VI.3 par rapport à $\vec{\theta}$. Les résultats de l'ajustement de ce modèle avec les SNe Ia de SNf sont présentés dans le Tableau VI.1 et illustrés Figure VI.2.

Sans LsSFR

Lorsque les mesures directes de LsSFR font défaut (c'est-à-dire en absence de p_y^i), nous pouvons étendre cette analyse aux échantillons autres que SNfactory en utilisant l'évolution avec le redshift de la fraction $\delta(z)$ des jeunes SNe Ia (Équation III.6) comme un indicateur alternatif de la probabilité qu'une SN soit jeune correspondant à son prior¹. Cela implique toujours la minimisation de l'Équation VI.3 par rapport aux paramètres

1. C'est-à-dire la probabilité qu'une SN soit jeune étant donné son redshift.

Tableau VI.1 – Valeurs des paramètres issus des meilleurs ajustements du modèle de distribution de l’étirement de base lorsqu’il est appliqué à l’ensemble de données de SNfactory seulement (114 SNe Ia), à l’échantillon fiduciel (569 SNe Ia) ou à l’échantillon conservatif (422).

Échantillon	μ_1	σ_1	μ_2	σ_2	a
SNfactory	0.41 ± 0.05	0.55 ± 0.04	-1.38 ± 0.07	0.44 ± 0.06	0.48 ± 0.06
Fiduciel	0.37 ± 0.04	0.61 ± 0.03	-1.22 ± 0.11	0.56 ± 0.07	0.51 ± 0.07
Conservatif	0.38 ± 0.04	0.60 ± 0.03	-1.26 ± 0.09	0.53 ± 0.06	0.47 ± 0.06

$\overrightarrow{\theta} \equiv (\mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2, a)$ de la distribution d’étirement X_1 (Équation VI.2) mais en supposant cette fois que $y^i = \delta(z^i)$ pour une SN i donnée.

Pour le reste de cette analyse, nous avons ainsi ajusté l’Équation VI.3 en utilisant p_y^i la probabilité que la SN i soit jeune lorsqu’elle est disponible (c’est-à-dire pour les données de SNfactory) et $\delta(z^i)$, la fraction attendue de jeunes SNe Ia au redshift z^i de la SN sinon.

Les résultats de l’ajustement de ce modèle à l’ensemble des 569 (respectivement 422) SNe Ia de l’échantillon fiduciel (conservatif) sont présentés dans le Tableau VI.1, et l’évolution prédite de l’étirement avec le redshift (x_1 attendu compte tenu de la distribution de l’équation VI.1) est illustrée sous la forme d’une bande bleue dans la Figure VI.2, qui tient compte des erreurs des paramètres et de leurs covariances. Cette figure montre que l’étirement moyen mesuré des SNe Ia par intervalle de redshift (contenant tous le même nombre de données) suit de près notre modélisation de la dérive avec le redshift. C’est en effet ce que nous attendons si les environnements vieux favorisent les faibles étirements de SN (voir par exemple HOWELL et al. 2007) et si la fraction de vieilles SNe Ia diminue en fonction du redshift. Nous discutons quantitativement de ces résultats Section VI.2.

VI.1.2 Implémentation

Dans la Section VI.1.1, nous avons modélisé la distribution sous-jacente de l’étirement des SNe Ia en suivant RIGAULT et al. (2020), c’est-à-dire avec une unique Gaussienne pour les jeunes SNe et un mélange de deux Gaussiennes pour la population des vieilles SNe Ia, la première étant la même que pour la jeune population et la seconde étant spécifique aux SNe à déclin rapide, qui semblent n’exister que dans les environnements localement vieux. C’est ce que nous appelons notre modèle de base. Cependant, pour tester différents choix de modélisation, nous avons mis en œuvre une suite de paramétrisations alternatives que nous avons également ajustées aux données en suivant la procédure décrite dans la Section VI.1.1.

HOWELL et al. (2007) ont utilisé un modèle unimodal plus simple par catégorie d’âge, en supposant une distribution normale unique pour chacune des populations jeune et âgée. Nous avons donc considéré un modèle « Howell+dérive », comportant une seule Gaussienne par groupe d’âge et intégrant la dérive avec $\delta(z)$ de l’équation III.6. L’évolution moyenne de l’étirement avec le redshift de ce modèle est tracée en vert Figure VI.2.

Alternativement, comme nous cherchons à vérifier l’existence d’une évolution avec le redshift, nous avons également testé des modèles constants en limitant les modèles de base et de HOWELL à utiliser une fraction de jeunes SNe Ia $\delta(z) \equiv f$ indépendante du redshift ; ces modèles sont appelés ci-après « base+constant » et « Howell+constant ».

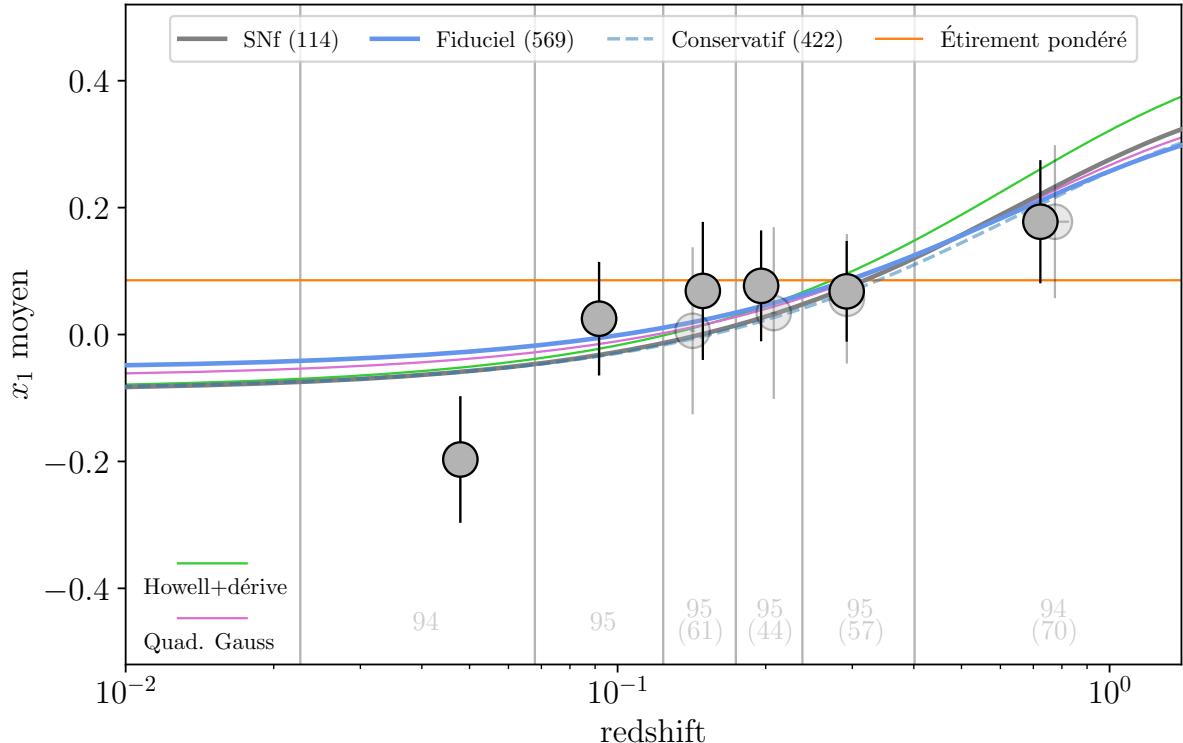


FIGURE VI.2 – Évolution de l’étirement moyen (x_1) des SNe Ia issus d’un ajustement SALT2.4 en fonction du redshift pour notre modèle de base. Les marqueurs montrent la moyenne pondérée de l’étirement mesurée dans des intervalles de redshift de tailles d’échantillon égales, indiquées en gris clair en bas de chaque intervalle. Les marqueurs opaques et transparents sont utilisés lorsque les échantillons fiduciel ou conservatif sont considérés, respectivement. La ligne horizontale orange représente l’étirement pondéré des données. Les meilleurs ajustements de notre modèle de dérive de base sont présentés en bleu, bleu pointillé et gris lorsqu’ils sont ajustés sur l’échantillon fiduciel, conservatif ou l’ensemble de données SNfactory uniquement, respectivement ; ils sont tous compatibles entre eux et avec les données. La bande bleu clair illustre l’amplitude de l’erreur (covariance comprise) du modèle le mieux ajusté lorsque nous considérons l’ensemble de données fiduciel. Les lignes verte et violette représentent les meilleurs ajustements d’autres modèles dérivants, voir Sections VI.1.2, VI.2.2.

Nous avons également considéré un autre modèle intrinsèquement non-dérivant, la forme fonctionnelle développée pour la méthode *BEAMS with Bias Correction* (BBC, [SCOLNIC et KESSLER 2016](#) ; [KESSLER et SCOLNIC 2017](#)), utilisée dans les analyses cosmologiques utilisant les SNe Ia les plus récentes (par exemple [SCOLNIC et al. 2018](#) ; [ABBOTT et al. 2019](#) ; [RIESS et al. 2016, 2019](#)) pour tenir compte des biais de MALMQUIST. Le formalisme de BBC suppose des distributions d'étirement Gaussiennes asymétriques basées sur la forme de chaque échantillon (et donc intrinsèquement sans dérive) : $\mathcal{N}(\mu, \sigma_-^2 \text{ si } x_1 < \mu, \text{ sinon } \sigma_+^2)$. L'idée derrière cette approche par échantillon est double ([SCOLNIC et KESSLER 2016](#) ; [SCOLNIC et al. 2018](#)) :

- 1) Les biais de MALMQUIST sont déterminés par les propriétés des relevés ;
- 2) Comme les relevés actuels couvrent des plages de redshift limitées, une approche par échantillon couvre certaines informations potentielles sur l'évolution avec le redshift.

Une discussion plus détaillée sur BBC se trouve Section [VI.2.3](#). Enfin, par souci d'exhaustivité, nous avons également considéré des modèles Gaussiens purs et asymétriques indépendants du redshift.

VI.2 Résultats

Nous exposons maintenant les résultats quantitatifs de cette étude Section [VI.2.1](#), et proposons une discussion de ceux-ci Section [VI.2.3](#).

VI.2.1 Comparaison aux données

Nous avons ajusté chacun des modèles décrits ci-dessus sur les échantillons fiduciel et conservatif (voir Chapitre [V](#)). Les résultats sont rassemblés dans le Tableau [VI.2](#) et sont illustrés Figure [VI.3](#).

Tableau VI.2 – Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données.

Nom	dérive	k	Échantillon fiduciel (569 SNe)			Échantillon conservatif (422 SNe)		
			$-2 \ln(L)$	AIC	ΔAIC	$-2 \ln(L)$	AIC	ΔAIC
Base	$\delta(z)$	5	1456,7	1466,7	–	1079,5	1089,5	–
Howell+dérive	$\delta(z)$	4	1463,3	1471,3	–4,6	1088,2	1096,2	–6,7
Asymétrique	–	3	1485,2	1491,2	–24,5	1101,3	1107,3	–17,8
Howell+constant	f	5	1484,2	1494,2	–27,5	1101,2	1111,2	–21,7
Base+constant	f	6	1484,2	1496,2	–29,5	1101,2	1113,2	–23,7
Asym. par échant.	Par échant.	3×5	1468,2	1498,2	–31,5	1083,6	1113,6	–24,1
Gaussienne	–	2	1521,8	1525,8	–59,1	1142,6	1146,6	–57,1

Notes. Pour chaque modèle considéré, nous indiquons si le modèle dérive ou non, son nombre de paramètres libres k , et pour les échantillons fiduciel et conservatif, $-2 \ln(L)$ (voir Équation [VI.3](#)), l'AIC et la différence d'AIC (ΔAIC) entre ce modèle et le modèle de base, choisi comme référence car présentant l'AIC le plus faible.

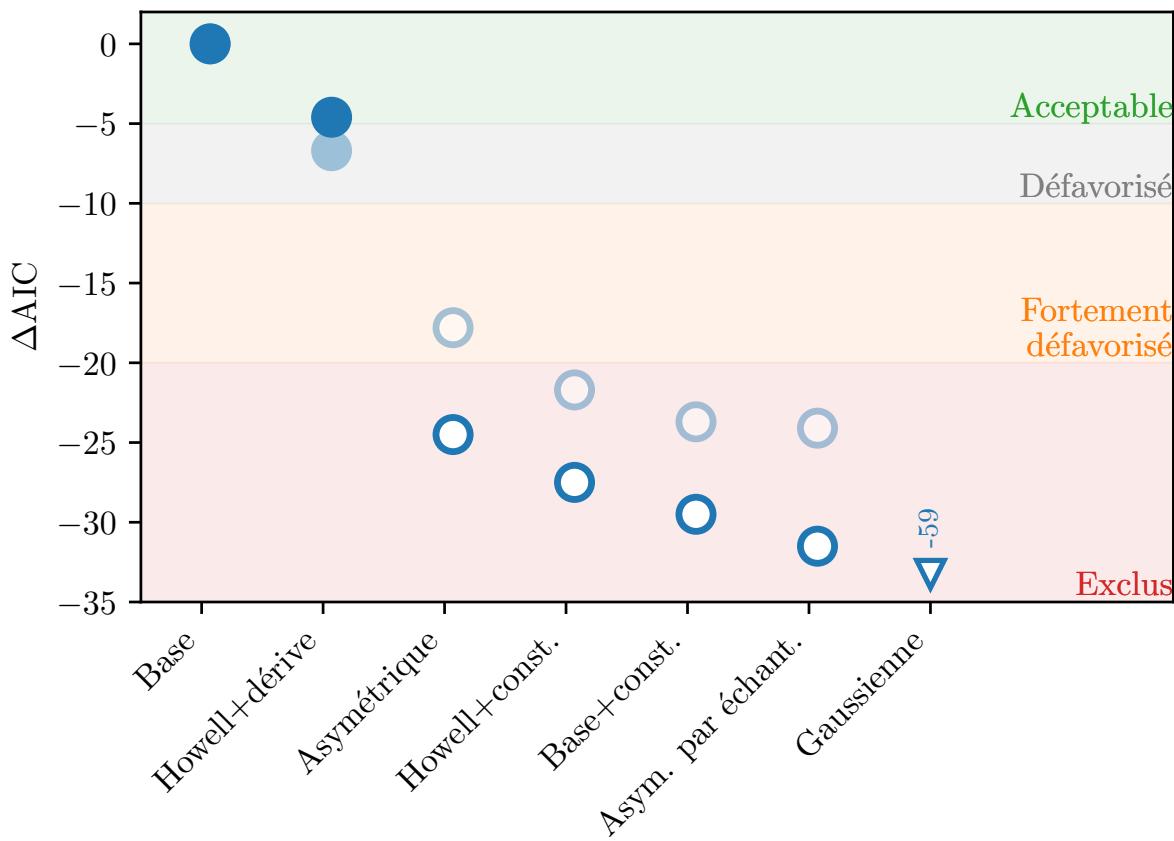


FIGURE VI.3 – ΔAIC entre le modèle de référence et les autres modèles (voir Tableau VI.2). Les marqueurs bleus pleins et ouverts correspondent aux modèles avec et sans dérive du redshift, respectivement. Les marqueurs transparents montrent les résultats lorsque l’analyse est effectuée sur l’échantillon conservatif plutôt que sur l’échantillon fiduciel. Les bandes de couleur illustrent la validité des modèles, d’acceptable ($\Delta AIC > -5$) à exclu ($\Delta AIC < -20$), voir le corps de texte. En suivant ces valeurs d’AIC, tous les modèles sans dérive (marqueurs ouverts) sont exclus car il représentent moins bien les données que le modèle de référence, avec dérive.

Parce que les divers modèles présentent différents degrés de liberté, nous avons utilisé le critère d’information d’AKAIKE (AIC, voir par exemple [BURNHAM 2004](#)) pour comparer leur capacité à décrire correctement les observations. Cet estimateur pénalise l’ajout de degrés de liberté supplémentaire afin d’éviter un ajustement excessif des données. Il est défini comme suit :

$$AIC = -2 \ln(L) + 2k, \quad (\text{VI.4})$$

où $-2 \ln(L)$ est obtenu en minimisant l’Équation VI.3, et k est le nombre de paramètres libres à ajuster. Le modèle de référence est celui de plus petit AIC ; par rapport à ce modèle, les modèles avec $\Delta AIC > -5$ sont qualifiés d’acceptables, ceux avec $-5 > \Delta AIC > -20$ ne sont pas favorisés et ceux avec $\Delta AIC < -20$ sont jugés exclus. Cela correspond approximativement aux limites de 2, 3 et 5σ pour une distribution de probabilité Gaussienne.

Le meilleur modèle (avec le plus petit AIC) est le modèle dit de base et constitue donc notre modèle de référence ; ceci est vrai pour les échantillons fiduciel et conservatif. Le

modèle de base a également le plus petit $-2 \ln(L)$, ce qui en fait le modèle le plus probable même si nous ne tenons pas compte de la question de l'ajustement excessif qui est pris en compte par le formalisme de l'AIC.

En outre, nous constatons que les distributions d'étirement indépendantes du redshift sont toutes exclues comme descriptions appropriées des données relativement au modèle de base. Le meilleur modèle non-dérivant (le modèle asymétrique) a une chance très marginale ($p \equiv \exp(\Delta\text{AIC}/2) = 5 \times 10^{-6}$) de décrire les données aussi bien que le modèle de base. Ce résultat n'est qu'une évaluation quantitative de faits qualitatifs qui sont clairement visibles sur la Figure VI.2 : l'étirement moyen des SNe par intervalle de redshift suggère fortement une évolution significative du redshift plutôt qu'une valeur constante, et cette évolution est bien décrite par l'Équation III.6.

De manière surprenante, la modélisation asymétrique Gaussienne par échantillon utilisée par les implémentations actuelles de la technique BBC (SCOLNIC et KESSLER 2016 ; KESSLER et SCOLNIC 2017) présente l'une des valeurs d'AIC les plus élevées de notre analyse. Bien que son $-2 \ln(L)$ soit le plus petit de tous les modèles indépendants du redshift (mais toujours inférieur de 11,5 au modèle de référence), il est fortement pénalisé car il nécessite 15 paramètres libres (μ_0, σ_{\pm} pour chacun des cinq échantillons de l'analyse). Par conséquent, il en résulte un $\Delta\text{AIC} < -20$, ce qui pourrait être interprété comme une probabilité $p = 2 \times 10^{-7}$ d'être une aussi bonne représentation des données que le modèle de référence.

Nous notons que lorsque nous comparons des modèles qui ont été ajustés sur des sous-échantillons individuels plutôt que globalement, le critère d'information bayésien ($\text{BIC} = -2 \ln(L) + k \ln(n)$, avec n le nombre de points de données) pourrait être plus adapté que l'AIC car il tient explicitement compte du fait que chaque sous-échantillon est ajusté séparément : le BIC du modèle par échantillon est alors la somme des BIC de chaque échantillon. Nous trouvons $\Delta\text{BIC} = -48$, ce qui réfute également le modèle Gaussien asymétrique par échantillon comme étant aussi pertinent que notre modèle de référence.

Afin de s'assurer que nos résultats ne sont pas influencés par le sous-échantillon HST incomplètement modélisé, nous avons recalculé le ΔAIC pour chaque modèle en excluant cet ensemble de données ; cela n'a pas modifié le ΔAIC de plus de quelques dixièmes. La cohérence de ces valeurs avec celles du Tableau VI.2 montre que le sous-échantillon HST n'influence pas nos conclusions.

Nous rapportons dans le Tableau VI.3 notre détermination de μ_0 et σ_{\pm} pour chaque échantillon lorsqu'un modèle Gaussien asymétrique a été appliqué, et ajusté sur les échantillons normalement sans effets de sélection en utilisant nos coupes fiducielles (voir Chapitre V). Nos résultats sont en accord étroit avec ceux de SCOLNIC et KESSLER (2016) pour SNLS et SDSS et avec les résultats rapportés par SCOLNIC et al. (2018) pour PS1, qui ont dérivé ces paramètres de modèle en utilisant le formalisme complet BBC. Ce dernier utilise de nombreuses simulations pour modéliser les effets de sélection observationnels (voir les détails par exemple Section 3 de KESSLER et SCOLNIC 2017, et le Chapitre VII). L'accord entre notre ajustement des Gaussiennes asymétriques sur la partie supposée sans effets de sélection des échantillons et les résultats dérivés en utilisant le formalisme BBC soutient notre approche pour construire un échantillon avec des effets de sélection observationnels négligeables. Si nous devions utiliser les valeurs les mieux ajustées de SCOLNIC et KESSLER (2016) et de SCOLNIC et al. (2018) pour les paramètres

Tableau VI.3 – Paramètres de meilleur ajustement pour notre modélisation asymétrique par échantillon de la distribution d'étirement sous-jacente.

Asymétrique	σ_-	σ_+	μ_0
SNfactory	$1,34 \pm 0,13$	$0,41 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,15$
SDSS ¹	$1,31 \pm 0,11$	$0,42 \pm 0,09$	$0,72 \pm 0,13$
PS1 ²	$1,01 \pm 0,11$	$0,52 \pm 0,12$	$0,38 \pm 0,16$
SNLS ³	$1,41 \pm 0,13$	$0,15 \pm 0,13$	$1,22 \pm 0,15$
HST	$0,76 \pm 0,36$	$0,79 \pm 0,35$	$0,11 \pm 0,44$

Notes. Nous comparons ces valeurs à celles des études intégrant les mêmes distributions asymétriques.

¹ $\sigma_- = 1,65 \pm 0,08$, $\sigma_+ = 0,10 \pm 0,10$, $\mu_0 = 1,14 \pm 0,03$ (Tableau 1, [SCOLNIC et KESSLER 2016](#))

² $\sigma_- = 0,96 \pm 0,16$, $\sigma_+ = 0,51 \pm 0,14$, $\mu_0 = 0,37 \pm 0,21$ (Tableau 3, [SCOLNIC et al. 2018](#))

³ $\sigma_- = 1,23 \pm 0,10$, $\sigma_+ = 0,28 \pm 0,10$, $\mu_0 = 0,96 \pm 0,14$ (Tableau 1, [SCOLNIC et KESSLER 2016](#))

asymétriques μ_0, σ_{\pm} pour les échantillons SNLS, SDSS et PS1 respectivement, le ΔAIC entre notre modèle de référence et la modélisation BBC irait encore plus loin, passant de -32 à -47. Nous discutons plus en détail de la conséquence de ce résultat pour la cosmologie dans la Section VI.2.3.

VI.2.2 Tests supplémentaires

Nous avons également effectué des tests permettant au mode d'étirement élevé de la population âgée de différer de celui de la population jeune, ajoutant ainsi deux degrés de liberté (μ_1^0, σ_1^0 , voir ligne 3 Figure VI.4). L'ajustement correspondant n'est pas significativement meilleur, avec un ΔAIC de -0,4 du fait de la pénalisation de cet estimateur. Cela renforce notre hypothèse selon laquelle les populations jeune et âgée semblent effectivement partager le même mode sous-jacent d'étirement élevé. De plus, nous pouvons nous demander si un mode de faible étirement pourrait également exister dans la population jeune (voir la Figure VI.1). Nous avons testé cette hypothèse en permettant à cette population d'être aussi bimodale, en rajoutant deux paramètres (μ_2^Y, σ_2^Y , ligne 4 Figure VI.4). Nous avons constaté que l'amplitude d'un tel mode de faible étirement est fondamentalement 0 dans cette jeune population, n'apportant aucune amélioration dans la qualité de l'ajustement (même $-2\ln(L)$ que le modèle de base), et donc discriminé négativement par la réduction de son AIC ($\Delta\text{AIC} = -2,0$).

Finalement, nous avons également implémenté un modèle combinant ces deux hypothèses, c'est-à-dire avec deux Gaussiennes par catégorie d'âge, chacune de ces quatre Gaussiennes pouvant différer les unes des autres. Celui-ci présente alors quatre valeurs moyennes sensiblement différentes, d'amplitudes non-compatibles avec 0 (voir ligne 1 Figure VI.4). Une telle liberté dans la paramétrisation permet alors à ce modèle d'être considéré comme une bien meilleure représentation des données que notre modèle de référence, avec un $\Delta\text{AIC} = 6,17$. Sa version constante avec le redshift reste cependant complètement défavorisée avec un $\Delta\text{AIC} = -32,07$. L'évolution moyenne de l'étirement avec le redshift de ce modèle est représenté en violet Figure VI.2 sous la légende « Quad. Gauss ». Bien que sa qualité d'ajustement soit nettement supérieure à notre modèle de base, il n'a pas été conservé dans cette analyse étant donné la complexité de sa composition,

peu motivée physiquement, et la grande similitude dans l'évolution moyenne en résultant. Cette implémentation semblerait principalement représenter une limite à la définition de l'AIC et à sa capacité à permettre de discriminer deux modèles censés représenter une réalité physique. L'ensemble des modèles testés sont présentés Figure VI.4.

Enfin, le fait d'ignorer les mesures du LsSFR, qui ne sont disponibles que pour l'ensemble de données SNfactory (voir la Section VI.1.1), réduit la pertinence des résultats présentés dans cette section, comme prévu. Malgré cela, les modèles non-dérivants restent fortement défavorisés. Voir le Tableau VI.4 et la Figure VI.5. Par exemple, le modèle asymétrique Gaussien par échantillon le mieux ajusté est toujours $\Delta\text{AIC} < -10$, ce qui est moins représentatif des données que notre modèle de dérive de référence. Nous notons que les seuls modèles impactés par l'absence de LsSFR dans leur ajustement sont les modèles dérivants : fixer la fraction de jeunes SNe Ia rend les modèles insensibles à ce paramètre. Ces résultats permettent de marquer la forte information apportée par ce traceur, expliquant pourquoi les études de distributions sous-jacentes n'utilisant pas le LsSFR sont moins clivantes que celle-ci. Plus généralement, cela soulève la question de savoir dans quelle mesure un traceur environnemental (ici le LsSFR) trace l'âge. Cette question a reçu une analyse dédiée dans BRIDAY et al. (2022).

Tableau VI.4 – Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de référence sans utiliser le LsSFR.

Nom	dérive	k	Échantillon fiduciel (569 SNe)		
			$-2 \ln(L)$	AIC	ΔAIC
Référence	$\delta(z)$	5	1477,8	1487,8	–
Howell+dérive	$\delta(z)$	4	1479,3	1487,3	+0,5
Asymétrique	–	3	1485,2	1491,2	-3,4
Howell+constant	f	5	1484,2	1494,2	-6,4
Référence+const	f	6	1484,2	1496,2	-8,4
Asym. par échant.	Par échant.	3×5	1468,2	1498,2	-10,9
Gaussienne	–	2	1521,8	1525,8	-38,0

Notes. Dans cette étude sans LsSFR, nous remarquons que seuls les deux modèles dérivants changent de valeur par rapport au Tableau VI.2 : fixer la fraction de jeunes étoiles rend les modèles insensibles à l'utilisation du LsSFR. Dans cette disposition, le modèle de référence arrive second au niveau de l'AIC, mais toujours premier au classement par $-2 \ln(L)$.

Nous rapportons également qu'une implémentation de ces travaux avec des coupes dites « superconservatives », avec $z_{\text{lim,SDSS}} = 0,10$, $z_{\text{lim,PS1}} = 0,20$, $z_{\text{lim,SNLS}} = 0,30$ pour un total de 244 SNe Ia a également été effectuée. Ces coupes discriminent alors d'autant plus les modèles non-dérivants, tous leurs AIC chutant plus que le modèle Howell+dérive ; notamment le modèle asymétrique passe sous la barre des $\Delta\text{AIC} < -20$. La Figure VI.6 représente ces résultats. Un ultime test a été de considérer 200 échantillons de la taille de notre échantillon conservatif, mais tirés aléatoirement de l'échantillon fiduciel. Pour les modèles non-dérivants, nous trouvons alors une répartition des ΔAIC autour de la valeur fiduciale, mais rarement meilleure que l'échantillon conservatif initial. Pour le modèle Howell+dérive nous trouvons la même répartition, mais jamais meilleure que le modèle de base, qui reste donc encore dans cette étude le modèle de référence, voir Figure VI.7.

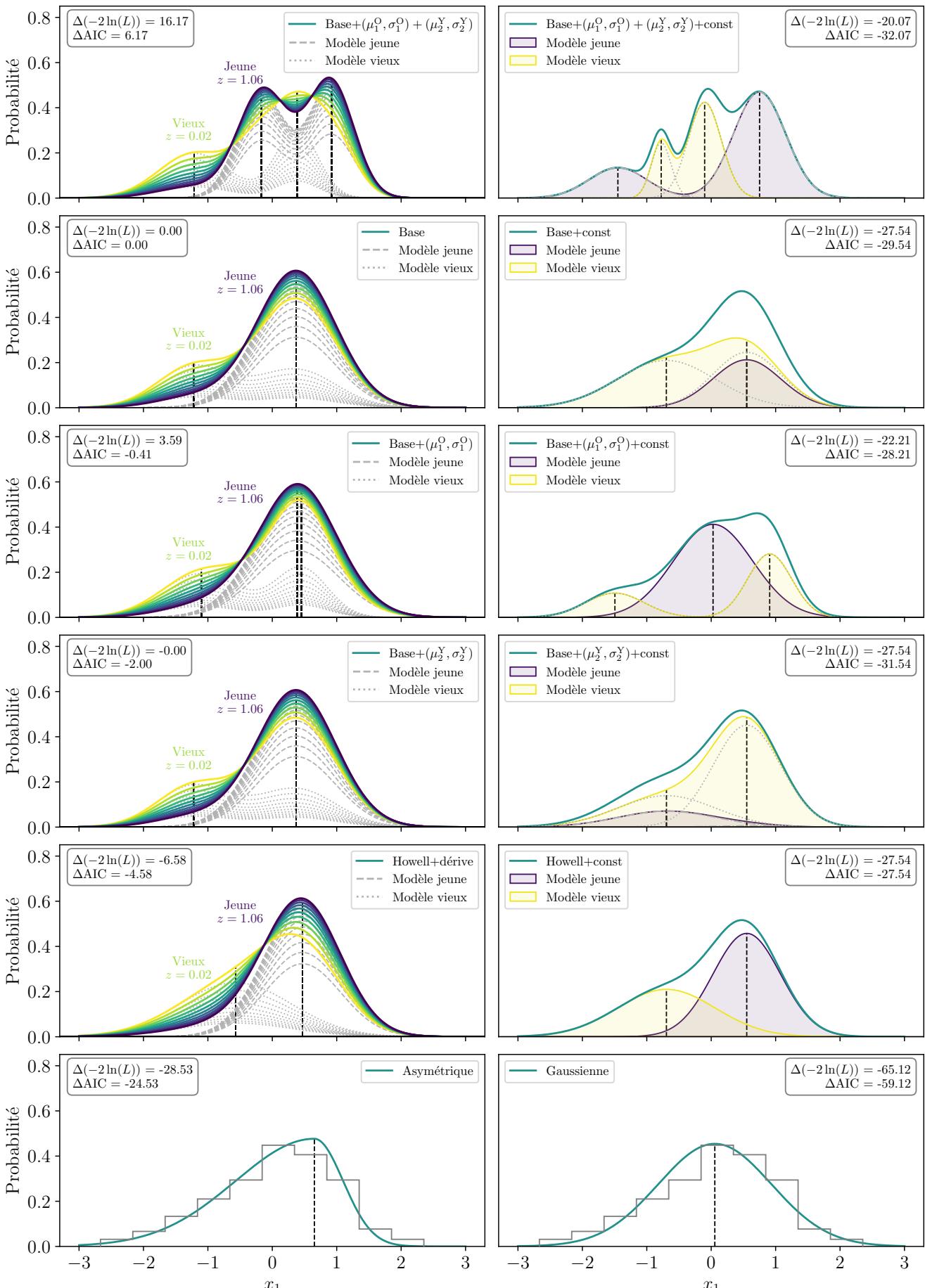


FIGURE VI.4 — Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de l'étiement avec le redshift. Les modèles dérivants sont tracés dans la colonne de gauche et leur version constante dans la colonne de droite. Les deux modèles ne se basant pas sur des catégories d'âge (la simple Gaussienne et la Gaussienne asymétrique) sont représentées dans la dernière ligne côte à côte, conjointement à l'histogramme des étiements de notre échantillon. Les quantités $\Delta(-2 \ln(L))$ et ΔAIC par rapport au modèle de référence (ligne 2) sont indiquées dans les coins extérieurs de chaque figure. Pour les modèles dérivants, nous en avons tracé dix réalisations selon la valeur du redshift moyen considéré, de la valeur la plus basse de notre échantillon ($z = 0.02$) à la valeur maximale des données totales (sans coupe en redshift) de SNLS ($z = 1.06$) représentés en couleur allant du jaune (bas redshift, plus vieil environnement) au violet (haut redshift, environnement jeune) et les distributions des populations jeune et vieille constituant le modèle total sont en gris pointillé et fin pointillé, respectivement. Les modèles non-dérivants sont tracés en vert avec les sous-populations vieille et jeune en jaune et violet, respectivement. Nous y retrouvons l'information que tous les modèles non-dérivants sont exclus en tant que bonnes représentations des données par rapport au modèle de base.

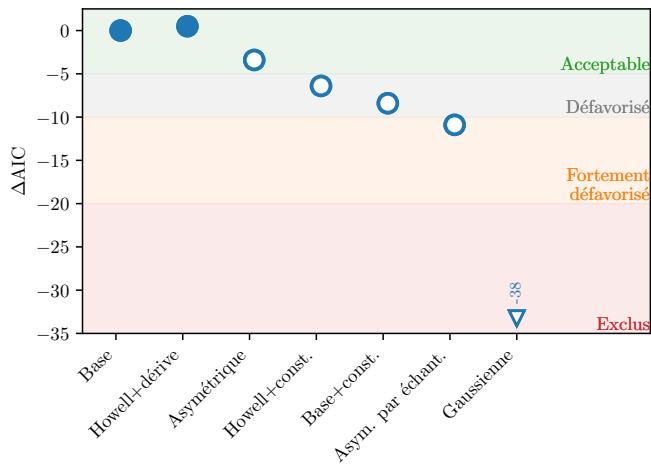


FIGURE VI.5 – ΔAIC entre le modèle de référence et les autres modèles sans utiliser le LsSFR (voir Tableau VI.4). La légende est la même qu’en Figure VI.3. En revanche, la robustesse des résultats concernant l’inaptitude des modèles non-dérivants à représenter correctement les données diminue, même si les meilleurs modèles sont toujours ceux incluant une dérive (marqueurs pleins).

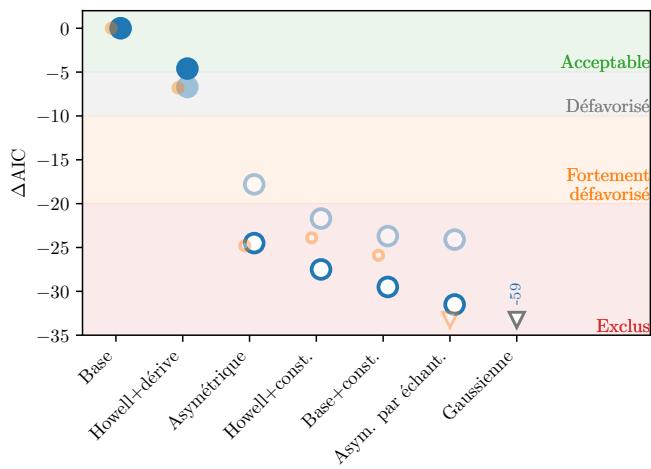


FIGURE VI.6 – ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles, avec cette fois ci en petits marqueurs oranges les résultats de l’étude pour un échantillon « superconservatif » constitué de 244 SNe Ia. Le modèle Howell+dérive n’est pas fortement défavorisé par cette coupe, alors que les modèles non-dérivants y sont plus sensibles, tous voyant leur valeur d’AIC baisser significativement.

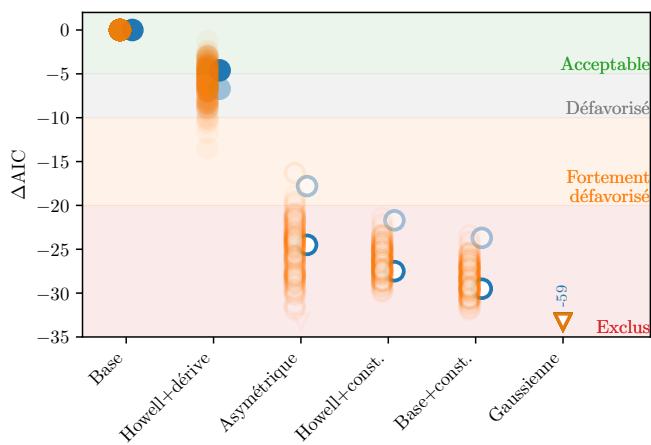


FIGURE VI.7 – ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles, avec ici en marqueurs orange les résultats pour 200 modèles ajustés avec des données de la taille de l’échantillon conservatif, mais tirées aléatoirement de l’échantillon fiduciel. Bien qu’une augmentation du ΔAIC par rapport au cas fiduciel survienne par moment, aucun modèle n’obtient de meilleur AIC que le modèle de base, celui-ci s’imposant encore comme le modèle de référence.

VI.2.3 Discussion

À notre connaissance, la modélisation de la dérive des redshifts des SNe Ia n’a jamais été explicitement utilisée dans les analyses cosmologiques, bien qu’un formalisme de hiérarchie bayésienne tel que UNITY (RUBIN et al. 2015), BAHAMAS (SHARIFF et al. 2016) ou Steve (HINTON et al. 2019) puisse facilement le permettre (voir, par exemple, les sections

1.3 et 2.5 de (RUBIN et al. 2015). Ne pas le faire constitue un problème de second ordre pour la cosmologie avec les SNe Ia car cela n'affecte que la manière dont le biais de MALMQUIST est pris en compte. Tant que le paramètre de normalisation α de la relation de PHILLIPS (PHILLIPS 1993) ne dépend pas du redshift (une étude qui dépasse le cadre de cette thèse, mais voir, par exemple SCOLNICK et al. 2018), les magnitudes corrigées de l'étirement utilisées pour la cosmologie sont effectivement insensibles à la distribution d'étirement sous-jacente pour les échantillons complets. Cependant, les enquêtes présentent généralement un biais de MALMQUIST significatif pour la moitié supérieure de leur distribution de redshift de SNe. Par conséquent, une mauvaise modélisation de la distribution d'étirement sous-jacente biaiserait les magnitudes dérivées des SNe de ces études.

Les techniques de correction du biais de MALMQUIST couramment utilisées, telles que le formalisme BBC, supposent des fonctions Gaussiennes asymétriques par échantillon pour modéliser les distributions d'étirement et de couleur sous-jacentes. Comme le montre la Section VI.2 cependant, une telle distribution par échantillon est exclue par rapport à notre modèle de dérive. Contrairement à ce que (SCOLNICK et KESSLER 2016, Section 2) et (SCOLNICK et al. 2018, Section 5.4) ont suggéré, à savoir que les études traditionnelles couvrent des plages de redshift suffisamment limitées pour que l'approche par échantillon tienne compte des dérives implicites du redshift, une modélisation directe de la dérive avec le redshift est donc plus appropriée qu'une approche par échantillon. Nous ajoutons ici qu'au fur et à mesure que les relevés cosmologiques modernes tentent de couvrir des plages de redshift de plus en plus larges afin de réduire les incertitudes systématiques de calibration, cette approche par échantillon devient moins valide, notamment pour PS1, le *Dark Energy Survey* (DES, ABBOTT et al. 2019), et, bientôt, le LSST (IVEZIĆ et al. 2019).

Nous illustrons Figure VI.8 la différence de prédiction de la distribution de l'étirement sous-jacent entre la modélisation asymétrique par échantillon et notre modèle de dérive de référence pour l'échantillon PS1. Notre modèle est bimodal, et l'amplitude relative de chaque mode dépend de la fraction de jeunes et vieilles SNe Ia dans l'échantillon en fonction du redshift : plus la fraction de vieilles SNe Ia est élevée (à un faible redshift), plus l'amplitude du mode d'étirement faible spécifique aux vieilles SNe Ia est élevé. Cette dépendance avec le redshift des distributions d'étirement sous-jacentes est représentée par des couleurs allant du bleu au rouge sur la Figure VI.8 pour la gamme de redshift couvert par l'ensemble de PS1. L'histogramme des x_1 observés suit le modèle que nous avons défini en utilisant la somme des distributions sous-jacentes individuelles au redshift de chaque SN du sondage (en noir). Comme prévu, les deux approches de modélisation diffèrent surtout dans la partie négative de la distribution des étirements de SNe. La distribution Gaussienne asymétrique passe par le milieu de la distribution bimodale, surestimant le nombre de SNe Ia à $x_1 \approx 0,7$ et le sous-estimant à $x_1 \approx 1,7$ par rapport à notre modèle de dérive de référence pour les redshifts typiques des SNe de PS1. Cela signifie que la magnitude standardisée corrigée du biais d'une SN estimée à un redshift affecté par la sélection observationnelle serait biaisée par une mauvaise modélisation de la véritable distribution d'étirement sous-jacente.

L'évaluation de l'amplitude de ce biais de magnitude pour la cosmologie fait l'objet du Chapitre VII, en utilisant notre modèle de référence (Équation VI.1) à la place du modèle par échantillon. Cependant, nous avons déjà mis en évidence que même si un modèle par échantillon sans dérive pouvait donner des résultats comparables dans la partie limitée en volume des différents échantillons, ces modèles seraient différents lorsqu'ils seraient

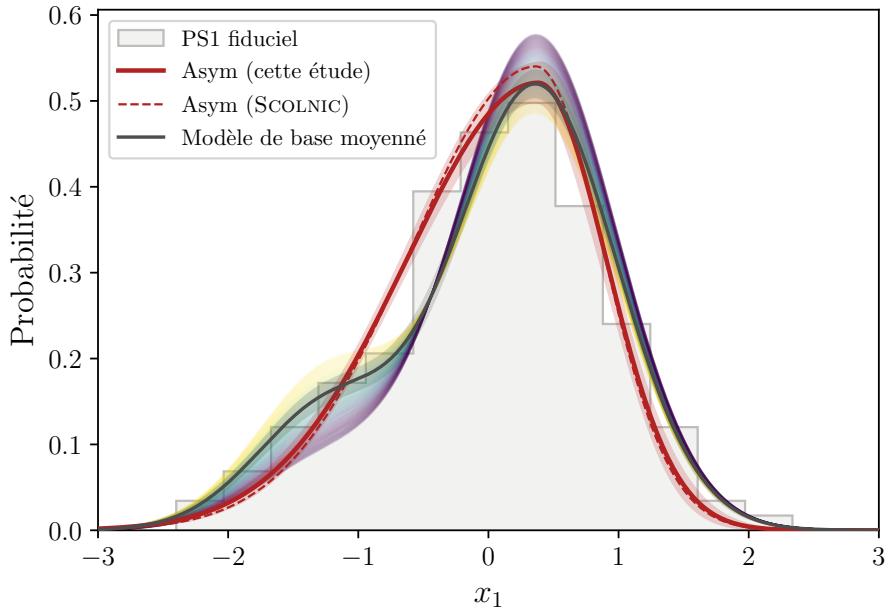


FIGURE VI.8 – Distribution de l’étirement des SNe Ia de PS1 issus d’un ajustement SALT2.4 (x_1) pour toutes les données du sondage, au-delà de notre limite fiduciale de redshift (histogramme gris). Cette distribution est supposée être un tirage aléatoire de la distribution d’étirement sous-jacente. Les lignes rouges montrent le modèle BBC de cette distribution sous-jacente (Gaussienne asymétrique). La ligne pleine (et sa bande) est notre meilleur ajustement (et son erreur) ; la ligne pointillée montre le résultat de SCOLNIC et al. (2018). La ligne noire (et sa bande) montre notre modélisation de référence la mieux ajustée (et son erreur, voir Tableau VI.1) qui inclut la dérive du redshift. À titre d’illustration, nous montrons (coloré du jaune au violet avec des redshifts croissants) l’évolution de la distribution d’étirement sous-jacente en fonction du redshift pour la plage de redshift couverte par toutes les données de PS1.

extrapolés à des redshifts plus élevés, précisément là où la distribution sous-jacente sera importante pour corriger les biais de Malmquist.

À l’ère de la cosmologie moderne, où nous visons à mesurer w_0 à un niveau inférieur au pourcentage et w_a avec une précision de 10% (par exemple, IVEZIĆ et al. 2019), nous soulignons que la modélisation correcte de la dérive potentielle avec le redshift des SNe Ia doit être étudiée plus profondément et qu’il faut faire attention lorsque nous utilisons des échantillons qui sont affectés par des effets de sélection observationnels.

VI.3 Conclusion

Nous avons présenté une première étude de la dérive de la distribution d’étirement sous-jacente des SNe Ia en fonction du redshift. Nous avons construit Chapitre V des sous-échantillons de SNe effectivement limités en volume à partir de l’ensemble de données Pantheon (SCOLNIC et al. 2018, SDSS, PS1, SNLS) auxquels nous avons ajouté les données HST et SNfactory (RIGAULT et al. 2020) pour les intervalles à haut et bas redshifts, respectivement. Nous n’avons considéré que les SNe qui ont été découvertes dans la plage de redshifts de chaque enquête dans laquelle les effets de sélection observationnels sont négligeables, de sorte que les étendues de SNe Ia observées constituent un échantillon

aléatoire de la véritable distribution sous-jacente. Nous avons ainsi obtenu un échantillon fiduciel de base de 569 SNe Ia (422 SNe lorsque des coupes plus conservatives sont appliquées).

Suivant les prédictions de RIGAULT et al. (2020), nous avons introduit un modèle de dérive avec le redshift qui dépend de la fraction attendue de SNe Ia jeunes et vieilles en fonction du redshift, chaque population d'âge ayant sa propre distribution d'étirement sous-jacente.

En plus de ce modèle de base, nous avons étudié diverses distributions, y compris des modèles indépendants du redshift. Nous avons également étudié la prédiction à partir d'une distribution d'étirement gaussienne asymétrique par échantillon, utilisée par exemple par l'algorithme de correction de biais de MALMQUIST BBC (SCOLNIC et KESSLER 2016 ; KESSLER et SCOLNIC 2017). Nos conclusions sont énumérées ci-dessous.

- 1) La distribution sous-jacente de l'étirement des SNe Ia est significativement dépendante du redshift, comme l'ont suggéré précédemment HOWELL et al. (2007) par exemple, d'une manière que les effets de sélection observationnels seuls ne peuvent expliquer. Ce résultat est largement indépendant des détails de chaque modèle âge-population ;
- 2) Les modèles indépendants du redshift sont quantitativement exclus comme descriptions appropriées des données par rapport à notre modèle de base, d'autant plus que la statistique de l'échantillon augmente. Ce modèle suppose que (1) la population plus jeune a une distribution d'étirement gaussienne unimodale tandis que la distribution d'étirement de la population plus âgée est bimodale, l'un des modes étant le même que celui de la population jeune, et (2) que l'évolution de la fraction relative des SNe Ia jeunes et vieilles suit la prédiction de RIGAULT et al. (2020). Ce second résultat soutient l'existence de populations de SNe Ia jeunes et vieilles, en accord avec les études de taux de production de SNe (MANNUCCI et al. 2005 ; SCANNAPIECO et BILDSTEN 2005 ; SULLIVAN et al. 2006 ; AUBOURG et al. 2008).
- 3) Les modèles utilisant des distributions Gaussiennes asymétriques basées par échantillon, comme par exemple ceux utilisés dans l'implémentation actuelle de BBC, sont exclus comme étant de bonnes descriptions des données par rapport à notre modèle de dérive. Cela signifie que l'approche basée par échantillon ne tient pas compte avec précision de la dérive du redshift, un problème qui sera exacerbé par des sondages couvrant des plages de redshifts de plus en plus grandes. Par conséquent, même si les degrés de liberté supplémentaires nécessaires peuvent être acceptables étant donné le grand nombre de SNe Ia dans les études cosmologiques, l'extrapolation des distributions des propriétés des SNe Ia de la partie limitée en volume d'une étude à sa partie limitée en magnitude et affectée par le biais de MALMQUIST serait toujours inexacte en raison de l'évolution avec le redshift.
- 4) Compte tenu de l'ensemble de données actuel, nous suggérons l'utilisation du modèle de population d'étirements évoluant avec le redshift suivant :

$$X_1(z) = \delta(z) \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - \delta(z)) \times [a \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - a) \times \mathcal{N}(\mu_2, \sigma_2^2)], \quad (\text{VI.1})$$

avec $a = 0.51$, $\mu_1 = 0.37$, $\mu_2 = -1.22$, $\sigma_1 = 0.61$, et $\sigma_2 = 0.56$ (voir Tableau VI.1), et d'utiliser le modèle de dérive de la population d'âge avec le redshift suivant :

$$\delta(z) = (K^{-1} \times (1 + z)^{-2.8} + 1)^{-1} \quad (\text{III.6})$$

avec $K = 0.87$.

La prochaine étape de cette ligne d'analyse consiste à incorporer notre modèle dans le cadre de SNANA ([KESSLER et al. 2009b](#)), un ensemble de logiciels de production de données simulées basées sur les données réelles d'observation. Cela va permettre à la fois de tenir compte plus précisément des fonctions de sélection observationnelles et de tester l'effet de notre modèle sur la détermination des paramètres cosmologiques. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

Figures

VI.1 Étirement en fonction du LsSFR des SNe Ia de SNfactory et modèles d'étirement de base ajustés	80
VI.2 Évolution de l'étirement moyen des SNe Ia en fonction du redshift issu de la prédiction de notre modèle de base selon l'échantillon utilisé	83
VI.3 ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles	85
VI.4 Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de l'étirement avec le redshift	89
VI.5 ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles sans utiliser le LsSFR	90
VI.6 ΔAIC pour un échantillon superconservatif de 244 SNe Ia	90
VI.7 ΔAIC pour des échantillons de taille conservative tirés aléatoirement de l'échantillon fiduciel	90
VI.8 Comparaison des modélisations de BBC et de notre modèle de référence sur l'histogramme des étirements de PS1	92

Tableaux

VI.1 Valeurs des paramètres du modèle d'étirement de base selon l'échantillon	82
VI.2 Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de base	84
VI.3 Paramètres de meilleur ajustement pour notre modélisation asymétrique par échantillon de la distribution d'étirement sous-jacente	87
VI.4 Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de référence sans utiliser le LsSFR . . .	88

Introduction à SNANA

« Soon I'll find the right words, they'll be very simple. »

Jack KEROUAC, *Some of the Dharma*

Nous avons vu au Chapitre II qu'à partir de 1993, grâce la standardisation des SNe Ia par l'étude de leurs caractéristiques d'étirement et de couleur notamment, la cosmologie basée sur les SNe Ia a pu prospérer, donnant une incertitude sur les modules de distances d'environ 15% ; si cela était suffisant pour améliorer la précision de l'époque, dominée par les incertitudes statistiques, la source principale d'erreur sur les mesures de paramètres cosmologiques est depuis devenue l'incertitude systématique.

À cet effet, l'ensemble de logiciels SuperNova ANAlysis (SNANA, [KESSLER et al. 2009b](#)) tente d'homogénéiser les différentes analyses cosmologiques par le biais d'un outil fiable aux procédures reproductibles et aux implémentations évolutives. La versatilité de ce projet en fait un outil largement utilisé en cosmologie (par exemple, [KESSLER et al. 2009a](#) ; [CONLEY et al. 2011](#) ; [BETOULE et al. 2014](#) ; [SMITH et al. 2020](#)) que ce soit pour étudier un sondage précis ou une combinaison de sondages. C'est donc naturellement qu'après avoir étudié l'évolution des propriétés des SNe Ia en corrélation avec leur environnement Chapitre VI, nous nous sommes dirigés vers ce logiciel afin d'estimer l'impact de cette modélisation sur la détermination des paramètres cosmologiques.

Nous présentons le paquet dans ce chapitre. Nous commençons par le contexte de son établissement Section VII.1, avant de détailler les deux étapes clés de son fonctionnement : la simulation et l'ajustement de courbes de lumière (Section VII.2) et la correction des biais sur la distance et le calcul des paramètres cosmologiques (Section VII.3).

Sommaire

VII.1 Contexte	98
VII.2 Simulation	98
VII.2.1 Préparation d'une simulation	98
VII.2.2 Génération du modèle	102
VII.2.3 Réponse instrumentale	103
VII.2.4 Sélection et ajustement	103
VII.2.5 Résumé	104
VII.3 Correction de biais et cosmologie	104
VII.3.1 Présentation	106
VII.3.2 BBC1D	107
VII.3.3 BBC5D	108
VII.3.4 BBC7D	108

VII.1 Contexte

C'est dans le contexte de la diversité des analyses cosmologiques, particulièrement la diversité de logiciels d'ajustement de courbes de lumière, que le paquet **SNANA** a vu le jour (KESSLER et al. 2009b). Son objectif est de fournir aux différents groupes un outil public et fiable permettant la reproductibilité des analyses. C'est un ensemble de logiciels, incluant un ajusteur de courbes de lumière, un simulateur Monte Carlo, et un ajusteur de cosmologie, simulant des catalogues de données¹. Les logiciels intègrent des modèles existants mais offrent également la possibilité de s'adapter à de nouveaux modèles, ne se limitant pas qu'aux SNe Ia (il y a par exemple des modèles de Kilo Novae) et admettant depuis des corrélations entre une SN et son environnement, devenues aussi importantes que la qualité d'ajustement comme discuté Chapitre III.

En effet, la décennie passée a vu de nombreux efforts être dirigés vers l'implémentation de simulations de qualité pour corriger les biais dépendant du redshift du module de distance ayant pour cause les effets de sélections, et **SNANA** établit un cadre d'étude permettant de simuler ces effets pour différents sondages (KESSLER et al. 2019). Ces effets peuvent être d'origines variées : de la magnitude limite des instruments causant du biais de MALMQUIST, comme présenté Chapitre V, mais aussi de la qualité des procédures de détection de phénomènes transitoires, de choix de candidats pour le suivi spectro-photométrique ou des critères de sélection des données considérées comme valables cosmologiquement (voir Chapitre IV). Les Figures 4 à 7 du Chapitre V sont en effet tirées de simulations, et indiquent un biais pouvant aller jusqu'à 0,10 mag. Enfin, les biais sur le module de distance dépendent également des populations mères de l'étirement et de la couleur d'une SN Ia mais aussi des variabilités intrinsèques de magnitude : c'est cette partie spécifiquement qui est à l'étude dans notre thèse.

Nous pouvons résumer son fonctionnement à trois étapes clés : (1) la simulation d'une courbe de lumière de SN Ia et (2) son ajustement, regroupées dans la Section VII.2), et (3) un ajusteur de cosmologie *via* la dérivation de la distance des SNe Ia (Section VII.3).

VII.2 Simulation

Nous présentons dans cette section les étapes clés des simulations avec **SNANA** (dont le pipeline est automatisé par PIPPIN (HINTON et BROUT 2020)), telles que nous les effectuons. Dans la Section VII.2.1, nous introduisons les concepts fondamentaux régissant le fonctionnement du logiciel ; les étapes successives de génération (Section VII.2.2), de réponse instrumentale (Section VII.2.3) et de détection (Section VII.2.4) viennent ensuite. Un résumé est proposé Section VII.2.5, avec la Figure VII.3.

VII.2.1 Préparation d'une simulation

Les simulations avec **SNANA** reposent sur deux librairies principales : (1) une table de galaxies hôtes (**HOSTLIB**) décrivant le lien entre une SN et son environnement, et (2) une table des caractéristiques instrumentales d'un télescope (**SIMLIB**) reproduisant les

1. Une autre approche pourrait simuler des images, mais ceci augmenterait exponentiellement le temps de calcul.

observations d'un sondage et leurs conditions de relevé. Dans notre approche de la manière dont nos simulations fonctionnent, ces librairies précèdent le procédé de simulation.

VII.2.1.1 HOSTLIB

D'une manière générale, chaque galaxie de la **HOSTLIB** est décrite par :

- 1) Un numéro d'identification (**GALID**) ;
- 2) Une position de son centre dans le ciel *via* la donnée d'ascension droite (**RA_GAL**) et de déclinaison (**DEC_GAL**) ;
- 3) Un redshift photométrique (z_{TRUE}) ;
- 4) Ses magnitudes dans les différentes bandes photométriques ($grizY_{\text{obs}}$) ;
- 5) Un profil de SÉRSIC (décrivant l'évolution de son intensité avec la distance R de son centre) ;
- 6) Une masse en échelle logarithmique en masses solaires (**LOGMASS**) et son erreur (**LOGMASS_ERR**).

Ces caractéristiques permettent, lors de la simulation d'une supernova, de la placer à une position autour du centre galactique selon le profil de SÉRSIC afin de déterminer la luminosité de surface locale et d'ajouter un bruit Poissonnien aux courbes de lumières qui suivront ([KESSLER et al. 2019](#)). Dans notre cas le plus complexe, la **HOSTLIB** présente également les caractéristiques qu'une SN de cette galaxie hôte doit respecter :

- 7) Sa couleur **C** ;
- 8) Son étirement **X1** ;
- 9) Son âge *via* le **LSSFR** ;
- 10) La marche de magnitude associée **SNMAGSHIFT** (voir Chapitre [III](#)).

La **HOSTLIB** apparaît donc, dans notre cadre d'étude, comme l'élément clé permettant de faire varier les distributions sous-jacentes des paramètres des SNe Ia. Nous décrivons la réalisation de celle-ci et les différentes implémentations de **HOSTLIB** Chapitre [VIII](#). Pour le moment nous nous contentons de décrire sa construction par l'utilisation de distributions des paramètres de couleur et d'étirement générant ladite table. Cette étape est représentée dans le cadre supérieur gris de la Figure [VII.3](#), et un extrait d'une de nos **HOSTLIB** est donné Figure [VII.1](#).

VII.2.1.2 SIMLIB

La **SIMLIB**, de son côté, présente pour chaque champ d'observation :

- 1) son nom (par exemple, 82N dans la Figure [VII.2](#)) ;
- 2) ses coordonnées RA et DECL ;

NR_highz.HOSTLIB																
GALID	RA_GAL	DEC_GAL	ZTRUE	g_obs	...	n_Ser	...	LOGMASS	C	...	X1	...	LSSFR	SNMAGSHIFT		
1	34.4579	-4.70279	0.908506	26.5384	...	0.5	...	9.23965	-0.0781484	0.0750751	1	...	0.065			
2	34.7423	-4.70316	1.03694	23.9878	...	0.5	...	9.15756	-0.069378	-0.195195	1	...	0.065			
3	34.9884	-4.70419	1.03077	22.6348	...	0.5	...	8.655909	-0.00361094	0.105105	1	...	0.065			
4	34.9154	-4.70552	0.610123	21.9055	...	0.5	...	9.08866	0.0222294	-0.635636	1	...	0.065			
5	34.368	-4.70245	1.46711	23.9215	...	0.5	...	11.216	-0.127838	-0.905906	0	...	-0.065			
6	34.3359	-4.70219	1.34426	24.4587	...	0.5	...	8.65494	0.0113197	-0.245245	1	...	0.065			
7	34.7635	-4.70222	1.58874	24.9358	...	0.5	...	9.08221	-0.137191	0.955956	1	...	0.065			
8	34.3765	-4.70185	0.906368	26.615	...	0.5	...	9.01341	-0.0388782	0.895896	1	...	0.065			
9	34.9026	-4.70123	1.03192	24.8315	...	0.5	...	9.25265	-0.0701101	1.0961	1	...	0.065			
10	34.4398	-4.68424	1.17349	25.2497	...	0.5	...	9.06415	-0.0182467	1.32633	1	...	0.065			
11	34.5885	-4.68422	0.644088	24.8833	...	0.5	...	10.081	0.0613798	0.965966	1	...	0.065			
12	35.0154	-4.68397	0.842422	24.7775	...	0.5	...	9.24084	-0.0298566	-0.185185	1	...	0.065			
13	34.389	-4.68399	0.426567	24.0152	...	0.5	...	9.58916	-3.51175e-05	0.385385	1	...	0.065			
14	34.3406	-4.7024	0.945276	23.2322	...	0.5	...	10.2814	-0.0190914	-1.64665	0	...	-0.065			
15	34.8999	-4.70154	1.12769	25.6951	...	0.5	...	9.80687	0.0584339	0.635636	1	...	0.065			
16	34.8316	-4.70159	0.663146	24.3533	...	0.5	...	9.06501	-0.0408711	0.335335	1	...	0.065			
17	34.6215	-4.70126	0.638762	24.27	...	0.5	...	10.953	0.175788	-1.98699	0	...	-0.065			
18	34.8462	-4.70093	0.792681	25.3282	...	0.5	...	9.68392	-0.0749062	0.995996	1	...	0.065			
19	34.6188	-4.70097	0.7654	27.2168	...	0.5	...	9.08105	-0.0971941	0.0950951	1	...	0.065			
20	34.7099	-4.70075	1.21963	24.7118	...	0.5	...	7.2025	-0.0441532	-1.03604	1	...	0.065			
21	34.5344	-4.70072	0.687485	24.2925	...	0.5	...	11.0805	0.086881	-1.44645	0	...	-0.065			
22	34.3747	-4.70025	0.955046	25.4781	...	0.5	...	11.1925	-0.0701521	-0.825826	0	...	-0.065			
23	34.5307	-4.70003	1.01174	25.1255	...	0.5	...	9.76396	0.007948	-0.205205	1	...	0.065			

FIGURE VII.1 – Extrait d'une HOSTLIB utilisée dans notre étude, modifiée pour l'exemple.

- 3) le nombre d'observations NOBS ;
- 4) son extinction galactique MWEBV ;
- 5) la taille d'un pixel PIXSIZE.

et pour chaque observation :

- 6) la date d'observation exprimée en jours juliens modifiés MJD associée à un identifiant IDEXPT ;
- 7) le filtre concerné par l'observation (FLT) ;
- 8) les caractéristiques de la caméra CCD ² (CCD GAIN et CCD NOISE) au moment de l'acquisition ;
- 9) le bruit dû à l'atmosphère *via* le paramètre SKYSIG donnant le bruit par pixel, sommé sur l'ouverture effective dérivée par un ajustement de *Point Spread Function* (PSF) par les données PSF1, PSF2 et PSF2/1 (voir Section 2 de KESSLER et al. 2009b, pour les détails) ;
- 10) le point zéro moyen ZPTAVG et son erreur ZPTERR permettant de convertir la magnitude observée *m* en flux *F* en comptages de photons arrivant sur une CCD *via* la relation $F = 10^{-0.4(m-ZPTAVG)}$.

2. *Charged Coupled Device*, un capteur photographique.

En plus de ces données, d'autres caractéristiques comme les périodes de non-observation ou les corrections de flux à ajouter pour suivre la calibration des télescopes sont indiquées. La Figure VII.2 présente un extrait de la SIMLIB du télescope de SDSS.

SDSS.SIMLIB											
SURVEY: SDSS FILTERS: ugriz TELESCOPE: SDSS											
GENSKIP_PEAKMJD: 53705 53975 # skip the off-season											
GENSKIP_PEAKMJD: 54060 54345 # idem											
BEGIN LIBGEN Sun Mar 11 15:44:23 CDT 2012											
# =====											
LIBID: 1 (from 2005 libid 1)											
RA: 26.430172 DECL: 0.844033 NOBS: 210 MWEBV: 0.026 PIXSIZE: 0.400											
FIELD: 82N											
#											
# MJD INDEXPT FLT GAIN NOISE SKYSIG (pixels) RATIO ZPTAVG ZPTERR											
S: 53616.383	556600405	u	1.47	4.48	4.83	1.89	3.69	0.225	27.58	0.017	
S: 53616.383	556600405	g	4.05	4.25	4.04	1.85	3.61	0.247	28.39	0.008	
S: 53616.383	556600405	r	4.72	4.25	5.28	1.64	3.62	0.142	28.22	0.010	
S: 53616.383	556600405	i	4.64	12.99	6.95	1.60	3.81	0.103	27.88	0.009	
S: 53616.383	556600405	z	3.48	4.70	6.91	1.74	3.75	0.131	26.54	0.011	
S: 53626.359	560300625	u	1.47	4.48	4.60	1.71	3.62	0.116	27.47	0.017	
S: 53626.359	560300625	g	4.05	4.25	4.40	1.83	3.50	0.282	28.03	0.008	
S: 53626.359	560300625	r	4.72	4.25	5.87	1.64	3.65	0.112	27.99	0.010	
S: 53626.359	560300625	i	4.64	12.99	6.54	1.47	3.56	0.070	27.86	0.009	
S: 53626.359	560300625	z	3.48	4.70	6.73	1.64	3.88	0.110	24.46	0.011	
S: 53628.344	561000626	u	1.47	4.48	11.16	1.56	3.38	0.070	26.97	0.017	
S: 53628.344	561000626	g	4.05	4.25	11.61	1.59	3.28	0.095	28.36	0.008	
S: 53628.344	561000626	r	4.72	4.25	9.24	1.40	3.36	0.059	28.19	0.010	
S: 53628.344	561000626	i	4.64	12.99	9.27	1.33	3.46	0.049	27.89	0.009	
S: 53628.344	561000626	z	3.48	4.70	7.95	1.39	3.54	0.046	26.14	0.011	
etc...											

FIGURE VII.2 – Extrait de la SIMLIB de SDSS. Données de KESSLER et al. (2013).

En plus de ces librairies, à chaque sondage est associée une carte de poids (WEIGHTMAP), qui servira à pondérer la HOSTLIB sur le paramètre de masse de manière à ce que les galaxies auxquelles sont reliées les SNe Ia correspondent à la distribution des masses de galaxies hôtes effectivement observée par le sondage. Un exemple est indiquée sous le titre encadré WEIGHTMAP dans la Figure VII.3. Cette librairie a une importance capitale depuis l'inclusion de la masse de l'hôte comme traceur environnemental des propriétés sous-jacentes des SNe Ia (voir Chapitre III). En effet, lorsqu'une HOSTLIB n'inclut pas de terme de magnitude, c'est la WEIGHTMAP qui ajoute aux galaxies de $M_* < 10^{10} \text{M}_\odot$ une variation de magnitude de 0,025 mag et à celles de $M_* > 10^{10} \text{M}_\odot$ une variation de -0,025 mag pour correspondre aux observations de magnitude basées sur la masse.

La simulation d'une supernova suit ensuite trois étapes majeures, décrites dans KESSLER et al. (2019) :

- 1) Génération de la source et application d'effets cosmologiques, simulant la propagation de sa lumière de son origine au haut de l'atmosphère ;
- 2) Simulation de la réponse instrumentale selon le sondage (par exemple, conversion de la magnitude en flux de photons captés par une caméra CCD, bruit de l'instrument...) ;

- 3) Simulation de la détection, incluant les critères pour que la SN soit un candidat à l'observation (voir Chapitre IV) et l'efficacité spectroscopique du sondage.

VII.2.2 Génération du modèle

Nous utilisons le modèle spectral SALT2 de GUY et al. (2007) et précédemment décrit Chapitre II pour générer une SN Ia. Il est initialisé dans un référentiel au repos pour des époques entre 20 jours avant et ≈ 70 jours après le maximum d'émission. À chaque SN est donc associé un redshift (z_{CMB} dans le référentiel du fonds diffus cosmologique) à partir d'un modèle de taux de SNe Ia (différent selon le sondage), un maximum d'émission t_0 choisi au hasard sur une plage avant et après la période d'observation de sondage, et une valeur d'étirement x_1 et de couleur c . Notre approche est d'effectuer un tirage de ces paramètres depuis la HOSTLIB, pondérée par la WEIGHTMAP du sondage, en faisant correspondre le redshift choisi initialement avec une des entrées de la table. Ce tirage donne également la valeur de la marche de magnitude à appliquer. C'est de cette manière que la génération du modèle est rendue dépendante de son environnement. Cette étape est imagée par la partie « Tirage » (en rose) de la Figure VII.3, considérée comme l'étape d'entrée dans une simulation et numérotée « 1 », menant aux paramètres de la HOSTLIB illustrée dans la partie « Création HOSTLIB » (numérotée « 2 ») par une flèche pointillée rose étiquetée « Lien avec l'environnement ». L'attribution de ces deux paramètres varie selon les postulats de corrélations que nous avons implémentés, nous y reviendrons au chapitre suivant.

Avec le redshift choisi, à cette étape est défini un module de distance réel, μ_{vrai} , via sa définition (donnée Chapitre II), en supposant une cosmologie sous-jacente. Dans notre cas, nous utilisons le modèle w CDM avec valeurs définies dans le Tableau VII.1.

Tableau VII.1 – Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination du module de distance réel de la SN simulée.

H_0	Ω_M	Ω_Λ	w_0
$70,0 \text{ km Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$	0,315	0,685	-1,00

En utilisant les autres paramètres choisis, nous avons également :

$$\mu_{\text{vrai}} = m_{B,\text{vrai}} - M + \alpha_{\text{ref}} x_{1,\text{vrai}} - \beta_{\text{ref}} c_{\text{vrai}} + \gamma_{\text{env}} \quad (\text{VII.1})$$

où α_{ref} et β_{ref} sont les coefficients des corrélations linéaires magnitude-étirement et magnitude-couleur, respectivement (voir Chapitre II). Dans cette équation, leurs valeurs sont fixées à 0,145 et 3,1, respectivement, suivant l'analyse de POPOVIC et al. (2021b). M est également fixé, à -19,3 mag. La marche de magnitude γ_{env} varie selon la source de la corrélation à l'environnement : pour une corrélation avec la masse M_* de la galaxie hôte, $\gamma_{\text{env}} = \pm 0,025$ mag pour $M_* > 10^{10} M_\odot$ et $M_* < 10^{10} M_\odot$ respectivement ; pour une corrélation avec l'âge de la SN, $\gamma_{\text{env}} = \pm 0,065$ mag pour les SNe Ia jeunes et vieilles, respectivement. De cette manière, nous pouvons déduire la valeur de $m_{B,\text{vrai}}$ de la magnitude apparente.

Le modèle se voit ensuite appliquer des effets de dispersion intrinsèque (dans notre cas celui décrit dans GUY et al. (2010), nommé G10), de lentillage faible, de redshift pour

le placer dans le référentiel héliocentrique, et d'extinction galactique de la Voie Lactée, appliqués à $m_{B,\text{vrai}}$. Ces différents effets amènent à simuler une magnitude en haut de l'atmosphère, avant qu'un instrument ne l'acquière. Les détails de ces procédures sont développés dans [KESSLER et al. \(2019\)](#). Cette partie est illustrée par la flèche pointillée bleue étiquetée « Génération » allant de la partie « Création HOSTLIB » numérotée « 2 » à la représentation d'une série temporelle théorique d'une SN au début de la partie « Instrument » en bleu, numérotée « 3 ».

VII.2.3 Réponse instrumentale

Une fois les séries temporelles du spectre de la SN formées, le programme simule le flux effectivement reçu et le bruit mesurés par le télescope du sondage reproduit. Comme décrit dans la Section VII.2.1, ceux-ci sont fixés par les journaux d'observation des sondages résumés dans chaque SIMLIB. Elles permettent d'appliquer les qualités d'observation du télescope à chaque époque d'une série temporelle, mimant l'acquisition ou non des points photométriques par les bandes optiques de l'instrument et menant à l'établissement d'une courbe de lumière. Cette étape est représentée dans la partie « Instrument » en bleu dans la Figure VII.3, numérotée « 3 ». C'est également dans cette partie, mais non représentée sur la figure, qu'un bruit Poissonnien est ajouté à la mesure selon la luminosité de surface locale induite par la position de la SN par rapport au centre de sa galaxie hôte. Ces étapes simulent la transformation du signal en haut de l'atmosphère au signal effectivement reçu sur Terre.

D'après l'auteur du paquet dans [KESSLER et al. \(2019\)](#), les simulations **SNANA** sont idéalement adaptées pour les sondages à recherche glissante pour lesquelles le même instrument sert à la détection et à la mesure de courbes de lumière, par exemple les sondages PS1, SDSS et SNLS que nous avons présentés Chapitre IV ; à l'inverse, l'échantillon LOWZ (voir Section IV.6), qui est à la fois une recherche ciblée et qui repose sur des suivis de programmes de recherche indépendants, n'a pas de journaux de données de recherche permettant une simulation idéale, et requiert donc des approximations et des suppositions supplémentaires. Pour plus de détail sur ces deux paragraphes, voir Section 6 de [KESSLER et al. \(2019\)](#).

VII.2.4 Sélection et ajustement

Comme décrit dans le Chapitre IV, chacun des sondages de SNe Ia observant le ciel acquiert des images successives à la recherche d'événements transitoires, mais ne déclenche l'acquisition continue et le suivi d'un candidat que si sa courbe de lumière respecte certains critères. Cette étape est incluse dans le procédé de simulations de **SNANA**, et comprend le rapport signal sur bruit des données (SNR) ainsi que le nombre de détections relativement au pic d'émission (T_{rest}) que chaque sondage requiert dans sa recherche. Enfin, l'efficacité spectroscopique en fonction de la magnitude est reproduite en amont de la simulation, *via* l'utilisation de fausses données de SN, et est utilisée pour effectuer la sélection des données.

La partie d'ajustement des données détectées est également faite avec **SALT2** et n'est donc pas détaillée une nouvelle fois ici, mais tout un stage de **SNANA** y est consacré. De manière succincte, cet ajustement extrait les paramètres m_B , x_1 , c et t_0 à partir des

courbes de lumières passant les critères de détection. m_B correspond à la magnitude de la SN, x_1 à son étirement, c à sa couleur et t_0 au jour du maximum de luminosité. À partir de leurs valeurs, une coupe supplémentaire est effectuée pour ne conserver que les données de qualité cosmologiques, notamment devant vérifier $-3 < x_1 < 3$; les autres SNe Ia ne passeront pas la sélection sur l'ajustement et resteront au stade de détection.

Cette étape est imagée dans l'encadré « Sélection » en vert numéroté « 4 » dans la Figure VII.3, où nous avons différencié les SNe qui possèdent des qualités cosmologiques de celles uniquement détectées mais rejetées à l'étape suivante par des cadres orange et vert, respectivement, accompagnés des étiquettes « Ajustement conservé » et « Détection rejetée », respectivement.

VII.2.5 Résumé

En partant de tables de **HOSTLIB**, **SIMLIB**, **WEIGHTMAP** et d'efficacité spectroscopique, nous décrivons ainsi les étapes d'une simulation dans l'ordre suivant correspondant aux numéros des encadrés de la Figure VII.3 :

- 1) Sélection d'un redshift à partir d'un modèle de taux de SNe Ia ;
- 2) Correspondance avec une galaxie hôte de la **HOSTLIB** pondérée par une **WEIGHTMAP** et génération du modèle avec les paramètres d'étirement et de couleur correspondants ;
- 3) Simulation de la réponse instrumentale menant à la courbe de lumière ;
- 4) Application des critères de détection et de sélection des données ;
- 5) Conservation des données passant les précédentes étapes.

Sur la figure, la distribution des redshifts provient de l'Équation 6 de PERRETT et al. (2012) avec les valeurs de POPOVIC et al. (2021b) se basant sur l'étude de SCOLNIC et al. (2018) :

$$\text{SNR}_{\text{Ia}}(z) = r_0(1+z)^\alpha \quad \text{avec} \quad \begin{cases} r_0 &= 2,6 \times 10^{-5} \text{ SNe an}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} \\ \alpha &= \begin{cases} 2,2 & \text{pour SDSS, PS1, SNLS} \\ 1,5 & \text{pour LOWZ} \end{cases} \end{cases} \quad (\text{VII.2})$$

Dans les encadrés 1, 3, 4, les graphiques utilisent les valeurs et données de SDSS (SAKO et al. 2018). La **WEIGHTMAP** et l'efficacité spectroscopique sont celles de POPOVIC et al. (2021b).

VII.3 Correction de biais et cosmologie

Dans cette section nous présentons l'étape d'ajusteur de cosmologie avec correction des biais de **SNANA** basée sur la méthode *BEAMS with Bias Correction* (BBC, KESSLER et SCOLNIC 2017). BEAMS est l'acronyme de *Bayesian Estimation Applied to Multiple Species* (estimation bayésienne appliquée à de multiples espèces), une méthode d'ajusteur établie dans KUNZ et al. (2007) visant à prendre en compte de manière réaliste la contamination de données non-Ia dans celles des SNe Ia qui affectent l'étude de la cosmologie avec les SNe Ia. Dans notre cas, nous ne simulons pas de SNe non-Ia et ignorons les termes de vraisemblances qui y sont reliés.

CRÉATION HOSTLIB

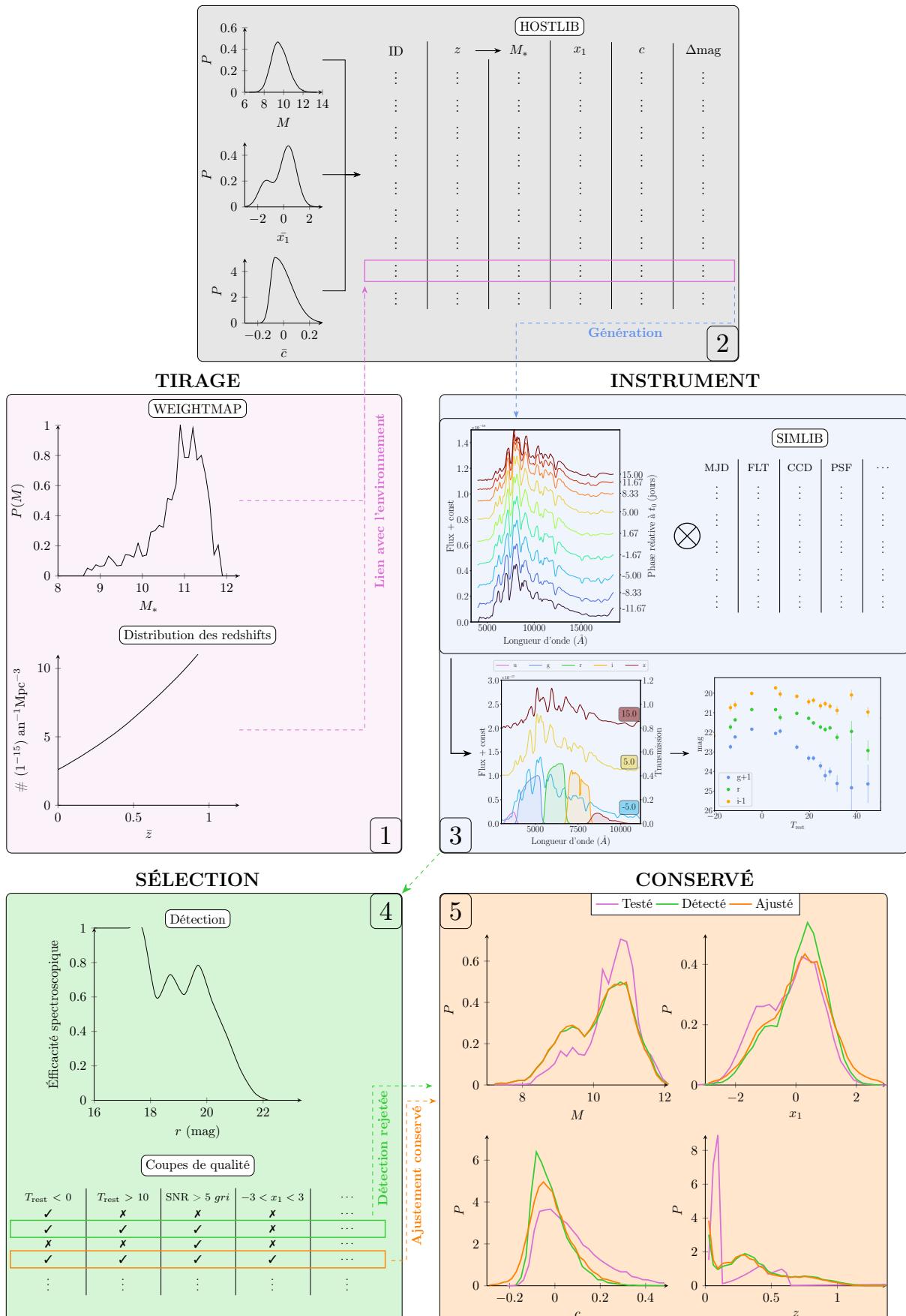


FIGURE VII.3 – Les tables de WEIGHTMAP, SIMLIB et de l’efficacité spectroscopique sont des données, ici celles du sondage SDSS. En amont de la simulation, une HOSTLIB est créée (*en gris*, « Création HOSTLIB »). Pour simuler une SN Ia, un redshift est sélectionné depuis une distribution (étape 1 *en rose*, partie « Tirage ») et est relié à un environnement *via* un tirage sur la HOSTLIB, elle-même pondérée par une carte de poids (étape 2 *en gris*). À ce tirage correspondent les valeurs de x_1 et c permettant de générer une série temporelle de SN. Une simulation d’observation est effectuée en y appliquant les paramètres simulés du télescope d’un sondage grâce à une SIMLIB, donnant une courbe de lumière théorique (étape 3 *en bleu*, partie « Instrument »). Cette courbe de lumière doit ensuite passer les critères de détection et de qualité (étape 4 *en vert*, partie « Sélection »), et pourra alors être ajustée et conservée (orange) ou non (vert). Nous indiquons *en orange* (étape 5, partie « Conservé ») et pour chaque étape de ce procédé l’évolution des distributions de masse, étirement, couleur et redshift d’une de nos simulations. L’analyse se trouve Chapitre **VIII**.

VII.3.1 Présentation

Comme introduit dans la Section VII.2.2, sans biais de mesure le module de distance de la SN simulée serait μ_{vrai} de l'Équation VII.1, et un ajustement du diagramme de HUBBLE avec ces valeurs ne redonnerait que la cosmologie d'entrée. Avec les valeurs de m_B , x_1 , c et les caractéristiques de l'environnement de l'ajustement par SALT2.4 qui aura passé les étapes précédentes, nous aurions un module de distance de la forme

$$\mu = m_B - M + \alpha x_1 - \beta c + \gamma_{\text{env}} \quad (\text{VII.3})$$

Un ajustement du diagramme de HUBBLE pourrait donner un décalage à ce modèle, mais reste sous-optimal étant donné que les biais de sélection et d'ajustement de courbes de lumière ne sont pas pris en compte. L'intérêt de BBC est d'inclure la mesure de ces biais dans le calcul du module de distance ; ainsi la SN se voit attribuer un module de distance selon le cadre de la méthode BBC, défini dans (POPOVIC et al. 2021b) :

$$\mu^* = m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} + \delta\mu_{\text{biais}} \quad (\text{VII.4})$$

où l'étoile indique une grandeur corrigée du biais.

$\delta\mu_{\text{env}}$ est le biais sur la luminosité selon l'environnement de la SN, dans notre cas une marche de magnitude basée sur la masse (« mass step ») ou basée sur l'âge (« age step »), de la forme

$$\delta\mu_{\text{env}} = \gamma_{\text{env}} \times \left(1 + e^{(X_* - S)/\tau_X}\right)^{-1} - \frac{\gamma_{\text{env}}}{2} \quad (\text{VII.5})$$

avec $X_* = \log(M_*)$; $S = 10,0$ la valeur de la séparation hôte massif ou non; τ_X la largeur de la marche de magnitude; et γ_{env} l'amplitude de la différence magnitude entre les SNe Ia dont l'hôte est massif ($X_* > S$) ou non ($X_* < S$) pour la *mass step* ou entre les SNe Ia vieilles ou jeunes pour la *age step*. Dans nos simulations, S et τ_X sont des valeurs fixes. Le logiciel ne permettant pas encore d'utiliser l'âge comme traceur, cette implémentation du biais dû à l'âge de l'environnement n'est pas représentative de la réalité ; nous en discutons au chapitre suivant.

$\delta\mu_{\text{biais}}$ est la correction au module de distance. Cette mesure s'effectue à l'aide d'un échantillon de taille conséquente, $N \approx 1 \times 10^6$ SNe Ia simulées, appelé BiasCor. Il existe différentes manières de mesurer ce biais selon les variables avec lesquelles il est calculé, que nous présentons dans les sections suivantes.

Les paramètres M_{z_i} sont définis dans le cadre de l'ajustement par SALT2mu, défini dans MARRINER et al. (2011) et utilisé dans le cadre de BBC. Ce programme permet d'ajuster α et β sans ajustement conjoint des paramètres cosmologiques : ceux-ci sont d'abord fixés, puis le programme définit des intervalles de redshifts suffisamment petits pour considérer qu'à l'intérieur de ceux-ci les SNe Ia sont indépendantes de la cosmologie. Les M_{z_i} sont alors les écarts de distance dans ces intervalles de redshift z_i , tel que $\mu = \mu_{\text{vrai}}$ lorsque les valeurs initiales de m_B , x_1 et c de la partie Génération (Section VII.2.2) sont entrées à la place des valeurs ajustées dans l'Équation VII.4. Ce sont ces M_{z_i} qui sont utilisées pour ajuster la cosmologie. Pour l'ajustement, nous partons d'un modèle

cosmologique plat w CDM où $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$, pour définir (KESSLER et SCOLNIC 2017)³ :

$$\mu_{\text{modèle}} = 5 \log \left(\frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad \text{avec} \quad (\text{VII.6})$$

$$d_L(z, w, \Omega_M) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad \text{et} \quad (\text{VII.7})$$

$$E(z) = [\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda(1+z)^{3(1+w)}]^{1/2} \quad (\text{VII.8})$$

et SALT2mu utilise le paquet MINUIT⁴ (JAMES et ROOS 1975) pour ajuster la quantité :

$$\chi_{\text{HD}}^2 = \sum_i \frac{(\mu_i^* - \mu_{\text{modèle},i} - M_{z_i})^2}{\sigma_{\mu,i}^2} \quad (\text{VII.9})$$

avec $\sigma_{\mu,i}$ les incertitudes (incluant celles sur les valeurs ajustées par SALT2 et leurs covariances, celles dues au lentillage faible, à l'incertitude sur le redshift et à la dispersion intrinsèque). Plutôt que d'ajuster $\mu_{\text{modèle}}$ pour les paramètres cosmologiques, nous les conservons aux valeurs de références (voir Tableau VII.1) et ce sont les M_{z_i} qui sont ajustés. Cela permet de varier la cosmologie sous-jacente sans répéter l'ajustement des α et β . Ainsi, avec ce formalisme, α , β , γ_{env} , M_{z_i} et σ_μ sont les paramètres ajustés.

L'obtention des paramètres cosmologiques s'effectue finalement à partir de ces paramètres ajustés par le programme `wfit`, donnant w et Ω_M . Nous utilisons une distribution antérieure Gaussienne pour Ω_M avec une moyenne à 0,315 et une largeur de 0,005, et plate pour w avec comme bornes $-1,5 < w < -0,5$. Pour plus de détails sur son fonctionnement, voir Section 5.6 de KESSLER et SCOLNIC (2017).

Nous discutons maintenant des différentes implémentations de BBC pour le calcul de $\delta\mu_{\text{biais}}$.

VII.3.2 BBC1D

Originellement, il est calculé selon une seule dimension, le redshift, et n'affecte que la magnitude à pic d'émission m_B . Nous appelons cette implémentation BBC1D. Elle se base sur des intervalles de redshift de taille typique $< 0,1$ découpant l'échantillon BiasCor. Dans chacun de ces intervalles, nous calculons la moyenne pondérée des événements y appartenant, et elle est définie à une position z_i également dérivée de la moyenne pondérée des redshifts de l'intervalle. La valeur du biais $\delta\mu_{\text{biais}} = -\delta_{m_B}$ à ajouter au module de distance mesuré est alors déterminée par une interpolation linéaire des valeurs précédentes, et nous obtenons le module de distance corrigé :

$$\begin{aligned} \mu^* &= m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} \\ &= (m_B - \delta_{m_B}) + \alpha x_1 - \beta c - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} \\ &= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} + \delta\mu_{\text{biais}}(z) \end{aligned} \quad (\text{VII.10})$$

avec m_B^* la magnitude corrigée suivant sa position z : toutes les SNe appartenant au même intervalle de redshift sont corrigées du même δ_{m_B} .

3. L'équation du module de distance a été corrigée par rapport à l'article, conformément à l'équation I.27.

4. <https://root.cern.ch/download/minuit.pdf>

Ces modules de distance corrigés sont ensuite traités par **SALT2mu**, qui renvoie les valeurs ajustées α , β , γ_{env} , M_{z_i} , et σ_μ . Après cette étape, le logiciel **wfit** ajuste les valeurs de M_{z_i} en fonction du redshift pour avoir les paramètres cosmologiques. Un schéma de fonctionnement est donné Figure VII.4.

VII.3.3 BBC5D

Développée dans **KESSLER et SCOLNICK (2017)**, cette méthode se trouve dans la prolongation de BBC1D, en corrigeant cette fois m_B , x_1 et c à l'aide de l'échantillon BiasCor. Plutôt que de le séquencer uniquement en redshift pour déterminer δ_{m_B} , il est divisé en cellules de tailles (0,05 ; 0,50 ; 0,05) respectivement. Les corrections δ_{m_B} , δ_{x_1} et δ_c à appliquer sont alors calculées de l'interpolation des moyennes pondérées des SNe dans chacune des cellules. Nous représentons ce procédé Figure VII.5, où les exposants correspondent aux intervalles selon c , x_1 et z respectivement, pour lesquels le nombre total d'intervalles est C , X et Z , respectivement. L'indice p indique le paramètre à sélectionner dans la cellule en question pour obtenir le biais correspondant.

Avec ce découpage, nous obtenons cette fois :

$$\begin{aligned}\mu^* &= m_B^* + \alpha x_1^* - \beta c^* - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} \\ &= (m_B - \delta_{m_B}) + \alpha(x_1 - \delta_{x_1}) - \beta(c - \delta_c) - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} \\ &= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_{z_i} + \delta\mu_{\text{env}} + \delta\mu_{\text{biais}}(z, x_1, c, \alpha, \beta)\end{aligned}\quad (\text{VII.11})$$

avec

$$\delta\mu_{\text{biais}} \triangleq -(\delta_{m_B} + \alpha\delta_{x_1} - \beta\delta_c) \quad (\text{VII.12})$$

C'est de la dimension de $\delta\mu_{\text{biais}}$ que BBC5D tire son nom. En effet, une version 3D avec uniquement le découpage susmentionné peut exister (**SCOLNICK et KESSLER 2016**), mais il se trouve que les valeurs de correction de biais dépendent des valeurs de α et β utilisées. Pour reproduire cette corrélation et étant donné que ces coefficients ont des valeurs discrètes, ces paramètres sont générés sur une grille de taille 2×2 , encapsulant les valeurs trouvées par les études précédentes, et pour chacune de ces valeurs sont définies les matrices découpées en 3D précédentes. Nous utilisons $\alpha = [0,10 ; 0,20]$ et $\beta = [2,8 ; 3,4]$ (étant donné que notre dispersion intrinsèque est basée sur G10). Nous illustrons ce principe Figure VII.6.

Les valeurs finales de correction sont les interpolations en 3 dimensions de $\delta\mu_{\text{biais}}$ à chaque valeur de α et β pour chaque itération de l'ajustement BBC, dont les résultats sont également interpolés linéairement. Une fois ces valeurs corrigées, α , β , γ_{env} , M_{z_i} et σ_μ sont minimisés par **SALT2mu**, et l'ajustement de M_{z_i} en fonction du redshift par **wfit** donne les valeurs des paramètres cosmologiques. Ce fonctionnement est résumé Figure VII.7.

VII.3.4 BBC7D

Dans les travaux de **SMITH et al. (2020)**, il a été déterminé que le paramètre γ_{env} ajusté par BBC5D présentait un biais si l'échantillon analysé avait des corrélations entre les paramètres d'étirement et/ou de couleur avec la masse de la galaxie hôte. Pour prendre en compte ces biais dans la *mass step*, **POPOVIC et al. (2021b)** ont alors introduit deux nouvelles dimensions au terme $\delta\mu_{\text{biais}}$ de l'Équation VII.11 : θ , un décalage de magnitude générique, et M_* la masse de la galaxie hôte.

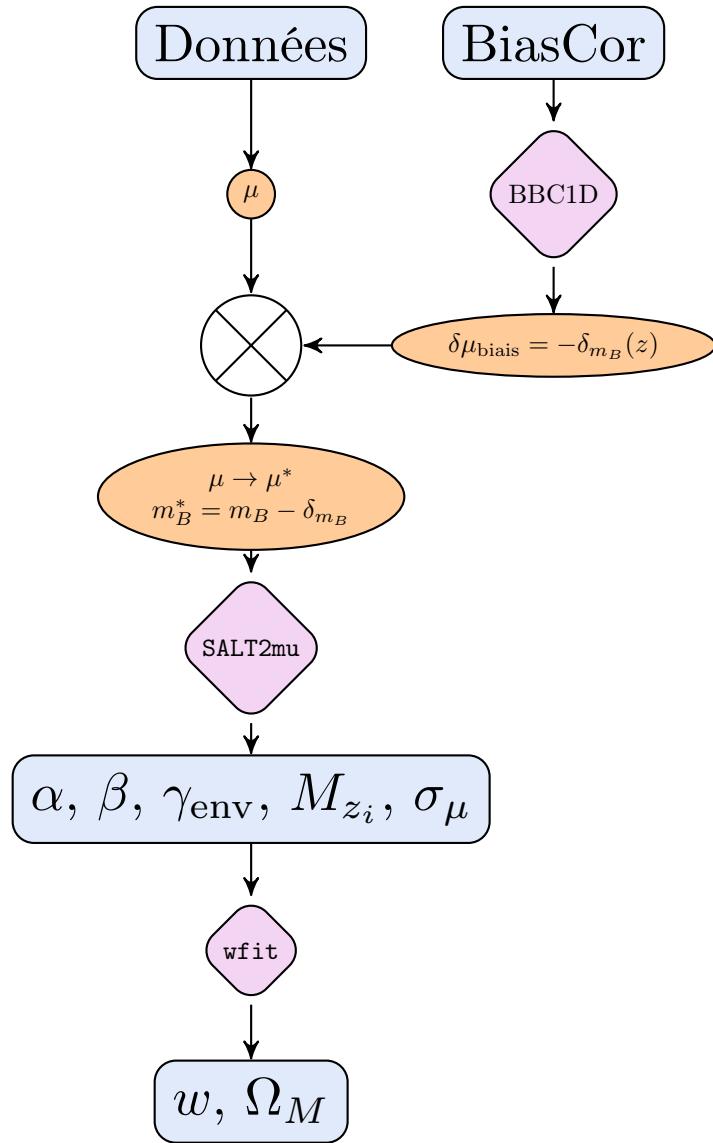


FIGURE VII.4 – Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC lorsqu’elle est dans sa version à 1 dimension. De l’échantillon BiasCor sont déterminées les valeurs $\delta\mu_{\text{biais}}$ à ajouter au module de distance en le découplant dans des intervalles de redshift pour y calculer la moyenne pondérée. Avec les données, elles permettent de déterminer les modules de distances corrigés μ^* , qui sont ensuite traités par **SALT2mu** pour avoir les α , β , γ_{env} , M_{z_i} et σ_μ qui permettent l’ajustement cosmologique par **wfit**.

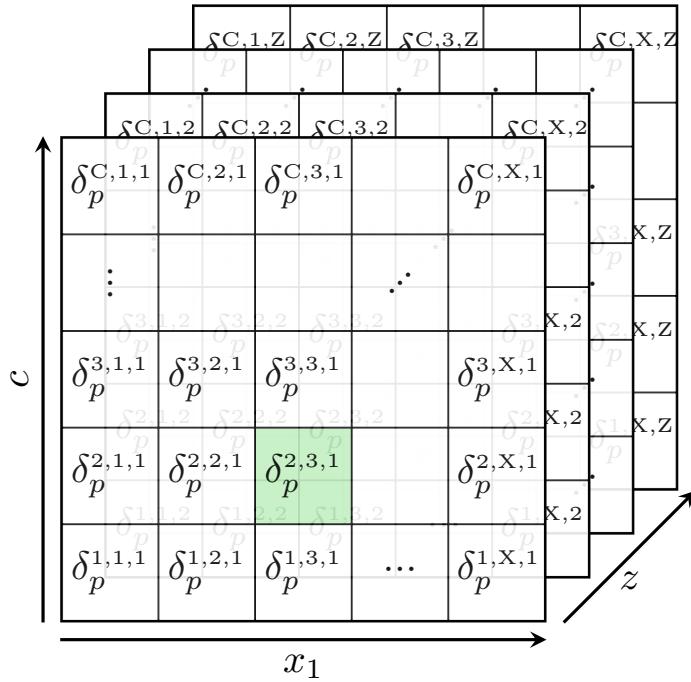


FIGURE VII.5 – Schéma de fonctionnement du découpage de l'échantillon BiasCor en 3 dimensions x_1, c, z de la méthode BBC5D. Pour une supernova dont les valeurs de c, x_1, z sont dans les intervalles 2, 3, 1, respectivement, les valeurs $\delta_{m_B}, \delta_{x_1}$ et δ_c seront celles issues de la cellule coloriée en vert.

L'idée de cet ajout est d'attribuer un décalage de magnitude de $+\theta$ à une moitié *aléatoire* de l'échantillon BiasCor, et $-\theta$ à l'autre moitié. Ce paramètre, complètement décorrélé des propriétés environnementales, est donc par essence différent de γ_{env} et permet une plus grande flexibilité que d'utiliser $\delta\mu_{\text{env}} = \pm\gamma_{\text{env}}/2$ pour $X_* \gtrless S$, respectivement.

Ces paramètres sont utilisés à chaque étape de l'ajustement BBC, passant d'un $\delta\mu_{\text{biais}}$ en 5 dimensions ($\vec{x}_5 = \{z, x_1, c, \alpha, \beta\}$) à 7 dimensions $\{\vec{x}_5, \theta, M_*\}$. $\delta\mu_{\text{biais}}$ est interpolé pour les 6 premières et évalué dans des intervalles selon M_* . Les valeurs $\delta\mu_{\text{env}}$ permettent l'interpolation de l'échantillon BiasCor entre $\pm\theta$ suivant :

$$\delta\mu_{\text{biais}} = f \times \delta\mu_{\text{biais}}(\vec{x}_5, +\theta, M_*) + (1 - f) \times \delta\mu_{\text{biais}}(\vec{x}_5, -\theta, M_*) \quad (\text{VII.13})$$

avec $f = \frac{\delta\mu_{\text{env}} + \theta}{2\theta}$. θ étant indépendant des paramètres de SNe, il permet d'examiner des corrélations entre n'importe quelle propriété de galaxie hôte et la magnitude des SNe Ia.

C'est avec ce formalisme de BBC que nous traitons nos simulations dans le chapitre suivant, dans lequel nous répertorions les corrélations que nous voulons tester et créons pour ce faire nos propres HOSTLIB, où l'étirement est donné par le modèle du Chapitre VI et publié dans [NICOLAS et al. \(2021\)](#).

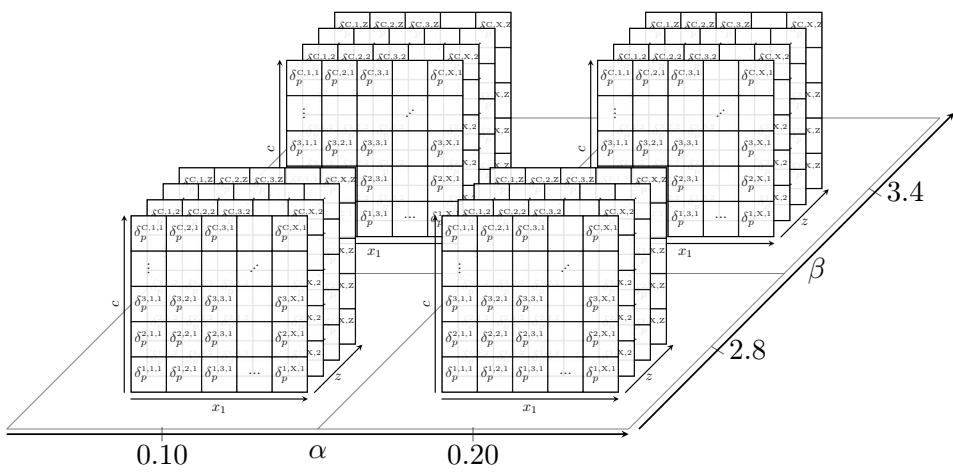


FIGURE VII.6 – Schéma de fonctionnement de la correction de biais à 5 dimensions de la méthode BBC5D : les paramètres α et β sont générés sur une grille de taille 2×2 , et à chacune des valeurs de cette grille sont associées les matrices de découpe de l'échantillon BiasCor en 3 dimensions : x_1 , c et z . Les valeurs finales à ajouter au module de distance de la SN simulée résulte de l'interpolation en 5D du meilleur ajustement.

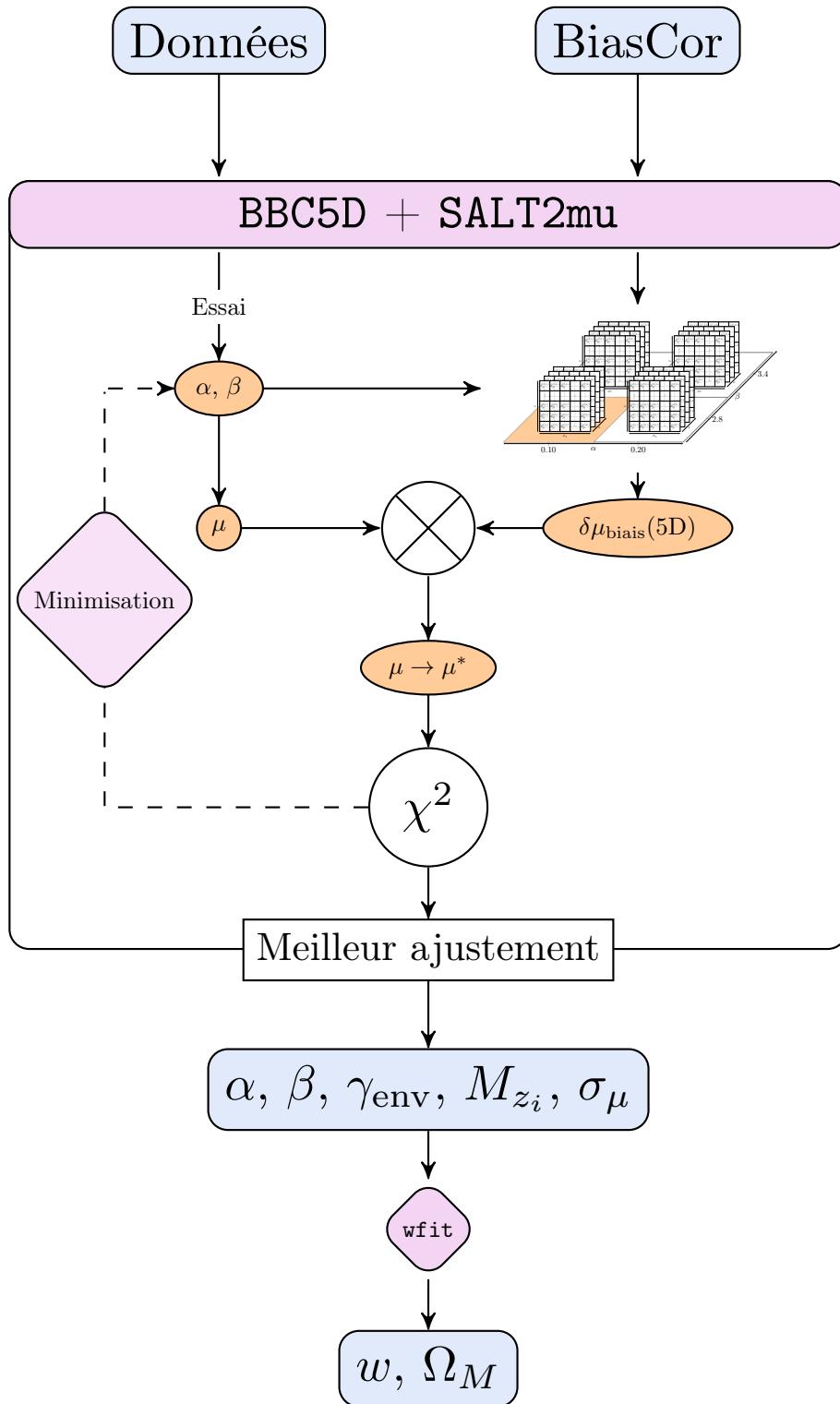


FIGURE VII.7 – Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC lorsqu'elle est dans sa version à 5 dimensions. Contrairement à BBC1D, ici l'ajustement de α et β se fait en même temps que la correction de biais, cette dernière étant dépendante des valeurs des premières. Les valeurs de $\delta\mu_{\text{biais}}$ à ajouter à μ et de α et β sont les interpolations du meilleur ajustement, donnant en sortie des M_{z_i} qui permettent l'ajustement par wfit.

Figures

VII.1 Extrait d'une HOSTLIB utilisée dans notre étude	100
VII.2 Extrait de la SIMLIB de SDSS	101
VII.3 Schéma de fonctionnement d'une simulation avec SNANA	105
VII.4 Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC1D	109
VII.5 Schéma de fonctionnement du découpage de l'échantillon BiasCor en 3 dimensions x_1, c, z de la méthode BBC5D	110
VII.6 Schéma de fonctionnement de la correction de biais à 5 dimensions de la méthode BBC5D	111
VII.7 Schéma de fonctionnement de la méthode de correction de biais de BBC5D	112

Tableaux

VII.1 Valeurs des paramètres cosmologiques utilisés pour la détermination du module de distance réel de la SN simulée	102
---	-----

Impact sur la cosmologie : simulations

*« The Answer to the Great Question... Of Life,
the Universe and Everything... Is... Forty-two. »*

Douglas ADAMS, *H2G2*

Nous avons vu dans le chapitre précédent la manière dont **SNANA** permettait de traiter les biais et corrélations environnementales dans le calcul des paramètres cosmologiques, et ainsi la raison pour laquelle son utilisation dans notre thèse était pertinente.

Dans ce chapitre, nous présentons les simulations que nous avons effectuées avec le logiciel. Dans un premier lieu, nous discutons des différentes corrélations que nous avons testées *via* l'utilisation de **HOSTLIB** (Section [VIII.1](#)) et de la confection des nôtres (Section [VIII.2](#)). Par la suite, nous sondons la qualité de chacun de ces modèles à décrire les données (Section [VIII.3](#)) pour finalement regarder l'impact de ces différentes hypothèses sur la valeur calculée de w (Section [VIII.4](#)). Nous concluons Section [VIII.5](#).

Sommaire

VIII.1 Présentation des HOSTLIB	116
VIII.1.1 Étirement et couleur globales : SK	116
VIII.1.2 Étirement et couleur selon la masse : BP	117
VIII.1.3 Étirement selon l'âge : NN	117
VIII.1.4 Étirement et marche de magnitude selon l'âge : NR	117
VIII.2 Confection des HOSTLIB NN et NR	118
VIII.2.1 Modélisation du lien entre masse et redshift	118
VIII.2.2 Comparaison aux données	120
VIII.2.3 Sélection des modèles	120
VIII.2.4 Génération des HOSTLIB	123
VIII.2.5 Implémentation	124
Résumé	126
VIII.3 Comparaison des données simulées aux données réelles	126
VIII.3.1 Accord entre les données : analyse uni-dimensionnelle	127
VIII.3.2 Accord entre les données : analyse bi-dimensionnelle	130
VIII.4 Impact sur la cosmologie	132
VIII.4.1 Résultats de standardisation	132
VIII.4.2 Résultats de cosmologie	135
VIII.4.3 Systématiques dues au choix du modèle de masse	138
VIII.5 Conclusion	140

VIII.1 Présentation des HOSTLIB

Dans sa forme la plus générale, une HOSTLIB ne possède pas de valeurs liées à des paramètres de SNe Ia (comme l'étirement ou la couleur). En effet, elle sert originellement à utiliser le redshift photométrique de la galaxie hôte comme valeur antérieure dans l'ajustement du redshift de la SN et à ajouter du bruit à la SN simulée (voir Chapitre VII). Avant d'intégrer notre modèle à SNANA, il nous a fallu reproduire les approches d'autres groupes utilisant le logiciel. Nous avons choisi pour cela les études de SCOLNIC et KESSLER (2016), ci-après SK, et de POPOVIC et al. (2021b), ci-après BP.

VIII.1.1 Étirement et couleur globales : SK

Dans leurs travaux, SK n'incluent pas de lien d'étirement ou de couleur avec les propriétés de la galaxie hôte mais uniquement une marche de magnitude en fonction de sa masse M_* . Celle-ci est incluse dans les WEIGHTMAP des sondages et est de 0,05 mag. Le tirage des paramètres x_1 et c se font alors depuis des distributions asymétriques Gaussiennes, une par sondage simulé, décrites par :

$$P(p) = \begin{cases} e^{-\frac{|p - \mu|^2}{\sigma_-^2}} & \text{si } p \leq \mu \\ e^{-\frac{|p - \mu|^2}{\sigma_+^2}} & \text{si } p > \mu \end{cases} \quad (\text{VIII.1})$$

avec $p = x_1$ ou c . Les valeurs des paramètres sont indiquées Tableau VIII.1.

Tableau VIII.1 – Paramètres des distributions sous-jacentes d'étirement et de couleur desquelles sont générées les SNe Ia dans notre reproduction du travail de SK.

Sondage	x_1			c		
	μ	σ_-	σ_+	μ	σ_-	σ_+
PS1	0,604	1,029	0,363	-0,077	0,029	0,12
SDSS	1,141	1,653	0,100	-0,038	0,048	0,079
SNLS	0,964	1,232	0,282	-0,065	0,044	0,12
LOWZ	–	–	–	-0,055	0,023	0,015

Notes. Les valeurs viennent du Tableau 1 de SK, sauf pour LOWZ dont la distribution d'étirement est une double Gaussienne d'après SCOLNIC et al. (2018).

Nous avons cependant utilisé les valeurs de paramètres de SCOLNIC et al. (2018) pour la distribution d'étirement de LOWZ, qui est alors décrite par une combinaison de deux Gaussiennes dont une asymétrique, telle que :

$$P(x_1) = A_1 \times \begin{cases} e^{-\frac{|x_1 - \mu_1|^2}{\sigma_{-,1}^2}} & \text{si } x_1 \leq \mu_1 \\ e^{-\frac{|x_1 - \mu_1|^2}{\sigma_{+,1}^2}} & \text{si } x_1 > \mu_1 \end{cases} + A_2 \times e^{-\frac{|x_1 - \mu_2|^2}{\sigma_2^2}} \quad (\text{VIII.2})$$

Les valeurs sont indiquées Tableau VIII.2 avec le rapport d'amplitude $a = \frac{A_1}{A_2}$.

Tableau VIII.2 – Paramètres de la distribution sous-jacente d’étirement pour l’échantillon LOWZ dans notre reproduction de l’étude de SK.

Sondage	x_1					
	μ_1	$\sigma_{-,1}$	$\sigma_{+,1}$	a	μ_2	σ_2
LOWZ	0,55	1,0	0,45	0,55	-1,5	0,5

Notes. Les caractéristiques sont celles reportées dans l’annexe C de SCOLNIC et al. (2018), mais les valeurs y étant erronées, nous avons utilisé celles de l’équipe directement.

VIII.1.2 Étirement et couleur selon la masse : BP

D’un autre côté, BP définissent des distributions mères Gaussiennes asymétriques pour x_1 et c selon la masse de la galaxie hôte. Ceci est effectué en découplant les données des sondages en intervalles selon M_* ; dans chacun de ces intervalles sont déterminés les paramètres des Gaussiennes asymétriques, puis à chaque entrée de la HOSTLIB sont sélectionnés des paramètres d’étirement et de couleur selon la valeur de la masse de la galaxie hôte. Ainsi, par rapport à SK, ces HOSTLIB présentent deux colonnes supplémentaires : une pour x_1 et une pour c , attribuant à chaque entrée une valeur de ces paramètres à associer à la SN simulée.

Ce procédé est réalisé pour LOWZ d’une part, menant à une HOSTLIB que nous appelons « BP_lowz », et pour la combinaison des sondages DES, SDSS, PS1 et SNLS d’autre part, menant à une HOSTLIB que nous nommons « BP_highz ». Les valeurs des paramètres correspondants sont disponibles dans l’annexe A2 de BP.

Ce sont ces HOSTLIB qui constituent la base de notre étude : en réalité, les HOSTLIB SK sont celles de BP où nous avons retiré le tirage des colonnes x_1 et c .

VIII.1.3 Étirement selon l’âge : NN

Notre approche des corrélations entre environnement et supernova est une variation forte par rapport aux précédentes implémentations, puisqu’elle résulte d’une modélisation prospective plutôt que purement phénoménologique. Pour notre étude, nous avons besoin de relier l’étirement attribué à la SN avec l’âge de son environnement, en correspondance avec nos travaux précédents (NICOLAS et al. 2021, ci-après NN). Nous augmentons donc les HOSTLIB en faisant correspondre un âge à chaque entrée des tables. Ainsi, par rapport aux HOSTLIB BP, nous avons donc une colonne indiquant si la SN est jeune ou vieille, et nommons ces HOSTLIB « NN ». La réalisation de cette HOSTLIB est présentée dans la Section VIII.2.

VIII.1.4 Étirement et marche de magnitude selon l’âge : NR

Comme nous l’avons vu précédemment, l’âge des SNe Ia a une double implication : celle de l’évolution de la distribution sous-jacente de l’étirement avec le redshift (Chapitre VI), mais aussi une marche de magnitude de $\gamma_{\text{env}} = 0,13$ mag entre les SNe Ia jeunes et vieilles (Chapitre VI, RIGAULT et al. 2020). Nous avons implanté cette valeur à la place de la marche de magnitude selon M_* incluse dans les WEIGHTMAP des sondages via l’ajout d’une colonne donnant une variation de magnitude de $\pm 0,065$ mag aux HOSTLIB NN : ces

nouvelles HOSTLIB se nomment « NR » pour « NICOLAS RIGAULT », et présentent l'exacte même colonne d'étirement que les NN.

VIII.2 Confection des HOSTLIB NN et NR

Afin de simuler des SNe Ia avec notre modèle, que ce soit pour NN ou NR, nous avons besoin que les propriétés des galaxies hôtes suivent les distributions de ce qui a été observé par les différents sondages simulés. Bien que nous soutenions que le LsSFR est un meilleur traceur de l'environnement d'une SN (BRIDAY et al. 2022), la plupart des sondages caractérisent les galaxies avec leur masse stellaire. Étant donné que le LsSFR est lié à la masse de la galaxie hôte¹, nous ne pouvons pas uniquement nous baser sur la valeur du redshift z d'une entrée des HOSTLIB BP pour y assigner un étirement. Nous attendons effectivement que les galaxies vers $M_* \approx 12$ ne contiennent des SNe Ia vieilles alors que les galaxies de $M \gtrsim 7$ n'en contiennent que des jeunes.

Par conséquent, afin de comparer les implications de notre modélisation basée sur le LsSFR avec ce que les autres sondages ont observé, nous avons dû modéliser les masses des galaxies hôtes par rapport au LsSFR. Nous avons pour cela utilisé le même échantillon du Chapitre V que pour la modélisation de l'étirement du Chapitre VI. Cependant, nous soulignons que cette étude n'a pas pour volonté de décrire l'évolution des masses des galaxies hôtes (qui sont des propriétés globales) avec le LsSFR d'une supernova (étant une propriété intrinsèque de celle-ci) : son utilité est d'associer de manière cohérente un âge à une SN caractérisée par un certain redshift et par une masse de galaxie hôte.

VIII.2.1 Modélisation du lien entre masse et redshift

De la même manière que dans le Chapitre VI, nous utilisons le LsSFR comme traceur de l'âge d'une SN, mais cette fois sur les estimations de masse du sondage SNf. Ensuite, nous modélisons les populations jeune et vieille par une série de paramétrisations différentes et choisissons celle qui a le plus faible AIC. Cependant, les masses SNf ont été calculées à l'aide de l'Équation 8 de TAYLOR et al. (2011) (voir RIGAULT et al. (2020)) alors que d'autres études du catalogue Pantheon utilisent différentes techniques d'estimation de la masse qui pourraient donner des valeurs de sortie différentes pour une même galaxie.

L'estimation de TAYLOR utilise la magnitude AB absolue en bande i d'une galaxie, M_i . Elle est déduite de la magnitude apparente m_i connaissant le redshift de la galaxie mais suppose que la bande i observée est proche de celle du référentiel de repos, ce qui est vrai pour les redshifts de SNf qui sont inférieurs à $z \approx 0,05$. Les relevés de l'échantillon Pantheon sont à des redshifts plus élevés et ont utilisé un ajustement des distributions spectrales d'énergie (en anglais SED pour *spectral energy distributions*) des galaxies pour éviter les corrections K dans cette procédure.

Nous avons appliqué la même analyse à l'échantillon SNf : les données ainsi calculées sont nommées « SEDSNf » par la suite et l'échantillon fiduciel utilisant SEDSNf est nommé « SED fiduciel ». À cause de l'absence de 4 galaxies hôtes dans les catalogues de données nécessaires à ce calcul, l'échantillon SEDSNf est réduit à 110 données, au lieu de 114 pour SNf. Nous indiquons également que nous nous limitons pour cette étude aux galaxies de

1. Pour rappel : $\text{sSFR} = \frac{\text{SFR}}{M_*}$.

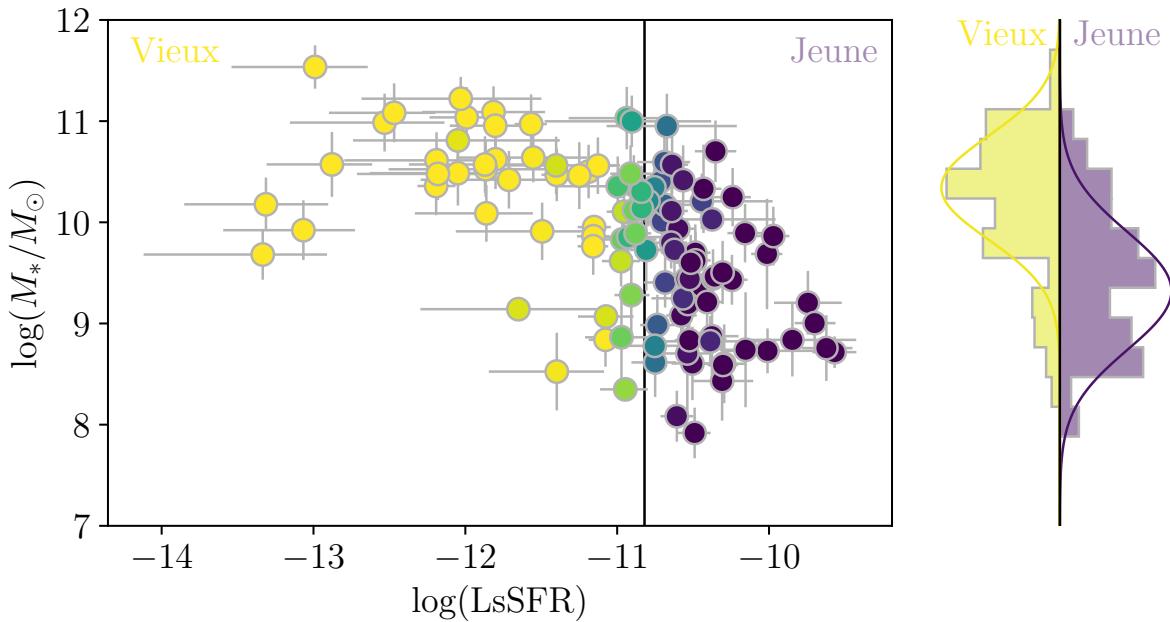


FIGURE VIII.1 – *Principal* : masses des galaxies hôtes (M_*) ajustées par SED en fonction du LsSFR pour les SNe de SNfactory. La couleur correspond à la probabilité p_y que la SN Ia soit jeune, c'est-à-dire qu'elle ait $\log \text{LsSFR} \geq -10,82$ (voir RIGAULT et al. 2020, et Chapitre VI). À droite : histogramme pondéré par p_y des étirements des SNe, ainsi que le modèle sélectionné ajusté. Les contributions des populations jeune et âgée sont indiquées en violet et jaune, respectivement.

$M_* > 10^7 M_\odot$, étant donné que les valeurs inférieures servent à indiquer qu'aucune galaxie hôte n'a été définie. L'échantillon fiduciel tombe alors à 548 données, et SED Fiduciel à 544.

Nous avons donc réalisé cette étude de l'évolution des distributions sous-jacentes de masse avec le LsSFR en utilisant :

SNf Uniquement les données de SNf (masses issues d'un calcul par l'Équation de TAYLOR) ;

SEDSNf Uniquement les données de SNf avec les masses issues d'un ajustement par SED ;

Fiduciel Toutes les données de notre échantillon fiduciel ;

SED fiduciel Toutes les données de notre échantillon fiduciel avec les masses SEDSNf.

D'après la forme des histogrammes de la Figure VIII.1, nous avons implémenté différentes modélisations. Cette étude étant annexe à la simulation par SNANA, nous ne présentons que les plus pertinentes et omettons les modélisations n'ayant pas d'intérêt physique ou mathématique, c'est-à-dire les modélisations constantes avec le redshift (notamment les Gaussienne simple et Gaussienne asymétrique pure) et les modèles ne convergeant pas. Ainsi, nous présentons les modèles suivants :

- « Bi-normal »², avec une Gaussienne simple pour chacune des populations jeune et âgée ;

2. Même paramétrisation que le modèle « Howell » (HOWELL et al. 2007) pour le stretch, voir Chapitre VI.

- « Normal+asym » où la population jeune est une simple Gaussienne et la population vieille est une Gaussienne asymétrique ;
- « Bi-asym » où les deux populations jeune et âgée sont asymétriques.

VIII.2.2 Comparaison aux données

Chacun de ces modèles a été ajusté aux différents échantillons, et nous en présentons maintenant les résultats. La procédure d'ajustement est celle de la Section 3 de [NN](#), selon la présence de LsSFR dans chaque sous-échantillon. Nous définissons de même que précédemment

$$-2 \ln(L) = -2 \sum_i \ln \mathcal{P} \left(x_1^i \mid \vec{\theta}; dx_1^i, y^i \right). \quad (\text{VIII.3})$$

et nous utilisons le critère d'information d'AKAIKE (AIC, [BURNHAM 2004](#)) pour comparer la capacité de chaque modèle à décrire correctement les données en pénalisant l'ajout de paramètres libres tel que :

$$\text{AIC} = -2 \ln(L) + 2k, \quad (\text{VIII.4})$$

ce qui permet d'éviter le sur-ajustement. Les résultats sont présentés Tableau [VIII.3](#).

Tableau VIII.3 – Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données selon l'échantillon d'ajustement.

Échantillon	N _{SNe Ia}	Bi-normal ($k = 4$)			Normal+asym ($k = 5$)			Bi-asym ($k = 6$)		
		-2 ln(L)	AIC	ΔAIC	-2 ln(L)	AIC	ΔAIC	-2 ln(L)	AIC	ΔAIC
SNf	114	230,0	238,0	–	229,8	239,8	-1,8	229,7	241,7	-3,7
SEDSNF	110	223,9	231,9	–	221,4	231,4	0,6	221,3	233,3	-1,4
Fiduciel	544	1534,3	1542,3	–	1534,3	1544,3	-2,0	1531,0	1543,0	-0,7
SED Fiduciel	548	1546,6	1554,6	–	1546,5	1556,5	-1,9	1538,7	1550,7	4,0

Notes. Pour chaque modèle considéré, nous indiquons son nombre de paramètres libres k , et pour chaque échantillon étudié son $-2 \ln(L)$ (voir Équation [VI.3](#)), son AIC et la différence d'AIC (ΔAIC) entre ce modèle et le modèle Bi-normal, choisi comme référence car présentant l'AIC le plus faible pour 6 comparaisons sur 8.

Après calcul, le modèle Bi-normal est celui qui se détache le plus, étant celui de plus petit AIC pour 6 modèles sur 8, et est celui représenté sur la Figure [VIII.1](#). Tous les modèles sont cependant considérés comme étant de bonnes représentations des données. Nous présentons Figure [VIII.2](#) une illustration des résultats du tableau précédent, et Figure [VIII.3](#) les représentations graphiques des modèles implémentés variant en redshift.

VIII.2.3 Sélection des modèles

Avec la multitude de modèles possibles pour établir nos [HOSTLIB](#), nous avons dû effectuer une sélection. Étant donné que notre but est d'associer de manière cohérente un âge de SN définie par un redshift et une masse de galaxie hôte, une caractéristique primordiale au modèle choisi est d'avoir une évolution de la fraction de jeunes SNe Ia physiquement cohérente avec les observations. nous nous attendons notamment à ce que la

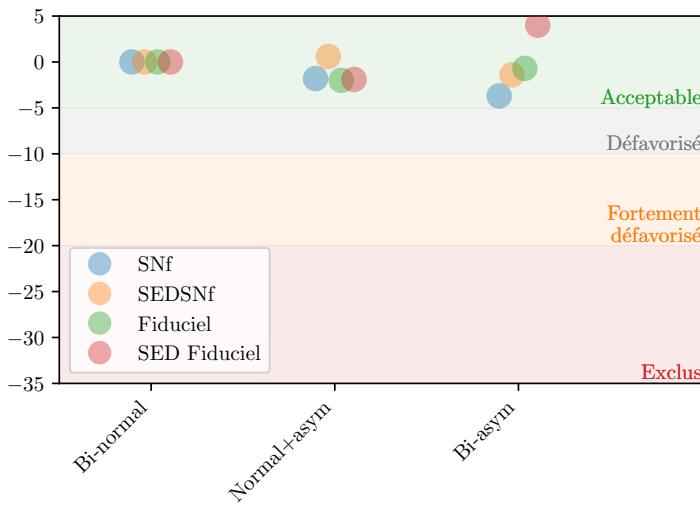


FIGURE VIII.2 – ΔAIC entre le modèle Bi-normal et les autres modèles (voir Tableau VIII.3). Tous les modèles sont dérivants. Les marqueurs bleus, orange, verts et rouges montrent les résultats lorsque l’analyse est effectuée sur l’échantillon SNf, SEDSNf, fiduciel, fiduciel avec SEDSNf, respectivement (voir légende). Les bandes de couleur illustrent la validité des modèles, d’acceptable ($\Delta\text{AIC} > -5$) à exclu ($\Delta\text{AIC} < -30$). En suivant ces valeurs d’AIC, tous les modèles sont compatibles entre eux.

fraction de jeunes étoiles soit ≈ 1 pour les $M_* \gtrsim 10^7 M_\odot$, diminue progressivement jusqu’à $\approx 50\%$ pour $M_* \approx 10^{10} M_\odot$ et continue sa progression vers 0 pour $M_* > 10^{10} M_\odot$; en effet, la position de la marche de magnitude basée sur la masse est à $M_* = 10^{10} M_\odot$ et cette limite constitue un bon indicateur de l’âge d’une SN Ia d’après BRIDAY et al. (2022).

Nous avons étudié cette évolution pour les différents modèles implémentés, dont les résultats sont présentés Figure VIII.4.

Nous trouvons alors que tous les modèles finissent par présenter une remontée de la fraction de jeunes étoiles quand la masse $M_* > 10^{11} M_\odot$, sauf le modèle Bi-normal ajusté sur l’échantillon SEDSNf. Cela provient de l’incertitude des courbes Gaussiennes des sous-populations jeunes étant bien plus larges que celles des sous-populations vieilles, donnant pour les masses élevées un rapport de probabilité en faveur des jeunes SNe Ia. Ceci ne correspondant pas à une réalité physique, nous rejetons tous les modèles Normal+asym et Bi-asym de notre étude à partir de ces résultats. Parmi les modèles Bi-normal, seul celui ajusté sur SNf passe en effet par 50% à $M_* = 10^{10} M_\odot$.

Nous conservons ainsi les modèles suivants :

- 1) Le modèle Bi-normal ajusté sur SEDSNf;
- 2) Le modèle Bi-normal ajusté sur SNf;

et pour reproduire artificiellement la descente de la fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse attendue, nous avons également :

- 3) « SNfsupp » (« suppressed », « réprimé ») : le modèle Bi-normal ajusté sur SNf, mais pour lequel les objets de $M_* > 10^{11} M_\odot$ sont automatiquement associés à des SNe Ia âgées. Il ne constitue pas un modèle analytique en soit et n’est donc pas tracé Figure VIII.4, mais son effet est visible Figure VIII.6.

Nous prenons le modèle SNfsupp comme référence. Les implications du choix de modélisation de masse est discuté Section VIII.4.3. Les valeurs des paramètres des modèles SEDSNf et SNf sont indiquées Tableau VIII.4.

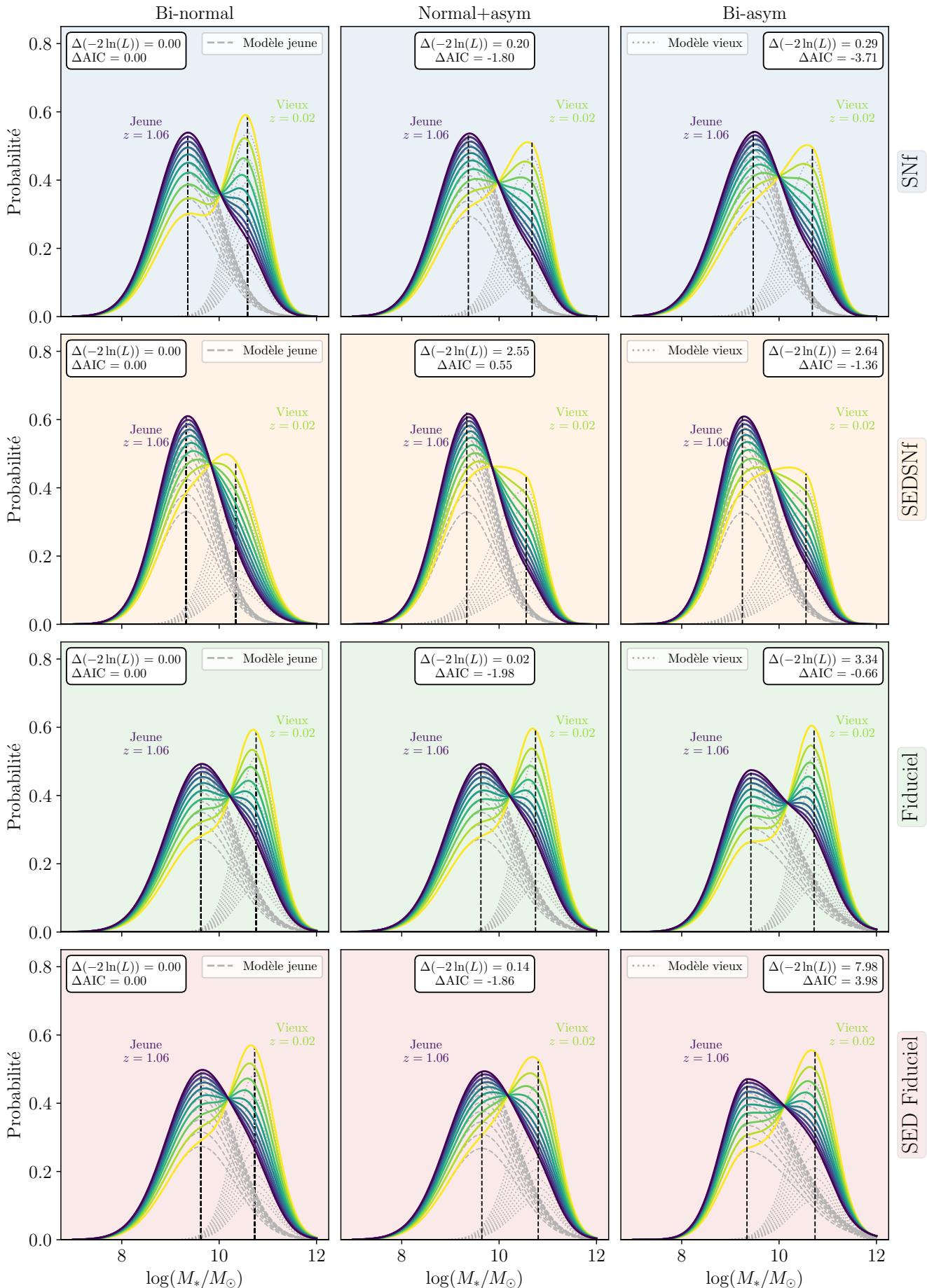


FIGURE VIII.3 — Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de la masse avec le redshift. Les modèles Bi-normal, Normal+asym et Bi-asym sont tracés dans la colonne de gauche, du milieu et de droite, respectivement. Les échantillons sur lesquels ils sont ajustés correspondent aux lignes et à la couleur de fond du graphique : SNf (bleu), SEDSNf (orange), fiduciel (vert), fiduciel avec SEDSNf (rouge), correspondant aux mêmes couleurs que dans la Figure VIII.2. Les quantités $\Delta(-2 \ln(L))$ et ΔAIC par rapport au modèle Bi-normal de chaque ligne sont indiquées pour chaque modèle figure. Nous avons tracé dix réalisations des modèles selon la valeur du redshift moyen considéré, de la valeur la plus basse de notre échantillon ($z = 0.02$) à la valeur maximale des données totales (sans coupe en redshift) de SNLS ($z = 1.06$). Ces modèles sont représentés en couleur allant du jaune (bas redshift, plus vieil environnement) au violet (haut redshift, environnement jeune) et les distributions des populations jeune et vieille constituant le modèle total sont en gris pointillé et fin pointillé, respectivement. Nous y retrouvons l'information que tous les modèles sont compatibles en tant que bonnes représentations des données par rapport au modèle de base.

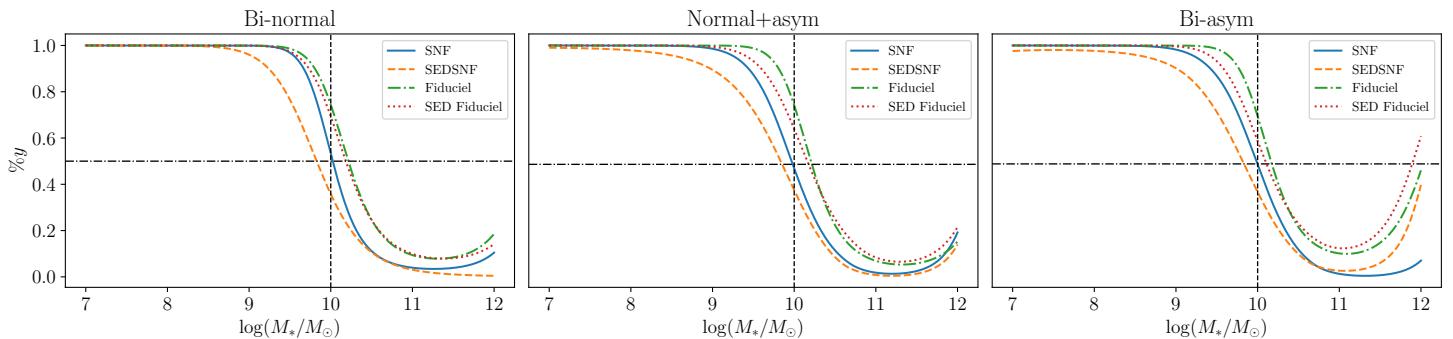


FIGURE VIII.4 – Comparaison de la prédiction de l’évolution de la fraction de jeunes SNe Ia ($\%y$) en fonction de la masse de la galaxie hôte (M_*) pour chaque modèle et selon chaque échantillon utilisé pour l’ajustement. Alors que le sens de variation devrait être constant, pratiquement tous les modèles finissent par remonter après $M_* \approx 10^{11} M_\odot$, sauf le modèle Bi-normal ajusté sur SEDSNf. Nous excluons les modèles Normal+asym et Bi-asym par ce critère.

Tableau VIII.4 – Valeurs des paramètres issus des meilleurs ajustements du modèle Bi-normal sur les échantillons SNf et SEDSNf.

Échantillon	μ_y	σ_y	μ_o	σ_o
SNf	9.36 ± 0.06	0.64 ± 0.04	10.58 ± 0.04	0.38 ± 0.04
SEDSNf	9.32 ± 0.07	0.58 ± 0.05	10.34 ± 0.07	0.51 ± 0.06

VIII.2.4 Génération des HOSTLIB

Avec les modélisations de la masse et de l’étirement en fonction du redshift, nous pouvons à présent lire les entrées des HOSTLIB BP, et à partir d’un redshift générer une liste de masses et d’étirements. Cela nous permettra ensuite de faire correspondre la masse de la HOSTLIB avec celles de la liste générée, et d’attribuer une valeur d’étirement qui remplacera celle de BP.

Cette étape est réalisée avec le module Python `SNprop`³. Ce processus prend la fraction attendue de jeunes étoiles en utilisant $\delta(z)$ donnée Équation III.6. Il assigne une qualité « jeune » ($\text{LsSFR} = 1$) ou « vieille » ($\text{LsSFR} = 0$) au tirage qui va suivre en prenant un nombre aléatoire r entre 0 et 1 et en le comparant à la valeur de la fraction susmentionnée. Si $r < \delta(z)$, alors la SN simulée sera jeune et inversement. Plus z augmente et plus $\delta(z)$ augmente, et donc plus la probabilité d’être assignée jeune augmente. Ceci est présenté Figure VIII.5.

Cette étape est réalisée 1000 fois pour chaque redshift de la HOSTLIB, donnant une table de redshift, âge (0 ou 1), masse et étirement de 1000 entrées, puis une correspondance est effectuée entre toutes les masses tirées et la masse de la HOSTLIB pour trouver celle qui en est la plus proche. Nous prenons alors la valeur d’étirement associée et remplaçons celle de la HOSTLIB. Au même moment, nous entrons la valeur de l’âge (0 ou 1) dans une nouvelle colonne ; ceci conclut la confection des HOSTLIB NN.

Les HOSTLIB NR possèdent un autre colonne supplémentaire, où à chaque valeur d’âge est associée une valeur de variation de magnitude, de +0,065 mag pour les jeunes (moins

3. <https://github.com/MickaelRigault/snprop>

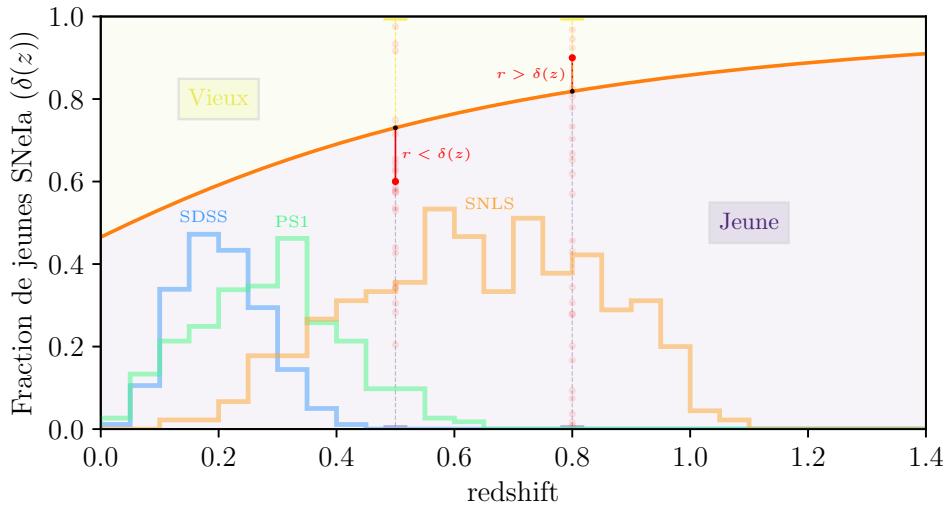


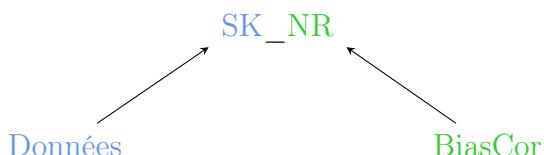
FIGURE VIII.5 – Représentation du choix de l’âge d’une SN et de l’assignation de masse et d’êtrement en fonction du redshift du module Python `SNprop`³. Orange : fraction estimée de jeunes SNe Ia en fonction du redshift. Histogrammes : nombres de SNe Ia des 3 sondages principaux de l’échantillon Pantheon (SCOLNICK et al. 2018) (pas à l’échelle). Lignes verticales : pour chaque z de la HOSTLIB, un nombre aléatoire r entre 0 et 1 est tiré. S’il est supérieur (inférieur) à $\delta(z)$ à ce redshift, alors la SN sera assignée vieille (jeune) et les valeurs de masse et d’êtrement générées seront tirées des distributions sous-jacentes vieilles (jeunes) des paramètres correspondants.

lumineuses) et de -0,065 mag pour les vieilles (plus lumineuses), qui remplacent les valeurs de marche de magnitude basées sur la masse implémentées dans les autres approches et qui sont associées au `WEIGHTMAP`.

VIII.2.5 Implémentation

Nous pouvons implémenter différentes manières d’effectuer ces simulations, que nous appelons « types ». Une approche serait de simuler 100 fois des échantillons de la taille de l’échantillon de Pantheon (≈ 1000) et de combiner les résultats, permettant ainsi d’avoir des incertitudes statistiques réalistes. Bien que nous ayons entamé la réalisation d’une telle approche, le plus simple et moins chronophage a été de simuler un échantillon d’une taille conséquente ($\approx 13\,000$) avec un BiasCor cinquante fois plus grand, donnant une idée de l’incertitude systématique due aux différents modèles de corrélations (SK, BP, NN, NR).

Pour quantifier cela, nous conservons les données simulées et les échantillons BiasCor associés de chaque modélisation, afin d’utiliser les données d’un modèle et de les corriger avec le BiasCor d’un autre : l’idée derrière cette pratique est d’évaluer le potentiel biais dû au fait de méconnaître la physique réelle qui régit les propriétés intrinsèques des SNe Ia. Pour les distinguer, nous les nommons de la manière suivante :



Ainsi, « SK_NR » décrit un échantillon dont les données ont été générées en supposant les modèles de corrélations de SK et corrigées avec des données générées en supposant les modèles de corrélations dus à l'âge (NR). Lorsque les données et BiasCor sont les mêmes, nous ne mentionnons pas quel est le BiasCor.

Pour comparer de manière cohérente les données simulées aux données réelles, il faut que le ratio des données de chaque sondage de l'échantillon simulé corresponde au ratio des données de chaque sondage de l'échantillon réel. Ceci s'effectue *via* un paramètre appelé NGEN, décrivant le nombre d'années de sondage simulé. Il permet de contrôler plus ou moins précisément le nombre de SNe Ia simulées, puisque chaque sondage a sa propre efficacité spectroscopique qui, à chaque simulation, opère une sélection des données conservées (voir Chapitre VII). Notamment, puisque l'efficacité spectroscopique de l'échantillon LOWZ est particulièrement faible, il nécessite un grand NGEN dans nos fichiers de configurations. De plus, la correction par BBC réduit l'échantillon en ne conservant que les données qui sont dans un intervalle de BiasCor avec suffisamment de points pour avoir une valeur de correction. Nous indiquons dans le Tableau VIII.5 le nombre de données pour les données réelles et pour nos simulations, exprimées en pourcentages de l'échantillon Pantheon.

Tableau VIII.5 – Nombre de données après l'ajustement par BBC et après l'échantillonnage nécessaire à la reproduction des ratio observés dans l'échantillon Pantheon (SCOLNICK et al. 2018).

Données	BiasCor	Après BBC				
		Total (/1022)	LOWZ	SDSS	PS1	SNLS
Pantheon		1022 (1.00)	172	335	279	236
SK	SK	13333 (13.05)	13.64	7.29	19.63	13.00
	BP	12847 (12.57)	13.31	7.00	19.24	12.06
	NN	12898 (12.62)	13.03	7.01	19.40	12.27
	NR	12898 (12.62)	13.03	7.01	19.40	12.27
BP	SK	12316 (12.05)	10.50	6.71	18.10	13.61
	BP	12462 (12.19)	10.59	6.77	18.66	13.42
	NN	12397 (12.13)	10.02	6.76	18.68	13.55
	NR	12397 (12.13)	10.02	6.76	18.68	13.55
NN	SK	12439 (12.17)	12.59	6.54	17.87	13.12
	BP	12478 (12.21)	12.51	6.57	18.33	12.75
	NN	12787 (12.51)	13.09	6.61	18.73	13.11
	NR	12787 (12.51)	13.09	6.61	18.73	13.11
NR	SK	12461 (12.19)	13.01	6.60	17.89	12.81
	BP	12475 (12.21)	12.88	6.62	18.32	12.41
	NN	12798 (12.52)	13.49	6.70	18.72	12.76
	NR	12798 (12.52)	13.49	6.70	18.72	12.76

Notes. Les pourcentages sont indiqués par rapport à la taille de l'échantillon Pantheon, voir première ligne. Les sous-échantillons simulés sont indiqués en pourcentages directement.

Résumé

Ainsi, nous avons implémenté dans **SNANA** les différentes corrélations sous-jacentes et modélisations des propriétés des SNe Ia des études de **SK**, **BP**, **NN** et de cette thèse (NR) *via* le biais de **HOSTLIB**. Ces simulations nous permettent de générer des échantillons corrigés des biais reproduisant les observations des sondages LOWZ, SDSS, PS1 et SNLS comprenant $\approx 13\,000$ données. Ces différentes modélisations peuvent être combinées entre elles pour tester la qualité des hypothèses sous-jacentes et le possible biais dû au fait de mal corriger les SNe Ia. Nous traitons maintenant de la qualité d'ajustement des données simulées aux données réelles.

VIII.3 Comparaison des données simulées aux données réelles

Avant de comparer les résultats cosmologiques, nous nous sommes intéressés à la correspondance entre les données simulées et les données réelles afin d'apprécier les implications sur les distributions des différentes modélisations. Nous présentons dans cette section les différents diagnostics nous permettant de comparer à la fois graphiquement et numériquement l'accord entre les données simulées et données réelles.

En premier lieu, nous exposons Figure VIII.6 la fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour le modèle de masse de référence, SNfsupp, et pour le modèle NR.

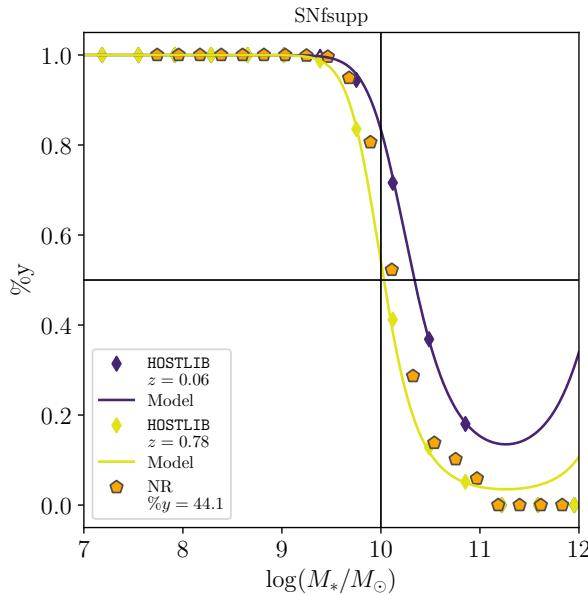


FIGURE VIII.6 – En violet (jaune) : fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour le modèle de masse SNfsupp au redshift moyen de la **HOSTLIB** utilisée à hauts (bas) redshifts. En orange : même fraction mais pour l'échantillon simulé NR. Nous observons bien ici la suppression du modèle pour $M_* > 10^{11} M_\odot$.

Ensuite, pour avoir une comparaison efficace, nous effectuons une sélection aléatoire des données de chaque sondage pour reproduire les ratios attendus. Les quantités de données de ces mesures, exprimées en pourcentages de l'échantillon Pantheon, sont égales aux ratios du plus petit sondage simulé des données non échantillonées : ceux de la colonne « SDSS » du Tableau VIII.5.

Nous rappelons que les modèles **BP** et **SK** utilisent des distributions des paramètres spécifiquement ajustés aux données : BP utilisent des distributions gaussiennes asymé-

triques, avec 3 paramètres libres, dans des intervalles de $0,2 \times 10^{10} M_{\odot}$ (10 pour LOWZ, 20 pour les autres) pour reproduire l'étirement des SNe Ia; SK incluent également des distributions gaussiennes asymétriques, une pour chacun des sondages SDSS, PS1 et SNLS, et la distribution donnée Équation VIII.2 avec 6 paramètres libres, pour un total de $k = 15$. À l'inverse, les modélisations NN et NR reposent sur une modélisation prospective, basée sur une modélisation de l'étirement avec 5 paramètres libres ainsi qu'une modélisation de la masse avec 4 paramètres libres. L'évolution de la fraction de jeunes étoiles repose sur 2 paramètres (K, Φ) qui sont fixés.

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'ajustement en 1 dimension des paramètres (Section VIII.3.1) avant de traiter l'aspect bi-dimensionnel (Section VIII.3.2).

VIII.3.1 Accord entre les données : analyse uni-dimensionnelle

Nous présentons ici les résultats des simulations de paramètres de redshift, étirement et masse des différentes modélisations dont les représentations graphiques sont données Figure VIII.7.

Pour chacune des comparaisons, nous calculons une valeur de χ^2 . Pour cela, nous normalisons les histogrammes des données simulées au nombre de données de Pantheon, puis calculons :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \times \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(d_i - s_i)^2}{d_i + s_i} \quad (\text{VIII.5})$$

avec N le nombre d'intervalles des histogrammes et d_i (s_i) le nombre de données réelles (simulées) dans l'intervalle i . Le meilleur accord est décrit par le χ^2 le plus petit. Les valeurs sont indiquées Tableau VIII.6.

Tableau VIII.6 – Valeurs de χ^2 donnant la comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données de redshift, d'étirement et de masse.

Paramètre	χ^2			
	SK	BP	NN	NR
Redshift	4.34	4.92	5.36	6.26
Étirement	5.01	2.91	4.01	3.83
Masse	4.97	4.43	3.96	3.58
Somme	14.32	12.26	13.33	13.67
Probabilité	0.36	1.00	0.59	0.49

Notes. Pour chaque simulation, une sélection des données est réalisée pour correspondre aux ratios des données de Pantheon, et le calcul du χ^2 est la moyenne sur 500 de ces tirages à chaque fois. La probabilité est donnée par rapport au meilleur modèle (BP), telle que $\mathcal{P}_{\text{modèle}} = \exp^{(\chi^2_{\text{BP}} - \chi^2_{\text{modèle}})/2}$.

D'une manière globale, le modèle BP apparaît comme la meilleure description des données, NN et NR donnent des résultats similaires et SK a le moins bon accord. Pour le redshift cependant, c'est le modèle SK qui est le mieux ajusté aux données. Ceci correspond à nos attentes puisque leurs distributions d'étirements se divisent suivant le redshift. Pour la masse, étant donné que toutes les simulations utilisent les mêmes WEIGHTMAP, les différences

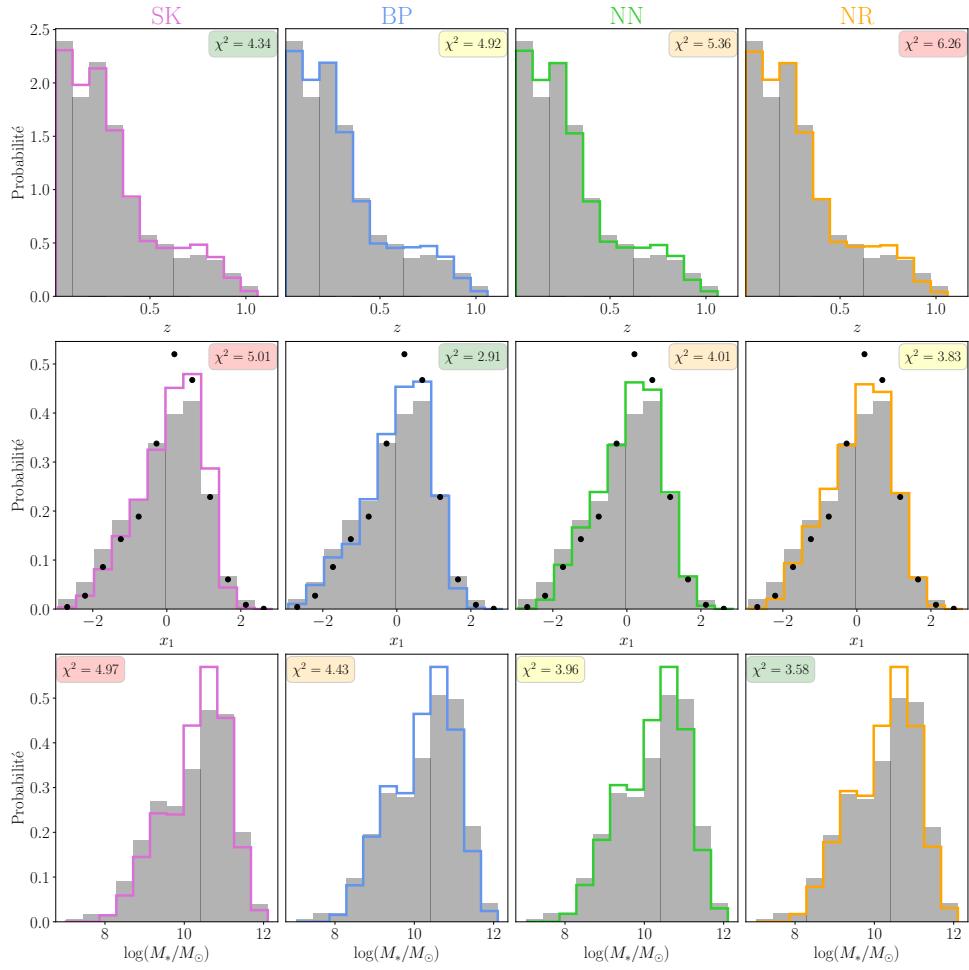


FIGURE VIII.7 – Histogrammes normés des données simulées (en lignes pleines colorées) et des données réelles (en gris) selon le modèle et le paramètre. *De gauche à droite* : résultats pour les modèles SK, BP, NN et NR, respectivement. *De haut en bas* : nombre de données simulées en fonction du redshift, de l’étirement et de la masse, respectivement. Les valeurs de χ^2 entre les données simulées et réelles sont indiquées dans le coin supérieur droit de chaque figure, et de vert à rouge du plus petit au plus grand. Nous indiquons en points noirs le modèle d’étirement de NN au redshift moyen de l’échantillon Pantheon.

sont moins notables. NR donne cependant une meilleure représentation des données, mais pas de manière significative. Pour l’étirement, c’est BP qui décrit le mieux les données. Ceci correspond également à nos attentes puisque leurs distributions d’étirements sont nombreuses. Nous notons cependant que pour ce paramètre, les modèles NN et NR sont bien représentatifs des données. En regardant par échantillon, nous observons qu’en réalité les modèles NN et NR performent en moyenne bien mieux que les deux autres mais ont par contre une certaine difficulté à reproduire la distribution de LOWZ. En effet, par la nature ciblée du sondage, la prédiction du modèle de NN ne peut s’appliquer, ce qui mène à leurs valeurs de χ^2 que nous détaillons Tableau VIII.7. Nous présentons Figure VIII.8 l’accord entre données simulées et réelles de l’échantillon LOWZ pour les différents modèles.

Il reste que dans la pratique, tous sondages confondus, les résultats des différents modèles sont compatibles entre eux, et nous pouvons tous les considérer comme de bonnes

Tableau VIII.7 – Valeurs de χ^2 donnant la comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données d'étirement pour chaque sondage simulé.

Sondage	χ^2			
	SK	BP	NN	NR
LOWZ	14.63	10.29	37.05	36.84
SDSS	7.03	8.52	7.66	7.05
PS1	10.35	3.58	4.06	4.29
SNLS	15.14	23.13	15.03	15.00
Somme	47.15	45.52	63.80	63.18
Sans LOWZ	35.52	35.23	26.75	26.34

Notes. Ici, aucun tirage n'est réalisé.

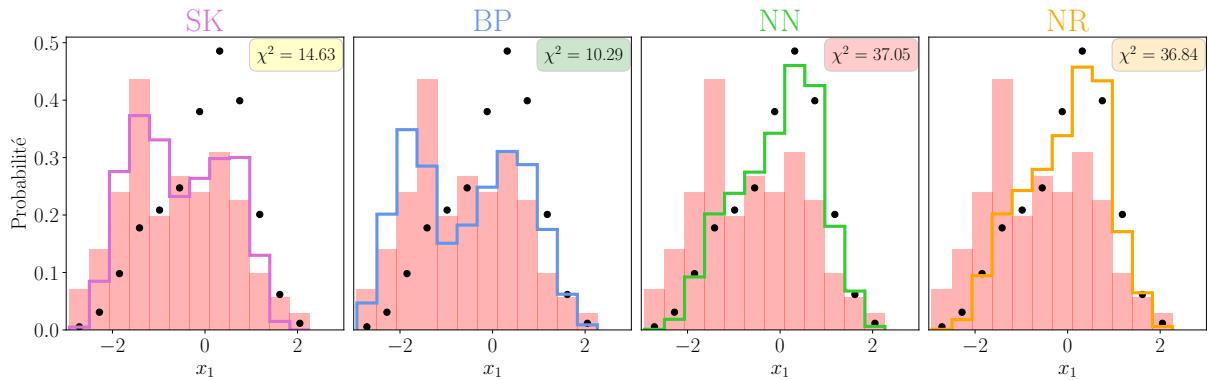


FIGURE VIII.8 – Histogrammes normés des étirements des données simulées (en lignes pleines colorées) et des données réelles (en rouge) pour le sondage LOWZ selon le modèle. *De gauche à droite* : résultats pour les modèles SK, BP, NN et NR, respectivement. Les valeurs de χ^2 entre les données simulées et réelles sont indiquées dans le coin supérieur droit de chaque figure, et de vert à rouge du plus petit au plus grand. Nous indiquons en points noirs le modèle d'étirement de NN au redshift moyen de l'échantillon LOWZ.

représentations des données. Pour LOWZ spécifiquement, nous pourrions améliorer la simulation du sondage *via* la modification du modèle NN pour l'étirement, notamment en incluant les données de ZTF (Section IX.1.3) ou en utilisant la fraction de jeunes étoiles escomptée. En effet, le modèle d'évolution de la fraction de jeunes étoiles $\delta(z)$ donne une valeur de 50% de jeunes SNe Ia à $z = 0.05$. Or dans notre cas, le sondage se situe à un redshift moyen de $z = 0.03$ mais les données testées (voir Chapitre VII, Figure VII.3) du modèle NR n'en possèdent que 20%, réduits à 15% dans les données conservées. Comme nous avons créé notre HOSTLIB en utilisant le redshift de chaque entrée, l'accord avec les données est de fait erroné, et il est probable que la vraie fraction soit encore plus faible en observant ces résultats Figure VIII.9. Pour y remédier, nous pourrions utiliser le modèle d'étirement Base+const⁴ du Chapitre VI en ajustant la fraction aux données de LOWZ, et utiliser ce modèle indépendamment du redshift de la HOSTLIB.

4. C'est le modèle de base avec une fraction fixe de jeunes étoiles.

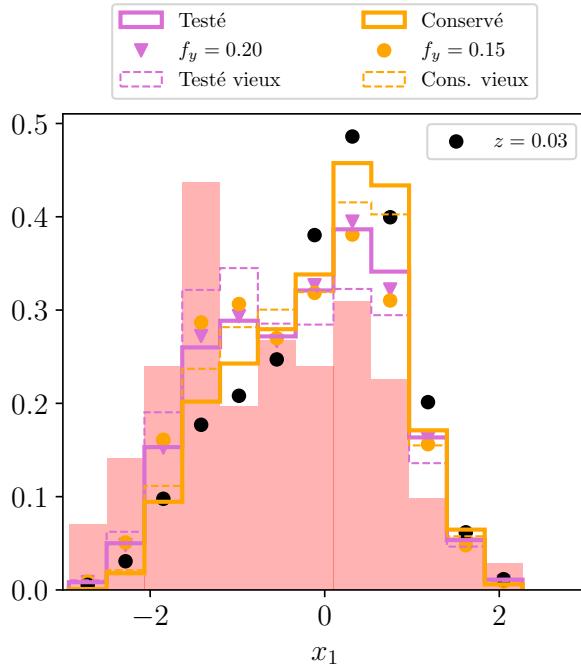


FIGURE VIII.9 – Histogrammes des étirements des données de LOWZ : *en rouge* celles de Pantheon ; *en violet* les données testées et *en orange* les données conservées pour le modèle NR. Le modèle **NN** évalué aux fractions des jeunes SNe Ia pour ces deux échantillons sont tracés en marqueurs de la couleur correspondante ; le modèle évalué au redshift moyen de la distribution est tracé en marqueurs noirs. Les parties vieilles des données testées et conservées sont en pointillés.

VIII.3.2 Accord entre les données : analyse bi-dimensionnelle

Nous présentons maintenant les distributions d'étirement en fonction du redshift d'une part et les distributions d'étirement en fonction de la masse de la galaxie hôte d'autre part. Pour déterminer l'accord entre les échantillons réels et simulés de manière quantitative, nous avons utilisé une estimation par noyau pour convertir les données simulées en densité de probabilité bi-dimensionnelle, permettant de calculer une probabilité totale traduisant l'accord entre les données réelles et le noyau. Deux exemples sont donnés Figure VIII.10, où nous représentons les distributions des données simulées *via* son estimation par noyau en couleurs et en points dispersés pour les données réelles. Les résultats sont indiqués dans le Tableau VIII.8 : une plus grande probabilité représente un meilleur accord.

Tableau VIII.8 – Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données d'étirement et de masse d'une part, et d'étirement et de redshift d'autre part.

Modèles	Probabilité		
	x_1 vs M_*	x_1 vs z	Somme
SK	103,03	252,57	355,60
BP	103,37	246,49	349,85
NN	102,35	236,25	338,60
NR	102,32	235,61	338,93

Notes. Pour chaque simulation, nous calculons une estimation par noyau bi-dimensionnelle sur les données simulées et nous l'utilisons pour déterminer chaque probabilité.

Nous observons que la modélisation **SK** est la meilleure des quatre sur la combinaison de ces distributions ; la modélisation **BP** est deuxième, et les modélisations **NN** et **NR** ont un score similaire, les plaçant comme les modélisations les moins bien ajustées aux données.

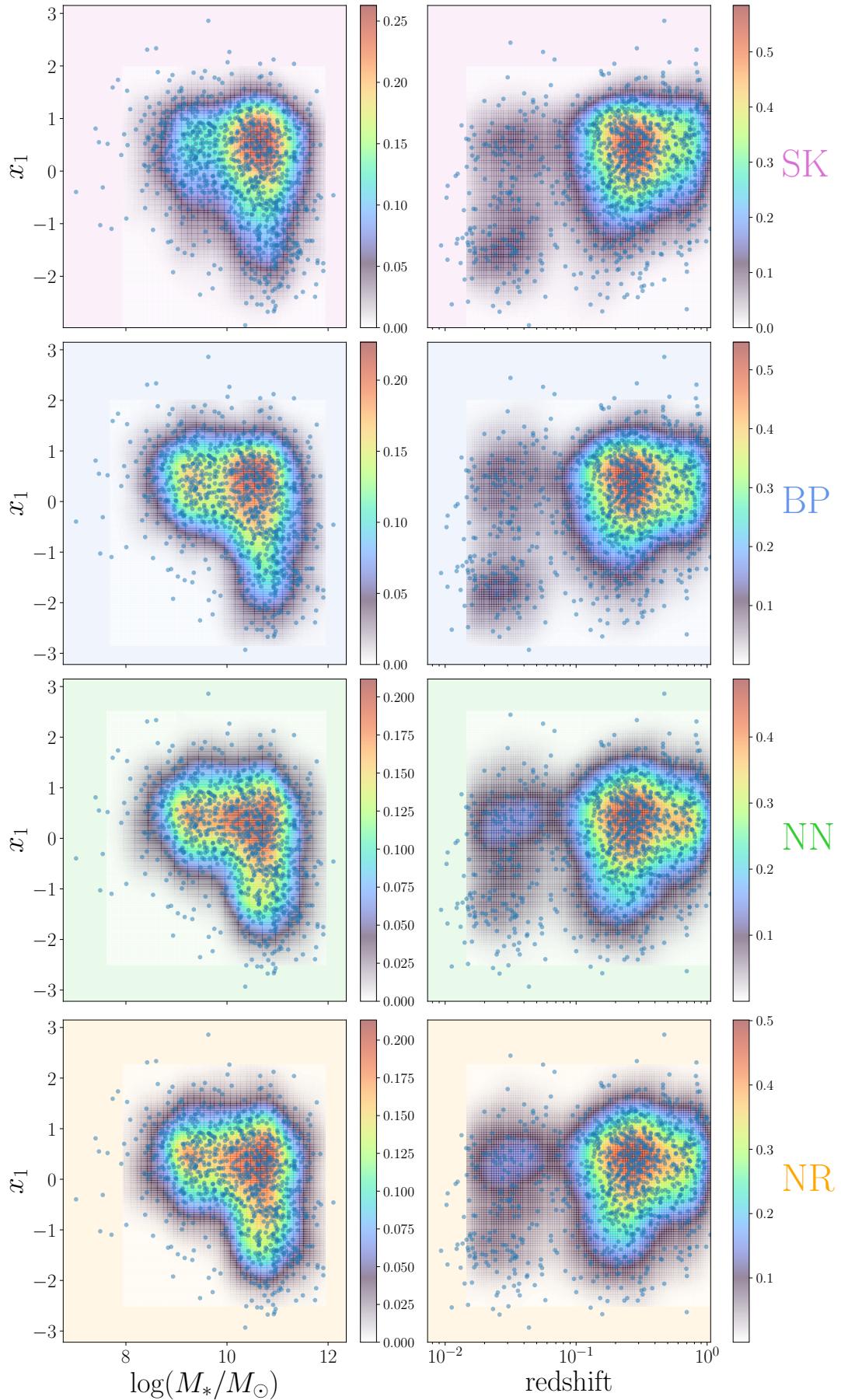


FIGURE VIII.10 – Accord données réelles (en points bleus transparents) et simulées (en couleur) en 2D pour tous les modèles. *À gauche* : étirement en ordonnée et masse en abscisse. *À droite* : étirement en ordonnée et redshift en abscisse. *De haut en bas* : modèles SK, BP, NN et NR, respectivement, voir légende. Les couleurs correspondent à celles de la Figure VIII.7.

C'est attendu étant donné la différence du nombre de paramètres libres. Les résultats ne diffèrent que très peu sur les distributions conjointes de redshift et de masse, et la majeure partie de la différence entre les modèles vient de la modélisation conjointe de l'étirement et du redshift pour laquelle les valeurs de probabilités varient plus rapidement du fait de la faible étendue des données (voir barres de couleur). Nous observons cependant que les modèles SK et BP présentent deux nuages de probabilités à peu près équivalents à $z < 0,1$, correspondant au sondage LOWZ. À l'inverse pour NN et NR, le nuage de point de haut étirement est plus prononcé que celui de petit étirement. Ceci découle naturellement de la différence de modélisation de l'étirement de ce sondage, comme discuté précédemment. Nous notons cependant que les quatre modèles donnent un accord similaire aux données réelles.

VIII.4 Impact sur la cosmologie

Maintenant que nous avons observé l'accord de chacun des modèles aux données réelles, nous pouvons étudier le biais cosmologique causé par un traitement de données ayant leur propre physique avec une correction potentiellement différente. Pour cela, comme introduit Section VIII.2.5, nous appliquons la méthode BBC7D (POPOVIC et al. 2021b, voir Section VII.3.4) sur les données des différents modèles avec chacun des échantillons de BiasCor. Nous obtenons ainsi 16 échantillons corrigés de taille $\approx 13\,000$ (dont le nombre de données est indiqué Tableau VIII.5), chacun ayant une valeur de w , γ_{masse} , α et β . Pour rappel, nous avons fixé Ω_M à $0,315 \pm 0,005$; nous ne nous intéressons donc pas à la variation de ce paramètre.

Nous présentons Section VIII.4.1 les résultats pour les paramètres de standardisation α , β et γ , nécessaires pour pouvoir comparer les résultats sur le paramètre d'état de l'énergie noire w dont les résultats sont présentés Section VIII.4.2. Nous discutons de l'impact du choix de modèle de masse Section VIII.4.3.

VIII.4.1 Résultats de standardisation

Afin d'avoir des résultats cosmologiques significatifs, nous nous sommes intéressés aux valeurs des paramètres α , β et γ ajustées de nos simulations. Les résultats pour α sont indiqués sur la Figure VIII.11, et ceux de β et γ sont indiqués Figure VIII.12. Les couleurs représentent l'écart aux valeurs de référence, avec $\gamma_{\text{ref}} = 0,05$. Nous nous attendons à ce que les échantillons diagonaux ne présentent pas de biais de mesure, étant donné que leur correction des données est cohérente avec leur génération.

Nous relevons que les deux dernières lignes présentent les mêmes valeurs. Cela provient du fait que le procédé BBC7D ne prend pas en compte la variation de magnitude du modèle NR quand l'échantillon est utilisé comme BiasCor, puisqu'il est évalué en tant que θ pour les données.

Afin de reproduire les résultats de l'analyse de Pantheon (SCOLNICK et al. 2018), nous voulons que les valeurs de sorties des termes diagonaux soient compatibles avec les valeurs d'entrées, $\alpha_{\text{ref}} = 0,145$ et $\beta_{\text{ref}} = 3,1$. Lors de nos premières simulations, NR donnait une valeur de α réduite à $\approx 0,135$. Nous avons dû rehausser la valeur d'entrée pour ce modèle à $\alpha_{\text{ref},\text{NR}} = 0,155$ afin d'obtenir une valeur satisfaisante. Ce biais est montré via l'utilisation de $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_{\text{ref}}$ sur la Figure VIII.11b. Nous n'avons cependant pas ajusté la valeur β

Données					
	SK	BP	NN	NR	
BiasCor	SK	0.146 ± 0.002	0.144 ± 0.002	0.148 ± 0.002	0.148 ± 0.002
	BP	0.144 ± 0.002	0.144 ± 0.002	0.147 ± 0.002	0.146 ± 0.002
	NN	0.142 ± 0.002	0.143 ± 0.002	0.146 ± 0.002	0.145 ± 0.002
	NR	0.142 ± 0.002	0.143 ± 0.002	0.146 ± 0.002	0.145 ± 0.002
Données					
	SK	BP	NN	NR	
BiasCor	SK	0.001 ± 0.002	-0.001 ± 0.002	0.003 ± 0.002	-0.007 ± 0.002
	BP	-0.001 ± 0.002	-0.001 ± 0.002	0.002 ± 0.002	-0.009 ± 0.002
	NN	-0.003 ± 0.002	-0.002 ± 0.002	0.001 ± 0.002	-0.010 ± 0.002
	NR	-0.003 ± 0.002	-0.002 ± 0.002	0.001 ± 0.002	-0.010 ± 0.002

(a) Valeurs de α .(b) Valeurs de $\Delta\alpha$.

FIGURE VIII.11 – Résultats cosmologiques : valeurs de α et $\Delta\alpha$ déterminées par ajustement avec la méthode BBC7D (voir Chapitre VII). La figure de droite met en évidence que le modèle NR perçoit une valeur de référence de $\alpha = 0,155$ au lieu de 0,145.

Données					
	SK	BP	NN	NR	
BiasCor	SK	3.087 ± 0.019	3.128 ± 0.019	3.137 ± 0.019	3.150 ± 0.020
	BP	3.056 ± 0.019	3.106 ± 0.019	3.120 ± 0.019	3.144 ± 0.019
	NN	3.051 ± 0.019	3.117 ± 0.019	3.122 ± 0.018	3.140 ± 0.019
	NR	3.051 ± 0.019	3.117 ± 0.019	3.122 ± 0.018	3.140 ± 0.019
Données					
	SK	BP	NN	NR	
BiasCor	SK	0.051 ± 0.003	0.036 ± 0.003	0.038 ± 0.003	0.094 ± 0.003
	BP	0.061 ± 0.003	0.044 ± 0.003	0.048 ± 0.003	0.103 ± 0.003
	NN	0.060 ± 0.003	0.045 ± 0.003	0.049 ± 0.003	0.104 ± 0.003
	NR	0.060 ± 0.003	0.045 ± 0.003	0.049 ± 0.003	0.104 ± 0.003

(a) Valeurs de β .(b) Valeurs de γ .

FIGURE VIII.12 – Résultats cosmologiques : valeurs de β et γ déterminées par ajustement avec la méthode BBC7D (voir Chapitre VII).

de référence pour NR, bien qu’elles soient $\approx 2\sigma$ écartées de la valeur de référence, puisque la couleur n’est pas un paramètre que nous modifions dans la HOSTLIB NR : celle-ci utilise en effet les paramètres de BP, et nous avançons que le biais sur β est dû à un effet subtil reliant la couleur à l’étirement.

Sur l’ensemble de ces figures, nous voyons que les modèles SK, BP et NN sont consistants

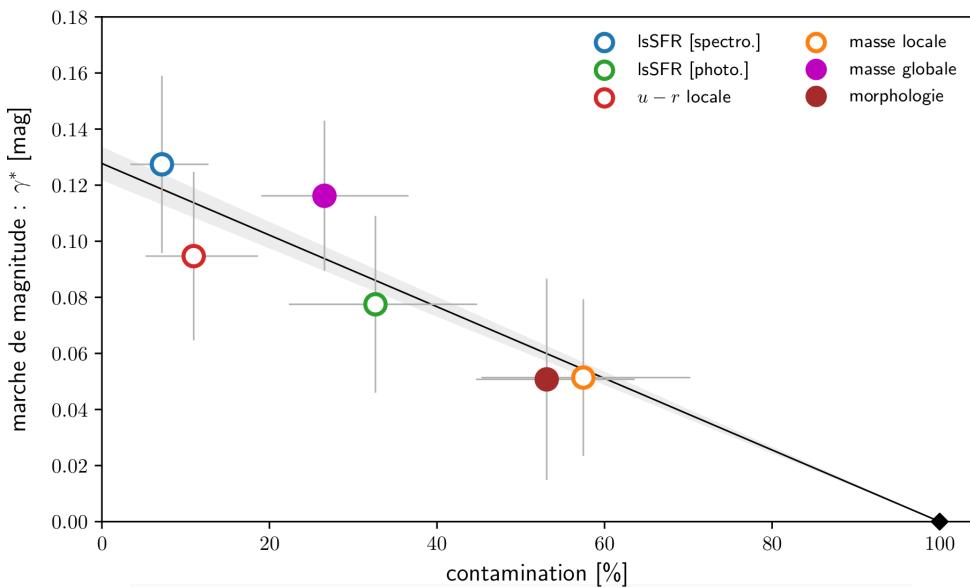


FIGURE VIII.13 – Marche de magnitude des SNe Ia en fonction du traceur. Figure de [BRIDAY \(2021\)](#). Les valeurs des marches de magnitude (points ouverts pour les traceurs locaux et pleins pour les globaux) sont déterminées sur l'échantillon SNf. Selon la capacité des traceurs à distinguer les populations de SNe Ia (traduite par leur contamination), la marche de magnitude trouvée varie linéairement suivant la droite noire (avec son erreur en bande grise). En prenant le LsSFR comme traceur de référence avec $\gamma = 0,13$ mag, la masse globale donnerait une marche de magnitude autour de 0,10 mag sur cette ligne.

avec eux-mêmes puisque les valeurs de sorties sont compatibles avec la valeur d'entrée. S'il n'y a pas tant d'écart à 0,145 pour α dans les termes non-diagonaux, nous notons que le modèle SK (pour lequel il n'existe pas de corrélation entre galaxie et étirement/couleur) utilisé en tant que données (colonne de gauche) présente des valeurs réduites quand il est corrigé par les autres modèles (qui, eux, supposent des corrélations) ; les valeurs sont augmentées quand SK est utilisé comme BiasCor (ligne du haut). Ce même résultat se retrouve pour les valeurs de β (Figure VIII.12a), mais ce phénomène est inversé pour les valeurs de γ (Figure VIII.12b) : la colonne de gauche présente des valeurs plus hautes et la ligne du haut des valeurs plus basses. Ces effets sont corrélés puisque l'absence de corrélation entre galaxie et étirement/couleur du modèle SK est compensé dans la valeur de marche de magnitude.

Pour NR, nous supposons que nous devons modifier la valeur de α_{ref} en réponse à une mauvaise interprétation de la corrélation de la magnitude avec l'âge par SNANA. Le programme corrige cette magnitude *via* la valeur de la masse de la galaxie hôte et ne possède pas toute l'information nécessaire pour comprendre cette corrélation. Ceci se répercute sur les résultats de γ_{masse} . En effet, alors que sa valeur d'entrée de marche de magnitude basée sur l'âge est de 0,130 mag, l'échantillon NR en tant que données (colonne de droite, Figure VIII.12b) donne des valeurs de marche de magnitude basées sur la masse et ajustées par la méthode BBC7D de $\gamma_{\text{masse}} \approx 0,100$, soit deux fois plus élevée que les valeurs trouvées pour les autres simulations (de valeur d'entrée 0,05 mag).

Cette déviation est attendue étant donné que la masse constitue un mauvais traceur de l'âge d'une SN. Il est cependant intéressant de voir ces valeurs plus basses que celle d'entrée : c'est d'une part cohérent avec le fait que la simulation voie un $\alpha_{\text{ref}} = 0,155$ (la

baisse de γ est compensée dans α , comme pour SK en tant que BiasCor), et d'autre part ce résultat est en total accord avec l'étude de BRIDAY (2021)⁵. L'auteur rapporte dans cet article qu'un traceur moins efficace à différencier les populations de SNe Ia attribuera une marche de magnitude plus faible qu'un traceur plus discriminant. Notamment, dans sa figure 8.1 (recopiée Figure VIII.13), une valeur de $\gamma = 0,13$ mag avec le LsSFR se traduirait par une valeur de $\gamma \approx 0,10$ mag avec la masse globale (sur la ligne noire sous la masse globale). Notre résultat est donc une confirmation de cet effet, réalisé de manière complètement indépendante avec des données et des méthodes différentes, ce qui vient conforter l'hypothèse que l'âge pourrait être le traceur des propriétés intrinsèques des SNe Ia.

VIII.4.2 Résultats de cosmologie

Dans la section précédente, nous nous sommes intéressés aux corrélations intrinsèques aux SNe Ia impactant les paramètres de standardisation. Dans cette section, nous présentons les résultats des valeurs de w ajustées par `wfit` (voir Section VII.3.1) avec une valeur fixée de $\Omega_M = 0,315$. Ce sont des évolutions avec le redshift (erronées ou non) qui impactent la valeur de w . Ainsi, nous présentons Figure VIII.14 les résultats des valeurs ajustées de w , où les couleurs représentent l'écart à la valeur de référence ($w = -1,00$), et pour comprendre ces résultats, nous avons observé les évolutions des résidus de HUBBLE (voir Chapitre VII) en fonction du redshift pour chaque échantillon, représentées Figure VIII.15. De même que précédemment, nous nous attendons à ce que les termes diagonaux soient compatibles avec $-1,00$, et à ce que les deux dernières lignes des figures soient similaires puisque les modèles NN et NR forment les mêmes BiasCor.

		Données			
		SK	BP	NN	NR
BiasCor	SK	-1.005 ± 0.017	-1.039 ± 0.015	-1.041 ± 0.017	-1.087 ± 0.017
	BP	-0.975 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-1.005 ± 0.019	-1.048 ± 0.020
	NN	-0.973 ± 0.019	-1.007 ± 0.019	-1.012 ± 0.019	-1.057 ± 0.020
	NR	-0.973 ± 0.019	-1.007 ± 0.019	-1.012 ± 0.019	-1.057 ± 0.020

FIGURE VIII.14 – Valeurs de w déterminées par ajustement avec la méthode BBC7D (voir Chapitre VII).

5. Publiée en anglais dans BRIDAY et al. (2022).

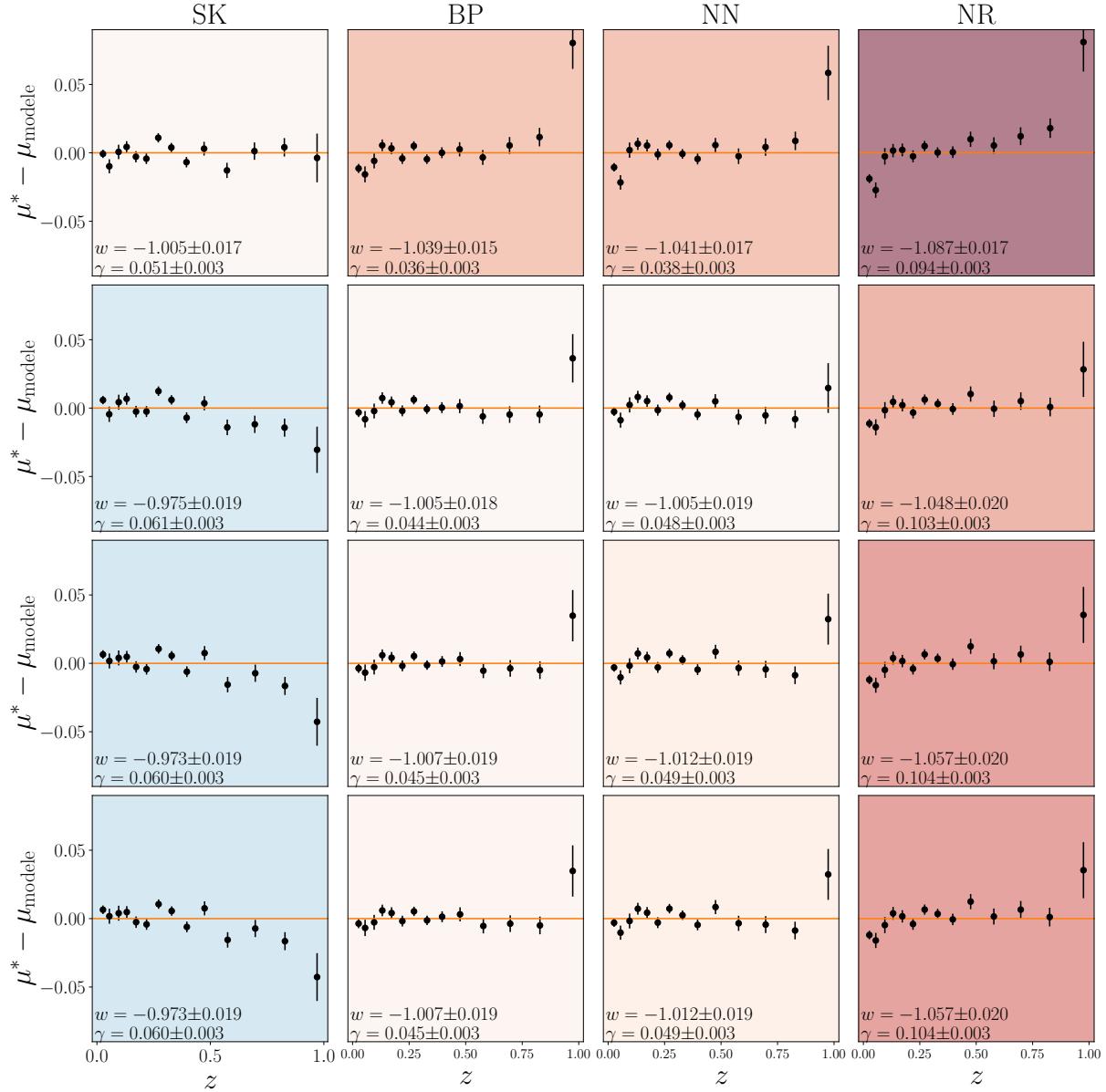


FIGURE VIII.15 – Résultats cosmologiques : résidus de HUBBLE déterminés par ajustement avec la méthode BBC7D (voir Chapitre VII).

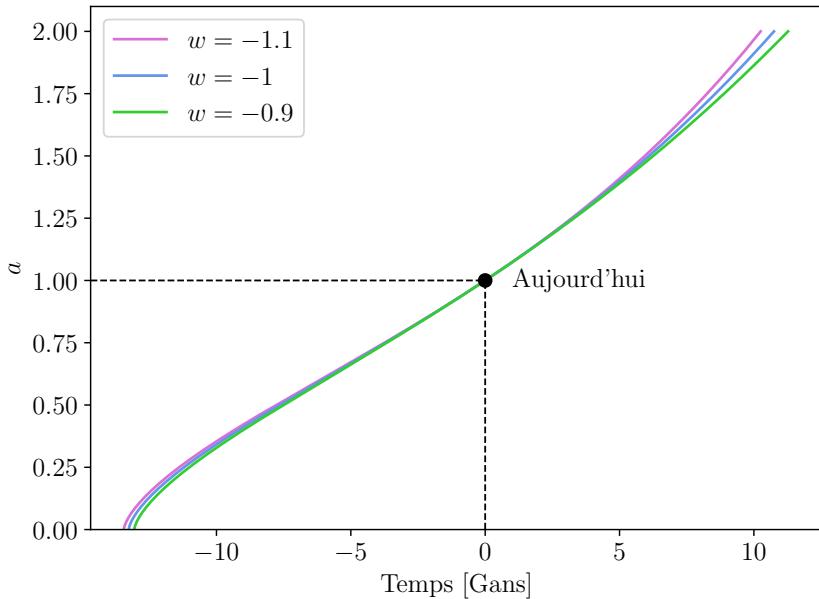


FIGURE VIII.16 – Effet d'une variation de w sur le facteur d'échelle de l'Univers. Une valeur < -1 (par exemple, $-1,1$) ferait que l'Univers est plus âgé que ce que nous croyons, et inversement.

Pour rappel⁶, nous définissons w , le paramètre d'état de l'énergie sombre, *via* l'équation mathématique reliant la pression du fluide parfait à sa densité d'énergie ($w = p/\rho c^2$). Nous avions obtenu l'évolution de cette dernière en fonction du facteur d'échelle a de l'Univers suivant l'équation I.13 :

$$\rho(t) \propto a(t)^{-3(1+w)} \quad (\text{VIII.6})$$

pour laquelle $w = -1$ donne une valeur de la pression constante dans le temps, alors qu'une valeur de w plus grande que $-1,00$ (par exemple, $-0,95$) impliquerait que l'effet de l'énergie sombre diminue avec le temps ($\rho(t)$ de la forme $\rho(t) \propto a(t)^{-x}$ avec $x > 0$) et une valeur plus petite en augmenterait la puissance ($\rho(t) \propto a(t)^{+x}$ avec $x > 0$). Autrement dit, si $w > -1$, alors l'énergie sombre était plus puissante dans le passé et le sera moins dans le futur. L'Univers serait donc en réalité plus jeune que ce que nous croyons, et inversement. Ceci est illustré Figure VIII.16. Les données actuelles de Pantheon (SCOLNICK et al. 2018) contraignent w à $\pm 0,220$ à elles seules, et à $\pm 0,040$ avec d'autres sondes, donnant des résultats compatibles avec $-1,00$. Les futurs relevés visent quant à eux une détermination à $\pm 0,020$, ce qui pourrait mettre en évidence un décalage à $w = -1,00$. À cet effet, nos simulations sont représentatives de ce qui pourra être atteint dans un futur proche.

Sur la Figure VIII.14, nous observons que les trois premiers modèles corrigés de manière cohérente avec leur génération (sur la diagonale donc) sont tous compatibles avec $w = -1,00$. En revanche, le modèle SK rend incompatible les autres modèles, que ce soit en l'utilisant pour les données (colonne de gauche) ou en tant que BiasCor (ligne du haut), introduisant un biais jusqu'à 4% pour l'échantillon NN_SK. Si cela ressemble aux résultats de standardisation, ici cela résulte d'une sous- ou sur-correction systématique selon l'utilisation de SK, comme nous pouvons le voir Figure VIII.15 : les modèles donnant $w = -1,00$ sont équilibrés autour de 0, alors qu'une sous-correction augmente cette valeur. Les échantillons BP_NN et NN_BP, en revanche, donnent des valeurs compatibles avec $-1,00$; étant donné que les résultats cosmologiques actuels se basent sur un approche semblable à celle de BP, ce résultat conforte la validité du modèle NN.

6. Voir Chapitre I.

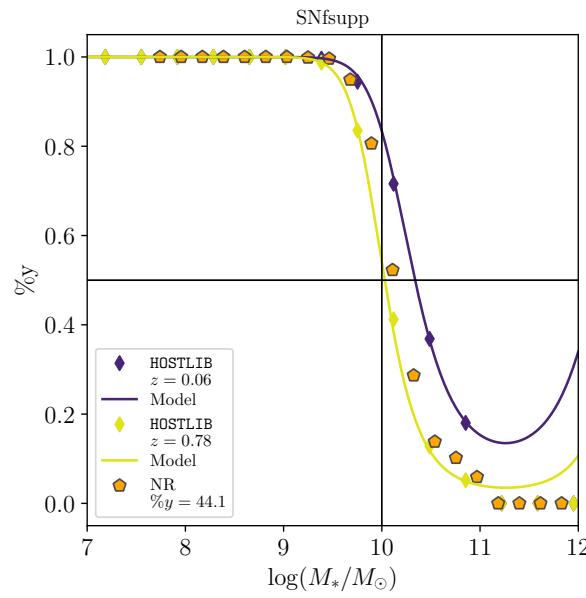
Alors que les trois premiers modèles utilisent la masse comme traceur de la marche de magnitude et ne contiennent pas d'évolution du vrai γ avec le redshift, le modèle NR utilise l'âge et donc présente une évolution de γ avec le redshift. En effet, à $z = 0,05$, il est attendu 50% de jeunes étoiles. À ce redshift, deux SNe Ia auront donc soit aucune déviation due à une marche de magnitude (deux jeunes ou deux vieilles), soit une différence de magnitude entre elles de 0,130 mag, résultant en une moyenne à 0,065 mag. À l'inverse, à haut redshift, les SNe Ia sont principalement jeunes et la différence de magnitude entre 2 SNe Ia tendra donc en moyenne vers 0 mag. Par rapport à la marche de magnitude basée sur la masse, ce modèle sur-évalue la marche à bas redshift et la sous-évalue à haut redshift. Ceci est visible sur la Figure VIII.15 où, dans la colonne de droite, les points à bas redshift sont plus bas que dans les autres modèles et les points à haut redshift ($z > 0,50$) sont réhaussés. Ceci explique le fait que le modèle NR utilisé comme données ne fournit pour sa part aucun résultat de w proche de $-1,00$ dans la Figure VIII.14 : SNANA ne possède pas tous les outils pour prendre en compte toutes les implications du fait d'utiliser l'âge comme traceur des propriétés des SNe Ia. Dans ces conditions, nous observons un biais sur la mesure de w aux alentours de 5% si les données présentent effectivement des corrélations avec l'âge d'une SN mais que la correction utilisée ne le suppose pas (résultat NR_BP par exemple), et jusqu'à 8% si la correction n'inclut aucune corrélation à la galaxie (résultat NR_SK).

VIII.4.3 Systématiques dues au choix du modèle de masse

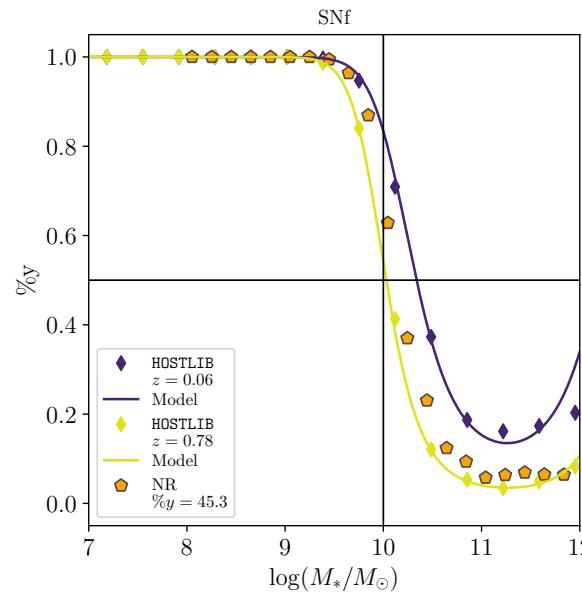
Le choix du modèle de masse diffère principalement dans la fraction retrouvée de jeunes étoiles en fonction de la masse, dont nous donnons les représentations graphiques Figure VIII.17. Nous exposons ici les différences cosmologiques dues au choix de la modélisation de la masse, présentées sur les valeurs de w Figure VIII.18.

Nous observons que les différents modèles de masse donnent des fractions de jeunes étoiles totales similaires entre elles ($\approx 45\%$) mais leurs distributions ne sont cependant pas les mêmes. En effet, à $M_* > 10^{11} M_\odot$ le modèle SNfsupp est (par construction) dénué de jeunes étoiles, mais les WEIGHTMAP ne favorisent pas ces masses-là donc la différence n'est pas si notable. En revanche, à $M_* \approx 10^{10} M_\odot$, partie privilégiée par les WEIGHTMAP, le modèle SEDSNf a la plus haute fraction de jeunes étoiles (point pentagonal orange, Figure VIII.17).

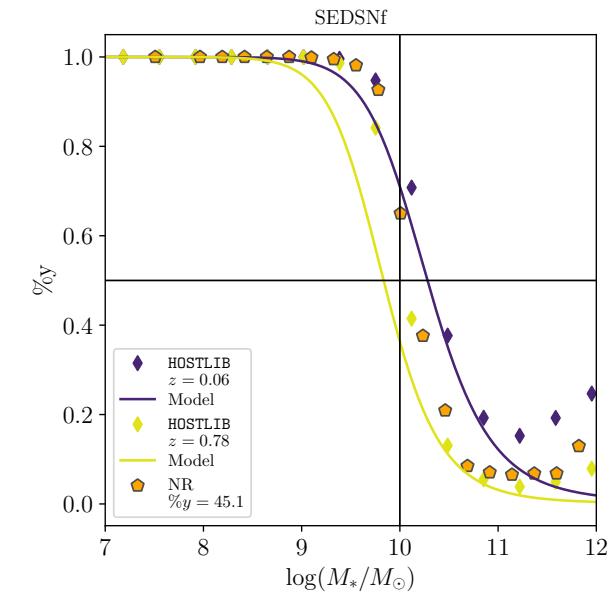
Cette variation pourrait influencer les valeurs de α et β , mais ceci n'est pas présent de manière notable. En revanche, elle semble se refléter dans les valeurs de w comme l'indique la Figure VIII.18, où nous observons une augmentation moyenne des valeurs dans les deux colonnes de droite. Les observations précédentes restent cependant valables : le modèle NN est cohérent avec lui-même et avec le modèle BP, les corrélations entre l'âge d'une SN et ses propriétés ne sont pas traitées optimalement par SNANA et le biais potentiel sur la mesure de w se trouverait entre 4 et 8%. Nous pouvons estimer que le choix du modèle de masse contribue à $\approx 0,01$ de la dispersion de w , et que les effets de l'âge sur la marche de magnitude et l'évolution avec le redshift sont les effets dominants.



(a) Fraction pour SNfsupp.



(b) Fraction pour SNf.



(c) Fraction pour SEDSNf.

FIGURE VIII.17 – De gauche à droite : modèles SNfsupp, SNf et SEDSNf. En violet (jaune) : fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse au redshift moyen de la HOSTLIB utilisée à hauts (bas) redshifts ; en orange : même fraction mais pour l'échantillon simulé NR.

Données				
	SK	BP	NN	NR
SK	-1.005 ± 0.017	-1.039 ± 0.015	-1.041 ± 0.017	-1.087 ± 0.017
BP	-0.975 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-1.005 ± 0.019	-1.048 ± 0.020
NN	-0.973 ± 0.019	-1.007 ± 0.019	-1.012 ± 0.019	-1.057 ± 0.020
NR	-0.973 ± 0.019	-1.007 ± 0.019	-1.012 ± 0.019	-1.057 ± 0.020

(a) Valeurs de w pour SNfsupp.

Données				
	SK	BP	NN	NR
SK	-1.005 ± 0.017	-1.039 ± 0.015	-1.037 ± 0.015	-1.074 ± 0.015
BP	-0.975 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-1.004 ± 0.018	-1.037 ± 0.018
NN	-0.980 ± 0.019	-1.010 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-1.042 ± 0.018
NR	-0.980 ± 0.019	-1.010 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-1.042 ± 0.018

(b) Valeurs de w pour SNf.

Données				
	SK	BP	NN	NR
SK	-1.005 ± 0.017	-1.039 ± 0.015	-1.026 ± 0.015	-1.078 ± 0.015
BP	-0.975 ± 0.019	-1.005 ± 0.018	-0.991 ± 0.016	-1.039 ± 0.016
NN	-0.973 ± 0.019	-1.010 ± 0.018	-0.997 ± 0.018	-1.048 ± 0.018
NR	-0.973 ± 0.019	-1.010 ± 0.018	-0.997 ± 0.018	-1.048 ± 0.018

(c) Valeurs de w pour SEDSNf.

FIGURE VIII.18 – Résultats cosmologiques : valeurs de w pour les modèles de masse SNfsupp à gauche, SNf au milieu et SEDSNf à droite.

VIII.5 Conclusion

Nous avons présenté la suite de notre étude de la dérive de la distribution d'étirement sous-jacente des SNe Ia en fonction du redshift. Nous avons utilisé des échantillons de données de masse afin d'établir un modèle de dérive de masse qui dépend de la fraction attendue des SNe Ia jeunes et vieilles en fonction du redshift. Celui-ci nous a permis d'augmenter les HOSTLIB de BP en associant un âge à chacune des entrées, et ce faisant y changer la corrélation avec l'étirement et la magnitude.

Cette implémentation nous a permis de tester les résultats cosmologiques trouvés par SNANA lorsque la correction des données peut être faite de manière incohérente avec sa génération, en reproduisant les corrélations de SK et BP. Nous obtenons alors 16 échantillons pour lesquels nous avons des valeurs de α , β , γ_{masse} et w .

À travers cette analyse et l'implémentation du modèle NN d'un bout à l'autre du pipeline d'analyse cosmologique SNANA, nous avons pu mettre en lumière les éléments suivants :

- 1) Nous avons testé la robustesse du modèle d'évolution de l'étirement avec le redshift développé dans NICOLAS et al. (2021) et présenté au Chapitre VI, qui a été utilisé avec succès pour reproduire les sondages totaux et non coupés en redshift ; celui-ci s'est notamment avéré être une meilleure description des données à haut redshift que les modèles SK ou BP, confortant les indices en faveur de cette évolution ;
- 2) chacune des modélisations (SK, BP, NN, NR) sont de bonnes représentations des données. La nature ciblée du sondage LOWZ en fait un échantillon que nous n'avons pas pu reproduire dans l'état, suivant notre approche de modèle prospectif d'étirement, mais il pourrait y être ajusté ;
- 3) nous avons mis en évidence la limite au fait de considérer la masse comme un traceur efficace des propriétés dérivant de l'âge d'une SN ;
- 4) nous trouvons que γ_{masse} est réduit par rapport à γ_{age} , de manière consistante avec BRIDAY et al. (2022) ;
- 5) nous avons montré que les modèles simulés et corrigés de la même manière ne présentent pas de biais dans la récupération des valeurs de w , mais qu'il existe un biais aux alentours de 5% dans l'hypothèse d'une modélisation erronée (NR_NR) ;
- 6) par rapport à l'état de l'art actuel des analyses cosmologiques (BP), il pourrait y avoir un biais de l'ordre de 4% si l'âge constitue le paramètre à l'origine des propriétés des SNe Ia. Cette valeur, compatible avec les incertitudes actuelles, pourra se révéler critique à l'ère des futurs grands relevés cosmologiques comme LSST qui apporteront rapidement $\approx 15\,000$ données cosmologiques de SNe Ia.

Ces biais pourraient être corrigés avec l'implémentation de l'âge comme paramètre décrivant la physique intrinsèque des SNe Ia, et ouvrirait la voie à l'étude du biais cosmologique issu de l'utilisation de différents traceurs.

Figures

VIII.1 M_* en fonction du LsSFR des SNe Ia de SNfactory et modèle de masse sélectionné ajusté	119
VIII.2 ΔAIC entre le modèle Bi-normal et les autres modèles	121
VIII.3 Modèles implémentés et testés dans l'étude de l'évolution de l'étirement avec le redshift	122
VIII.4 Comparaison de la prédiction de l'évolution de la fraction de jeunes SNe Ia en fonction de la masse de la galaxie hôte	123
VIII.5 Représentation du choix de l'âge d'une SN et de l'assignation de masse et d'étirement en fonction du redshift	124
VIII.6 Fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour le modèle de masse SNfsupp	126
VIII.7 Histogrammes uni-dimensionnels des données simulées et réelles	128
VIII.8 Histogrammes uni-dimensionnels des étirements des données simulées et réelles pour l'échantillon LOWZ	129
VIII.9 Histogrammes des données testées et conservées du modèle NR pour le sondage LOWZ	130
VIII.10 Accord entre les données réelles et simulées en 2 dimensions pour tous les modèles	131
VIII.11 Résultats cosmologiques : α et $\Delta\alpha$	133
VIII.12 Résultats cosmologiques : β et γ	133
VIII.13 Marche de magnitude des SNe Ia en fonction du traceur	134
VIII.14 Résultats cosmologiques : w	135
VIII.15 Résultats cosmologiques : résidus de HUBBLE	136
VIII.16 Effet d'une variation de w sur le facteur d'échelle de l'Univers	137
VIII.17 Évolution de la fraction de jeunes étoiles en fonction de la masse pour les différents modèles de masse	139
VIII.18 Résultats cosmologiques : w selon le modèle de masse	139

Tableaux

VIII.1 Paramètres des distributions d'étirement et de couleur pour les simulations SK	116
VIII.2 Paramètres de la distribution d'étirement pour l'échantillon LOWZ des simulations SK	117
VIII.3 Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données selon l'échantillon d'ajustement	120
VIII.4 Valeurs des paramètres issus des meilleurs ajustements du modèle Bi-normal sur les échantillons SNf et SEDSNf	123
VIII.5 Nombre de données de nos différentes simulations	125
VIII.6 Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données en une dimension	127
VIII.7 Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données d'étirement selon le sondage	129
VIII.8 Comparaison de la capacité de chaque simulation à représenter les données en deux dimensions	130

Perspectives et discussion

« Le plus court chemin entre deux vérités dans le domaine réel passe par le domaine complexe. »

Jacques HADAMARD

Au travers de cette thèse, nous avons utilisé un certain lot de données pour mettre en place un modèle d'évolution de l'étirement des SNe Ia avec le redshift. Nous avons pour cela dû effectuer des coupes en redshift afin de limiter les effets de sélection dans l'échantillon, amenant notre nombre total de SNe Ia à 569. Ce modèle a permis de donner des premières indications fortes sur le fait que les propriétés des SNe Ia dérivent avec le redshift, établissant que tout modèle non-dérivant ne saurait décrire aussi bien les données que celui proposé. Nous avons ensuite implémenté ce modèle ainsi que la marche de magnitude basée sur l'âge dans l'outil de simulation et d'analyses cosmologiques **SNANA**. Cette étude nous a permis de tester les biais potentiels sur le calcul du paramètre cosmologique w , que l'on trouve autour de 4%.

Depuis la première partie de cette étude, nous avons accès à de nouvelles données bientôt publiques grâce aux travaux d'envergure menés par la *Zwicky Transient Facility* (ZTF, [BELLM et al. 2019](#)). Elles s'avèrent particulièrement utiles par leur localisation autour de $z \lesssim 0,1$. Nous proposons Section [IX.1](#) de les inclure à notre analyse première afin de raffiner le modèle.

Les simulations effectuées avec **SNANA** se sont vues limitées par le temps de calcul et la complexité de la prise en main des logiciels. Nous proposons Section [IX.2](#) des pistes d'amélioration en vue de continuer cette étude et d'ouvrir la voie à l'implémentation complète de l'âge dans cet outil.

Sommaire

IX.1 Étirement : inclusion des données de ZTF	144
IX.1.1 Prédition	144
IX.1.2 Implémentation	145
IX.1.3 Résultats	146
IX.1.4 Conclusion	148
IX.2 Simulations : améliorations	150
IX.2.1 Types de simulations	150
IX.2.2 Variation de paramètres	151
IX.2.3 Traceurs environnementaux	151

IX.1 Étirement : inclusion des données de ZTF

Dans le Chapitre VI, nous avions considéré une modélisation simple par mélange Gaussien à deux populations. Des données supplémentaires exemptes de biais de MALMQUIST significatifs nous permettraient de l'affiner. Notamment, les données aux extrémités à bas et hauts redshifts du diagramme de HUBBLE sont particulièrement utiles pour l'analyse de cette dérive. Si les programmes de relevé de SNe Ia à hauts redshifts Subaru et SeeChange ne sont pas encore disponibles, les données fournies par la *Zwicky Transient Facility* (ZTF, BELLM et al. 2019 ; GRAHAM et al. 2019) nous ont permis d'établir un échantillon extrêmement riche à bas redshift, 2246 SNe Ia entre $0,0 < z < 0,19$ (voir Chapitre IV, Tableau IV.4). L'établissement de sa partie limitée en volume a été détaillé Chapitre V, et se compose de 638 SNe Ia dans sa partie fiduciale, pour un redshift limite de 0,055.

IX.1.1 Prédiction

Étant donnée la faible valeur de ce redshift moyen, le grand échantillonnage et sa qualité non-ciblée, nous nous attendons à ce que les données d'étirement de ce sondage suivent la distribution du modèle de référence pris à très bas redshift. Notamment, ce modèle suppose la présence d'un pic dans la quantité de données à petit étirement, autour de $x_1 \approx -1,5$ (voir, par exemple, la courbe jaune de la ligne 2 et colonne 1 de la Figure VI.4). C'est en effet ce que nous observons dans l'histogramme des données d'étirement de ce sondage, peu importe la coupe choisie. Nous présentons Figure IX.1 l'histogramme des données fiducielles de ZTF sur lequel nous présentons le modèle de base ajusté sur l'échantillon de base (modèle ci-après appelé N21) et son erreur.

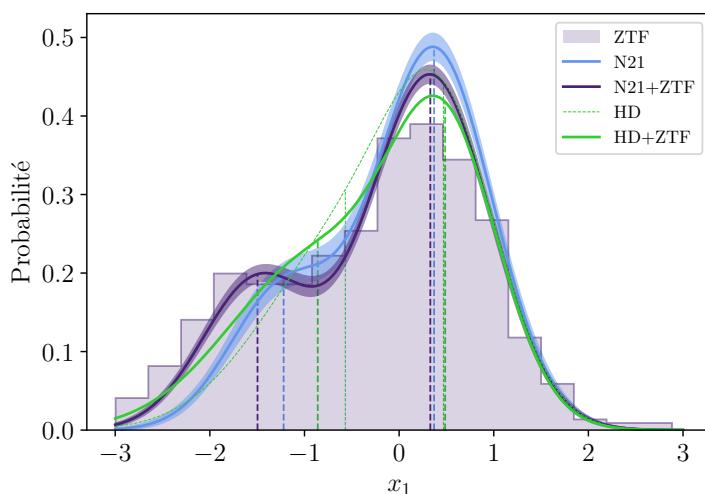


FIGURE IX.1 – En violet : histogramme des étirements de ZTF. En bleu (violet) et leurs bandes : modèles de base ajustés sur l'échantillon de base, N21 (échantillon avec ZTF, N21+ZTF) au redshift moyen de ZTF et leur erreur. En fin pointillés verts (ligne continue) : modèles Howell+dérive ajustés sur l'échantillon de base, HD (échantillon avec ZTF, HD+ZTF).

Nous remarquons que s'il existe bien un pic de petit étirement, le modèle N21 ne le caractérise que partiellement, la distribution du modèle étant écartée d'environ 0,30 de ce que nous pourrions considérer comme la moyenne de ce mode de petit étirement. Il reste bien plus proche que le modèle Howell+dérive ajusté sur l'échantillon de base (ci-après HD), représenté en fins pointillés verts Figure IX.1.

Tableau IX.1 – Valeurs des paramètres issus des meilleurs ajustements du modèle de distribution de l’étirement de base lorsqu’il est appliqué à l’ensemble de données fiduciel seulement (569 SNe Ia), à l’échantillon fiduciel avec ZTF (1207) ou à l’échantillon conservatif avec ZTF (815).

Échantillon	μ_1	σ_1	μ_2	σ_2	a
Fiduciel	0.37 ± 0.04	0.61 ± 0.03	-1.22 ± 0.11	0.56 ± 0.07	0.51 ± 0.07
Fiduciel+ZTF	0.33 ± 0.03	0.64 ± 0.02	-1.50 ± 0.06	0.58 ± 0.04	0.45 ± 0.04
Conservatif+ZTF	0.35 ± 0.03	0.61 ± 0.02	-1.50 ± 0.06	0.54 ± 0.04	0.45 ± 0.04

Notes. La différence principale se situe sur la position de la moyenne du mode de bas étirement, μ_2 , complètement incompatible avec la moyenne résultant de l’ajustement avec les données de base. Nous notons également l’augmentation de l’amplitude de ce mode *via* la réduction du paramètre a décrivant l’amplitude relative des deux modes dans la distribution sous-jacente de la population vieille.

IX.1.2 Implémentation

Nous constatons que même si le sondage SNf a permis l’établissement d’un modèle robuste *via* l’utilisation du LsSFR comme traceur de l’âge, le manque de données à bas redshift limite la force de ces résultats. C’est pourquoi nous proposons d’inclure les données de ZTF dans cette étude. Les résultats de l’ajustement de ce modèle à l’ensemble des 1207 (respectivement 815) SNe Ia de l’échantillon fiduciel+ZTF (conservatif+ZTF) sont présentés dans le Tableau IX.1. Comme attendu, les paramètres du mode de grand étirement (μ_1, σ_1) ne diffèrent pas significativement des résultats précédents, mais la moyenne du mode de petit étirement μ_2 est bien plus basse et écartée de $\approx 3\sigma$ des résultats de base. Nous pouvons également noter une baisse de l’amplitude du mode 1 dans la combinaison linéaire composant la distribution sous-jacente de la vieille population, donnant donc plus d’amplitude au mode de petits étirements.

Le modèle de base ajusté sur l’échantillon incluant les données de ZTF est ci-après nommé N21+ZTF, de même pour le modèle Howell+dérive qui sera nommé HD+ZTF. Nous donnons Figure IX.1 les représentations graphiques de ces quatre distributions au redshift moyen des données de ZTF. Nous constatons que le modèle N21+ZTF possède alors un second pic de bas étirements plus éloigné en moyenne que le modèle N21, donnant un meilleur ajustement quand nous le comparons à l’histogramme des étirements de ZTF, comme attendu. Le modèle HD+ZTF bénéficie aussi de l’inclusion de ces données, sa moyenne de petits étirements étant plus proche de la valeur centrale de ce pic. Ille reste cependant toujours plus éloignée que celle définie par le modèle N21. Les évolutions prédictes de l’étirement avec le redshift (x_1 attendu compte tenu de la distribution de l’équation VI.1) sont illustrées sous la forme d’une bande violette pour N21+ZTF et bleue pour N21 dans la Figure IX.2, qui tiennent compte des erreurs des paramètres et de leurs covariances. Cette figure montre que l’étirement moyen mesuré des SNe Ia par intervalle de redshift (contenant tous le même nombre de données selon l’échantillon utilisé pour l’ajustement) suit de près notre modélisation de la dérive avec le redshift. Cependant, les deux modèles N21 et N21+ZTF ne sont pas compatibles entre eux. Nous avons également représenté les évolutions des modèles HD et HD+ZTF en vert pointillé et plein respectivement. Alors que dans la Figure IX.1 la moyenne du mode de petit étirement de HD+ZTF se rapproche plus du pic de la distribution de ZTF que celle de HD, il s’écarte beaucoup plus du modèle

de base ajusté sur l'échantillon combiné que ce dernier. Alors que dans N21, ce modèle était relativement compatible avec le modèle de référence, l'ajout des données de ZTF le rend incompatible avec le modèle de base.

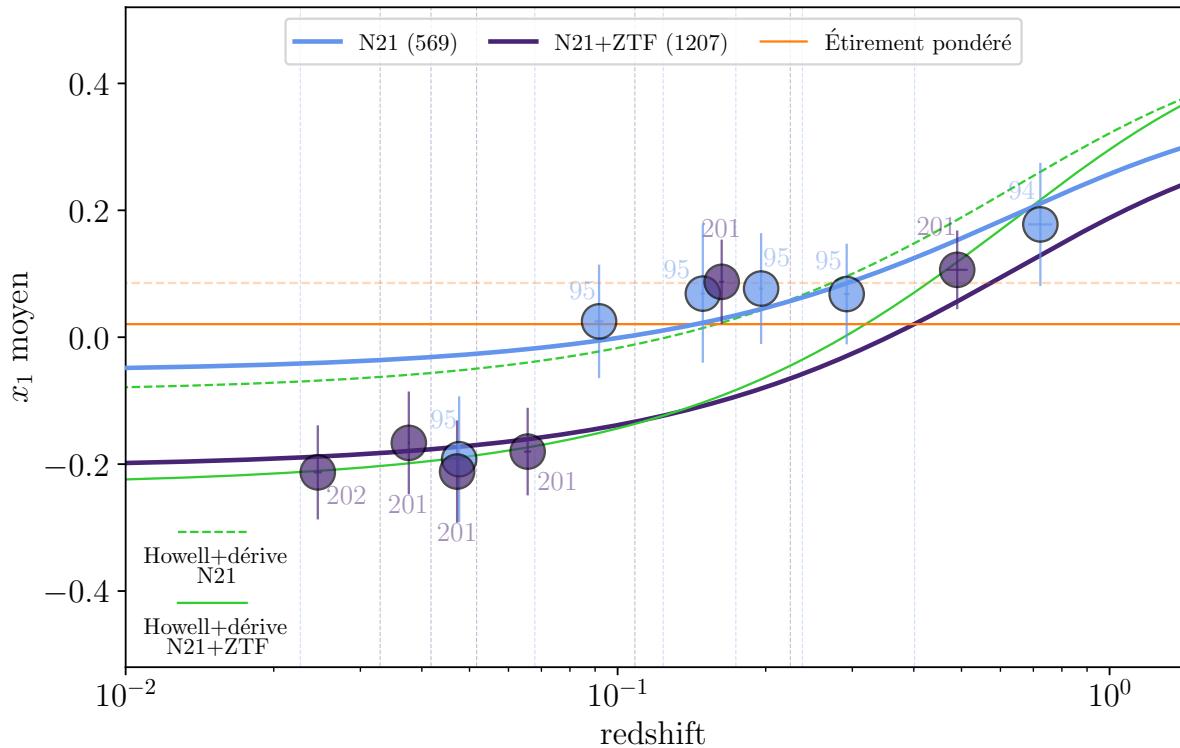


FIGURE IX.2 – En bleu (et sa bande) : évolution de l'étirement moyen (x_1) des SNe Ia en fonction du redshift pour notre modèle de base ajusté sur les données de base, nommé N21 (et son erreur). En violet (et sa bande) : même modèle mais ajusté sur les données de base combinées aux données de ZTF, nommé N21+ZTF (et son erreur). Ces deux modèles ne sont pas compatibles entre eux. Les marqueurs montrent la moyenne pondérée de l'étirement mesurée dans des intervalles de redshift de tailles d'échantillon égales pour chaque ensemble de données, indiquées en bleu clair et en violet clair à côté de chaque point de mesure pour les modèles N21 et N21+ZTF, respectivement. La ligne horizontale orange pleine (pointillée) représente l'étirement pondéré des données. La ligne verte (pointillée) représente le meilleur ajustement du modèle Howell+dérive ajusté sur l'échantillon fiduciel combiné à ZTF (fiduciel de base). Alors que dans N21, ce modèle était relativement compatible avec le modèle de référence, l'ajout des données de ZTF le rend incompatible avec le modèle de référence.

IX.1.3 Résultats

Nous présentons les résultats quantitatifs de cette étude sous la même forme que précédemment, à l'aide du Tableau IX.2, illustré par le graphique Figure IX.3.

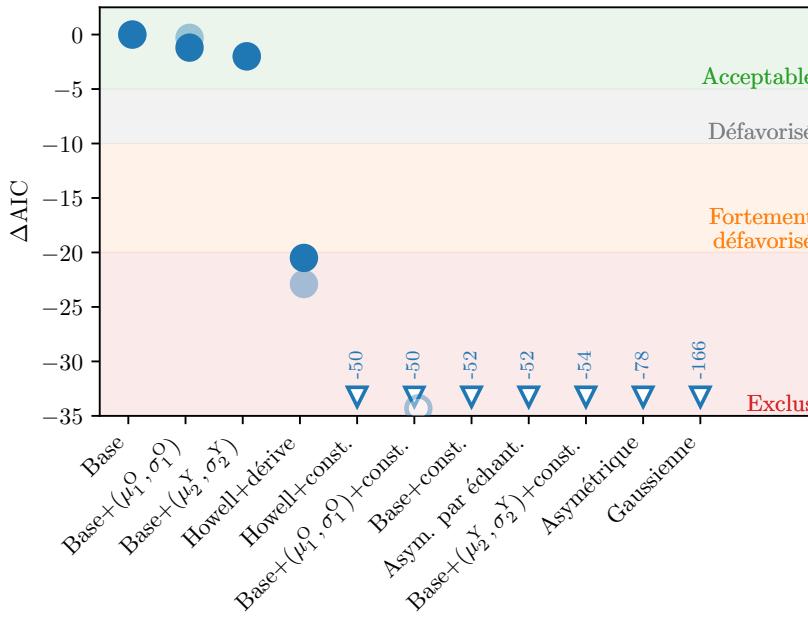


FIGURE IX.3 – ΔAIC entre le modèle de référence et les autres modèles en utilisant les données de ZTF (voir Tableau IX.2). La légende suit celle de la Figure VI.3. En suivant ces valeurs d’AIC, tous les modèles sans dérive (marqueurs ouverts) sont exclus car il représentent moins bien les données que le modèle de référence, avec dérive.

Tableau IX.2 – Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données en utilisant les données de ZTF

Nom	dérive	k	Échantillon fiduciel+ZTF (1207 SNe)			Échantillon conservatif+ZTF (815 SNe)		
			$-2 \ln(L)$	AIC	ΔAIC	$-2 \ln(L)$	AIC	ΔAIC
Base	$\delta(z)$	5	3348,7	3358,7	–	2215,5	2225,5	–
Base $+(\mu_1^O, \sigma_1^O)$	$\delta(z)$	7	3345,9	3359,9	-1,2	2211,8	2225,8	-0,3
Base $+(\mu_2^Y, \sigma_2^Y)$	$\delta(z)$	6	3348,7	3360,7	-2,0	2215,5	2227,5	-2,0
Howell+dérive	$\delta(z)$	4	3371,1	3379,1	-20,5	2240,4	2248,4	-22,9
Howell+constant	f	5	3398,3	3408,3	-49,6	2252,8	2262,8	-37,2
Base $+(\mu_1^O, \sigma_1^O)+\text{const.}$	f	8	3393,1	3409,1	-50,4	2243,8	2259,8	-34,3
Base+const	f	6	3398,3	3410,3	-51,6	2252,8	2264,8	-39,2
Asym. par échant.	Par échant.	3×6	3374,3	3410,3	-51,7	2240,9	2276,9	-51,3
Base $+(\mu_2^Y, \sigma_2^Y)+\text{const.}$	f	7	3398,3	3412,3	-53,6	2252,8	2266,8	-41,2
Asymétrique	–	3	3431,1	3437,1	-78,5	2278,3	2284,3	-58,8
Gaussienne	–	2	3520,5	3524,5	-165,8	2365,6	2369,6	-144,0

Notes. Pour chaque modèle considéré, nous indiquons si le modèle dérive ou non ainsi que son nombre de paramètres libres k . Nous renseignons les valeurs de, $-2 \ln(L)$ (voir Équation VI.3), l’AIC et la différence d’AIC (ΔAIC) pour les échantillons fiduciel et conservatif entre ce modèle et le modèle de base, choisi comme référence car présentant l’AIC le plus faible.

Nous voyons ici que l'incompatibilité visuelle entre HD+ZTF et N21+ZTF se traduit très fortement au niveau de la différence d'AIC. En effet, nous remarquons d'abord que le modèle de base s'établit encore comme le modèle de référence. Les différentes variations au modèle de la Section VI.2.2 restent proches du modèle de base, mais sont toujours défavorisées par l'AIC. En revanche, cette fois ci l'écart d'AIC avec le modèle Howell+dérive est de 20,7, excluant cette modélisation comme bonne représentation des données par rapport au modèle de base. L'exclusion des modèles non-dérivants est également renforcée, le premier modèle non-dérivant ayant un AIC plus petit de 49,7 par rapport à notre modèle de référence, et plus petit de 29,2 comparé à Howell+dérive. Le modèle asymétrique pur est toujours exclu, mais cette fois rendu à l'avant-dernière place du classement.

Bien que l'ajout de ces données apporte plus de robustesse aux conclusions principales sur la dérive de l'étirement avec le redshift, nous nous interrogeons sur la qualité de ces nouveaux paramètres à de décrire les échantillons déjà existants. Pour cela, nous avons calculé la quantité $-2 \ln(L)$ pour chacun des modèles N21 et N21+ZTF, ajustés sur leurs échantillons respectifs, quand nous les comparons aux données des sondages. La Figure IX.4 et le Tableau IX.3 résument ces résultats.

Tableau IX.3 – Valeurs des quantités $-2 \ln(L)$ des modèles N21 et N21+ZTF par sondage.

Modèle	Sondage							
	SNF	ZTF	SDSS	PS1	SNLS	HST	Base	Base+ZTF
N21	272,9	1948,2	446,6	399,4	262,9	75,0	1456,7	3404,9
N21+ZTF	274,6	1874,5	450,0	407,2	268,1	74,4	1474,2	3348,7
Variation	1,66	-73,69	3,45	7,76	5,23	-0,57	17,53	-56,16

Notes. N21 correspond au modèle de base ajusté sur l'échantillon fiduciel de base. N21+ZTF correspond au même modèle mais ajusté sur l'échantillon fiduciel de base combiné à celui de ZTF.

Nous observons que le modèle N21 présente une meilleure capacité à décrire les données qui ne sont pas ZTF, avec une différence de $-2 \ln(L)$ augmentant de SNF à PS1 où nous trouvons une différence de 7,76 en faveur de N21, avant de redescendre jusqu'à une différence de -0,57 en faveur de N21+ZTF. En revanche, chaque modèle présente une meilleure capacité à décrire son échantillon que l'autre, comme attendu. Nous pouvons avancer que l'intégration de ce nouvel ensemble de données, statistiquement supérieur au précédent et sur une plage limitée de redshift, biaise la capacité du modèle à représenter les données en lui imposant de reproduire les caractéristiques de cet échantillon particulier. Nous insistons cependant sur le fait que ces données sont préliminaires, contenant notamment des SNe Ia n'était pas de qualité cosmologique ayant une tendance à présenter des étirements particulièrement bas ; ces résultats sont donc encourageants pour la présence d'une distribution avec deux pics d'étirements d'amplitude relative correcte, et le travail nécessaire qui suivra permettra sans doute d'améliorer cette étude.

IX.1.4 Conclusion

Grâce au début de publication des résultats du nouveau sondage ZTF, nous avons pu étendre l'étude initiale du Chapitre VI et créer un nouveau sous-échantillon limité en volume, faisant passer notre échantillon combiné de 569 à 1207 SNe Ia (et de 422 à

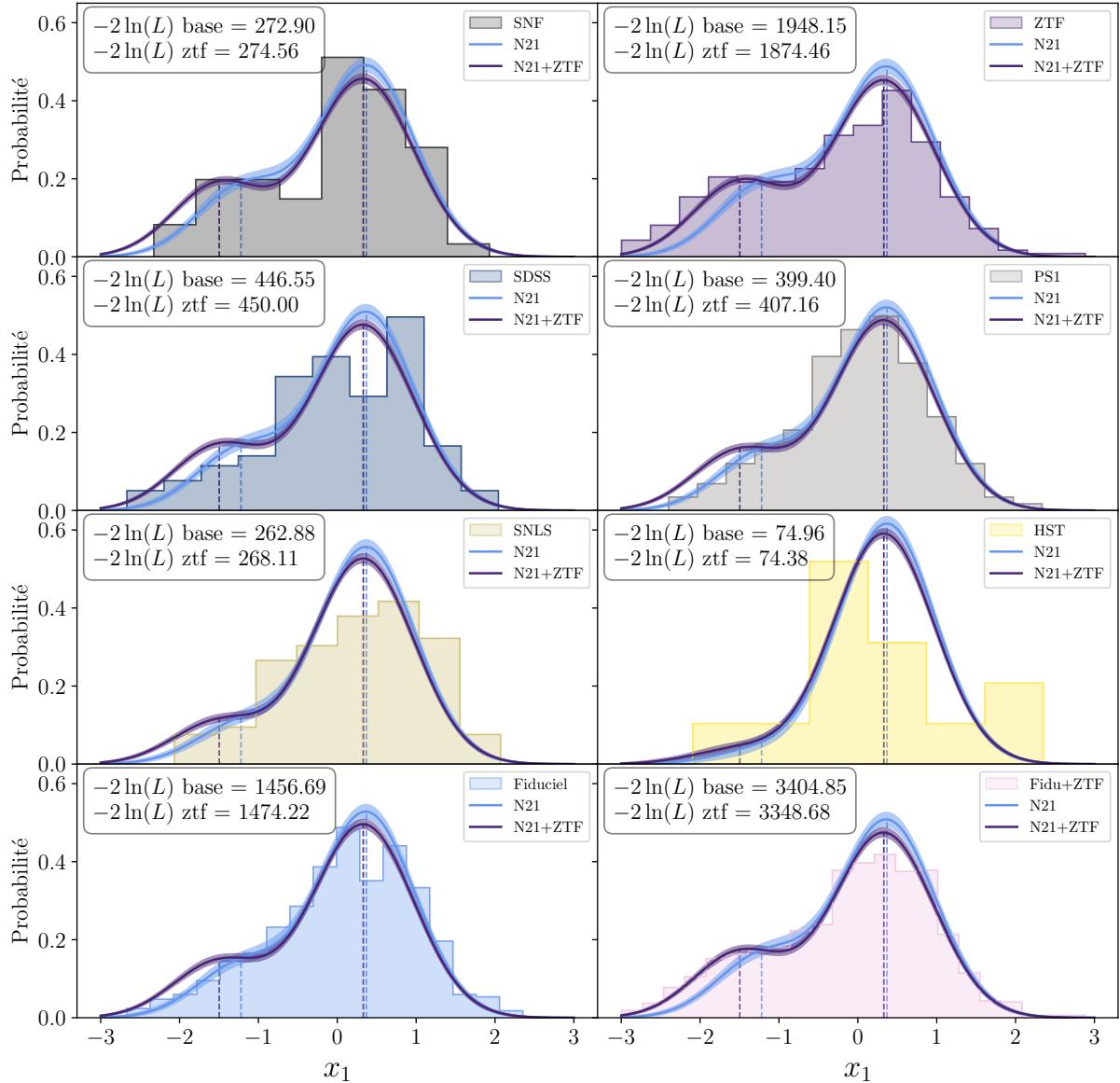


FIGURE IX.4 – Comparaison de la capacité des modèles N21 et N21+ZTF à représenter les données des sondages. Pour chaque sondage, nous traçons l'histogramme correspondant et les modèles N21 et N21+ZTF au redshift moyen dudit sondage en ligne (et bande) bleue et violette respectivement (et leurs erreurs). Le modèle N21 présente un meilleur ajustement pour chacun des sondages sauf pour ZTF, rendant l'accord bien plus qualitatif quand ce dernier est inclus dans l'échantillon total que quand il ne l'est pas.

815 avec les coupes conservatives). Ainsi, compte tenu de l'ensemble de données actuel, nous suggérons l'utilisation du modèle de population d'étirements évoluant avec le redshift suivant :

$$X_1(z) = \delta(z) \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - \delta(z)) \times [a \times \mathcal{N}(\mu_1, \sigma_1^2) + (1 - a) \times \mathcal{N}(\mu_2, \sigma_2^2)], \quad (\text{VI.1})$$

avec $a = 0.45$, $\mu_1 = 0.33$, $\mu_2 = -1.50$, $\sigma_1 = 0.64$, et $\sigma_2 = 0.58$ (voir Tableau IX.1), et d'utiliser le modèle de dérive de la population d'âge avec le redshift suivant :

$$\delta(z) = (K^{-1} \times (1 + z)^{-2.8} + 1)^{-1} \quad (\text{III.6})$$

avec $K = 0.87$.

Au travers de l'ajout des données de ZTF à notre étude, nous avons pu rendre plus robuste la conclusion selon laquelle les modèles d'étirements des SNe Ia n'incluaient pas de dérive avec le redshift étaient tous exclus en tant que bonnes représentations de données par rapport aux modèles dérivants, mais nous avons également renforcé la pertinence du modèle de base à cet effet. Si l'accord sur les autres sondages est moindre que précédemment, nous pouvons nous attendre à ce que des données telles que celles du LSST à moyen redshift ou Subaru à haut redshift permettent de rééquilibrer cette différence statistique sur la plage de redshifts sondés pour continuer d'améliorer cette définition de sous-populations, tout en continuant à utiliser les qualités du sondage ZTF à cet effort.

IX.2 Simulations : améliorations

Dans le chapitre précédent, nous avons implémenté le premier modèle d'étirement à l'ensemble de logiciels **SNANA**. Bien que les résultats de ces simulations soient concluants, nous proposons différentes approches et perspectives qui permettraient d'étendre ces analyses.

IX.2.1 Types de simulations

Nous pouvons implémenter différentes manières d'effectuer ces simulations, que nous appelons « types ».

En premier lieu, nous pourrions réduire les incertitudes statistiques de l'approche précédente en augmentant le nombre de données simulées. Ceci demanderait en retour d'augmenter considérablement la taille de l'échantillon de BiasCor, déjà proche de 10^6 données mais qui ne permet pourtant pas de corriger l'intégralité des SNe des données simulées ($\approx 15\%$ n'ont pas de BiasCor).

Pour étudier l'impact des modélisations sur l'état de la cosmologie actuelle, une approche possible serait de simuler une grande nombre de fois (≈ 100) des échantillons de la taille de l'échantillon de Pantheon (≈ 1000) et de combiner les résultats, permettant ainsi d'avoir des incertitudes statistiques réalistes.

Ces types et des variations ont été implémentées, mais la complexité des simulations avec **SNANA** nous ont amenés à modifier les paramètres de simulation jusqu'au dernier moment, rendant impossible le fait d'effectivement réaliser ces types de simulations, bien que cela reste à notre portée dans l'avenir.

IX.2.2 Variation de paramètres

Avec l'ajout des données de ZTF, notre modèle d'évolution de l'étirement avec le redshift a été augmenté. Ces nouveaux paramètres pourraient être utilisés, notamment pour tenter de représenter plus efficacement l'échantillon ciblé LOWZ qui présente un pic de petits étirements autour de $x_1 \approx -1.50$. À cet effet, nous pourrions utiliser non pas le redshift de l'échantillon mais directement la fraction attendue pour décrire l'étirement de la HOSTLIB utilisée pour simuler cet échantillon ; cette approche briserait en quelque sorte l'approche prospective de notre étude, mais apparaît comme nécessaire pour simuler des données elles-mêmes sélectionnées.

Dans toute cette thèse, nous avons utilisé l'équation de l'évolution de la fraction de jeunes étoiles $\delta(z)$ donnée dans le Chapitre III, avec les résultats des paramètres K et ϕ de RIGAULT et al. (2020). Ceux-ci pourraient être variés, notamment le paramètre K qui est obtenu pour fixer la fraction de jeunes étoiles à 50% à $z = 0,05$.

IX.2.3 Traceurs environnementaux

Comme nous avons pu le voir, l'ajout du traceur de l'âge d'une SN permettrait d'augmenter la robustesse de notre étude et pourrait s'avérer être un outil probant des propriétés intrinsèques des SNe Ia. Nous pourrions étendre encore plus ces analyses en intégrant d'autres traceurs utilisés en cosmologie, comme la couleur locale.

En plus des effets environnementaux des SNe Ia dont nous avons pu discuter Chapitre III, de récentes études (BROUT et SCOLNIC (2021)) proposent d'intégrer les effets de rougissement dus à la poussière des galaxies conjointement aux variations intrinsèques des couleurs des SNe Ia dans le modèle SALT2. Ceci a permis de mieux décrire les propriétés des SNe les plus rouges, et propose une approche pour décrire la marche de magnitude basée sur la masse, causée par une différence sur le paramètre β effectif selon la masse des galaxies hôtes. POPOVIC et al. (2021a) ont intégré cette approche à leurs simulations pour établir une approche prospective de détermination des distributions mères de poussière et de couleur, et trouvent une incertitude systématique due à ces effets de 0,005 sur la mesure de w . Ces résultats sont prometteurs quant aux perspectives d'amélioration de la recherche sur les effets des propriétés des galaxies hôtes sur les échantillons de SNe Ia, et pourraient à terme amener à une modélisation continue de dépendance avec la masse des galaxies hôtes, en lieu et place de la modélisation en marche de magnitude utilisée aujourd'hui. L'inclusion de ces approches rendrait alors notre étude plus consistante.

Figures

IX.1	Accord entre les modèles N21+ZTF et HD+ZTF et l'histogramme des étirements de ZTF	144
IX.2	Évolution de l'étirement moyen des SNe Ia en fonction du redshift issu de la prédiction de notre modèle de base selon l'échantillon utilisé	146
IX.3	ΔAIC entre le modèle de base et les autres modèles	147
IX.4	Comparaison de la capacité des modèles N21 et N21+ZTF à représenter les données des sondages	149

Tableaux

IX.1	Valeurs des paramètres du modèle d'étirement de base selon l'échantillon avec les données de ZTF	145
IX.2	Comparaison de la capacité relative de chaque modèle à décrire les données par rapport au modèle de base avec les données de ZTF	147
IX.3	Capacité des modèles N21 et N21+ZTF à représenter les données	148

Conclusions

Au fil de cette thèse, nous avons montré comment procéder à l'étude précise et approfondie d'un phénomène pouvant apporter un biais notable à nos mesures de paramètres cosmologiques. En effet, la cosmologie observationnelle est par essence une science non-reproductible et la nature imprécise des SNe Ia force les études à se reposer sur des lois empiriques dont les motivations sont parfois approximatives. C'est à partir de la première standardisation de leur luminosité avec leur étirement et leur couleur qu'elles ont pu être utilisées comme des sondes utiles, et maintenant indispensables à la compréhension de l'Univers.

Afin de continuer à améliorer cette standardisation, la recherche avec les SNe Ia étudie les meilleurs paramètres permettant de les décrire. Certains travaux augmentent le nombre de paramètres décrivant leurs variabilités (c'est le cas de SUGAR, décrit dans LÉGET et al. 2020), s'écartant ainsi des descriptions classiques de SALT2 (GUY et al. 2007). D'autres équipes implémentent des traceurs environnementaux jugés plus pertinents à leur étude (par exemple, le LsSFR ou la masse de la galaxie hôte dans RIGAULT et al. 2013 ; CHILDRESS et al. 2013, respectivement) qui permettraient de distinguer deux populations au sein des SNe Ia. Par ailleurs, BRIDAY et al. (2022) se sont intéressées à la qualité de ces différents traceurs afin de déterminer lequel mène à leur meilleure caractérisation. Mais si les possibilités d'amélioration de description et de compréhension sont nombreuses, la dérive des propriétés-mêmes des SNe Ia avec le redshift reste peu étudiée.

À cet effet, notre thèse s'est focalisée sur le test cette hypothèse en se basant sur la fonction d'évolution de l'âge moyen des SNe Ia avec le redshift établie dans RIGAULT et al. (2020), et s'est à ce titre attachée à étudier le paramètre d'étirement des SNe Ia qui en est une propriété intrinsèque. La première partie de ces trois ans de recherche a porté sur la confection d'un échantillon de données permettant cette analyse, c'est-à-dire qui soit exempt de biais de sélection et qui représente tous les étirements observables possibles.

Cet échantillon a permis d'établir deux modèles de distribution d'étirement différents selon l'âge des SNe Ia, amenant à une dérive de l'étirement moyen des SNe Ia *via* l'évolution des fractions respectives entre vieilles et jeunes SNe Ia. Cette approche a ensuite été testée avec d'autres modèles, dérivants ou non, et nous a amenées à montrer que tout modèle non-dérivant était automatiquement exclu à 5σ comme étant une bonne représentation des données par rapport à notre modèle. Ce travail a été accepté pour publication le 21 février 2021 dans le journal *Astronomy and Astrophysics* (NICOLAS et al. 2021).

La seconde partie de notre thèse a été la prise en main des logiciels SNANA afin d'intégrer ce modèle dans ce pipeline d'analyse cosmologique, en partant de la confection des corrélations entre SN et galaxie pour arriver jusqu'au calcul des modules de distance corrigés permettant la détermination de paramètres cosmologiques. Ce travail a permis de mettre en lumière l'existence d'un biais aux alentours de 4% sur la mesure de w si l'âge d'une SN est en effet le paramètre à l'origine des variabilités intrinsèques des SNe Ia. Ce travail constitue le cœur d'un second article en cours de rédaction.

Nous résumons ces travaux de la manière suivante :

- Nous supposons que l'âge moyen des SNe Ia évolue avec le redshift suivant le modèle

de RIGAULT et al. (2020) ;

- Nous avons établi un échantillon d'étude exempt de biais de sélection affectant l'étiement grâce à des coupes en redshift basées sur la magnitude limite des télescopes ; cet échantillon contient des données allant de $z = 0,02$ à $z = 2,26$;
- Nous avons étudié l'étiement de cette échantillon en fonction de l'âge des SNe Ia selon différentes modélisations, avec et sans évolution, et avons conclus que tout modèle non-dérivant était exclus en tant que bonne représentation des données par rapport à notre modèle de base, publié dans NICOLAS et al. (2021) ;
- Nous avons pris en main l'ensemble de logiciels **SNANA** et amélioré les tables habituellement utilisées par la communauté pour y inclure une caractéristique d'âge basée sur le redshift et la masse de la galaxie hôte d'une supernova, permettant en même temps de remplacer les modèles rétrospectifs (exclus par l'étude précédente) par notre modèle prospectif ;
- Nous avons simulé une variété d'échantillons selon différentes hypothèses de corrélation en croisant les données utilisées pour la génération et la standardisation afin d'estimer le biais cosmologique dû à une modélisation non-représenterative de la réalité ;
- Nous trouvons un accord aux données réelles de cette modélisation comparable (parfois meilleur) aux implémentations cosmologiques des études utilisant **SNANA** les plus complètes (SCOLNIC et KESSLER 2016 ; SCOLNIC et al. 2018 ; POPOVIC et al. 2021b), attestant de la force de l'hypothèse initiale ainsi que celle du modèle prospectif établi en début de thèse ; celui-ci ne faillit qu'au niveau de la reproduction du seul sondage ciblé de l'étude (LOWZ) qui est par construction non-représentatif de la nature ;
- Nous rapportons une cohérence des résultats cosmologiques ($w = -1$) lorsque les échantillons générés sont corrigés en supposant les mêmes corrélations, à l'exception du modèle pour lequel **SNANA** n'a pas tous les outils pour le traiter correctement : le biais calculé pour un Univers régit par une marche de magnitude basée sur l'âge mais corrigé par **SNANA** avec une marche basée sur la masse est de 4% au mieux, 8% au pire ;
- Nous relevons que ce défaut de compréhension des implications de l'âge comme traceur des propriétés des SNe Ia est en accord avec les résultats de BRIDAY (2021) ; BRIDAY et al. (2022) présentant la réduction de la valeur trouvée de marche de magnitude selon la capacité d'un traceur à discriminer deux populations : notre implémentation à $\gamma_{\text{âge}} = 0,130 \text{ mag}$ est diminuée à $\gamma_{\text{masse}} = 0,100 \text{ mag}$, appuyant à nouveau et de manière indépendante l'hypothèse selon laquelle l'âge est le meilleur traceur des propriétés intrinsèques des SNe Ia.

Ainsi, au travers de ces résultats, nous suggérons aux différentes analyses cosmologiques se basant sur des simulations et des distributions sous-jacentes d'étiement d'utiliser le modèle évoluant avec le redshift du Chapitre VI, et mettons en garde la communauté quant à la complexité des analyses environnementales : si beaucoup de traceurs sont corrélés,

ils ne sont pas tous équivalents et leurs implications quant à l'évolution avec le redshift diffèrent.

Bibliographie

- ABBOTT T. M. C., ALLAM S., ANDERSEN P. et al. 2019, « First Cosmology Results using Type Ia Supernovae from the Dark Energy Survey: Constraints on Cosmological Parameters », *ApJ*, 872, L30 [↑ Page 68](#), [↑ Page 84](#), [↑ Page 91](#)
- AHMED S. N. 2015, in *Physics and Engineering of Radiation Detection (Second Edition)*, second edition edn., ed. S. N. Ahmed (Elsevier), 541–593 [↑ Page 64](#)
- ALAM S., ALBARETI F. D., ALLENDE PRIETO C. et al. 2015, « The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final Data from SDSS-III », *ApJS*, 219, 12 [↑ Page 10](#)
- ALDERING G., ADAM G., ANTILOGUS P. et al. 2002, « Overview of the Nearby Supernova Factory », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 61–72 [↑ Page 41](#)
- ALPHERATZ. 2018, « Grammaire du français inclusif », Châteauroux, Vent Solars [↑ Page x](#)
- ALTHAUS L. G., CÓRSICO A. H., ISERN J. et GARCÍA-BERRO E. 2010, « Evolutionary and pulsational properties of white dwarf stars », *A&A Rev.*, 18, 471 [↑ Page 19](#)
- ASTIER P., GUY J., REGNAULT N. et al. 2006, « The Supernova Legacy Survey: measurement of Ω_M , Ω_Λ and w from the first year data set », *A&A*, 447, 31 [↑ Page 49](#), [↑ Page 50](#), [↑ Page 62](#)
- AUBOURG É., TOJEIRO R., JIMENEZ R. et al. 2008, « Evidence of short-lived SN Ia progenitors », *A&A*, 492, 631 [↑ Page 93](#)
- BAADE W. et ZWICKY F. 1934, « On Super-novae », *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 254 [↑ Page 17](#)
- BALLAND C., BAUMONT S., BASA S. et al. 2009, « The ESO/VLT 3rd year Type Ia supernova data set from the supernova legacy survey », *A&A*, 507, 85 [↑ Page 50](#)
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., GRAHAM M. J. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility: System Overview, Performance, and First Results », *PASP*, 131, 018002 [↑ Page 54](#), [↑ Page 143](#), [↑ Page 144](#)
- BETOULE M., KESSLER R., GUY J. et al. 2014, « Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples », *A&A*, 568, A22 [↑ Page 23](#), [↑ Page 24](#), [↑ Page 33](#), [↑ Page 66](#), [↑ Page 97](#)
- BLAGORODNOVA N., NEILL J. D., WALTERS R. et al. 2018, « The SED Machine: A Robotic Spectrograph for Fast Transient Classification », *PASP*, 130, 035003 [↑ Page 55](#)

- BOULADE O., CHARLOT X., ABBON P. et al. 2003, « MegaCam: the new Canada-France-Hawaii Telescope wide-field imaging camera », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 72–81 ↑ Page 49
- BRIDAY M. 2021, « Étude de l'impact de l'environnement galactique sur la standardisation des Supernovae de Type Ia », Thèse, Université Claude Bernard – Lyon I, HAL thèses ↑ Page 32, ↑ Page 34, ↑ Page 134, ↑ Page 135, ↑ Page 154
- BRIDAY M., RIGAULT M., GRAZIANI R. et al. 2022, « Accuracy of environmental tracers and consequences for determining the Type Ia supernova magnitude step », *A&A*, 657, A22 ↑ Page 32, ↑ Page 88, ↑ Page 118, ↑ Page 121, ↑ Page 135, ↑ Page 140, ↑ Page 153, ↑ Page 154
- BROUT D. et SCOLNICK D. 2021, « It's Dust: Solving the Mysteries of the Intrinsic Scatter and Host-galaxy Dependence of Standardized Type Ia Supernova Brightnesses », *ApJ*, 909, 26 ↑ Page 151
- BURGH E. B., NORDSIECK K. H., KOBULNICKY H. A. et al. 2003, « Prime Focus Imaging Spectrograph for the Southern African Large Telescope: optical design », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1463–1471 ↑ Page 45
- BURNHAM, KENNETH & ANDERSON D. R. 2004, « Multimodel Inference: Understanding AIC and BIC in Model Selection », *Sociological Methods & Research*, 33, 261 ↑ Page 85, ↑ Page 120
- CALZETTI D. 2013, « Star Formation Rate Indicators », in *Secular Evolution of Galaxies*, ed. J. Falcón-Barroso & J. H. Knapen, 419 ↑ Page 30
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016, « The Pan-STARRS1 Surveys », arXiv e-prints, arXiv:1612.05560 ↑ Page 46
- CHANDRASEKHAR S. 1931, « The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs », *ApJ*, 74, 81 ↑ Page 19
- CHILDRESS M., ALDERING G., ANTILOGUS P. et al. 2013, « Host Galaxy Properties and Hubble Residuals of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory », *ApJ*, 770, 108 ↑ Page 34, ↑ Page 153
- CONLEY A., GUY J., SULLIVAN M. et al. 2011, « Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey », *ApJS*, 192, 1 ↑ Page 68, ↑ Page 69, ↑ Page 97
- CONTRERAS C., HAMUY M., PHILLIPS M. M. et al. 2010, « The Carnegie Supernova Project: First Photometry Data Release of Low-Redshift Type Ia Supernovae », *AJ*, 139, 519 ↑ Page 53

- COPIN Y. 2013, « Spectro-photométrie à champ intégral dans le cadre du projet “The Nearby Supernova Factory” », Habilitation à diriger des recherches, Université Claude Bernard – Lyon I, [HAL thèses](#) ↑ Page 42
- DEKANY R., SMITH R. M., RIDDLE R. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility: Observing System », [PASP](#), **132**, 038001 ↑ Page 54
- DEKKER H., DELABRE B. et DODORICO S. 1986, « ESO’s multimode instrument for the Nasmyth focus of the 3.5 m New Technology Telescope. », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 627, *Instrumentation in astronomy VI*, ed. D. L. Crawford, **339–348** ↑ Page 45
- DILDAY B., KESSLER R., FRIEMAN J. A. et al. 2008, « A Measurement of the Rate of Type Ia Supernovae at Redshift $z \approx 0.1$ from the First Season of the SDSS-II Supernova Survey », [ApJ](#), **682**, 262 ↑ Page 69
- DRESSLER A., BIGELOW B., HARE T. et al. 2011, « IMACS: The Inamori-Magellan Areal Camera and Spectrograph on Magellan-Baade », [PASP](#), **123**, 288 ↑ Page 47
- EINSTEIN A. 1905, « Zur Elektrodynamik bewegter Körper », [Annalen der Physik](#), **322**, 891 ↑ Page 2
- EINSTEIN A. 1915, « Die Feldgleichungen der Gravitation », [Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften \(Berlin\)](#), **844** ↑ Page ix
- ELIAS J. H., MATTHEWS K., NEUGEBAUER G. et PERSSON S. E. 1985, « Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators. », [ApJ](#), **296**, 379 ↑ Page 18
- ELLIS R. S., SULLIVAN M., NUGENT P. E. et al. 2008, « Verifying the Cosmological Utility of Type Ia Supernovae: Implications of a Dispersion in the Ultraviolet Spectra », [ApJ](#), **674**, 51 ↑ Page 50
- FABER S. M., PHILLIPS A. C., KIBRICK R. I. et al. 2003, « The DEIMOS spectrograph for the Keck II Telescope: integration and testing », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, **1657–1669** ↑ Page 47
- FABRICANT D., FATA R., ROLL J. et al. 2005, « Hectospec, the MMT’s 300 Optical Fiber-Fed Spectrograph », [PASP](#), **117**, 1411 ↑ Page 47
- FEINDT U., NORDIN J., RIGAULT M. et al. 2019, « simssurvey: estimating transient discovery rates for the Zwicky transient facility », [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), **2019**, 005 ↑ Page 74
- FILIPPENKO A. V. 1988, « Taxonomy of supernovae. », [PASA](#), **7**, 540 ↑ Page 18
- FITZPATRICK E. L. 1999, « Correcting for the Effects of Interstellar Extinction », [PASP](#), **111**, 63 ↑ Page 30

- FOLATELLI G., PHILLIPS M. M., BURNS C. R. et al. 2010, « The Carnegie Supernova Project: Analysis of the First Sample of Low-Redshift Type-Ia Supernovae », *AJ*, **139**, 120 [↑ Page 53](#)
- FOURMANOIT N. 2010, « Analyse des 5 ans de données de l'expérience SuperNova Legacy Survey », Thèse, Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, [HAL thèses](#) [↑ Page 18](#)
- FREMLING C., MILLER A. A., SHARMA Y. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. I. Spectroscopic Classification and the Redshift Completeness of Local Galaxy Catalogs », *ApJ*, **895**, 32 [↑ Page 74](#)
- FRIEDMANN A. 1922, « Über die Krümmung des Raumes », *Zeitschrift fur Physik*, **10**, 377 [↑ Page 7](#)
- FRIEMAN J. A., BASSETT B., BECKER A. et al. 2008, « The Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey: Technical Summary », *AJ*, **135**, 338 [↑ Page 43](#)
- FUKUGITA M., ICHIKAWA T., GUNN J. E. et al. 1996, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric System », *AJ*, **111**, 1748 [↑ Page 44](#)
- GIAVALISCO M., FERGUSON H. C., KOEKEMOER A. M. et al. 2004, « The Great Observatories Origins Deep Survey: Initial Results from Optical and Near-Infrared Imaging », *ApJ*, **600**, L93 [↑ Page 51](#)
- GRAHAM M. J., KULKARNI S. R., BELLM E. C. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility: Science Objectives », *PASP*, **131**, 078001 [↑ Page 144](#)
- GRAUR O., RODNEY S. A., MAOZ D. et al. 2014, « Type-Ia Supernova Rates to Redshift 2.4 from CLASH: The Cluster Lensing And Supernova Survey with Hubble », *ApJ*, **783**, 28 [↑ Page 51](#)
- GUNN J. E., CARR M., ROCKOSI C. et al. 1998, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera », *AJ*, **116**, 3040 [↑ Page 44](#)
- GUNN J. E., SIEGMUND W. A., MANNERY E. J. et al. 2006, « The 2.5 m Telescope of the Sloan Digital Sky Survey », *AJ*, **131**, 2332 [↑ Page 44](#)
- GUPTA R. R., D'ANDREA C. B., SAKO M. et al. 2011, « Improved Constraints on Type Ia Supernova Host Galaxy Properties Using Multi-wavelength Photometry and Their Correlations with Supernova Properties », *ApJ*, **740**, 92 [↑ Page 34](#)
- GUY J., ASTIER P., BAUMONT S. et al. 2007, « SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators », *A&A*, **466**, 11 [↑ Page 23](#), [↑ Page 66](#), [↑ Page 102](#), [↑ Page 153](#)
- GUY J., SULLIVAN M., CONLEY A. et al. 2010, « The Supernova Legacy Survey 3-year sample: Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints », *A&A*, **523**, A7 [↑ Page 102](#), [↑ Page 108](#)
- HADJIYSKA E., RABINOWITZ D., BALAY C. et al. 2012, « La Silla-QUEST Variability Survey in the Southern Hemisphere », in *New Horizons in Time Domain Astronomy*, ed. E. Griffin, R. Hanisch, & R. Seaman, Vol. 285, 324–326 [↑ Page 41](#)

- HAMUY M., PHILLIPS M. M., SUNTZEFF N. B. et al. 1996, « The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae », *AJ*, 112, 2391 ↑ Page 23, ↑ Page 41
- HEGER A., FRYER C. L., WOOSLEY S. E., LANGER N. et HARTMANN D. H. 2003, « How Massive Single Stars End Their Life », *ApJ*, 591, 288 ↑ Page 18
- HICKEN M., CHALLIS P., JHA S. et al. 2009a, « CfA3: 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA », *ApJ*, 700, 331 ↑ Page 53
- HICKEN M., CHALLIS P., KIRSHNER R. P. et al. 2012, « CfA4: Light Curves for 94 Type Ia Supernovae », *ApJS*, 200, 12 ↑ Page 53
- HICKEN M., WOOD-VASEY W. M., BLONDIN S. et al. 2009b, « Improved Dark Energy Constraints from ~100 New CfA Supernova Type Ia Light Curves », *ApJ*, 700, 1097 ↑ Page 53
- HILL G. J., NICKLAS H. E., MACQUEEN P. J. et al. 1998, « Hobby-Eberly Telescope low-resolution spectrograph », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 3355, *Optical Astronomical Instrumentation*, ed. S. D'Odorico, 375–386 ↑ Page 45
- HINTON S. et BROUT D. 2020, « Pippin: A pipeline for supernova cosmology », *The Journal of Open Source Software*, 5, 2122 ↑ Page 98
- HINTON S. R., DAVIS T. M., KIM A. G. et al. 2019, « Steve: A Hierarchical Bayesian Model for Supernova Cosmology », *ApJ*, 876, 15 ↑ Page 90
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSEL H. et al. 2004, « Design of the Pan-STARRS telescopes », *Astronomische Nachrichten*, 325, 636 ↑ Page 46
- HOOK I. M., JØRGENSEN I., ALLINGTON-SMITH J. R. et al. 2004, « The Gemini-North Multi-Object Spectrograph: Performance in Imaging, Long-Slit, and Multi-Object Spectroscopic Modes », *PASP*, 116, 425 ↑ Page 47, ↑ Page 50
- HOWELL D. A., SULLIVAN M., CONLEY A. et CARLBERG R. 2007, « Predicted and Observed Evolution in the Mean Properties of Type Ia Supernovae with Redshift », *ApJ*, 667, L37 ↑ Page 82, ↑ Page 93, ↑ Page 119
- HUBBLE E. 1929, « A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae », *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168 ↑ Page ix, ↑ Page 8, ↑ Page 13
- HUBBLE E. P. 1926, « Extragalactic nebulae. », *ApJ*, 64, 321 ↑ Page 28
- HUBBLE E. P. 1936, « Realm of the Nebulae », *Realm of the Nebulae* ↑ Page 28
- IVEZIĆ Ž., KAHN S. M., TYSON J. A. et al. 2019, « LSST: From Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products », *ApJ*, 873, 111 ↑ Page 57, ↑ Page 91, ↑ Page 92

JAMES F. et ROOS M. 1975, « Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations », *Computer Physics Communications*, **10**, 343
 ↑ Page 107

JHA S., KIRSHNER R. P., CHALLIS P. et al. 2006, « UBVRI Light Curves of 44 Type Ia Supernovae », *AJ*, **131**, 527 ↑ Page 53

KAISER N., BURGETT W., CHAMBERS K. et al. 2010, « The Pan-STARRS wide-field optical/NIR imaging survey », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7733, *Ground-based and Airborne Telescopes III*, ed. L. M. Stepp, R. Gilmozzi, & H. J. Hall, **77330E** ↑ Page 46

KASHIKAWA N., INATA M., IYE M. et al. 2000, « FOCAS: faint object camera and spectrograph for the Subaru Telescope », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, **104–113** ↑ Page 45

KELLY P. L., HICKEN M., BURKE D. L., MANDEL K. S. et KIRSHNER R. P. 2010, « Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses », *ApJ*, **715**, 743 ↑ Page 33, ↑ Page 34

KENNICUTT R. 1998, « Emission-Line Diagnostics of Galaxy Evolution with NGST », in ESA Special Publication, Vol. 429, *LIA Colloq. 34: The Next Generation Space Telescope: Science Drivers and Technological Challenges*, ed. B. Kaldeich-Schürmann, **81**
 ↑ Page 30

KESSLER R., BECKER A. C., CINABRO D. et al. 2009a, « First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results: Hubble Diagram and Cosmological Parameters », *ApJS*, **185**, 32 ↑ Page 23, ↑ Page 45, ↑ Page 97

KESSLER R., BERNSTEIN J. P., CINABRO D. et al. 2009b, « SNANA: A Public Software Package for Supernova Analysis », *PASP*, **121**, 1028 ↑ Page 66, ↑ Page 69, ↑ Page 94, ↑ Page 97, ↑ Page 98, ↑ Page 100

KESSLER R., BROUT D., D'ANDREA C. B. et al. 2019, « First cosmology results using Type Ia supernova from the Dark Energy Survey: simulations to correct supernova distance biases », *MNRAS*, **485**, 1171 ↑ Page 98, ↑ Page 99, ↑ Page 101, ↑ Page 103

KESSLER R., GUY J., MARRINER J. et al. 2013, « Testing Models of Intrinsic Brightness Variations in Type Ia Supernovae and Their Impact on Measuring Cosmological Parameters », *ApJ*, **764**, 48 ↑ Page 101

KESSLER R. et SCOLNIC D. 2017, « Correcting Type Ia Supernova Distances for Selection Biases and Contamination in Photometrically Identified Samples », *ApJ*, **836**, 56 ↑ Page 48, ↑ Page 73, ↑ Page 84, ↑ Page 86, ↑ Page 93, ↑ Page 104, ↑ Page 107, ↑ Page 108

KUNZ M., BASSETT B. A. et HLOZEK R. A. 2007, « Bayesian estimation applied to multiple species », *Phys. Rev. D*, **75**, 103508 ↑ Page 104

- LANTZ B., ALDERING G., ANTILOGUS P. et al. 2004, « SNIFS: a wideband integral field spectrograph with microlens arrays », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 146–155 ↑ Page 41
- LAW N. M., KULKARNI S. R., DEKANY R. G. et al. 2009, « The Palomar Transient Factory: System Overview, Performance, and First Results », *PASP*, 121, 1395 ↑ Page 41
- LÉGET P. F., GANGLER E., MONDON F. et al. 2020, « SUGAR: An improved empirical model of Type Ia supernovae based on spectral features », *A&A*, 636, A46 ↑ Page 24, ↑ Page 153
- MADAU P. et DICKINSON M. 2014, « Cosmic Star-Formation History », *ARA&A*, 52, 415 ↑ Page 31
- MANNUCCI F., DELLA VALLE M., PANAGIA N. et al. 2005, « The supernova rate per unit mass », *A&A*, 433, 807 ↑ Page 32, ↑ Page 93
- MARRINER J., BERNSTEIN J. P., KESSLER R. et al. 2011, « A More General Model for the Intrinsic Scatter in Type Ia Supernova Distance Moduli », *ApJ*, 740, 72 ↑ Page 106
- MARSHALL J. L., BURLES S., THOMPSON I. B. et al. 2008, « The MagE spectrograph », in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, ed. I. S. McLean & M. M. Casali, 701454 ↑ Page 47
- MINKOWSKI R. 1941, « Spectra of Supernovae », *PASP*, 53, 224 ↑ Page 18
- NEILL J. D., SULLIVAN M., BALAM D. et al. 2006, « The Type Ia Supernova Rate at $z \sim 0.5$ from the Supernova Legacy Survey », *AJ*, 132, 1126 ↑ Page 68
- NICOLAS N., RIGAULT M., COPIN Y. et al. 2021, « Redshift evolution of the underlying type Ia supernova stretch distribution », *A&A*, 649, A74 ↑ Page 110, ↑ Page 117, ↑ Page 120, ↑ Page 126, ↑ Page 128, ↑ Page 129, ↑ Page 130, ↑ Page 140, ↑ Page 153, ↑ Page 154
- OKE J. B., COHEN J. G., CARR M. et al. 1995, « The Keck Low-Resolution Imaging Spectrometer », *PASP*, 107, 375 ↑ Page 45, ↑ Page 47, ↑ Page 50
- PEREIRA R., THOMAS R. C., ALDERING G. et al. 2013, « Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory », *A&A*, 554, A27 ↑ Page 21, ↑ Page 22, ↑ Page 42
- PERLMUTTER S., ALDERING G., GOLDHABER G. et al. 1999, « Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae », *ApJ*, 517, 565 ↑ Page ix, ↑ Page 7, ↑ Page 13, ↑ Page 14, ↑ Page 39, ↑ Page 41, ↑ Page 62
- PERRETT K., BALAM D., SULLIVAN M. et al. 2010, « Real-time Analysis and Selection Biases in the Supernova Legacy Survey », *AJ*, 140, 518 ↑ Page 68, ↑ Page 69

- PERRETT K., SULLIVAN M., CONLEY A. et al. 2012, « Evolution in the Volumetric Type Ia Supernova Rate from the Supernova Legacy Survey », *AJ*, **144**, 59 ↑ Page 104
- PHILLIPS M. M. 1993, « The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae », *ApJ*, **413**, L105 ↑ Page 23, ↑ Page 91
- PLANCK COLLABORATION, ADE P. A. R., AGHANIM N. et al. 2016, « Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters », *A&A*, **594**, A13 ↑ Page 10
- PLANCK COLLABORATION, AGHANIM N., AKRAMI Y. et al. 2020, « Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters », *A&A*, **641**, A6 ↑ Page 9, ↑ Page 11, ↑ Page 35, ↑ Page 65
- POGSON N. 1856, « Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857 », *MNRAS*, **17**, 12 ↑ Page 12
- POPOVIC B., BROUT D., KESSLER R. et SCOLNIC D. 2021a, « The Pantheon+ Analysis: Forward-Modeling the Dust and Intrinsic Colour Distributions of Type Ia Supernovae, and Quantifying their Impact on Cosmological Inferences », *arXiv e-prints*, arXiv:2112.04456 ↑ Page 30, ↑ Page 68, ↑ Page 151
- POPOVIC B., BROUT D., KESSLER R., SCOLNIC D. et LU L. 2021b, « Improved Treatment of Host-galaxy Correlations in Cosmological Analyses with Type Ia Supernovae », *ApJ*, **913**, 49 ↑ Page 102, ↑ Page 104, ↑ Page 106, ↑ Page 108, ↑ Page 116, ↑ Page 117, ↑ Page 123, ↑ Page 126, ↑ Page 130, ↑ Page 132, ↑ Page 137, ↑ Page 140, ↑ Page 154
- PRUZHINSKAYA M. V., NOVINSKAYA A. K., PAUNA N. et ROSNET P. 2020, « The dependence of Type Ia Supernovae SALT2 light-curve parameters on host galaxy morphology », *MNRAS*, **499**, 5121 ↑ Page 32
- RABINOWITZ D., BALTAY C., EMMET W. et al. 2003, « The Palomar-QUEST large-area CCD camera », in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 203, American Astronomical Society Meeting Abstracts, **38.12** ↑ Page 41
- REST A., SCOLNIC D., FOLEY R. J. et al. 2014, « Cosmological Constraints from Measurements of Type Ia Supernovae Discovered during the First 1.5 yr of the Pan-STARRS1 Survey », *ApJ*, **795**, 44 ↑ Page 68
- RIESS A. G., CASERTANO S., YUAN W., MACRI L. M. et SCOLNIC D. 2019, « Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond Λ CDM », *ApJ*, **876**, 85 ↑ Page 84
- RIESS A. G., FILIPPENKO A. V., CHALLIS P. et al. 1998, « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant », *AJ*, **116**, 1009 ↑ Page ix, ↑ Page 7, ↑ Page 8, ↑ Page 9, ↑ Page 39, ↑ Page 41
- RIESS A. G., KIRSHNER R. P., SCHMIDT B. P. et al. 1999, « BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae », *AJ*, **117**, 707 ↑ Page 53

- RIESS A. G., MACRI L. M., HOFFMANN S. L. et al. 2016, « A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant », *ApJ*, 826, 56 ↑ Page 84
- RIESS A. G., STROLGER L.-G., CASERTANO S. et al. 2007, « New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at $z \geq 1$: Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy », *ApJ*, 659, 98 ↑ Page 51, ↑ Page 52, ↑ Page 53
- RIESS A. G., YUAN W., MACRI L. M. et al. 2021, « A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km/s/Mpc Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team », *arXiv e-prints*, arXiv:2112.04510 ↑ Page 35
- RIGAULT M., ALDERING G., KOWALSKI M. et al. 2015, « Confirmation of a Star Formation Bias in Type Ia Supernova Distances and its Effect on the Measurement of the Hubble Constant », *ApJ*, 802, 20 ↑ Page 35
- RIGAULT M., BRINNEL V., ALDERING G. et al. 2020, « Strong dependence of Type Ia supernova standardization on the local specific star formation rate », *A&A*, 644, A176 ↑ Page 31, ↑ Page 32, ↑ Page 33, ↑ Page 34, ↑ Page 35, ↑ Page 36, ↑ Page 41, ↑ Page 61, ↑ Page 73, ↑ Page 79, ↑ Page 80, ↑ Page 82, ↑ Page 92, ↑ Page 93, ↑ Page 117, ↑ Page 118, ↑ Page 119, ↑ Page 151, ↑ Page 153, ↑ Page 154
- RIGAULT M., COPIN Y., ALDERING G. et al. 2013, « Evidence of environmental dependencies of Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by local $H\alpha$ », *A&A*, 560, A66 ↑ Page 32, ↑ Page 153
- RIGAULT M., NEILL J. D., BLAGORODNOVA N. et al. 2019, « Fully automated integral field spectrograph pipeline for the SEDMachine: pysedm », *A&A*, 627, A115 ↑ Page 55
- RODNEY S. A., RIESS A. G., STROLGER L.-G. et al. 2014, « Type Ia Supernova Rate Measurements to Redshift 2.5 from CANDELS: Searching for Prompt Explosions in the Early Universe », *AJ*, 148, 13 ↑ Page 51
- RODRIGO C. et SOLANO E. 2020, « The SVO Filter Profile Service », in XIV.0 Scientific Meeting (virtual) of the Spanish Astronomical Society, 182 ↑ Page 41, ↑ Page 42, ↑ Page 44, ↑ Page 47, ↑ Page 50, ↑ Page 52, ↑ Page 55
- ROMAN M., HARDIN D., BETOULE M. et al. 2018, « Dependence of Type Ia supernova luminosities on their local environment », *A&A*, 615, A68 ↑ Page 33
- RÖPKE F. K., KROMER M., SEITENZAHL I. R. et al. 2012, « Constraining Type Ia Supernova Models: SN 2011fe as a Test Case », *ApJ*, 750, L19 ↑ Page 20
- RUBIN D., ALDERING G., BARBARY K. et al. 2015, « UNITY: Confronting Supernova Cosmology's Statistical and Systematic Uncertainties in a Unified Bayesian Framework », *ApJ*, 813, 137 ↑ Page 90, ↑ Page 91
- SAKO M., BASSETT B., BECKER A. et al. 2008, « The Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey: Search Algorithm and Follow-up Observations », *AJ*, 135, 348 ↑ Page 43, ↑ Page 69

- SAKO M., BASSETT B., BECKER A. C. et al. 2018, « The Data Release of the Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey », *PASP*, **130**, 064002 ↑ Page 43, ↑ Page 45, ↑ Page 104
- SCANNAPIECO E. et BILDSTEN L. 2005, « The Type Ia Supernova Rate », *ApJ*, **629**, L85 ↑ Page 32, ↑ Page 93
- SCHLAFLY E. F. et FINKBEINER D. P. 2011, « Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD », *ApJ*, **737**, 103 ↑ Page 30
- SCHMIDT G. D., WEYMANN R. J. et FOLTZ C. B. 1989, « A Moderate-Resolution, High-Throughput CCD Channel for the MMT Spectrograph », *PASP*, **101**, 713 ↑ Page 47
- SCOLNICK D. et KESSLER R. 2016, « Measuring Type Ia Supernova Populations of Stretch and Color and Predicting Distance Biases », *ApJ*, **822**, L35 ↑ Page 84, ↑ Page 86, ↑ Page 87, ↑ Page 91, ↑ Page 93, ↑ Page 108, ↑ Page 116, ↑ Page 117, ↑ Page 125, ↑ Page 126, ↑ Page 130, ↑ Page 140, ↑ Page 154
- SCOLNICK D., REST A., RIESS A. et al. 2014, « Systematic Uncertainties Associated with the Cosmological Analysis of the First Pan-STARRS1 Type Ia Supernova Sample », *ApJ*, **795**, 45 ↑ Page 66
- SCOLNICK D. M., JONES D. O., REST A. et al. 2018, « The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample », *ApJ*, **859**, 101 ↑ Page 9, ↑ Page 10, ↑ Page 24, ↑ Page 25, ↑ Page 32, ↑ Page 44, ↑ Page 46, ↑ Page 48, ↑ Page 50, ↑ Page 53, ↑ Page 54, ↑ Page 63, ↑ Page 64, ↑ Page 66, ↑ Page 67, ↑ Page 68, ↑ Page 69, ↑ Page 71, ↑ Page 84, ↑ Page 86, ↑ Page 87, ↑ Page 91, ↑ Page 92, ↑ Page 104, ↑ Page 116, ↑ Page 117, ↑ Page 124, ↑ Page 125, ↑ Page 132, ↑ Page 137, ↑ Page 154
- SHARIFF H., JIAO X., TROTTA R. et VAN DYK D. A. 2016, « BAHAMAS: New Analysis of Type Ia Supernovae Reveals Inconsistencies with Standard Cosmology », *ApJ*, **827**, 1 ↑ Page 90
- SMITH M., SULLIVAN M., WISEMAN P. et al. 2020, « First cosmology results using type Ia supernovae from the Dark Energy Survey: the effect of host galaxy properties on supernova luminosity », *MNRAS*, **494**, 4426 ↑ Page 97, ↑ Page 108
- STRITZINGER M. D., PHILLIPS M. M., BOLDT L. N. et al. 2011, « The Carnegie Supernova Project: Second Photometry Data Release of Low-redshift Type Ia Supernovae », *AJ*, **142**, 156 ↑ Page 53
- STROLGER L.-G., RIESS A. G., DAHLEN T. et al. 2004, « The Hubble Higher z Supernova Search: Supernovae to $z \sim 1.6$ and Constraints on Type Ia Progenitor Models », *ApJ*, **613**, 200 ↑ Page 51, ↑ Page 53
- SULLIVAN M., CONLEY A., HOWELL D. A. et al. 2010, « The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies », *MNRAS*, **406**, 782 ↑ Page 34

- SULLIVAN M., GUY J., CONLEY A. et al. 2011, « SNLS3: Constraints on Dark Energy Combining the Supernova Legacy Survey Three-year Data with Other Probes », *ApJ*, 737, 102 [↑ Page 49](#)
- SULLIVAN M., LE BORGNE D., PRITCHET C. J. et al. 2006, « Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies », *ApJ*, 648, 868 [↑ Page 32](#), [↑ Page 93](#)
- SUZUKI N., RUBIN D., LIDMAN C. et al. 2012, « The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample », *ApJ*, 746, 85 [↑ Page 51](#)
- TASCA L. A. M., LE FÈVRE O., HATHI N. P. et al. 2015, « The evolving star formation rate: M_* relation and sSFR since $z \simeq 5$ from the VUDS spectroscopic survey », *A&A*, 581, A54 [↑ Page 31](#)
- TAYLOR E. N., HOPKINS A. M., BALDRY I. K. et al. 2011, « Galaxy And Mass Assembly (GAMA): stellar mass estimates », *MNRAS*, 418, 1587 [↑ Page 30](#), [↑ Page 118](#)
- TONRY J., ONAKA P., LUCCINO G. et ISANI S. 2006, « The Pan-STARRS Gigapixel Camera », in The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, E47 [↑ Page 46](#)
- TRIPP R. 1998, « A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae », *A&A*, 331, 815 [↑ Page 23](#)
- WALCHER J., GROVES B., BUDA VÁRI T. et DALE D. 2011, « Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies », *Ap&SS*, 331, 1 [↑ Page 30](#)
- WEBBINK R. F. 1984, « Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae. », *ApJ*, 277, 355 [↑ Page 19](#)
- WHELAN J. et IBEN, ICKO J. 1973, « Binaries and Supernovae of Type I », *ApJ*, 186, 1007 [↑ Page 19](#)