

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
I Caractérisation de l'Énergie Noire avec les Supernovae de type Ia L'Expérience LSST	3
1 Cadre cosmologique	5
1.1 Les équations d'Einstein	6
1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	6
1.2.1 Isotropie de l'Univers	6
1.2.2 Homogénéité de l'Univers	6
1.3 La métrique de Robertson-Walker	8
1.4 Redshift et expansion de l'univers	8
1.5 Les équations de Friedmann	10
1.6 Contenu énergétique de l'univers	11
1.7 L'énergie noire	12
1.7.1 La constante cosmologique	12
1.7.2 Quintessence	13
1.7.3 La back-reaction	13
1.7.4 Mise à jour des équations	14
1.8 Distances cosmologiques	14
1.8.1 Distance angulaire	14
1.8.2 Distance de luminosité	15
1.9 Les sondes cosmologiques	16
1.9.1 Le fond diffus cosmologique	16
1.9.2 Les oscillations acoustiques des baryons	18
1.9.3 Les chandelles standard	19
1.10 Le diagramme de Hubble	19
1.10.1 Un Univers en expansion	19
1.10.2 ... accélérée	20
1.10.3 ... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.	20
1.10.4 Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques	21
1.11 Conclusion	22
2 Les SNe Ia	27
2.1 Généralités	28
2.1.1 Introduction	28
2.1.2 Zoologie	28
2.2 Spectres des supernovae	30
2.3 Les courbes de lumière	30
2.4 Quelques propriétés empiriques	33
2.4.1 Couleur	33
2.4.2 Amplitude temporelle : le facteur d'étirement	33
2.4.3 Magnitude au maximum	33

2.5	Mécanisme d'explosion	35
2.6	Les progéniteurs	35
2.7	Taux d'explosion	36
2.8	Variabilité et corrélations	37
2.8.1	Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower	37
2.8.2	Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer	38
2.8.3	Propriétés de la galaxie hôte	38
2.9	Conclusion	40
3	Les grands relevés de SNe Ia et leur analyse	41
3.1	Introduction	42
3.2	Stratégie des "rolling-search"	42
3.3	Méthode de détection des SNe Ia	43
3.4	Spectroscopie des événements	44
3.4.1	Mesure du redshift	44
3.4.2	Détermination du type de la supernova	45
3.5	Instruments de mesure de flux	47
3.5.1	Les filtres	47
3.5.2	Les CCDs	47
3.6	Photométrie différentielle des SNe Ia	48
3.6.1	Pré-traitement	48
3.6.2	Ajustement photométrique	49
3.6.3	Étalonnage des mesures	50
3.7	Les modèles spectrophotométriques	51
3.7.1	Interpolation des flux restframe	51
3.7.2	Modèles empiriques de courbes de lumière	52
3.7.2.a	SALT2	52
3.7.3	Estimation des distances	54
3.8	Sources d'incertitudes	54
3.8.1	Statistiques	55
3.8.1.a	Bruit de photons et de lecture	55
3.8.1.b	Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia	55
3.8.1.c	Le lentillage gravitationnel	56
3.8.1.d	Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia	56
3.8.2	Systématiques	56
3.8.2.a	Erreurs de modélisation	57
3.8.2.b	Systématiques instrumentales	58
3.8.3	Importance relative des différentes sources d'incertitude	59
4	L'expérience LSST	61
4.1	Les principales composantes du relevé	62
4.1.1	Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies	62
4.1.2	BAO	62
4.1.3	Les SNe Ia	63
4.2	Détails des éléments de l'expérience	64
4.2.1	Le télescope	64

4.2.2	La caméra	65
4.2.3	Les filtres	65
4.2.4	Stratégie de prise de données	66
4.3	Spécificités du relevé SN	66
4.3.1	La composante profonde du relevé	66
4.3.2	Cadence	67
4.3.3	Nombre de SNe Ia et perspectives	69
5	Impact de la calibration sur la cosmologie obtenue à l'aide d'un relevé de SNe Ia de type LSST	71
5.1	Introduction	72
5.2	Simulation d'un relevé représentatif de LSST	73
5.2.1	La cadence d'observation	73
5.2.2	Modèle d'instrument et conditions d'observation	74
5.2.3	Les SNe Ia simulées	75
5.3	Analyse cosmologique du relevé photométrique	76
5.3.1	Présentation d'un modèle simplifié	77
5.3.2	Prise en compte des incertitudes de calibration	81
5.3.3	Structure de la matrice de covariance de calibration	81
5.3.4	Analyse de Fisher	83
5.3.5	Confirmation de la méthode sur JLA	84
5.4	Impact des systématiques sur l'analyse	84
5.4.1	Évaluation des performances	84
5.4.2	Incertaines choisies pour les paramètres de calibration	85
5.4.3	Comparaison Altsched / Altsched-rolling	85
5.4.4	Allure générale des résultats	86
5.4.5	Incertaines sur les points zéro	88
5.4.6	Incertaines sur la longueur d'onde moyenne des filtres	88
5.5	Entraînement et <i>auto-calibration</i>	89
5.6	Conclusion	90
II	Calibration photométrique des SNe Ia	
	L'expérience StarDICE	91
6	L'expérience StarDICE :	
	Contexte scientifique et principe général	93
6.1	Introduction	94
6.2	La calibration de Hayes	94
6.3	La calibration CALSPEC	95
6.3.1	Modèle de transfert radiatif des naines blanches	95
6.3.2	Constitution du réseau de standards astrophysiques	96
6.3.3	Performances et faiblesses	96
6.4	Principe de l'expérience StarDICE	98
6.4.1	Calibration photométrique du NIST	99
6.4.2	Chaine d'intercalibration des standards CALSPECs	101
6.4.3	Faisceau de calibration	103

6.4.4	Faisceau de science	103
6.4.5	L’Observatoire de Haute-Provence	105
6.5	Autres expériences d’étalonnage instrumental	105
6.5.1	SCALA	106
6.5.2	CBP	108
6.5.3	NIST Stars	108
6.5.4	Comparaison	109
7	Étalonnage du flux lumineux de la source StarDICE	111
7.1	Source lumineuse polychromatique à bas flux	112
7.1.1	Les LEDs	112
7.1.2	Modifications de la source SnDICE2	112
7.2	Mesures spectrophotométriques	113
7.2.1	Le banc spectrophotométrique du LPNHE	113
7.2.2	Mesure de distances	116
7.2.3	Cartographie du faisceau	117
7.2.4	Mesures de flux intégré	118
7.2.5	Les spectres	120
7.3	Modèle spectro-photométrique des LEDs	122
7.3.1	Ajustement des paramètres du spectre	122
7.3.2	Ajustement de la loi de normalisation	123
7.3.3	Résultats	123
7.4	Bilan des incertitudes	125
7.4.1	Bruit des LEDs	125
7.4.2	Incertainitudes du modèle	126
7.4.2.a	Hystérésis	129
7.4.2.b	Transitoires longs	129
7.4.2.c	Transitoires courts	130
7.4.2.d	Dérive	130
7.4.2.e	Bilan	131
7.4.3	Incertainitude primaire	133
7.4.4	Conclusion	133
8	Caractérisation du senseur	137
8.1	Introduction	138
8.1.1	Setup de la caractérisation de 2016	138
8.1.2	Setup de la caractérisation de 2019	139
8.2	Propriétés de la caméra	140
8.2.1	Biais de l’électronique	141
8.2.2	Bruit de lecture	142
8.2.3	Gain	142
8.2.4	Courant d’obscurité	144
8.2.5	Efficacité quantique	145
8.2.6	Transmission des filtres	147
8.3	Propriétés du télescope	149
8.3.1	Caractéristiques	149

8.3.2	Réflectivité des miroirs	151
8.3.3	Alignement de l'optique	155
8.4	Transmission totale du senseur	157
9	Analyse des données sur site	159
9.1	Introduction	160
9.2	Description de la prise de données	160
9.2.1	Ligne de visée horizontale	161
9.2.2	Ligne de visée verticale	163
9.2.3	Détail des différentes campagnes d'observation	164
9.2.4	Caveat sur les données disponibles	165
9.3	Réponse spatiale du CCD	167
9.3.1	Données disponibles	167
9.3.2	Analyse	167
9.3.3	Résultats	170
9.4	Pré-traitement des images	173
9.4.1	Soustraction des effets de la caméra	173
9.4.2	Soustraction du fond	173
9.4.3	Segmentation	174
9.4.4	Astrométrie	175
9.4.5	Photométrie d'ouverture	176
9.4.6	Les catalogues	176
9.5	Comparaison des images LEDs/CALSPECs	176
9.6	Modélisation des données LEDs	176
9.6.1	Variation grise	177
9.6.2	Atmosphère sur la ligne de visée horizontale	177
9.6.3	Modèle brut	178
9.7	Modélisation des données CALPSEC	179
9.8	Modélisation de l'atmosphère	179
9.9	Résultats	179
9.10	Perspectives pour le mmag	179
	Bibliographie	181

INTRODUCTION

La mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers à la fin des années 1990 par les équipes du Supernova Cosmology Project et du High-Z Supernova Search Team a bouleversé l'idée selon laquelle la dynamique de l'Univers était entièrement dictée par la matière gravitante. L'explication de cette accélération est généralement portée par l'introduction d'une nouvelle composante au fluide Universel : l'Énergie Noire. De nombreux modèles théoriques différents tentent d'expliquer cette nouvelle énergie dont on ne sait pratiquement rien, chacun prédisant une énergie noire ayant ses spécificités propres.

La discrimination entre les différents modèles d'énergie noire motive des expériences de grande échelle, produisant des relevés d'objets astronomiques sur de grandes distances, afin de mesurer l'histoire du taux d'expansion de l'Univers. Dans ce cadre l'étude de la relation entre la distance et le décalage vers le rouge des supernovae de type Ia (SNe Ia), sonde historique de la première mesure de l'accélération de l'expansion de l'Univers, permet à ce jour de poser les contraintes les plus strictes sur la nature de l'énergie noire, grâce à la très bonne reproductibilité du flux de ces dernières ainsi que leur très forte luminosité. Nous mesurons ainsi l'évolution de la dynamique de l'Univers de nos jours jusqu'à plusieurs milliards d'années dans le passé.

Les résultats de l'analyse de la dernière génération de relevés de SNe Ia a permis une caractérisation de l'énergie noire, à travers le paramètre w de son équation d'état, à une précision de 6%. Ils n'ont en revanche pas été en mesure de détecter une éventuelle variation de ce paramètre avec le temps, caractéristique de certains modèles d'énergie noire. À l'heure actuelle, l'incertitude associée à l'analyse des relevés de SNe Ia est dominée à parts égales par le nombre de SNe Ia présentes dans ces relevés (incertitude statistique) et par les incertitudes systématiques, dont la calibration photométrique primaire des mesures de flux astrophysiques représente la majeure partie.

Les prochaines générations de relevés de SNe Ia, dont notamment le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) vont multiplier par un facteur 10 au minimum la statistique disponible, en procédant à des relevés automatisés et profonds de la totalité du ciel accessible dans plusieurs bandes spectrales, mené à une cadence d'observation élevée.

Le premier objectif de cette thèse a été de déterminer de façon réaliste le niveau de précision de calibration nécessaire pour exploiter la statistique du relevé LSST. Pour cela nous avons simulé un lot de données typique de ce que sera en mesure de fournir le relevé de SNe Ia LSST, puis nous procédons à une analyse cosmologique de ce lot de données en faisant varier la précision à laquelle la calibration des différents paramètres des bandes passantes de LSST est connue. Cette étude a la particularité de ne pas supposer que le modèle spectrophotométrique des SNe Ia est connu parfaitement *a priori*, mais qu'il doit au contraire être caractérisé en même temps que les paramètres cosmologiques. Nous évaluons ainsi fidèlement l'impact des incertitudes de calibration sur la précision avec laquelle est caractérisée l'énergie noire.

Nous faisons ensuite un résumé de l'histoire et de l'état de l'art de la calibration photométrique des flux astrophysiques, portée par des modèles de transfert radiatif dans l'atmosphère de naines blanches pure-hydrogène. Cette méthode a montré sa valeur, avec une calibration photométrique d'une précision inférieure au pourcent dans le domaine visible. Mais une telle précision est encore insuffisante pour la statistique apportée par les relevés de SNe Ia de prochaine génération, et améliorer la précision de ces modèles semble difficile, principalement

parce que les naines blanches, bien que simples en comparaison d'autres objets célestes, restent complexes. Ainsi, de nouveaux projets de calibration photométrique voient le jour, ayant pour stratégie de transférer la calibration photométrique obtenue en laboratoire, à une précision de 0.02%, vers les standards de flux astrophysique, afin de "*corriger*" le spectre de ces standards.

La deuxième partie de cette thèse s'inscrit dans le cadre de la preuve de concept et des premiers résultats de l'une de ces expériences de transfert de calibration : l'expérience StarDICE. Cette dernière propose la réalisation d'une étoile artificielle étalonnée, utilisant des LEDs à spectre étroit comme source lumineuse stable. Le transfert s'effectue en mesurant le flux des LEDs avec un détecteur comportant un télescope et une caméra, situé à une distance suffisante pour que la taille apparente des LEDs soit inférieure au pixel. Les LEDs apparaissent ainsi comme des sources ponctuelles, et sont réparties dans différentes bandes spectrales. Ce même détecteur est ensuite utilisé pour mesurer le flux d'étoiles standard du réseau de calibration de flux astrophysiques. Le rapport entre ces flux permet de corriger le spectre des standards par autant de facteurs large bande qu'il y a de LEDs dans le dispositif. Cette thèse présente un test complet du concept proposé, effectué dans le cadre du groupe de travail sur la calibration photométrique (PCWG) de la Dark Energy Science Collaboration (DESC). Ceci, pour démontrer la faisabilité du transfert et mettre en évidence les points à améliorer et la manière de les adresser pour atteindre un transfert de calibration à la précision requise. Ce transfert est décomposé en plusieurs étapes, ayant chacune leur propre lot de données et leur analyse associée.

Nous utilisons dans un premier temps un détecteur calibré par le National Institute of Standards and Technology (NIST) pour établir le modèle spectrophotométrique de LEDs ainsi que pour étudier leur stabilité. Pour que le flux des LEDs sur site soit du même ordre de grandeur que celui des standards astrophysiques visés, ce dernier doit être de l'ordre de 10^{-17}W/cm^2 . C'est dans cet état de fait que réside la principale difficulté de cette étape, car le flux des LEDs doit être 7 ordres de grandeur plus faible que le flux habituel des standards de calibration de laboratoire.

L'étape suivante consiste à caractériser le détecteur utilisé sur site, en produisant notamment la courbe de transmission de ce détecteur afin de pouvoir interpoler entre les rapports fournis par les LEDs. Nous mesurons en particulier le gain de l'électronique de lecture du CCD, sa courbe d'efficacité quantique, ainsi que la transmission de ses filtres. De plus, nous mesurons la réflectivité des miroirs du télescope, pour être finalement capables de transférer la mesure d'un flux dans notre caméra, donné en unités numériques vers un flux en photons par seconde et par centimètre carré.

Enfin, nous présentons la prise de données sur site, composée d'images des LEDs situées à une centaine de mètres du détecteur et d'images des étoiles standard de calibration des flux astrophysiques. La mesure des LEDs permet dans un premier temps de corriger la courbe de transmission du détecteur dans chaque bande spectrale, cette correction permet ensuite d'effectuer une mesure calibrée du flux des standards astrophysiques. Cette preuve de concept a pour but premier de comparer la calibration obtenue avec les LEDs à celle des standards astrophysiques, afin de nous assurer de la consistance de l'ensemble de la chaîne de calibration. Nous présentons finalement les perspectives pour atteindre une précision suffisante à chacune des étapes ci-dessus pour effectuer le transfert final de la calibration des standards de laboratoire vers les standards astrophysiques.

Partie I

CARAC-
TÉRISATION DE L'ÉNERGIE NOIRE
AVEC LES SUPERNOVAE DE TYPE IA

L'EXPÉRIENCE LSST

1

CADRE COSMOLOGIQUE

Sommaire

1.1	Les équations d'Einstein	6
1.2	Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	6
1.2.1	Isotropie de l'Univers	6
1.2.2	Homogénéité de l'Univers	6
1.3	La métrique de Robertson-Walker	8
1.4	Redshift et expansion de l'univers	8
1.5	Les équations de Friedmann	10
1.6	Contenu énergétique de l'univers	11
1.7	L'énergie noire	12
1.7.1	La constante cosmologique	12
1.7.2	Quintessence	13
1.7.3	La back-reaction	13
1.7.4	Mise à jour des équations	14
1.8	Distances cosmologiques	14
1.8.1	Distance angulaire	14
1.8.2	Distance de luminosité	15
1.9	Les sondes cosmologiques	16
1.9.1	Le fond diffus cosmologique	16
1.9.2	Les oscillations acoustiques des baryons	18
1.9.3	Les chandelles standard	19
1.10	Le diagramme de Hubble	19
1.10.1	Un Univers en expansion ...	19
1.10.2	... accélérée ...	20
1.10.3	... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.	20
1.10.4	Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques	21
1.11	Conclusion	22

1.1 Les équations d'Einstein

L'étude de l'histoire et de la composition de l'Univers dans son ensemble s'effectue dans le cadre de la relativité générale. Dans ce cadre, les équations d'Einstein permettent de relier la géométrie de l'espace-temps - explicitée par un tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci et R sa trace - à un contenu énergétique, explicité par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$, à travers la relation suivante :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où G est la constante universelle de la gravitation. La résolution de cette équation différentielle constitue la base théorique de la cosmologie moderne.

1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique

La résolution des équations d'Einstein est facilitée par l'hypothèse de l'isotropie et l'homogénéité de l'Univers aux grandes échelles, permettant contraindre la forme de la métrique $g_{\mu\nu}$. Nous allons montrer dans la suite en quoi ces hypothèses géométriques constituent une bonne approximation d'après les observations.

1.2.1 Isotropie de l'Univers

En observant le fond diffus cosmologique, l'expérience COBE ([SMOOT et al., 1992](#)), ainsi que WMAP ([BENNETT et al., 2003](#)) ont permis de montrer que les variations relatives de température du rayonnement de corps noir de ce dernier étaient de l'ordre de 10^{-5} . La figure [1.1](#) montre la carte la plus précise de ces variations à ce jour, résultat de la dernière grande expérience d'étude du fond diffus cosmologique, Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)). Ces résultats démontrent une excellente isotropie de l'Univers aux grandes échelles.

1.2.2 Homogénéité de l'Univers

Aux petites échelles, l'Univers n'est évidemment pas homogène, les fluctuations de densité dans le système solaire ou dans la galaxie nous le prouve. Or dans le cadre de cette thèse, portant sur les composants principaux de l'Univers dictant sa dynamique générale, ce sont les grandes échelles qui nous intéressent.

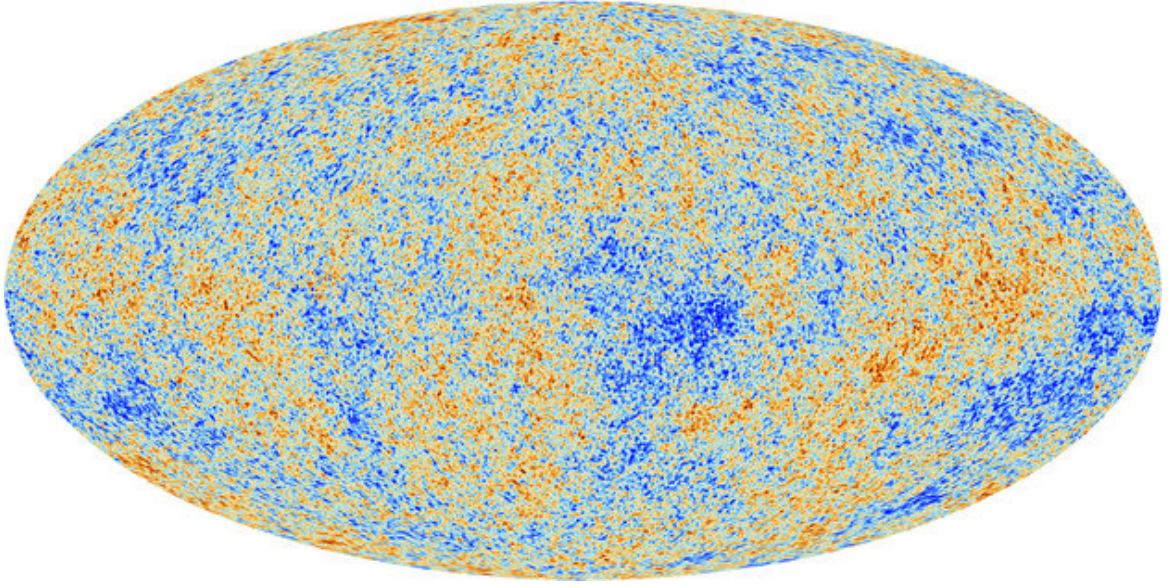


Figure 1.1 – Carte des anisotropies de température du rayonnement de corps noir du fond diffus cosmologique tel que mesuré par Planck. Ces fluctuations sont de l'ordre de quelques dizaines de μK pour un fond moyen de 2.73 K.

Les grands relevés de galaxies tels que le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) ont permis de sonder l'espace en 3 dimensions à des échelles supérieures à 100Mpc^1 (figure 1.2). Ces relevés ont montré que les galaxies étaient réparties de manière aléatoire aux grandes échelles (Hogg et al., 2005). Le "*principe cosmologique*" émis par Einstein, puis Friedmann et Lemaître,

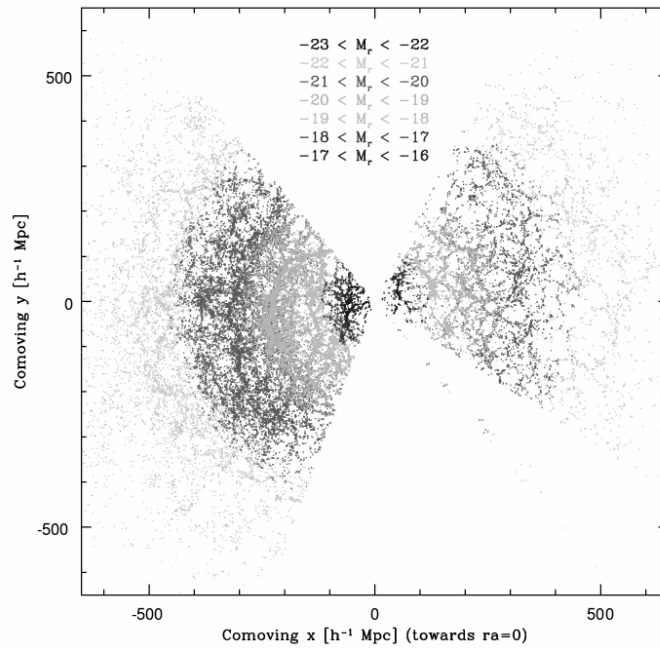


Figure 1.2 – Distribution des galaxies observées par SDSS dans un cône de 5° (TEGMARK et al. (2004)).

¹ 1 parsec \approx 3.26 années-lumières

selon lequel il n'existe pas d'observateur privilégié dans l'Univers, et qu'il est donc homogène, ainsi que son isotropie semblent être confirmées par les observations des dernières décénies.

1.3 La métrique de Robertson-Walker

En partant des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie, P. Robertson et A.G. Walker ont introduit la métrique correspondant à une telle géométrie. Cette métrique s'écrit en coordonnées polaires de la manière suivante ([S. WEINBERG, 1972](#)) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

où $R(t)$ est un facteur d'échelle reliant les coordonnées des objets à leur distance physique et décrivant l'expansion de l'Univers. k est le paramètre de courbure de l'espace, pouvant prendre trois valeurs, $(-1, 0, 1)$, associées à une géométrie globale possible de l'univers, respectivement ouvert, plat et fermé.

En introduisant le changement de variable suivant :

$$r = S_k(\chi) \quad (1.3)$$

avec $S_{-1}(\chi) = \sin(\chi)$, $S_0(\chi) = \chi$ et $S_1(\chi) = \sinh(\chi)$, on a :

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (1.4)$$

La métrique [1.2](#) peut être réécrite sous la forme :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (1.5)$$

Un objet possédant des coordonnées (χ, θ, ϕ) constantes est appelé comobile, il est immobile si l'on ne compte pas l'effet d'expansion générale encodée par le facteur $R(t)$, on dira ainsi qu'un objet pour lequel $\partial\chi/\partial t \neq 0$ possède une vitesse particulière par rapport à l'expansion globale. Les deux seules inconnues de [1.5](#) sont donc $R(t)$ et k .

1.4 Redshift et expansion de l'univers

Le décalage vers le rouge (ou redshift) correspond à un déplacement de la longueur d'onde d'un rayonnement vers une longueur d'onde plus grande, et donc un rayonnement plus rouge. Cet effet se produit pour une source qui s'éloigne de l'observateur, comme dans le cas de l'effet Doppler-Fizeau. Ainsi, si une source émettant un rayonnement de longueur d'onde

λ_e s'éloigne de l'observateur à une vitesse v , alors la longueur d'onde qui sera mesurée par l'observateur sera :

$$\lambda_r = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \lambda_e \quad (1.6)$$

Dans ce cas, on appelle "redshift" le facteur z tel que :

$$z = \frac{v}{c} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} - 1. \quad (1.7)$$

Le redshift nous permet donc, en mesurant λ_r et en connaissant λ_e , de déterminer à quelle vitesse une source s'éloigne de nous.

Dans le cadre de la cosmologie, on peut appliquer la métrique 1.5 au cas d'un photon émis à un temps t_e et reçu par l'observateur à un temps t_r , à $r = 0$. La distance parcourue par ce photon le long de cette géodésique est donné par $ds^2 = 0$, on a donc :

$$R(t)d\chi = cdt. \quad (1.8)$$

En intégrant cette équation on a :

$$\chi_r - \chi_e = c \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} \quad (1.9)$$

Or, si on prend pour ces mêmes sources, la crête suivante de l'onde émise à $t_e + \lambda_e/c$ et reçue à $t_r + \lambda_r/c$, où λ_e et λ_r sont supposées différentes, la source et l'observateur n'ayant pas changé de coordonnées χ_e et χ_r respectivement, on a donc aussi :

$$\chi_r - \chi_e = c \int_{t_e + \lambda_e/c}^{t_r + \lambda_r/c} \frac{dt}{R(t)} \quad (1.10)$$

Pour des temps de l'ordre de la période d'une onde électromagnétique dans le visible ($\sim 10^{-15}s$), on peut sans trop de risque considérer que le facteur d'échelle R n'a pas varié, on a donc :

$$\int_{t_e + \lambda_e/c}^{t_r + \lambda_r/c} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} + \frac{\lambda_r/c}{R(t_r)} - \frac{\lambda_e/c}{R(t_e)}. \quad (1.11)$$

Or, les termes de gauche des équations 1.9 et 1.10 sont identiques, ce qui implique que :

$$\int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} + \frac{\lambda_r/c}{R(t_r)} - \frac{\lambda_e/c}{R(t_e)} \quad (1.12)$$

et donc que :

$$\frac{R(t_e)}{R(t_r)} = \frac{\lambda_e}{\lambda_r} \quad (1.13)$$

Ainsi on a :

$$z = \frac{R(t_r)}{R(t_e)} - 1 \quad (1.14)$$

En introduisant le facteur d'échelle sans dimension a tel que $a(t) \equiv R(t)/R_0$ où R_0 est la valeur du facteur d'échelle aujourd'hui, et si on considère un observateur actuel sur la Terre ($t_r = 0$), on a :

$$a(t_e) = \frac{1}{1+z} \quad (1.15)$$

On peut donc directement relier le redshift d'une source observée sur Terre au facteur d'échelle de cette source à l'époque de l'émission du signal. Le redshift est donc un outil d'étude de l'expansion de l'univers.

En 1927, Lemaître a montré à partir des équations d'Einstein que la vitesse d'éloignement est proportionnelle à la distance entre deux objets. De plus, dans [LEMAÎTRE \(1927\)](#), en corrélant la distance de galaxies (inférées via leur luminosité), et leur vitesse d'éloignement par rapport à la Terre, il émis l'hypothèse que cette proportionnalité pouvait bien être réelle. En 1929, c'est Hubble qui, suivant le même raisonnement, [HUBBLE \(1929\)](#) a mis en évidence l'expansion de l'Univers à travers la loi qui porte son nom :

$$v_{\text{gal}} = D_{\text{gal}} H_0 \quad (1.16)$$

où v_{gal} et D_{gal} sont respectivement la vitesse d'éloignement d'une galaxie et sa distance, avec H_0 la "constante de Hubble". Cette constante est à mettre en relation avec son équivalent général, le taux d'expansion de l'univers :

$$H(t) = \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.17)$$

dont H_0 est la valeur à $t = 0$, c'est-à-dire aujourd'hui.

En pratique, la mesure du redshift d'un objet se fait par spectroscopie, en comparant la longueur d'onde mesurée de certaines raies que l'on sait présentes dans le type d'objets considérés, et de la comparer à sa valeur mesurée en laboratoire.

1.5 Les équations de Friedmann

On a vu dans [1.1](#) que le contenu énergétique de l'Univers dicte sa dynamique. En supposant l'Univers constitué d'un mélange de fluides parfaits, en utilisant la métrique de Robertson-Walker et les équations d'Einstein, Friedmann a montré que la résolution de l'équation d'Einstein conduisait à deux équations différentielles pour $R(t)$ ([FRIEDMANN, 1924](#)) :

$$H^2(t) \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{R^2(t)} \quad (1.18)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) \quad (1.19)$$

ou H est le taux d'expansion, ρ est la densité et p la pression du fluide.

On dérivant temporellement [1.18](#) on obtient :

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{4\pi G}{3} \frac{\dot{\rho}}{H} + \frac{8\pi G}{3} \rho \quad (1.20)$$

Si on compare maintenant le terme de droite de cette équation à celui de l'équation 1.19, on obtient l'équation de conservation de l'énergie du fluide de Friedmann :

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + \frac{p}{c^2}) \quad (1.21)$$

On peut décomposer le fluide universel en différentes composantes qui n'ont pas le même comportement, caractérisé par leur équation d'état, qui pour un fluide i est de la forme $p_i = w_i \times c^2 \rho_i$, où w_i est le paramètre d'état du fluide. Dans cette situation, et si on considère le paramètre w_i constant, on peut montrer en intégrant 1.21 que :

$$\rho_i(t) = \rho_{i,0} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-3(1+w_i)} \quad (1.22)$$

avec $\rho_{i,0}$ et R_0 respectivement la densité du fluide i et le facteur d'échelle aujourd'hui, ce qui implique que si l'on connaît les densités d'énergie des différents composants de l'Univers à un moment donné, on est capable de résoudre 1.18 pour $R(t)$.

1.6 Contenu énergétique de l'univers

La connaissance des différents contenus de l'Univers permet de déduire l'histoire de son expansion. On peut citer dans un premier temps la matière non-relativiste - que l'on désigne via l'indice M - et le rayonnement, que l'on désigne par l'indice R . Dans le cas de la matière non-relativiste, sa pression p_M est négligeable, on a donc $w_M = 0$. Pour ce qui est du rayonnement, la densité de photons diminue linéairement avec le volume mais l'énergie individuelle d'un photon diminue en plus avec l'expansion via le redshift qui augmente sa longueur d'onde, faisant que la densité d'énergie de rayonnement évolue avec le facteur d'échelle à la puissance 4, donnant $w_R = \frac{1}{3}$.

Pour simplifier les équations, on introduit la densité critique ρ_c , définie comme la densité d'énergie pour laquelle $k = 0$ à $t = 0$:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (1.23)$$

On peut donc exprimer les densités d'énergie des différents composants de l'Univers en unités de densité critique, de sorte que $\Omega_i = \rho_i / \rho_c$. De cette manière l'équation 1.18 se simplifie à $t = 0$ en :

$$1 = \Omega_M + \Omega_R + \Omega_k \quad (1.24)$$

avec :

$$\Omega_k \equiv -\frac{kc^2}{R_0^2 H_0^2}. \quad (1.25)$$

Si l'on exprime maintenant l'équation 1.18 en unités de densité critique, en utilisant 1.22, et en se rappelant que $R(t)/R_0 = 1/(1+z)$ on a :

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 \quad (1.26)$$

1.7 L'énergie noire

Comme nous le verrons dans la section 1.10, un modèle d'Univers ne contenant que de la matière et du rayonnement échoue à s'ajuster sur les données observées. En effet l'introduction d'un dernier composant de l'Univers est nécessaire pour expliquer l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers. Le manque d'information à son sujet lui attribue le nom d'*énergie sombre* ou *énergie noire*. Depuis son introduction (et même avant), plusieurs modèles ont été développés pour décrire cette fameuse énergie noire et son impact sur l'expansion de l'univers. On peut citer parmi eux la *constante cosmologique* ainsi que d'autres modèles décrivant l'énergie noire comme une composante à part entière du contenu énergétique universel.

1.7.1 La constante cosmologique

À l'origine de la relativité générale, un terme Λ a été introduit aux équation d'Einstein. L'équation 1.1 devient ainsi :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(R - \Lambda) = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.27)$$

Cette constante cosmologique a été introduite par Einstein pour expliquer le fait que l'Univers paraissait statique à son époque. Elle a été abandonnée après la découverte de l'expansion de l'univers, bien qu'un tel terme aie quand même sa place dans les équations d'Einstein, représentant la contribution de l'énergie du vide. Le "problème de la constante cosmologique" (voir S. WEINBERG (1989)) est que la densité d'énergie du vide telle que prévue par la physique des particules est au moins 10^{60} fois supérieure à la valeur déduite des observations astronomiques. Mais si l'on passe sur cette question en supposant que c'est bien l'énergie du vide qui est en jeu, mais à une contribution dont la faiblesse reste encore à expliquer, alors sa densité d'énergie associée est constante avec l'expansion de l'univers, on peut donc lui associer un paramètre d'état $w_\Lambda = -1$, ce qui donne $\rho_\Lambda = -p_\Lambda/c^2 = \Lambda/8\pi G$. Comme la densité de matière est diluée avec l'expansion, la proportion correspondant à la constante cosmologique (Ω_Λ) ne fait qu'augmenter. Mais avec cette considération vient le "problème de coïncidence". En effet, au vu des évolutions respectives des densités de matière standard et de constante cosmologique avec le temps, il est curieux que nous les observions à une époque où elles sont du même ordre de grandeur. Le modèle de concordance Λ CDM suppose que

l'énergie noire est en effet la constante cosmologique, et que c'est elle et la matière noire non-relativiste qui sont les principaux composants de l'univers.

1.7.2 Quintessence

Parmi les hypothèses d'énergie noire comme un nouveau fluide, on peut citer la quintessence (introduite sous ce nom par CALDWELL et al. (1998)). Il s'agit d'un champ scalaire ayant une évolution très lente vers son état fondamental. Un tel champ de potentiel $V(\phi)$ obéit à l'équation de Klein-Gordon suivante :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (1.28)$$

On peut écrire la densité d'un tel champ $\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$, et sa pression $p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)$. Dans ces conditions, le paramètre de son équation d'état s'écrit :

$$w_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (1.29)$$

On peut ainsi voir que w_ϕ peut varier entre -1 et 1. Dans l'hypothèse où le champ varie lentement à l'époque tardive de l'univers, on aurait $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ et donc $w_\phi \approx -1$. Ainsi la quintessence aurait le comportement d'une constante cosmologique. Le moyen d'aller dans le sens de cette hypothèse serait de déceler une éventuelle variation du paramètre d'état de l'énergie noire avec le temps.

1.7.3 La back-reaction

Comme on l'a vu dans la section 1.2.2, la dérivation des équations de Friedmann est faite dans le cadre d'un Univers homogène aux grandes échelles. Une explication possible de l'accélération de l'expansion de l'Univers résiderait dans un écart à cette hypothèse. Certains modèles (e.g. (MARRA, KOLB et MATARRESE, 2008)) ajoutent des vides sphériques dans un Univers avec une densité de matière homogène, l'Univers prend ainsi l'apparence d'un *emmental*². Plus généralement l'hypothèse de la back-reaction est très étudiée car elle permettrait d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers sans ajouter de nouvelle physique, mais ne permettent pas pour le moment d'expliquer la phénoménologie du modèle Λ CDM, favorisé par les mesures récentes, sans l'ajout d'énergie noire.

²Le terme original est "*Swiss-cheese*", j'ai pris la liberté de cette traduction, le patrimoine fromager suisse ne pouvant être limité aux seuls fromages à trous, dont je suis obligé de rappeler que le gruyère ne fait pas partie (contrairement à son homonyme français, qui, par la force des choses, n'est pas suisse).

1.7.4 Mise à jour des équations

Dans l'incertitude sur sa nature, on paramétrise usuellement l'énergie noire comme un fluide de paramètre d'état $w_X \equiv w_0 + w_a(1 - a) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$ pour tenir compte d'une éventuelle variation du paramètre d'état de l'énergie noire dans le temps, et de densité réduite Ω_X . Dans ces conditions,

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_X(1+z)^{3(1+w_0+w_a)} \times e^{-3w_a \frac{z}{1+z}} \quad (1.30)$$

Aussi, dans le cadre du modèle Λ CDM, $X = \Lambda$, $w_0 = -1$ et $w_a = 0$, ce qui donne :

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.31)$$

1.8 Distances cosmologiques

L'observable essentielle pour étudier l'expansion de l'Univers est la relation entre la distance et le redshift des objets qui le composent. Nous allons montrer dans cette section les différentes distances pouvant être mesurée en cosmologie ainsi que la manière de les lier au contenu énergétique de l'univers.

1.8.1 Distance angulaire

La manière la plus intuitive d'évaluer une distance, connaissant la taille d'un objet lointain, est la distance angulaire. D'après la métrique 1.2, la taille d'un objet situé à une distance comobile χ , à un temps t , et possédant un angle apparent $\Delta\theta$ possède une taille :

$$D = R(t)S_k(\chi)\Delta\theta \quad (1.32)$$

or la distance angulaire d'un objet d'angle apparent $\Delta\theta$ est définie telle que :

$$d_A = \frac{D}{\Delta\theta}. \quad (1.33)$$

On a donc :

$$d_A = R(t)S_k(\chi). \quad (1.34)$$

On peut également réexprimer cette quantité en effectuant le changement de variable $k \rightarrow -\frac{R_0^2 H_0^2 \Omega_k}{c^2}$, motivé par l'équation 1.25, ce qui donne :

$$S_k(\chi) = \frac{c}{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right). \quad (1.35)$$

De plus nous pouvons expliciter χ en termes de quantités présentes dans les équations de Friedmann. En utilisant le facteur d'échelle sans dimension $a(t)$ on a pour un photon émis à t et reçu à t_0 :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_t^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.36)$$

En effectuant un changement de variable de t vers a on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_a^1 \frac{da}{\dot{a}a} \quad (1.37)$$

puis, en réintroduisant le facteur de Hubble $H = \frac{\dot{a}}{a}$ on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_a^1 \frac{da'}{H a'^2} \quad (1.38)$$

z étant, comme nous l'avons vu, une observable directe, on préférera exprimer χ en fonction du redshift, on effectue donc le changement de variable de a vers z et on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')/H_0} \quad (1.39)$$

Finalement, en introduisant 1.39 dans 1.35, et le tout dans 1.34, et en se souvenant que $R(t)/R_0 = 1/(1+z)$ on a :

$$d_A(z) = \frac{1}{1+z} \frac{c}{R_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.40)$$

1.8.2 Distance de luminosité

On peut également estimer la distance d'un objet de luminosité \mathcal{L} à un redshift z propre via la mesure du flux surfacique reçu par l'observateur. En utilisant le même changement de variable que dans 1.35, on voit que la surface S d'une sphère dont le centre se situe à une distance comobile χ de l'observateur (t_0) dans la métrique de Robertson-Walker s'écrit :

$$S = 4\pi R_0^2 \frac{c^2}{R_0^2 H_0^2 \Omega_k} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right). \quad (1.41)$$

Un photon émis à t à une énergie hc/λ_e , il sera reçu par l'observateur (t_0) à une énergie $hc/\lambda_r = hc/(\lambda_e \times (1+z))$. De plus, les photons émis dans un interval de temps δt_e seront

reçu dans un interval de temps dilaté $\delta t_e \times (1+z)$. Ainsi, la luminosité propre de l'objet dans le référentiel de l'observateur \mathcal{L}' est telle que :

$$\mathcal{L}' = \frac{\mathcal{L}}{(1+z)^2}. \quad (1.42)$$

Sachant que le flux surfacique reçu par un observateur est telle que $f = \mathcal{L}'/S$ on a :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi \frac{c^2}{H_0^2 \Omega_k} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right)} \times \frac{1}{(1+z)^2}. \quad (1.43)$$

Or la relation qui relie le flux à la distance de luminosité d_L est :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \quad (1.44)$$

On a donc, en remplaçant χ par sa relation explicitée dans 1.39 :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^{z'} \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.45)$$

On peut également remarquer que $d_L(z) = (1+z)^2 d_A(z)$.

Finalement, on voit grâce à 1.30 que les deux observables que sont le redshift z et la distance de luminosité d_L permettent de contraindre les densités des différents fluides de l'univers.

1.9 Les sondes cosmologiques

1.9.1 Le fond diffus cosmologique

Dans les premières centaines de milliers d'années de son existence, l'Univers était un plasma opaque, dans lequel les photons sont en permanence diffusés par les protons et les électrons libres. Avec l'expansion, l'Univers s'est refroidi, jusqu'à ce que sa température ne soient plus suffisante pour empêcher la recombinaison des protons et des électrons pour former les atomes d'hydrogène, à $T \sim 3000K$. À partir de ce moment, les photons n'interagissent plus avec la matière, devenue principalement neutre, et peuvent se déplacer librement. Ce rayonnement fossile est la plus vieille image de l'Univers (dans le domaine électromagnétique) et possède les caractéristiques d'un corps noir. On l'appelle également le fond diffus cosmologique (CMB). Le rayonnement est aujourd'hui observé à une température de 2.7260 ± 0.0013 K (FIXSEN, 2009), car les photons ont perdu leur énergie linéairement avec le facteur d'échelle, situant le fond diffus cosmologique à $z \sim 1089$.

Outre son isotropie observée à 10^{-5} , justifiant l'utilisation de la métrique de Robertson-Walker (1.3), l'étude de ses anisotropies permet d'obtenir des informations sur les différents paramètres cosmologiques. Ces anisotropies sont en effet dues à des différences de densité dans le plasma primordial, formant des ondes acoustiques, dont la propagation mène à des anisotropies ayant des tailles angulaires caractéristiques. Ces dernières sont obtenues grâce à de grands relevés dans l'infrarouge comme COBE, WMAP ou encore Planck, qui produisent typiquement leur spectre de puissance (voir Figure 1.3 pour celui obtenu avec les données de [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#)).

En connaissant la distance nous séparant du fond diffus cosmologique (via H_0), ainsi que la taille de l'horizon à l'époque de la recombinaison (dépendant de la pression et de la densité du plasma primordial), la position du premier pic du spectre de puissance, correspondant à l'échelle angulaire la plus grande, nous donne la taille angulaire de ces perturbations, ce qui permet d'obtenir la valeur de Ω_k . La mesure des pics suivants permettent d'obtenir les densités de matière baryonique et de matière noire, l'amplitude des oscillations diminuant par exemple quand la densité de baryons diminue ou que la densité de matière noire augmente. Enfin, expériences actuelles et futures mesurant le fond diffus cosmologique ont comme principale mission l'étude de la polarisation de la lumière émise par le CMB, et en particulier les modes B (champ de polarisation de divergence nulle). Ces modes B ne peuvent pas être produits par des perturbations scalaires standard, et ont deux principales sources : le lentillage gravitationnel et l'inflation cosmique. Leur étude permet donc de contraindre la distribution de matière jusqu'à $z = 1089$ mais aussi, si les modes B de l'inflation venaient à être détectés, apporter une preuve de la théorie de cette dernière.

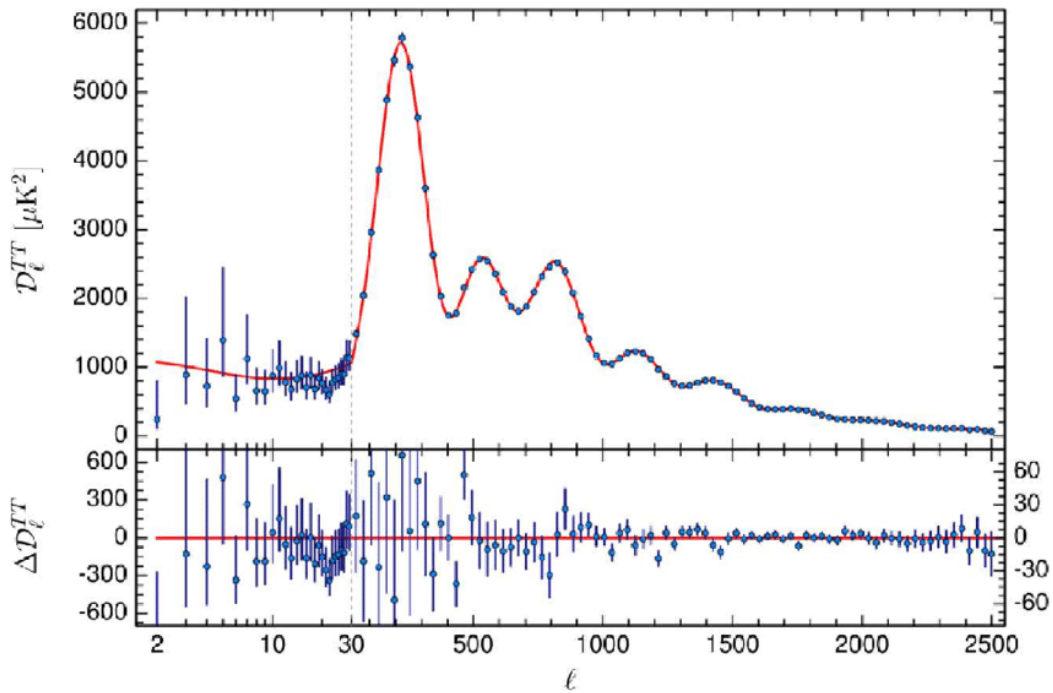


Figure 1.3 – Spectre de puissance des anisotropies en température issu de [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#). L'axe des abscisses représente le moment angulaire, un petit l correspond à de grandes échelles angulaires et inversement.

1.9.2 Les oscillations acoustiques des baryons

Dans le plasma primordial, les densités de baryons et de photons suivaient la même distribution dans l'espace, les sur-densités étant propagées par l'onde acoustique (BAO) qui résultait de la pression radiative des photons et du puit de potentiel gravitationnel produit par la matière noire restée à l'origine de la sur-densité (la matière noire n'étant pas couplée avec les photons). Au moment du découplage, cette corrélation entre photons et baryons s'arrête, les photons sont libres de se propager à la vitesse de la lumière tandis que le profil de densité de la matière baryonique se fige avec un pic à une distance du centre de la perturbation équivalente à la distance parcourue par le front d'onde acoustique jusqu'au découplage. On peut donc déduire qu'il existe dans la répartition des populations de galaxies une distance privilégiée.

Dans les faits on observe cette distance privilégiée en effectuant des relevés spectroscopiques de galaxies, comme c'est le cas pour l'expérience BOSS (DAWSON et al., 2013), mesurant leur redshift et leur position angulaire dans le ciel. En supposant une cosmologie fiducielle on peut tracer la fonction de corrélation à deux points des distances transverses (r_{\parallel}) et radiales (r_{\perp}) séparant les galaxies du catalogue. On observe ainsi un excès de corrélation de $\sim 2\%$ à une distance (r_{\parallel}, r_{\perp}) de $107h^{-1}\text{Mpc}^3$. De plus, sachant que $r_{\parallel} = \frac{c\Delta z}{H(\bar{z})}$ et que $r_{\perp} = (1+z)d_A(\bar{z}) \times \theta$ une cosmologie peut être ajustée aux données, permettant de sonder l'évolution de la distance angulaire et du facteur de Hubble avec le redshift et ainsi de contraindre les paramètres cosmologiques.

Ces contraintes sont limitées à bas redshift ($z < 0.5$) par deux facteurs : premièrement le redshift mesuré des galaxies est une combinaison du redshift cosmologique tel qu'il a été défini dans la section 1.4 et du redshift issu de l'effet Doppler dû aux vitesses particulières des galaxies, qui est à priori inconnu. En supposant que les vitesses particulières des galaxies restent constantes en moyenne avec le temps, leur contamination augmente pendant que le redshift diminue. Le deuxième facteur limitant à faible z est que l'on mesure les coordonnées des galaxies contenues dans un volume fini de l'Univers, centré sur la Terre. La distribution ainsi observée est une réalisation statistique unique, et il est impossible d'augmenter cette statistique dans l'Univers proche car tous les objets ont été mesurés : c'est la variance cosmique. Ce qui limite la contrainte sur les paramètres cosmologiques à $z > 2$ est que le flux apparent des galaxies diminue avec z , et donc une spectroscopie de ces objets devient difficile, d'autant plus que leur spectre est de plus en plus décalé vers l'infrarouge (fond de ciel brillant pour les mesures au sol). La mesure des raies d'absorption Lyman-alpha sur le spectre de quasar lointains, ainsi que les quasars eux-mêmes permet de pallier à ce problème. Les prochaines grandes expériences dans ce domaine sont notamment Euclid (LAUREIJS et al., 2011), un télescope spatial qui effectuera la spectroscopie de galaxies notamment comprises entre $z = 1$ et $z = 2$ et DESI (DESI COLLABORATION et al., 2016), un spectrographe au sol avec un important multiplexage qui effectuera la spectroscopie des galaxies pour $z < 1$ et mesurera les raies d'absorption Lyman-alpha des quasars lointains pour obtenir une précision unique à $z > 2$.

³ $h = H_0/100\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}$

1.9.3 Les chandelles standard

Comme vu dans la section 1.8.2, la mesure de distances de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologique. La principale difficulté pour obtenir cette distance est de connaître la luminosité absolue de l'objet considéré. Mais, dans le cas d'objets ayant une luminosité reproductible (chandelles standard) comme les SNe Ia, on peut obtenir des ratios de distances qui, au prix de la perte de l'information sur H_0 , permettent de contraindre l'évolution de l'expansion de l'univers. Dans les faits on est capable également de déterminer H_0 en calculant la luminosité moyenne des SNe Ia à partir de la luminosité des étoiles céphéïdes, dont la luminosité a été obtenue grâce à l'estimation de distances de céphéïdes proches par parallaxe.

L'autre difficulté réside dans la nécessité que les objets considérés soient assez brillant pour sonder l'Univers au plus grand redshift possible, dans le cas des SNe Ia, que nous expliciterons plus en détail dans le reste de ce travail, on peut obtenir des ratios de distances de luminosité jusqu'à $z \sim 1$, donnant ainsi une information précise sur l'Univers récent.

1.10 Le diagramme de Hubble

La mise en relation graphique du redshift et des distances évoquées dans la section précédente constitue le diagramme de Hubble. De par les relations 1.40 et 1.45, les distances permettent de retracer l'histoire de l'expansion de l'univers, et ainsi de contraindre les densités réduites de matière, d'énergie noire ainsi que les paramètres d'état de cette dernière.

1.10.1 Un Univers en expansion ...

Comme nous l'avons déjà abordé dans la section 1.4, HUBBLE (1929) a été le premier à observer l'expansion de l'univers. Pour ce faire il a mesuré le décalage vers le rouge d'étoiles céphéïdes, qui sont des étoiles variables dont la luminosité absolue dépend de la période de leurs variation. Le diagramme de Hubble original (figure 1.4) met donc en relation les distances de luminosité des céphéïdes avec le redshift de leurs galaxies hôtes (à l'époque appelées nébuleuses extra-galactiques). Ces observations ont été menées à un redshift maximal $z \sim 0.003$, et ceci car il est très difficile de résoudre une étoile comme une céphéïde à l'intérieur d'une galaxie à une distance plus grande. Or le redshift mesuré est la combinaison du redshift cosmologique et de l'effet Doppler dû à la vitesse particulière de la galaxie. Ainsi, à faible z la contamination de la vitesse propre de la galaxie est très forte, vu que la vitesse apparente due à l'expansion est faible. De plus, la mesure du flux émis par les céphéïdes est lui aussi sujet à d'importantes incertitudes systématiques, comme l'absorption galactique ou encore

la contamination d'autres sources (pour les céphéïdes les plus lointaines).

Dans ce cadre, sachant que la série de Taylor de 1.45 est de la forme $d_L(z) = cz/H_0 + O(z^2)$ et $z \approx v/c$, on a $d_L = v/H_0$ (La loi de Hubble (1.16)). Hubble a donc pu donner une première estimation de la constante qui porte son nom en ajustant une droite à son diagramme tel que $H_0 = 500 \text{ km/s/Mpc}$. Cette première mesure de H_0 sera grandement modifiée lorsque [BAADE \(1956\)](#) montrera qu'il existe deux types différents d'étoiles céphéïdes et que la relation période-luminosité utilisée par Hubble, donnant lieu à une sous-estimation de leur luminosité et donc à une sous-estimation de leur distance. De plus, l'accès à des redshifts plus grands permettront de contraindre plus de paramètres cosmologiques.

1.4.

1.10.2 ... accélérée ...

Jusqu'à la fin du XX^e siècle, les principaux composants de l'Univers étaient supposés être la matière baryonique et la matière noire (dont la nature doit encore être explicitée). Ainsi composé, l'Univers est censé ralentir son expansion, sous l'action des forces gravitationnelles reliant ses diverses structures entre elles. Or, dans les années 90, l'évolution des technologies d'observation astrophysiques (comme les caméras CCD) ainsi que l'introduction d'une nouvelle chandelle standard a permis d'étendre le diagramme de Hubble à des redshifts beaucoup plus élevés : les supernovae de type Ia (SNe Ia, que nous décrivons en détail dans le chapitre 2).

Ainsi, en étendant le diagramme de Hubble à $z \sim 0.5$, [RIESS et al. \(1998\)](#) et [PERLMUTTER et al. \(1999\)](#) ont pu mettre en évidence le fait que les SNe Ia distantes avait une luminosité plus faible que ce qu'elle aurait dû être dans un Univers en expansion décélérée, et donc qu'elles étaient plus éloignées que prévu. C'est la première preuve de l'accélération de l'expansion de l'univers, comme on peut le voir sur la figure 1.5a. Sur cette même figure, on voit également qu'à $z \sim 0.5$, le scénario d'un Univers dont la composition est dominée par la matière ne permet pas d'expliquer cette accélération. Ce sont ces résultats qui motivèrent l'introduction de l'énergie noire dans le modèle cosmologique (dans ce cas via la constante cosmologique). Ce nouveau diagramme de Hubble étendu a également permis de contraindre la densité réduite d'énergie noire, dans le cadre d'un ajustement du modèle Λ CDM (voir figure 1.5b) tel que $p(\Lambda > 0) < 99\%$ même si les ellipses sont allongées dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$.

1.10.3 ... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.

À partir de la découverte de l'accélération de l'expansion, le diagramme de Hubble a été amélioré dans l'optique de caractériser l'énergie noire.

Une des dernières versions du diagramme de Hubble en date est celle de [BETOULE et al. \(2014\)](#) (JLA), utilisant 740 SNe Ia comme chandelles standard provenant de SNLS, SDSS, du Hubble Space Telescope ([HST](#)) ainsi que de données à bas redshift pour estimer les rapports

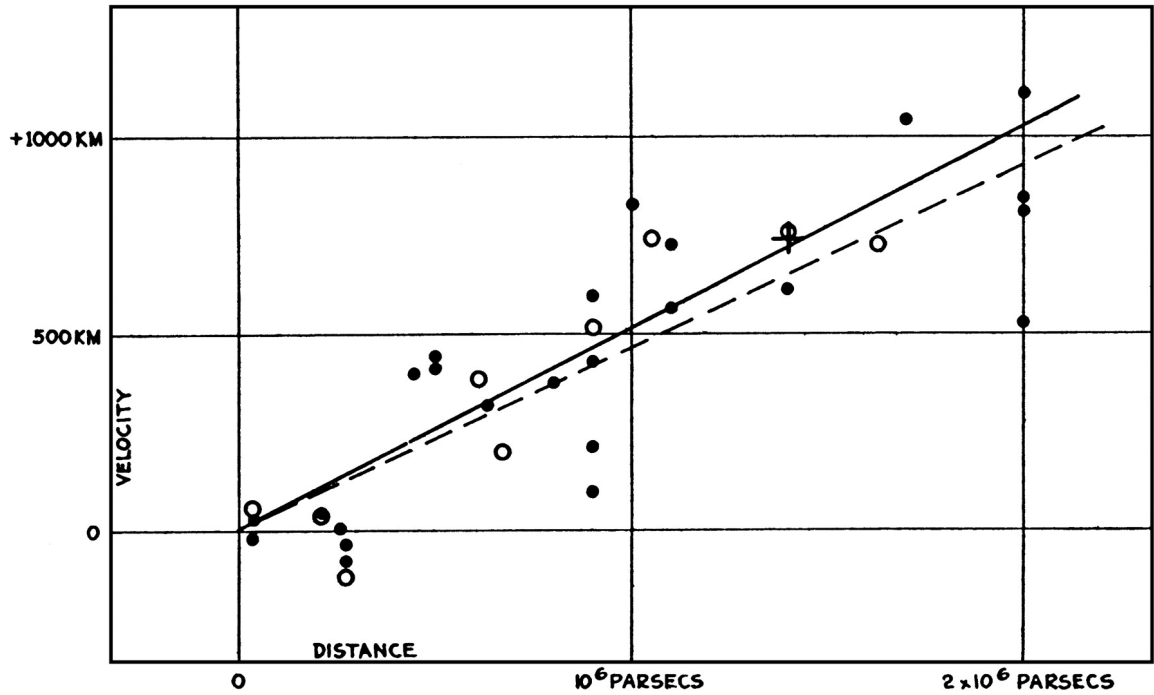


Figure 1.4 – Diagramme de Hubble de [HUBBLE \(1929\)](#). Les distances (abscisse) sont obtenues grâce aux céphéides contenues dans les galaxies observées. La vitesse d'éloignement des galaxies est obtenue par spectroscopie, l'unité est en réalité le km/s.

de distance dans l'Univers pour $0 < z < 1$. Le diagramme de Hubble associé à cette analyse se trouve figure 1.6.

Les résultats en terme d'estimation des paramètres cosmologiques ajustés sur les données du diagramme de Hubble sont visible sur la figure 1.7. Avec le concours des derniers résultats de l'analyse des données CMB de Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)), cette analyse a pu montrer que le modèle Λ CDM était favorisé, avec une valeur pour $w = -1 \pm 5.5\%$ dans le cas d'une cosmologie w -CDM (figure 1.7a), et avec une compatibilité des valeurs $w_0 = -1$ et $w_a = 0$ dans le cas d'une énergie noire dont le paramètre d'état varierait avec le temps (figure 1.7b). Dans ce dernier cas, on a $w_a = -0.336 \pm 0.552$, si la valeur $w_a = 0$ est belle et bien incluse dans cet intervalle, la largeur de ce dernier ne permet pas de conclure effectivement quant à la constance du paramètre d'état de l'énergie noire.

1.10.4 Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques

La figure 1.8 montre la différence attendue de distances sur le diagramme de Hubble pour une énergie noire différente d'une constante cosmologique. On peut voir sur cette figure que la différence entre les distances à $z \approx 0$ et $z \approx 1$ est la plus sensible à la nature de l'énergie noire, à travers l'estimation des paramètres w_0 et w_a . Par exemple, on voit dans la figure 1.8 qu'un écart de distance supérieur à $\approx 3\%$ entre $z = 0$ et $z = 1$ (par rapport à ce qui est prévu par Λ CDM) implique une valeur de w différente de 0.06 par rapport à 1, ou encore une valeur de w_a non nulle de 0.2.

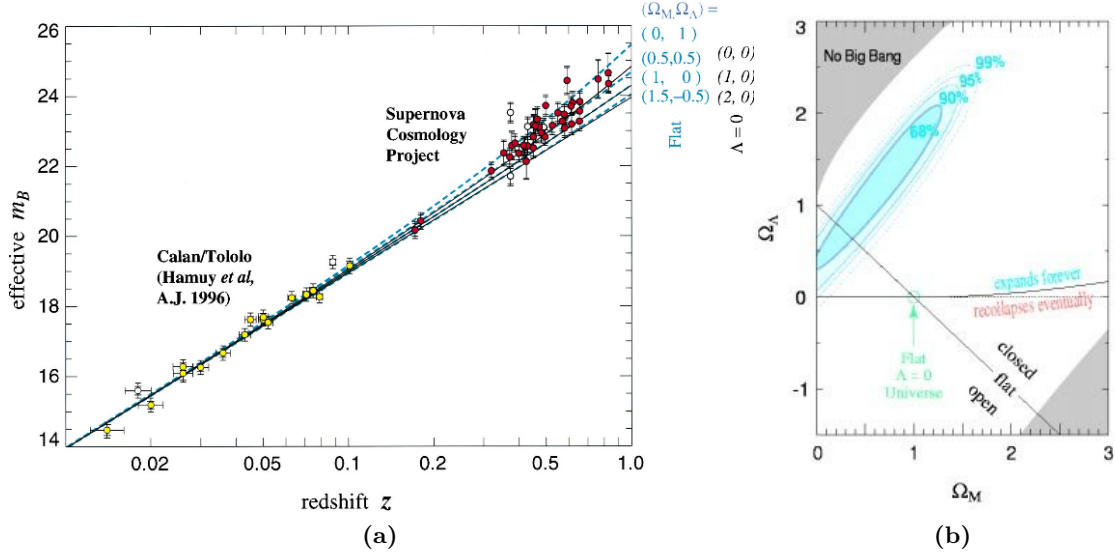


Figure 1.5 – (a) Diagramme de Hubble de PERLMUTTER et al. (1999) pour 60 SNe Ia. Les ordonnées représentent la distance à une échelle logarithmique. Les traits bleus représentent différents scénarios d’Univers plat, les traits noirs différents scénarios d’univers dominés par la matière. Cette figure permet d’exclure les modèles d’Univers dominés par la matière grâce à la combinaison de deux lots de SNe Ia, proches (jaune) et distantes (rouge). (b) contours de confiance dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ du meilleur ajustement du modèle Λ CDM aux données exposées dans (a).

Il faut noter qu’une mesure de distance à un redshift ne suffit pas à rompre la dégénérescence de la somme des densités exposée dans 1.30, mais qu’il faut donc étudier la variation de la distance sur un intervalle fini en redshift. Dans ces conditions Le CMB ne permet par exemple pas à lui seul de contraindre vu qu’il ne peut fournir qu’une valeur de distance angulaire à un seul redshift ($z \sim 1089$).

En revanche les BAOs et les SNe Ia sont d’excellentes sondes cosmologiques pour la caractérisation de l’énergie noire car elles sont des indicateurs de distance entre un redshift proche de zéro et $z \sim 1$, là où on a vu que les distances étaient le plus impactées par des écarts au modèle Λ CDM. Il faut noter que les mesures de distances à bas redshift sont sujettes à une importante incertitude intrinsèque provenant du fait que les galaxies ont une vitesse propre et que c’est la combinaison de cette vitesse et de l’expansion générale de l’Univers qui forme le redshift mesuré.

On doit ajouter à ce phénomène la variance cosmique qui augmente encore l’incertitude statistique sur les estimateurs de distance des BAOs, faisant des SNe Ia à l’heure actuelle la meilleure sonde cosmologique pour des redshifts inférieurs à 1.

1.11 Conclusion

Les mesures de distances et de redshifts constituent une excellente sonde pour la détermination de la nature de l’énergie noire. À l’heure actuelle, les observations cosmologiques à grande

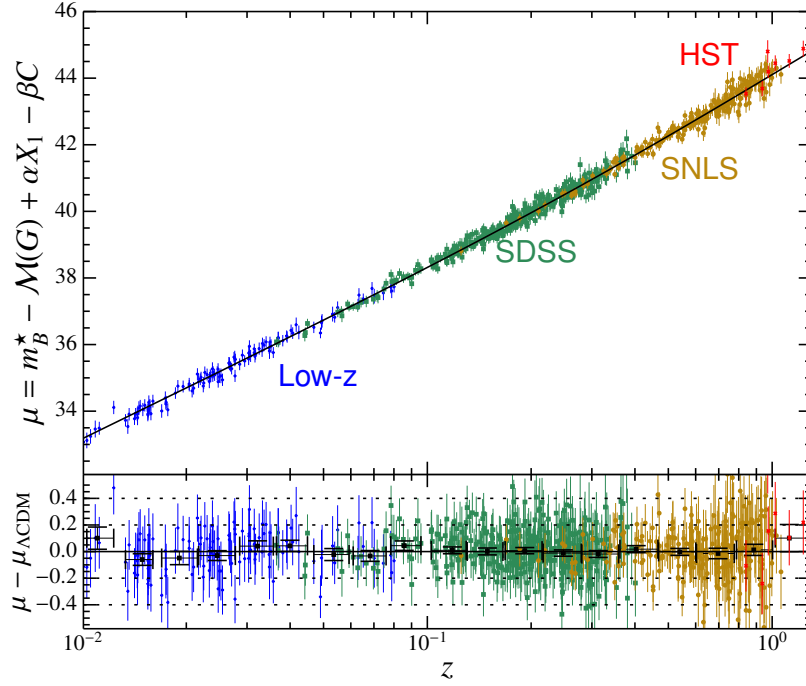


Figure 1.6 – Diagramme de Hubble de l’analyse JLA (2014). La quantité en ordonnées est le module de distance $\mu = 5 \log_{10}(d_L(z))/10\text{pc}$. Les résultats sont comparés au modèle ΛCDM . Les résidus sont présentés dans le panneau du bas, les points noirs sont les résidus moyennés par bin de redshift.

échelle sont bien décrites par le modèle ΛCDM (e.g. [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#)). Ce modèle implique un Univers plat ($k = 0$ et $\Omega_k = 0$), une matière principalement représentée par de la matière noire non-relativiste, ainsi que qu’une énergie noire représentée par la constante cosmologique Λ avec par conséquent $w = -1$. Dans les faits, si la mesure de w dans le cadre d’un paramètre d’état de l’énergie noire constant favorise la constante cosmologique avec seulement 4% d’incertitude ([SCOLNIC, JONES et al., 2018](#)), en introduisant une variation temporelle de w tel que $w = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$, l’incertitude sur w_0 passe à 9%.

L’évolution temporelle, portée par w_a , est également compatible avec $w_a = 0$, mais l’incertitude sur sa valeur est encore trop grande pour pouvoir conclure.

Pour contraindre plus efficacement l’énergie noire, et ainsi distinguer entre les différents modèles, on doit être capables d’atteindre une précision de l’ordre du % dans la mesure de distances moyennée par bin de redshifts entre $z = 0$ et $z > 1$, une zone complètement accessible aux supernovae de type Ia, faisant ainsi de l’amélioration du diagramme de Hubble de ces dernières une étape essentielle à la compréhension de l’énergie noire.

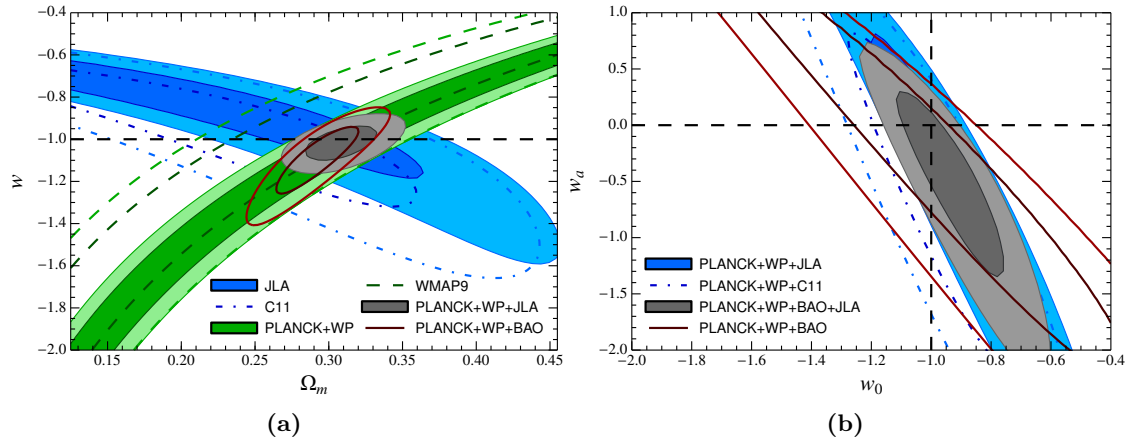


Figure 1.7 – Contours de confiance à 68% et 95% de l’analyse JLA (2014) pour (a) les paramètres w et Ω_m dans le cadre d’une cosmologie w –CDM. Les résultats en bleu sont obtenus avec les données de JLA seules, le vert correspond aux résultats de Planck et le gris à la combinaison des deux et (b) les paramètres w et w_a dans le cadre d’une énergie noire de paramètre d’état variable. Les lignes en tirets correspondent au modèle Λ CDM, en bleu on a les résultats de JLA+CMB, en gris la combinaison JLA+CMB+BAO.

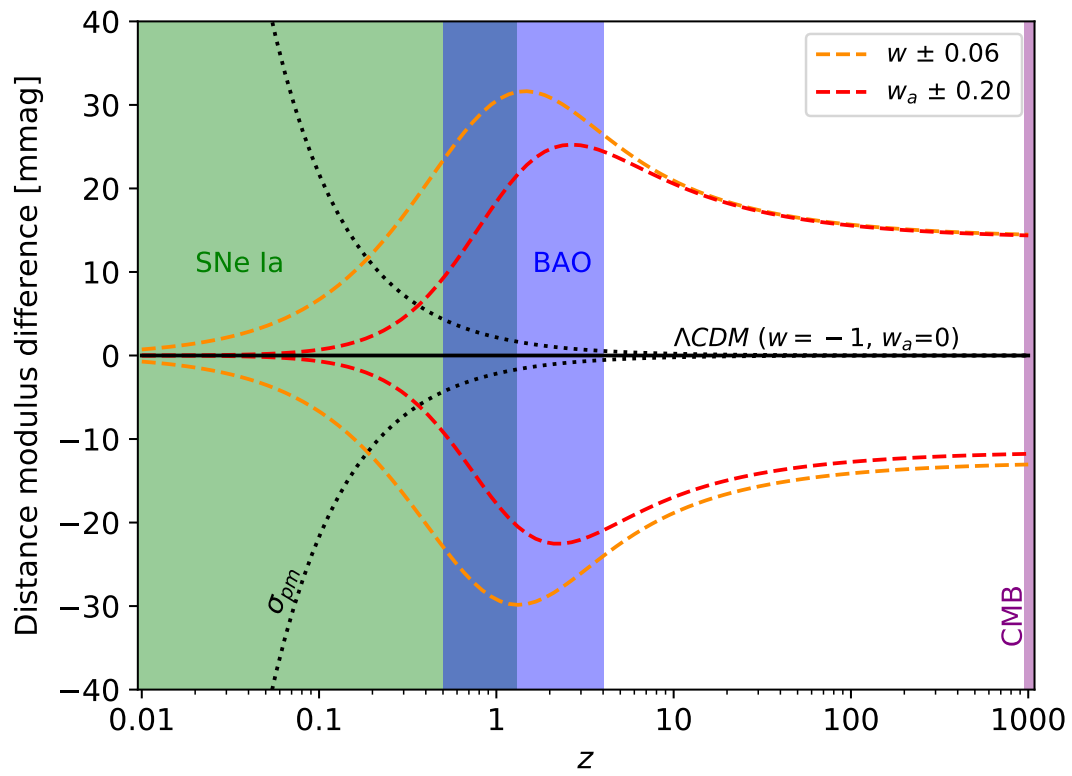


Figure 1.8 – Impact sur les distances d’un écart au modèle Λ CDM du côté de l’énergie noire. La courbe noire représente le modèle Λ CDM, les courbes en tirets oranges représentent un modèle de l’énergie noire où $w_0 = -1 \pm 0.06$ et $w_a = 0$, tandis que les courbes en tirets rouges représentent un modèle de l’énergie noire pour laquelle $w_0 = -1$ et $w_a \pm 0.2$. La courbe en pointillés représente l’impact de l’incertitude sur la vitesse propre des galaxies ($\sigma_v = 300 \text{ km/s}$) sur l’estimation de la distance, qui est au premier ordre de $\sigma_{pm} = \frac{5\sigma_v}{cz \log(10)}$.

2

LES SNe Ia

Sommaire

2.1	Généralités	28
2.1.1	Introduction	28
2.1.2	Zoologie	28
2.2	Spectres des supernovae	30
2.3	Les courbes de lumière	30
2.4	Quelques propriétés empiriques	33
2.4.1	Couleur	33
2.4.2	Amplitude temporelle : le facteur d'étirement	33
2.4.3	Magnitude au maximum	33
2.5	Mécanisme d'explosion	35
2.6	Les progéniteurs	35
2.7	Taux d'explosion	36
2.8	Variabilité et corrélations	37
2.8.1	Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower	37
2.8.2	Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer	38
2.8.3	Propriétés de la galaxie hôte	38
2.9	Conclusion	40

2.1 Généralités

2.1.1 Introduction

Les astronomes de diverses civilisations ont en de rares occasions été témoins d'apparitions soudaines d'étoiles, ainsi que de leurs disparitions tout aussi soudaines. Le terme latin *nova* fut appliqué à de tels événements, décrivant ainsi le caractère *nouveau* de ces astres. Ces *novae* étaient en effet caractérisées par une apparition et une disparition dans le ciel sur une période de l'ordre du mois, avec une visibilité du phénomène parfois même en plein jour. Un de ces événements attira en particulier l'attention de Tycho Brahé, considéré comme l'un des pionniers de l'astronomie observationnelle moderne, en 1572. Le modèle standard de l'époque était le système aristotélicien, décomposant le ciel visible en 8 sphères concentriques (ayant pour centre la Terre), dont les premières couches portaient les principaux corps du système solaire connus à l'époque : le Soleil, la Lune, Mercure, Vénus, Jupiter et Saturne, et enfin, la huitième et dernière sphère portait l'ensemble des étoiles. Dans ce modèle, les deux premières sphères incluant la Terre et la Lune étaient le domaine de l'instable, alors qu'au delà, le monde est considéré comme immuable, parfait et éternel. L'apparition et la disparition soudaine d'une étoile dans ce domaine supposément parfait participa à faire tomber ce modèle une trentaine d'années plus tard en faveur de l'héliocentrisme avec les travaux de Johannes Kepler (l'assistant de Tycho Brahé).

En 1934, Walter Baade et Fritz Zwicky introduisirent le terme de "*supernova*" pour nommer les plus brillants de ces événements, décrivant le chant du cygne d'étoiles en fin de vie à travers une gigantesque explosion, atteignant son maximum de luminosité et s'éteignant sur une échelle de temps de l'ordre du mois.

2.1.2 Zoologie

En 1941, R. Minkowski a été le premier à remarquer l'existence de deux types différents de supernovae. Le premier est caractérisé par l'absence d'hydrogène dans son spectre (type I), alors que le deuxième en contient (type II). Par la suite, un nouvel étage de classification est apparu, on distingue ainsi les supernovae de type Ia par la présence d'une importante raie de silicium, les supernovae de type Ib par la présence d'une raie d'hélium, et enfin les supernovae de type Ic par l'absence de silicium et une faible quantité d'hélium dans leur spectre.

Sur le plan des mécanismes physiques menant à l'explosion de ces supernovae, on peut les séparer en deux catégories :

- Les implosions gravitationnelles, regroupant les supernovae de type II, les Ib et les Ic. Ces événements ont comme progéniteur une étoile massive qui, ayant brûlé tous les éléments légers qui composaient son cœur, va voir un effondrement de ce dernier jusqu'à ce que l'interaction forte le stoppe. Les couches externes de l'étoile vont alors tomber vers le centre et rebondir sur cette masse incompressible créant une onde de choc : l'étoile explose en supernova. Ce qu'il reste après cette explosion dépend de la masse de l'étoile, pour une masse initiale de moins de 30 masses solaires le résidu sera une étoile à neutrons (voir 2.1), dans le cas contraire, le résidu sera un trou noir. Dans ces explosions, seulement 0.01% de l'énergie émise l'est sous forme de rayonnement électromagnétique, le reste de l'énergie étant émise sous forme de neutrinos. De plus, l'évolution temporelle de la luminosité dépend énormément de la composition du progéniteur, et en particulier de ses couches externes selon leur opacité.
- Les explosions thermonucléaires, catégorie dans laquelle se trouvent les supernovae de type Ia, et que nous décrivons en détail dans la suite.

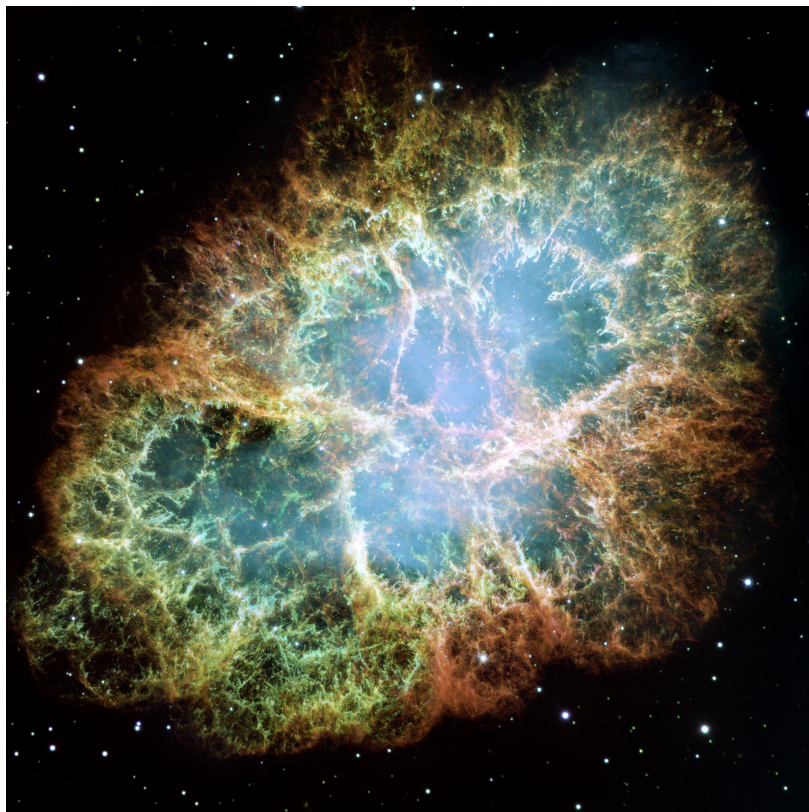


Figure 2.1 – Mosaïque d’images de la nébuleuse du Crabe prises par le Télescope Hubble. Cette nébuleuse porte en son sein le pulsar du Crabe (PSR B0531+21), une étoile à neutrons. Elle est en réalité le résidu d’une supernova de type II, SN1054, dont les registres asiatiques de l’époque font état de son observation durant deux ans, visible en plein jour.

2.2 Spectres des supernovae

La figure 2.2 extraite de [PEREIRA et al. \(2013\)](#) expose un exemple détaillé d'évolution du spectre d'une SN Ia avec le temps, SN2011fe, la SN Ia la plus proche à avoir été observée lors des 30 dernières années et découverte par [P. E. NUGENT et al. \(2011\)](#). Comme il a été dit plus tôt, les supernovae de type Ia sont caractérisées par l'absence d'hydrogène et d'hélium dans leur spectre, ces éléments étant pourtant les principaux représentants de la matière nucléaire dans l'univers, à hauteur de plus de 99%. En revanche on remarque une abondance d'éléments intermédiaires comme le silicium et le calcium autour du maximum de luminosité. Dans les semaines suivantes, le cobalt et le nickel prennent le relai des éléments intermédiaires, puis dans les mois qui suivent l'explosion, les raies d'émission du fer deviennent les caractéristiques principales du spectre. On remarque également que le spectre des SNe Ia a son maximum autour de 400nm, et que la majeure partie de l'énergie est émise dans le visible, le proche infrarouge et le proche ultraviolet.

2.3 Les courbes de lumière

L'évolution temporelle de la luminosité des supernovae de type Ia est habituellement exposée à travers leurs courbes de lumière. Ces dernières sont construites grâce aux observations des supernovae effectuées avec un télescope à différentes dates, et ce dans différentes bandes spectrales permettant de n'intégrer qu'une partie du spectre dans la mesure de flux. L'efficacité des détecteurs utilisés ainsi que la plage d'émission des SNe Ia fait que ces différents filtres échantillonnent le spectre du proche infrarouge au proche ultraviolet. Nous n'évoquerons dans cette partie que les filtres standards *U*, *B*, *V*, *R* et *I* ([BESSELL, 1990](#)). Comme on peut le voir pour l'exemple de SN2011fe sur la figure 2.3, les courbes de lumière des SNe Ia montrent une montée rapide du flux, suivie d'un maximum de luminosité (n'étant pas atteint exactement à la même date selon la bande spectrale utilisée), puis une décroissance du flux. Par convention, et parce qu'elle correspond à la partie la plus brillante de son spectre, on se réfère toujours aux observations effectuées dans la bande *B* du référentiel de la supernova. Ainsi, la date de maximum de luminosité d'une SN Ia correspond à la date à laquelle la luminosité de la SN Ia est maximale dans la bande *B* de son référentiel au repos, soit environ 19 jours après le début de l'explosion (voir [CONLEY et al. \(2006\)](#)). Dans les 35 jours qui suivent ce maximum de luminosité, la courbe de lumière suit une loi de décroissance quasi-exponentielle. On remarque dans les bandes infrarouges un second maximum de luminosité dans les 20-30 jours suivant le premier.

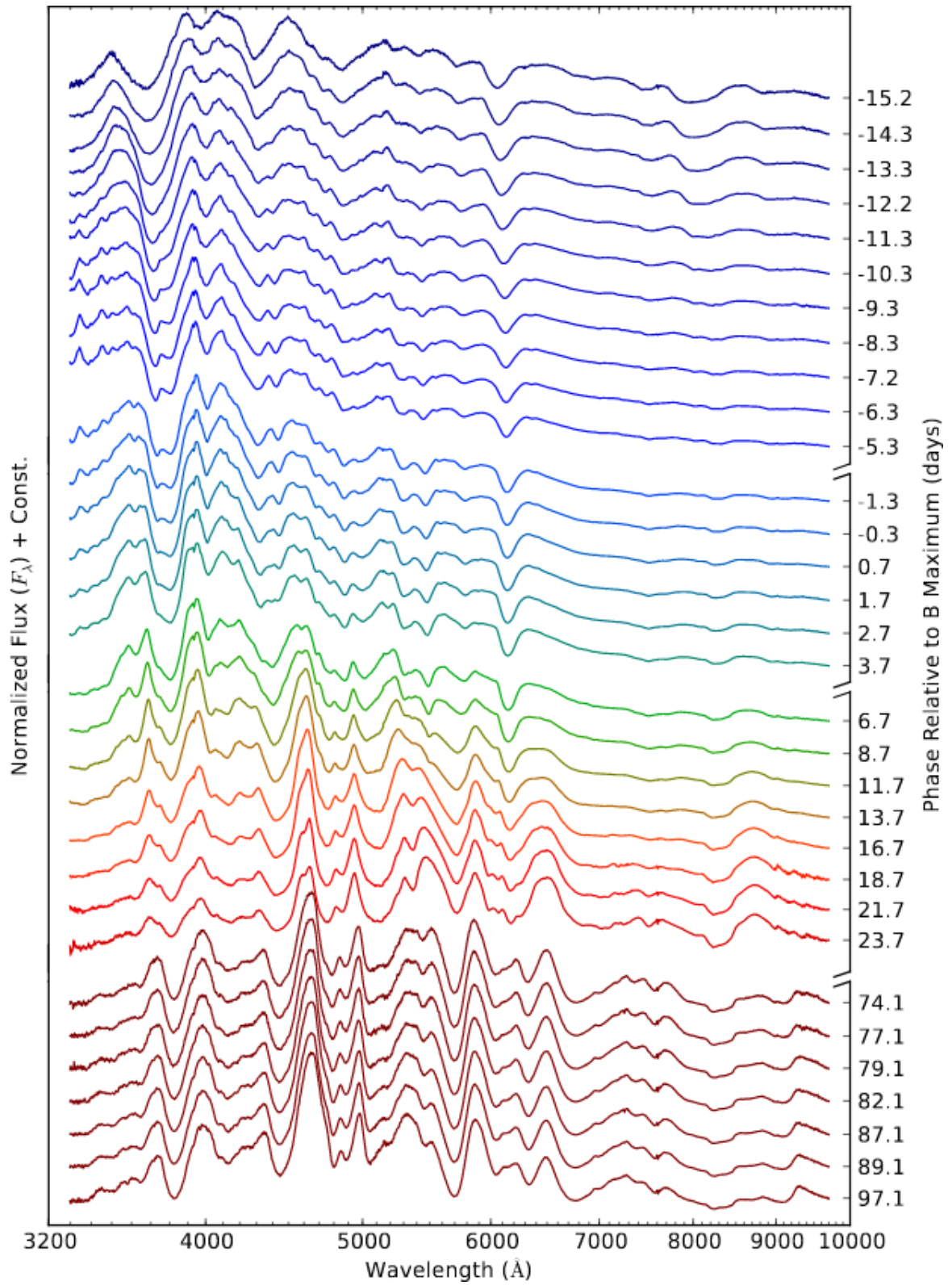


Figure 2.2 – Évolution temporelle du spectre de la SN Ia SN2011fe. Ce graphique est tiré de [PEREIRA et al. \(2013\)](#) avec les données du SNIFS. On remarque la raie caractéristique du Silicium à 6100 Å jusqu'à environ 13 jours après le maximum de luminosité, ainsi que les raies d'absorption d'autres éléments intermédiaires comme le calcium ou le magnésium.

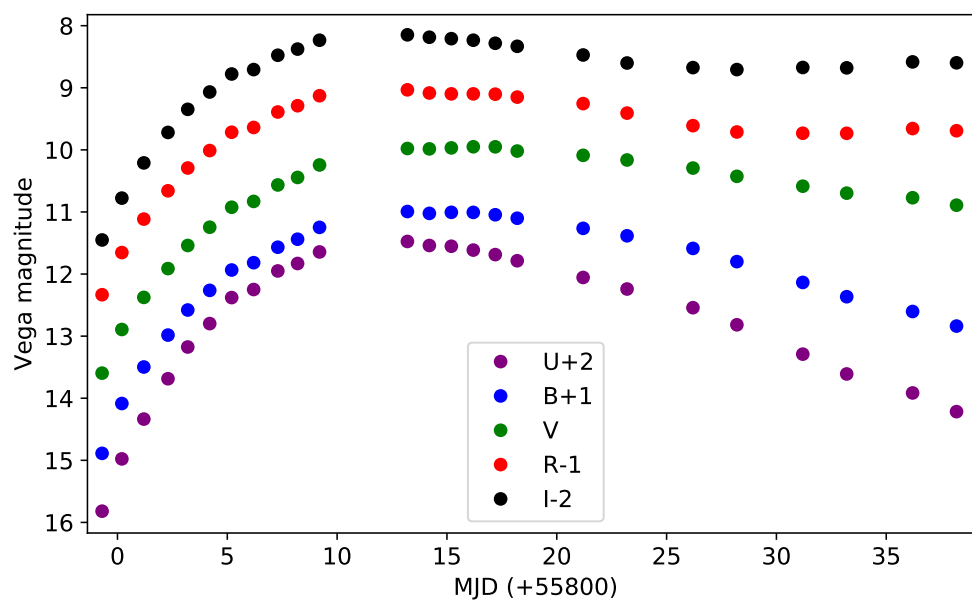


Figure 2.3 – Courbe de lumière de SN2011fe dans les bandes *UBVRI*, d’après les données de [PEREIRA et al. \(2013\)](#).

2.4 Quelques propriétés empiriques

2.4.1 Couleur

On définit la couleur c d'une SN Ia comme la différence des magnitudes mesurées dans la bande B et la bande V de son référentiel au repos, et ce à la date de maximum de luminosité dans la bande B , t_0 :

$$c = B_{t_0} - V_{t_0} \quad (2.1)$$

Si le flux dans la bande B est supérieur au flux mesuré dans la bande V , la SN Ia sera vue comme *bleue*, et on aura $c < 0$. De l'autre côté, si le flux dans la bande V est supérieur au flux dans la bande B , la supernova sera *rouge*, et on aura $c > 0$. La couleur rend ainsi compte de la pente du spectre d'une SN Ia.

2.4.2 Amplitude temporelle : le facteur d'étirement

Comme on peut le voir sur la figure 2.4, les SNe Ia n'ont pas toutes le même temps de montée et de descente en luminosité les unes par rapport aux autres. Ainsi, même en retirant l'effet de dilatation temporelle induite par le redshift, il subsiste un effet de dilatation intrinsèque de la courbe de lumière. Il existe plusieurs manières d'évaluer cette dilatation : Ainsi, PHILLIPS (1993) définit le paramètre Δm_{15} , qui est la différence entre les magnitudes apparentes d'une SN Ia à son maximum de luminosité et 15 jours plus tard. Plus tard, avec l'accumulation de données précédant le maximum de luminosité, PERLMUTTER et al. (1997) définit s le facteur d'étirement comme le facteur par lequel on doit dilater l'axe temporel d'une courbe de lumière donnée pour qu'elle se superpose à la courbe de lumière moyenne.

2.4.3 Magnitude au maximum

Enfin, la principale propriété d'une SN Ia est sa luminosité au maximum. C'est en effet à partir de cette dernière que l'on extrait la distance, c'est la dispersion de cette quantité d'une SN Ia à une autre qui permet de les qualifier de chandelles standards. Plus particulièrement, on parle ici de la luminosité dans la bande B du référentiel de la SN Ia. Cette convention trouve son explication dans le fait que la luminosité d'une SN Ia est toujours plus forte dans le bleu autour de t_0 , comme on peut le voir sur les spectres de la figure 2.2. Dans les faits, la dispersion de la luminosité absolue dans la bande B des SNe Ia est de $\approx 40\%$ (HAMUY et al., 1996). Nous verrons dans 2.8 que cette dispersion peut être réduite en prenant en compte les

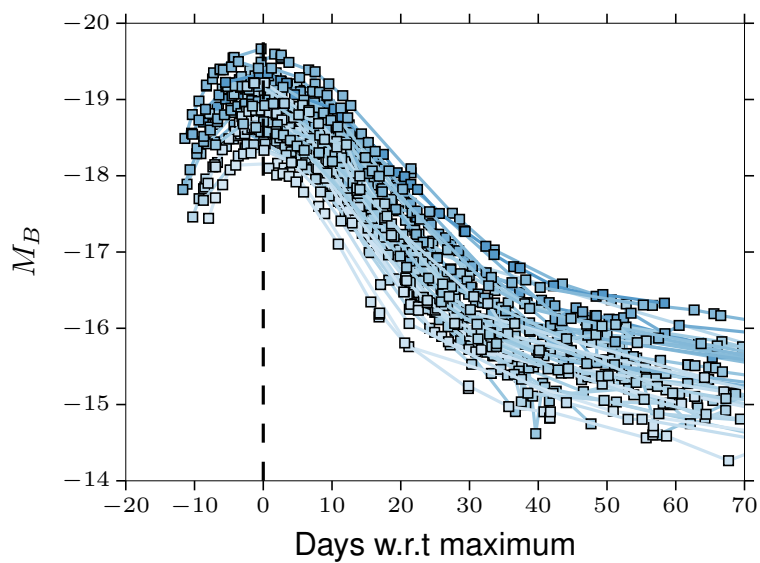


Figure 2.4 – Courbes de luminosité absolue du lot de SNe Ia proches du Supernova Cosmology Project dans la bande B . On note une dispersion en luminosité absolue de 40%.

corrélations existantes avec la couleur et l'amplitude temporelle, diminuant cette dispersion à 15%, ce qui correspond à une dispersion de 7% sur la distance.

2.5 Mécanisme d'explosion

Le modèle actuel pour les supernovae de type Ia est l'explosion d'une naine blanche (WD, pour White Dwarf) carbone-oxygène (C-O) qui atteint la masse de Chandrasekhar, équivalente à 1.38 masses solaires (CHANDRASEKHAR, 1931). À cette masse, la pression du gaz d'électrons dégénérés n'est plus suffisante pour retenir les forces de pression gravitationnelle. La température monte ainsi assez pour permettre la fusion du carbone, entraînant la combustion totale de la matière de l'étoile. Ce scénario est favorisé pour plusieurs raisons :

- L'absence d'hélium et d'hydrogène est expliquée par l'absence de ces deux éléments dans une naine blanche C-O.
- Les fusions du carbone et de l'oxygène produisent du silicium et du calcium, expliquant la présence de raies caractéristiques de ces éléments (comme vu dans la figure 2.2).
- Enfin, la très bonne reproductibilité des événements s'explique simplement par le fait que l'explosion du progéniteur se déroule toujours dans les mêmes conditions, ainsi la quantité et la nature des combustibles est similaire d'une explosion à l'autre et ne dépend que de constantes fondamentales .

2.6 Les progéniteurs

Si le mécanisme d'explosion semble être clair à l'heure actuelle, il reste une certaine incertitude quant à son système progéniteur. En effet, les conditions dans lesquelles la naine blanche C-O atteint la masse de Chandrasekhar sont encore inconnues. Dans les faits, pour qu'une naine blanche puisse augmenter sa masse, elle a besoin de se trouver dans un système binaire. Un relevé des populations de naines blanches (HOLBERG et al., 2008) a montré que, dans un rayon de 20 pc, 25% des systèmes contenant une naine blanche étaient binaires, et 6% sont des systèmes dits "*doubles-dégénérés*", étant donc composés de deux naines blanches. À partir de là, deux hypothèses principales subsistent :

- Le scénario dit simple-dégénéré, dans lequel une naine blanche de faible masse accrète de la matière d'un compagnon de masse plus importante jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekhar. Pour que cette accrétion soit possible, le compagnon doit avoir une faible gravité de surface, favorisant les géantes rouges. Parmi les éléments en défaveur de ce scénario, on peut citer le fait qu'à l'heure actuelle, aucune image de la région

d'explosion d'une SN Ia ne fait état de la présence d'une étoile compagnon (e.g. [LI et al. \(2011\)](#) pour le cas de SN2011fe).

- Le scénario double-dégénéré, ayant pour progéniteur un système composé de deux naines blanches. Ces deux étoiles se rapprochant pour finalement rentrer en collision, cela permet naturellement pour un système constitué de deux naines blanches dont les masses individuelles sont inférieures à la masse de Chandrasekhar, mais dont la masse totale est supérieure, de produire une SN Ia. Ce scénario a pour avantage d'expliquer l'absence d'hydrogène par son absence totale du système, ce qui n'est pas le cas pour un système simple-dégénéré. D'un autre côté, chaque SN Ia devrait dépendre de la masse totale du système ainsi que de sa répartition. Un système constitué de deux naines blanches C-O de 1.2 masses solaires chacune verrait la masse totale dépasser largement la masse de Chandrasekhar. Ce type de scénario pourrait en revanche expliquer les SNe Ia superlumineuses, comme SNLS-03D3bb, dont une explosion à la masse de Chandrasekhar ne semble pas pouvoir expliquer son importante luminosité ([HOWELL et al., 2006](#)).

La connaissance du système progéniteur des SNe Ia est importante dans le cadre d'une analyse cosmologique. Ces dernières ne peuvent en effet être considérées comme des chandelles standards que sous le postulat que les SNe Ia proches (d'un univers vieux) sont semblables aux supernovae lointaines (d'un univers jeune) et en particulier que leur luminosité est identique, autrement un biais serait ajouté au diagramme de Hubble. Cette recherche reste difficile en raison de la très faible luminosité des naines blanches, ne permettant pas leur observation avant l'explosion de la supernova.

2.7 Taux d'explosion

La connaissance du taux d'explosion des SNe Ia (en $\text{SNe Ia yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$) est une donnée essentielle pour l'élaboration des programmes d'observation de ces dernières. Dans le reste de cette thèse, et particulièrement dans la simulation d'un lot de SNe Ia que l'on trouvera dans le chapitre 5, nous nous référons aux taux obtenus par [PERRETT et al. \(2012\)](#). Ces derniers sont obtenus grâce au lot de données du Supernova Legacy Survey (SNLS) d'environ 400 SNe Ia comprises entre $z = 0.1$ et $z = 1.1$. En comparant le nombre de SNe Ia par intervalle de redshift (puis renormalisé sur le volume total de l'intervalle), [PERRETT et al. \(2012\)](#) trouve un taux d'explosion des SNe Ia dépendant du redshift tel que :

$$SNR_{Ia}(z) = (0.17 \pm 0.03) \times (1+z)^{2.11 \pm 0.28} \times 10^{-4} \text{SNe yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}. \quad (2.2)$$

À titre d'exemple, moins de 6 SNe Ia explosent chaque année dans une sphère de rayon $z = 0.01$ autour de la Terre, ce chiffre monte à plus de 5000 dans une sphère de rayon $z = 0.1$. Le nombre de SNe Ia qu'un observateur est capable de détecter dépend ainsi du volume qu'il observe : d'une part le champ de vue de son instrument et plus encore de sa profondeur.

2.8 Variabilité et corrélations

Comme expliqué plus tôt, la dispersion intrinsèque de la luminosité dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia est de $\sim 40\%$. La prise en compte de corrélations existantes entre la luminosité au maximum et les autres paramètres des SNe Ia permet de réduire encore cette dispersion. Ces corrélations se divisent en deux familles, la première mettant en jeu les propriétés des SNe Ia pouvant être directement extraites des courbes de lumière, autrement dit les paramètres présentés dans 2.4. L'autre catégorie implique l'utilisation d'autres données telles que le type de la galaxie hôte et les corrélations aux caractéristiques spectrales des SNe Ia (LEGET, 2016).

2.8.1 Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower

Une première corrélation entre la luminosité et le taux de décroissance de la courbe de lumière des SNe Ia dans PHILLIPS (1993). Ce *brighter-slower*, ou loi de Phillips, montre qu'une SN Ia plus brillante aura aussi une décroissance plus lente de sa courbe de lumière après son maximum de luminosité. Dans PHILLIPS (1993) le paramètre d'estimation du taux de décroissance est Δm_{15} , autrement dit la différence de magnitude entre le maximum de luminosité et 15 jours après (dans la bande B). Plus tard, avec la multiplication des observations de SNe Ia, et en particulier avant leur maximum de luminosité, PERLMUTTER et al. (1997) a introduit le paramètre de *stretch* s , déjà abordé dans 2.4.2. Cette corrélation est intuitive sur la figure 2.4 et explicitée sur la figure 2.5.

Ce paramètre permet de prendre en compte tous les points de la courbe de lumière et non plus seulement ceux autour du maximum et de $t_0 + 15$ jours. Un ajustement de PERLMUTTER et al. (1997) lie ces deux paramètres comme : $\Delta m_{15} \sim (1.96 \pm 0.17) \times (s^{-1} - 1) + 1.07$. La relation qui lie ces paramètres à la luminosité absolue dans la bande B est empirique, une interprétation retenue par PHILLIPS (1993) serait que cette relation est un argument pour la variabilité de la masse du système progéniteur de la SN Ia, favorisant le scénario double dégénéré décrit dans 2.6.

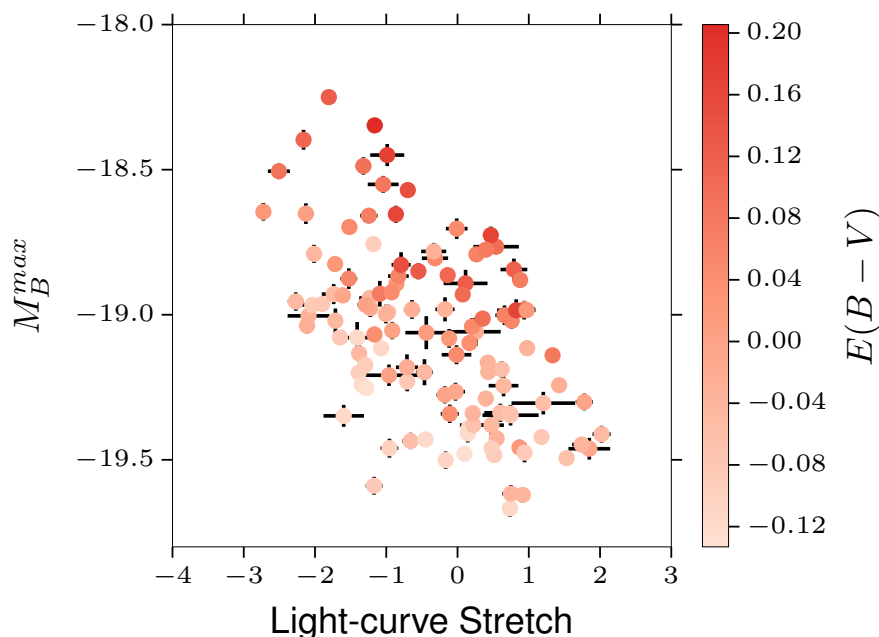


Figure 2.5 – Évolution du maximum de luminosité absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia du Supernova Cosmology Project en fonction de leur facteur d’étirement. L’échelle de couleur représente la valeur de la couleur $B - V$ de chaque SN Ia.

2.8.2 Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer

L’autre corrélation relie la luminosité au maximum à la couleur c de la supernova, vue dans 2.4.1. La couleur peut directement être extraite des courbes de lumières grâce à la mesure multi-bande de ces dernières. Cette relation a été mise en évidence par [TRIPP et BRANCH \(1999\)](#) sur le lot de SNe Ia du Calan-Tololo. Cette relation est explicitée sur la figure 2.6, où on peut constater une évolution linéaire de la magnitude absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia et leur couleur. La source de cette variabilité en couleur ($\sim 10\%$ e.g. [GUY et al. \(2010\)](#)) est encore débattue à l’heure actuelle entre une variabilité intrinsèque à la supernova (e.g. [FOLEY et KASEN \(2011\)](#)), une absorption due aux poussières dans la galaxie hôte, ou encore un mélange des deux. La prise en compte de cette corrélation, alliée à la précédente, mène à une dispersion de la luminosité absolue des SNe Ia corrigée de $\sim 15\%$.

2.8.3 Propriétés de la galaxie hôte

La nature de la galaxie hôte semble avoir un impact sur la luminosité des SNe Ia. [SULLIVAN et al. \(2010\)](#), [LAMPEITL et al. \(2010\)](#) et [KELLY et al. \(2010\)](#) ont mis en évidence qu’après avoir

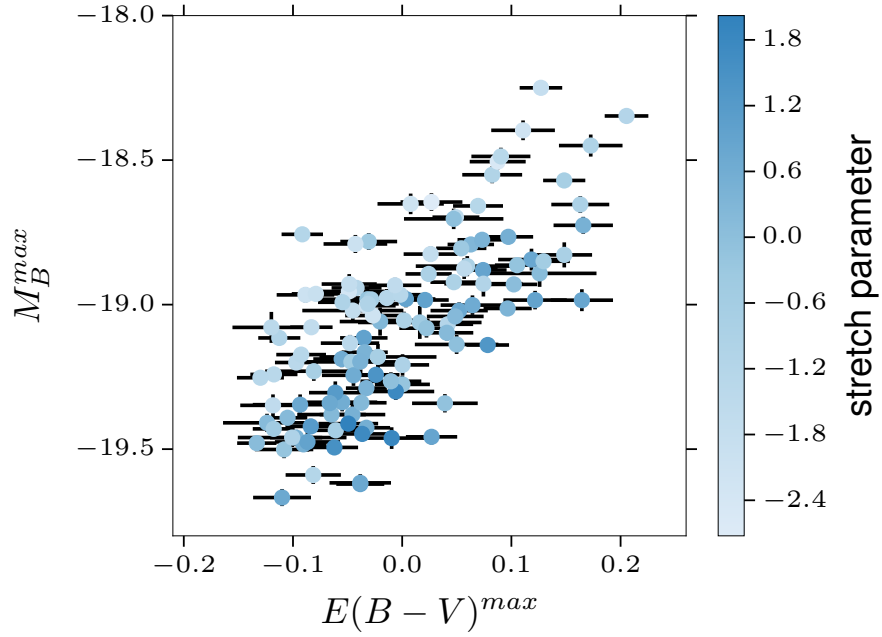


Figure 2.6 – Évolution du maximum de luminosité absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia du Supernova Cosmology Project en fonction de leur couleur $B - V$. L'échelle de couleur représente la valeur du stretch de chaque SN Ia.

été corrigées des effets de brighter-slower et de brighter-bluer, les luminosités au maximum des SNe Ia dont la galaxie hôte possède une forte métallicité¹ est en moyenne 10% plus élevée. Plus tard, [CHILDRESS et al. \(2013\)](#) a mis en évidence que la masse stellaire de la galaxie hôte était plus à même d'expliquer la dispersion des résidus au diagramme de Hubble, avec deux sous-populations pour des galaxies de masse stellaire inférieure et supérieure à 10^{10} masses solaires (mass step, voir figure 2.7). Les études récentes tendent à montrer qu'il existe une corrélation encore meilleure avec l'âge de la population stellaire dans l'environnement proche de la SN Ia (quelques kpc). Cette variable est extraite par exemple par [ROMAN et al. \(2018\)](#) via la couleur $U - V$ restframe de la galaxie dans un rayon de 3kpc autour de la SN Ia, tandis que [RIGAULT et al. \(2018\)](#) évalue la taux de formation stellaire spécifique dans l'environnement local de la SN Ia (<1kpc), évalué via la luminosité de la raie $H\alpha$ dans cette région. Ces quantités ont toutes la particularité de varier en fonction du redshift, supposant ainsi une variation de la luminosité intrinsèque moyenne des SNe Ia avec le redshift, pouvant donc biaiser l'estimation des paramètres cosmologiques.

¹Fraction massique des éléments plus lourds que l'hélium

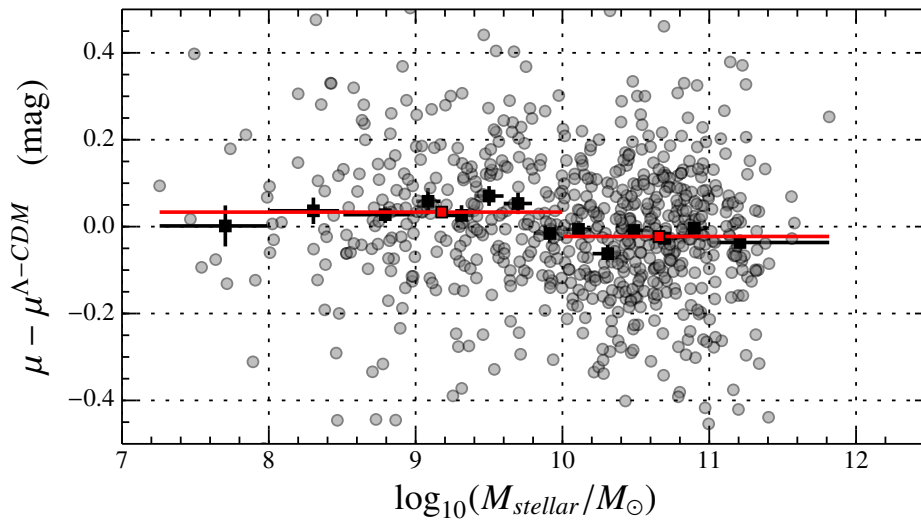


Figure 2.7 – Résidus au diagramme de Hubble de l’analyse JLA (2014) en fonction du logarithme de la masse stellaire. Un écart de 0.06mag est constaté entre la luminosité intrinsèque moyenne des SNe Ia ayant explosé dans des galaxies de masse inférieure et supérieure à 10^{10} masses solaires.

2.9 Conclusion

Les supernovae de type Ia sont donc des objets très brillants, permettant ainsi de sonder l’Univers sur de très grandes distances ($z > 1$). Leur flux est très reproductible si l’on prend en compte les corrélations qu’il possède avec les paramètres mesurables de chaque SN, permettant l’évaluation de rapports de distances entre plusieurs SNe Ia. Enfin, ce sont de plus des évènements assez fréquents pour pouvoir constituer un lot statistique de taille raisonnable, et ainsi contraindre efficacement le diagramme de Hubble, et donc caractériser l’énergie noire.

Néanmoins, nous verrons dans le chapitre suivant que la constitution de relevés spectrophotométriques de SNe Ia reste difficile à réaliser, et son analyse est sujette à des incertitudes variées, dont les deux principales sont les incertitudes statistiques et les systématiques de calibration.

3

LES GRANDS RELEVÉS DE SNe Ia ET LEUR ANALYSE

Sommaire

3.1	Introduction	42
3.2	Stratégie des "rolling-search"	42
3.3	Méthode de détection des SNe Ia	43
3.4	Spectroscopie des évènements	44
3.4.1	Mesure du redshift	44
3.4.2	Détermination du type de la supernova	45
3.5	Instruments de mesure de flux	47
3.5.1	Les filtres	47
3.5.2	Les CCDs	47
3.6	Photométrie différentielle des SNe Ia	48
3.6.1	Pré-traitement	48
3.6.2	Ajustement photométrique	49
3.6.3	Étalonnage des mesures	50
3.7	Les modèles spectrophotométriques	51
3.7.1	Interpolation des flux restframe	51
3.7.2	Modèles empiriques de courbes de lumière	52
3.7.2.a	SALT2	52
3.7.3	Estimation des distances	54
3.8	Sources d'incertitudes	54
3.8.1	Statistiques	55
3.8.1.a	Bruit de photons et de lecture	55
3.8.1.b	Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia	55
3.8.1.c	Le lentillage gravitationnel	56
3.8.1.d	Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia	56
3.8.2	Systématiques	56
3.8.2.a	Erreurs de modélisation	57
3.8.2.b	Systématiques instrumentales	58
3.8.3	Importance relative des différentes sources d'incertitude	59

3.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre le déroulement et l'analyse des relevés modernes de supernovae de type Ia. Les tâches qui doivent être accomplies sont la détection de ces événements, puis la mesure précise de leur flux à différentes dates (phases) et dans différentes bandes passantes pour estimer leur luminosité intrinsèque et ainsi construire une estimation de leur distance, et enfin la mesure de leur redshift. Ces éléments permettent l'élaboration du diagramme de Hubble des SNe Ia présenté dans le chapitre 1.

On commence par décrire la stratégie d'observation typique dans 3.2, dans 3.3 on aborde la méthode de détection des événements astrophysiques dits transitoires, dont les SNe Ia font partie. Dans 3.4 on explique comment est confirmée la nature d'une SN Ia à l'aide de la spectroscopie de l'évènement, mais également comment on obtient son redshift grâce à la spectroscopie de la galaxie hôte. Dans 3.5 on présente les instruments utilisés pour la photométrie de large bande spectrale. Dans 3.6 on détaille la photométrie des SNe Ia ainsi que les corrections qui doivent y être apportées pour que ces données soient utilisables dans l'analyse.

On liste les différents modèles spectrophotométriques des SNe Ia dans 3.7. On détaille comment les paramètres de sortie des ces modèles spectrophotométriques, alliés à des outils de standardisations des SNe Ia permettent d'estimer leurs distances dans 3.7.3. Nous regarderons finalement quelles sont les principales sources d'incertitudes limitant les performances de ces analyses dans 3.8, et particulièrement les incertitudes systématiques dans 3.8.2.

3.2 Stratégie des "rolling-search"

Comme nous l'avons vu dans la section 2.7, les SNe Ia sont des événements relativement rares : pour un redshift inférieur à 0.1, une SN Ia explose dans une fraction de ciel d'environ 15 deg^{21} au cours d'une saison d'observation (~ 180 jours), leur détection est donc facilitée par l'usage d'imageurs grand-champs et permettant ainsi de sonder une large portion du ciel. Ainsi, la stratégie d'observation des relevés de SNe Ia de première génération consistait d'abord à effectuer une détection photométrique de candidats potentiels de SN Ia en guettant l'apparition d'étoiles avec ces imageurs grand champ sondant de larges zones du ciel. Ensuite, on passait à une identification spectroscopique de ces candidats pour confirmer ou non qu'ils étaient bien des SNe Ia, le cas échéant on devait programmer le plus rapidement possible un suivi photométrique de l'objet pour constituer sa courbe de lumière. Le problème principal associé à cette stratégie est qu'à cause des aléas météorologiques, on pouvait perdre beaucoup de temps entre la détection de l'évènement, son identification, et enfin la construction de la courbe de lumière, amenant parfois à une perte conséquente de mesures de flux avant le maximum de luminosité de la supernova, rendant peu précise l'estimation de sa luminosité

¹La totalité de la sphère céleste représente $\sim 41000 \text{ deg}^2$

au maximum ainsi que de ses paramètres de forme, détériorant l'estimation de sa distance standardisée.

De leur côté, les grands relevés modernes de SNe Ia lointaines, utilisent tous des télescopes avec un champ plutôt large, de l'ordre du degré carré, ainsi qu'un miroir primaire de grand diamètre, permettant de sonder l'univers plus profondément (jusqu'à $z \sim 1$). Dans ces conditions le volume d'univers sondé au cours d'une pose est tel que chacune des images contient en réalité plusieurs SNe Ia (environ 62 SNe Ia jusqu'à $z = 1$ par deg^2 pour une saison d'observation de 180 jours). Cela suggère que la technique optimale d'observation des SNe Ia, tant pour leur détection que pour la construction de leur courbe de lumière, est la stratégie de la "recherche glissante" (*rolling search*). Cette dernière consiste en une observation répétée d'un même champ dans un même filtre à une période donnée de l'ordre de quelques jours. On nomme cette période la *cadence* d'observation. Dans ces conditions, on possède une courbe de lumière pour toutes les SNe Ia du champ, même si leur identification est effectuée après la date de leur maximum de luminosité. Cette stratégie d'observation a notamment été implémentée pour des relevés comme SNLS², effectué avec le Canada-France-Hawaï Telescope (CFHT³), avec 3.6m de diamètre et un champ de 1 deg^2 et SDSS, dont le télescope fait 2.5m de diamètre et a un champ de 1.5 deg^2 .

Jusque récemment cette stratégie d'observation restait réservée aux relevés profonds, les relevés à bas redshift continuant à utiliser une stratégie de détection différente de la stratégie de suivi photométrique à cause du faible nombre de SNe Ia par deg^2 . Mais cet état de fait tend à changer avec les instruments de nouvelle génération comme ZTF⁴, qui possède un champ de vue de 47 deg^2 et peut donc scanner la totalité du ciel pour découvrir un grand nombre de SNe Ia à bas redshift, et assez régulièrement pour effectuer leur suivi photométrique.

3.3 Méthode de détection des SNe Ia

Dans le cadre d'une stratégie de type *rolling search*, les relevés de SNe Ia ont une période longue par rapport à la durée d'un événement. On observe typiquement durant plusieurs années pour une durée de l'événement de l'ordre du mois. Dans ces conditions, on peut comparer les images successives en les soustrayant entre elles et ainsi guetter l'apparition de "nouvelles étoiles", on peut ainsi voir sur la figure 3.1 l'apparition de la supernova SN2011fe dans la galaxie M101. En raison des différences de pointé et de PSF⁵ une soustraction précise demande un alignement précis des deux images et le calcul d'un noyau de convolution pour amener les images à la même résolution.

On peut noter que tous les excès de flux dans les soustractions d'images ne sont pas forcément des événements astrophysiques. Ainsi, un satellite peut par exemple traverser le champ de la caméra au cours d'une pose, ou un rayon cosmique peut encore traverser le détecteur en y

²http://irfu.cea.fr/Spp/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast_technique.php?id_ast=430

³<http://www.cfht.hawaii.edu/fr/>

⁴<https://www.ztf.caltech.edu/>

⁵Point Spread Function ou fonction d'élargissement du point : une source ponctuelle apparaît étalée dans un pixel, principalement selon les conditions atmosphériques (seeing) et les dimensions du télescope.

déposant des charges, menant ainsi à une fausse détection. Dans les faits ces événements sont faciles à rejeter pour plusieurs raisons. Premièrement ils ont en général une forme différente d'une supernova (qui, comme une étoile, est un objet ponctuel), et deuxièmement ils n'ont aucune raison d'être présents à la même position du champ lors de l'exposition suivante. Il reste ensuite beaucoup de vrais objets transients (dont des supernovae d'autre type), parmi lesquels il faut identifier les SNe Ia.

3.4 Spectroscopie des événements

En plus des données apportées par les relevés photométriques, l'analyse cosmologique des SNe Ia nécessite (jusqu'à présent) l'acquisition de spectres des SNe Ia et de leur galaxie hôte. Ce suivi spectroscopique est une composante essentielle du relevé : en effet, l'acquisition d'un spectre impliquant par nature la décomposition du signal selon la longueur d'onde, il faut donc un télescope d'un diamètre en moyenne deux fois supérieur à celui du télescope utilisé pour la photométrie des SNe Ia si l'on veut produire un spectre d'une SN Ia dans un temps raisonnable et avec un bon rapport signal/bruit. Par exemple, la spectroscopie des SNe Ia mesurées par SNLS a été produite par le Very Large Telescope (VLT⁶), pour les SNe Ia à $z < 0.8$, et les télescopes de Gemini⁷ pour les plus lointaines, tous ayant un miroir d'environ 8m de diamètre. De plus, le multiplexage du suivi spectroscopique est rendu très difficile du fait que leur champ de vue est très faible, faisant qu'il n'y a en général qu'une SN Ia par pose.

3.4.1 Mesure du redshift

Le redshift cosmologique décalant vers le rouge le spectre des objets d'un univers en expansion par rapport à l'observateur, on peut mesurer ce dernier en comparant des raies étroites d'absorption ou d'émission caractéristiques, parmi lesquelles on peut par exemple citer la raie $H - \alpha$, correspondant à une transition entre les niveaux d'énergie $n = 3$ et $n = 2$ des orbitales de l'atome d'hydrogène, lequel représente 74% de la masse baryonique totale de l'univers. Dans ce cas, en utilisant la formule de Rydberg et l'indice de réfraction dans l'air, on obtient que la longueur d'onde du rayonnement émis par cette transition est $\lambda_e = 656.28\text{nm}$. En comparant cette valeur à celle mesurée dans les spectres de galaxies hôtes de SNe Ia λ_r , on a $z = \lambda_r / \lambda_e - 1$. Dans les faits cette raie ne peut pas être observée avec des CCDs pour des redshifts $z > 0.8$ car elle se trouve au delà de la coupure du silicium à $\lambda > 1200\text{nm}$ ⁸, dans ce cas les raies typiquement utilisées sont les raies $H - \gamma$ et $H - \delta$ situées respectivement à 434.05 nm et 410.17 nm, et qui sont donc observables à de grands redshifts. Ces mesures

⁶<https://www.eso.org/public/france/teles-instr/paranal-observatory/vlt/>

⁷<https://www.gemini.edu/>

⁸L'énergie d'un photon de longueur d'onde supérieure à 1200nm est inférieure au bandgap du silicium et ne permet donc pas la formation de paires électron/trou dans le détecteur.

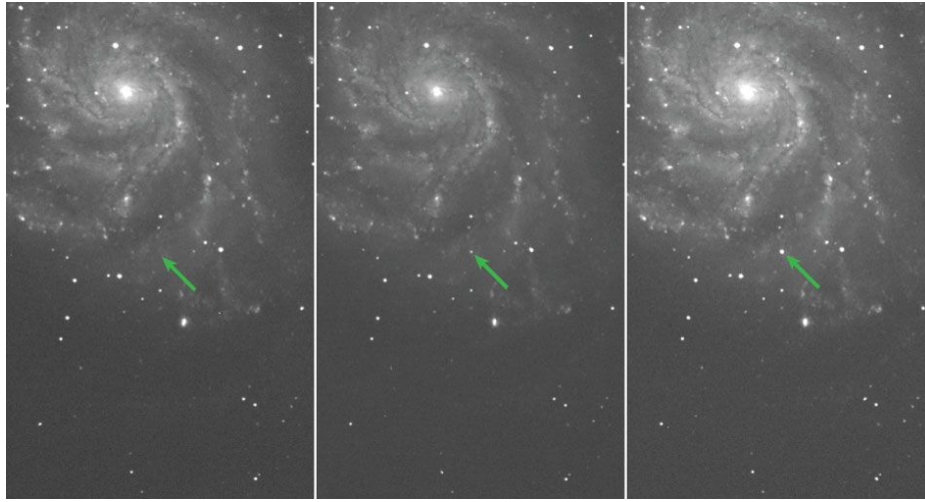


Figure 3.1 – Images de la galaxie M101 prise avec le Palomar Transient Observatory (PTF) dans la bande g datant du 23, 22 et 24 août 2011 (de gauche à droite). On peut voir à l’emplacement indiqué par la flèche verte l’apparition de la SN Ia SN2011fe. Cette figure est issue de [P. E. NUGENT et al. \(2011\)](#).

donnent une précision typique de 0.001 sur la mesure du redshift. Le redshift peut aussi être obtenu via les raies présentes dans le spectre des SNe Ia autour de leur maximum de luminosité. Cette mesure présente comme avantage le fait que ces spectres sont normalement acquis pour l’identification de la SN Ia (voir section suivante), permettant ainsi d’éviter une mesure supplémentaire, de plus elle permet d’éviter une éventuelle erreur sur la valeur du redshift provenant d’une erreur sur l’identification de la galaxie hôte. Elle donne typiquement lieu à une incertitude de ~ 0.01 sur le redshift (voir figure 1 de [MATHESON et al. \(2005\)](#) par exemple).

3.4.2 Détermination du type de la supernova

Le type d’une SN Ia est à l’heure actuelle principalement déterminé par spectroscopie en repérant les raies caractéristiques de ces explosions comme les raies du silicium ou du calcium et de la forme générale du spectre. On peut en général séparer le signal de la galaxie et celui de la SN Ia supposée car les SNe Ia sont ponctuelles alors que les galaxies sont étendues. À haut redshift en revanche la taille apparente des galaxies diminue, et leur contamination devient de fait plus importante et le rapport signal/bruit diminue. Dans ce cas le spectre de ces objets est comparé à des modèles obtenus grâce à des observations effectuées à plus bas redshift, et donc à plus haut signal/bruit après avoir soustrait un modèle de spectre de la galaxie hôte, comme c’est le cas dans [BALLAND et al. \(2009\)](#) (voir figure 3.2). La forme de la courbe de lumière de l’évènement peut également être un bon indicateur de son type : les SNe de type II ont par exemple une décroissance beaucoup plus lente que les Ia.

En raison du caractère prohibitif de la spectroscopie, ce mode d’identification est majoritaire dans les relevés récents, où seule une petite fraction des candidats ($\sim 10\%$) d’un suivi spectroscopique, le reste des redshifts étant obtenu a posteriori.

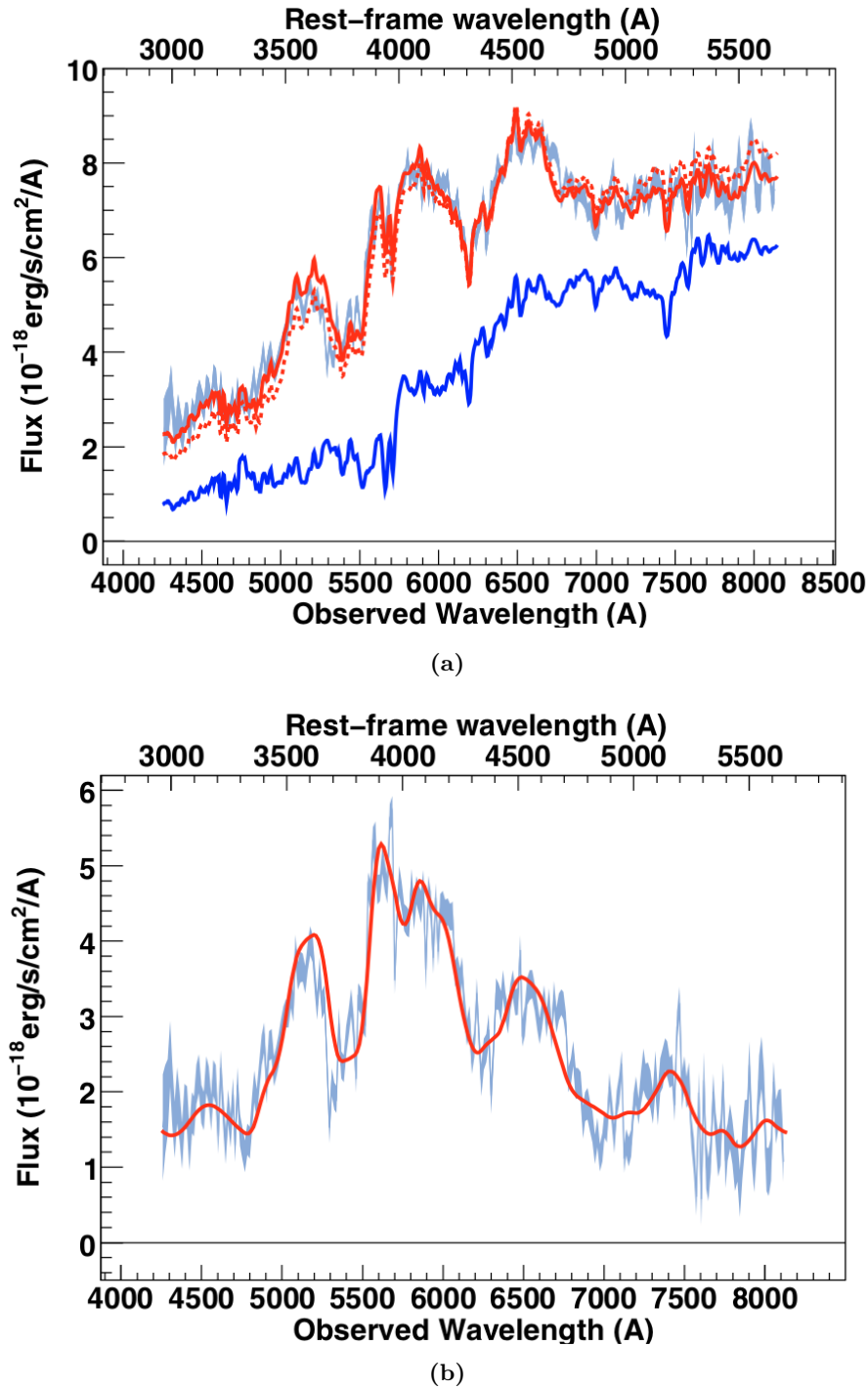


Figure 3.2 – Haut : Spectre de la supernova SNLS-06D4co ($z = 0.437$, 3.5 jours après le maximum de luminosité) mesuré avec le VLT possédant une contamination relativement importante de la galaxie hôte. Un ajustement simultané du spectre et des courbes de lumière mesurées pour cet évènement est produit en utilisant le modèle spectrophotométrique SALT2 (voir section 3.7.2.a) en considérant que le spectre est une combinaison du spectre d'une SN Ia et d'une galaxie (ligne bleue). Bas : Spectre de la SN Ia obtenu en soustrayant le modèle de galaxie (S0). Ce spectre est identifié comme celui d'une SN Ia en raison de sa compatibilité avec le modèle spectrophotométrique et de la présence d'une large absorption autour de 3800\AA dans le référentiel au repos, attribué au CaII et caractéristique des SNe Ia. Figures reproduites de [BALLAND et al. \(2009\)](#)

3.5 Instruments de mesure de flux

3.5.1 Les filtres

Les observations astronomiques dans l'optique sont presque systématiquement effectuées à travers des filtres permettant de sélectionner une partie précise du spectre des objets observés. Ces filtres sont nécessaires à l'estimation de la distance des SNe Ia notamment, car cette dernière nécessite de connaître leur couleur, qui est le ratio entre les flux mesurés dans deux filtres différents. Dans les faits il existe 2 familles de filtres typiquement utilisés pour l'observation des SNe Ia dans le visible. Les filtres historiques *UBVRI* ([BESSELL, 1990](#)) qualifiés comme "standard", et les filtres *ugriz* de SDSS ([FUKUGITA et al., 1996](#)). Ils peuvent être décrits par leur courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde, comme on peut le voir sur la figure 8.12. Les courbes présentées ici sont des archétypes pour une description de la transmission de ces filtres au premier ordre. En réalité la détermination de la forme exacte et de la normalisation de la courbe de transmission de chaque filtre particulier fait partie du processus de calibration.

3.5.2 Les CCDs

La création des courbes de lumière nécessite des mesures de flux précises des SNe Ia. Ces mesures sont effectuées avec des télescopes du type de ceux présentés dans la section 3.2. Le signal lui-même est enregistré sur le plan focal du télescope par des détecteurs composés de pixels de semi-conducteurs en silicium, les Charge-Coupled Device (CCD). Les photons pénétrant dans ces CCDs produisent des paires électron-trou, qui sont séparés aux moyens d'un champ électrique traversant le capteur. Les électrons sont stockés dans des condensateurs. À la fin de l'acquisition de l'image, la charge contenue dans chaque pixel est successivement déplacée de pixel en pixel voisin jusqu'à atteindre un amplificateur de charge, convertissant cette dernière en une tension pouvant être analysée par une électronique de lecture. L'efficacité quantique du détecteur, représentant le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons produits dans le détecteur (exemple pour MegaCAM dans la figure 3.4), est la mesure de la sensibilité du CCD en fonction de la longueur d'onde. Dans les faits, le silicium ne permet que l'observation de photons compris entre le proche ultra-violet ($\sim 300\text{nm}$) et le proche infrarouge (avec une coupure à $\sim 1200\text{nm}$), ce qui en fait un excellent détecteur pour les supernovae de type Ia, le spectre de ces dernières se situant en majeure partie dans le visible.

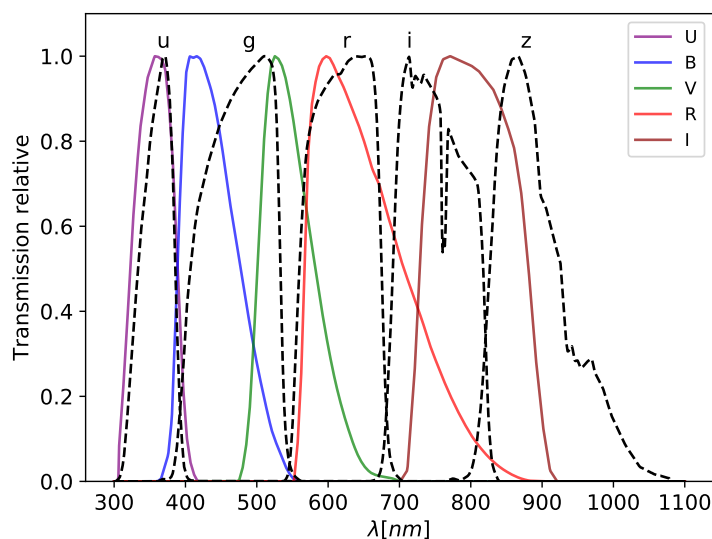


Figure 3.3 – Courbes de transmission des filtre *UBVRI* (BESSELL, 1990) et *ugriz* (FUKUGITA et al., 1996). les courbes de transmission des filtres *ugriz* intègrent une transmission moyenne de l’atmosphère.

3.6 Photométrie différentielle des SNe Ia

On construit la courbe de lumière d’une SN Ia relativement aux étoiles qui l’entourent, supposées en moyenne stables avec le temps, servant ainsi de référence (figure 3.5). La SN Ia se trouve dans une galaxie dont la brillance, supposée constante, doit être modélisée et soustraite.

3.6.1 Pré-traitement

Pour chaque image, un premier tour d’analyse permet d’obtenir sa carte de segmentation, autrement dit une carte des pixels attribués à chaque objet présent dans le plan focal. Ensuite, pour une série complète d’images d’un même champ, les positions des différents objets sont comparés et on peut ainsi établir une fonction T_j permettant de transférer les coordonnées d’un pixel dans une image j vers ses coordonnées dans une image de référence, choisie en fonction de sa qualité.

On évalue également la réponse impulsionnelle (PSF) de chaque image sur des étoiles brillantes du champ.

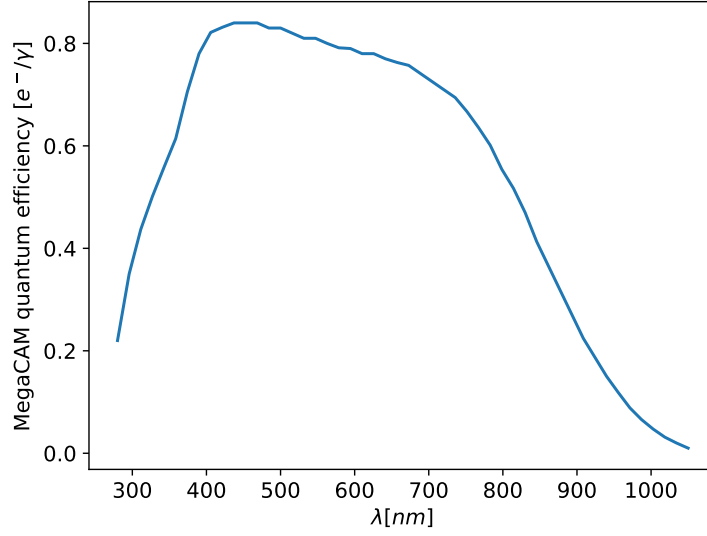


Figure 3.4 – Courbes d’efficacité quantique de MegaCAM (caméra utilisée dans le relevé SNLS), les valeurs peuvent être trouvées [ici](#).

3.6.2 Ajustement photométrique

Le flux attendu d’un pixel p dans une image i peut donc s’écrire ([ASTIER et al., 2013](#)) :

$$M_{i,p} = f_i \times P_i(x_p - T_i(x_{\text{obj}})) + G(T^{-1}(x_p)) \otimes K_i + S_i \quad (3.1)$$

où f_i est le flux de l’objet dans l’image i , P est la PSF de l’image i , x_p sont les coordonnées du pixel, x_{obj} sont les coordonnées du centre de la tâche laissée par l’objet dans le système de référence et donc $T_i(x_{\text{obj}})$ sont les coordonnées du centre de l’objet dans le système de l’image i . G est le modèle du flux laissé par la galaxie dans le système de référence, et K_i est un noyau de convolution permettant de transférer la forme de la galaxie dans l’image de référence vers sa forme dans l’image i , ayant une PSF différente. Et enfin S_i est le fond de ciel. Les paramètres libres de ce modèle sont ainsi f_i , x_{obj} , G et S_i . Ils sont ajustés sur une série d’images par méthode des moindres carrés en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \sum_p w_{i,p} (M_{i,p} - I_{i,p})^2 \quad (3.2)$$

où $I_{i,p}$ est le flux effectivement mesuré dans le pixel p de l’image i et $w_{i,p}$ est l’incertitude liée à cete mesure. Lorsque c’est le flux d’une SN Ia qui est mesuré, on fixe $f_i = 0$ pour les SNe Ia des images ayant été prises avant ou longtemps après l’explosion.

Le produit final de l’ajustement est donc le rapport entre le flux des SNe Ia et celui des autres étoiles présentes sur la même image (dites *tertiaires*). Le flux de ces dernières est obtenu par le même ajustement, à l’exception près qu’on fixe la contribution galactique G à 0.

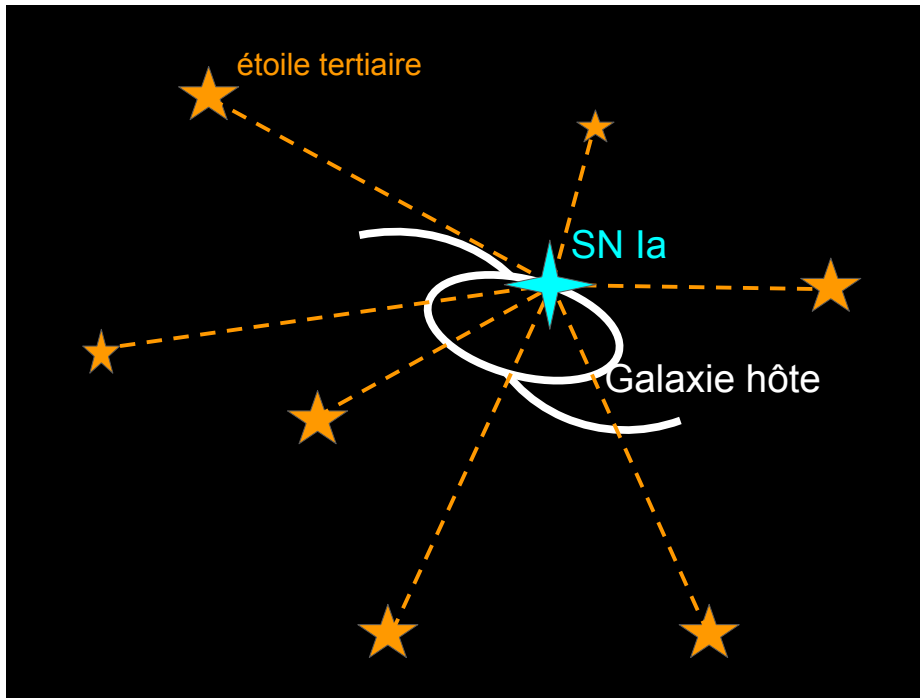


Figure 3.5 – Illustration du principe de la photométrie différentielle, où sur chaque image on calcule le rapport entre le flux mesuré de la SN Ia et le flux mesuré des étoiles tertiaires (en unités numériques). Le rapport entre le flux des étoiles tertiaires et les étoiles primaires et secondaires calibrées est obtenu plus tard, permettant de donner une valeur en unités physique du flux des tertiaires dans les images contenant une SN Ia, et donc d'étalonner le flux des SNe Ia.

En considérant que le flux des étoiles tertiaires est en moyenne stable avec le temps, on obtient une mesure de flux de la SN Ia directement relié au flux moyen d'un système standardisable.

3.6.3 Étalonnage des mesures

Le flux mesuré par un CCD est exprimé en unités de l'ADC qui a numérisé le signal (ADU⁹), or l'étude des SNe Ia nécessite l'estimation de quantités en unités physiques, typiquement des flux en erg/s/m^2 ¹⁰. La conversion directe nécessiterait une connaissance parfaite de la transmission de l'instrument, de l'efficacité quantique du CCD, et de la transmission de l'atmosphère, ce qui est en pratique extrêmement difficile à obtenir. Dans les faits, le rapport de flux entre les SNe Ia et les étoiles tertiaires présenté dans les sections précédentes permet de résoudre ce problème, il ne reste en effet qu'à étalonner le flux des étoiles tertiaires, supposé en moyenne constant. Pour ce faire, on effectue une campagne de calibration, en mesurant le flux des tertiaires et en le comparant au flux d'étoiles standard, dont le flux a été préalablement calibré en unités physiques (nous donnons les détails de cette calibration dans le chapitre 6). On connaît ainsi le flux émis par les étoiles tertiaires dans les images

⁹Analogic Digital Unit

¹⁰ $1\text{erg} = 10^{-7}\text{J}$

sur lesquelles se trouvent notre SN Ia en unités physiques, et comme nous avons accès au rapport entre le flux de ces étoiles et le flux de la SN Ia, on obtient le flux de la SN Ia en unités naturelles dans chaque image.

3.7 Les modèles spectrophotométriques

Pour comparer les SNe Ia entre elles, leurs flux doivent être exprimés de la même manière. La quantité habituellement utilisée comme base de standardisation pour toutes les SNe Ia est le flux dans la bande B du référentiel dans lequel la SN Ia est au repos au maximum de luminosité (t_0), soit :

$$\phi_B(t_0) = \int S(\lambda, t_0) \times T_B(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda \quad (3.3)$$

Or, Une partie de l'analyse cosmologique des supernovae de type Ia consiste donc à obtenir le $\phi_B(t_0)$ pour toutes les SNe Ia d'un relevé grâce aux mesures de différents points de sa courbe de lumière dans différentes bandes spectrales en interpolant ces valeurs à $t = t_0$ et dans la bande B du référentiel propre à la SN Ia.

On peut modéliser à un instant t le flux ϕ_b (en e^-/m^2) d'une SN Ia de spectre $S(\lambda)$ (en $\text{W}/\text{m}^2/\text{\AA}$) à un redshift z dans son référentiel propre, mesuré par un télescope et une caméra dans une bande spectrale b ayant une transmission $T_b(\lambda)$ (en e^-/γ) comme :

$$\phi_b(t) = \int S(\lambda \times (1+z), t) \times T_b(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda \quad (3.4)$$

où on a supposé que les variations de transmission de l'instrument avec le temps étaient faibles en comparaison du spectre de la SN Ia.

3.7.1 Interpolation des flux restframe

On peut utiliser les équations 3.4 et 3.3 pour montrer que l'on peut transférer une mesure de flux ϕ_b faite à l'aide d'un instrument T_b du référentiel de l'observateur en une mesure de flux ϕ_B faite à l'aide d'un instrument T_B dans le référentiel de la supernova de la manière suivante :

$$\phi_B = \phi_b \times \frac{\int S(\lambda, t) \times T_B(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda}{\int S(\lambda \times (1+z), t) \times T_b(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda} \quad (3.5)$$

Ce transfert est appelé *Correction K*. La valeur du facteur de correction dépend en principe du spectre de la SN Ia, qui n'est pas connu *a priori*, car si il l'avait été, la photométrie des SNe Ia aurait été inutile et les distances pourraient directement être extraites de ce dernier. La correction K dépend donc des incertitudes présentes sur le modèle de spectre utilisé pour la SN Ia (dont nous discutons de l'élaboration dans la suite). Cet impact dépend en réalité du chevauchement entre filtre de l'observateur et le filtre B dans le référentiel de la SN Ia. La

figure 3.6 illustre le phénomène. À bas redshift (3.6a) le chevauchement entre le filtre B dans le référentiel de l'observateur et celui du référentiel de la SN Ia (et donc la précision de la correction K) est très important. Ce chevauchement diminue au fur et à mesure que les SNe Ia sont observés à des redshifts importants, jusqu'à devenir presque nul vers $z = 0.25$ (3.6b). Mais dans ce cas, l'utilisation du filtre V par l'observateur permet un chevauchement presque parfait avec le filtre B de la SN Ia. Cette généralisation de la correction K , initialement utilisée pour deux bandes semblables (mis à part l'effet de redshift) a été pour la première fois introduite dans KIM et al. (1996). C'est en fait lorsque la bande B du référentiel de la SN Ia au repos se trouve entre deux bandes de l'observateur que le spectre a le plus d'impact sur la correction K . Plutôt que la précision sur le spectre de la SN Ia en lui-même c'est en réalité la précision sur la pente de ce dernier (la couleur) qui comptera, comme l'a montré P. NUGENT et al. (2002).

3.7.2 Modèles empiriques de courbes de lumière

Construire le diagramme de Hubble des SNe Ia nécessite donc de reconstruire le flux de toutes les SNe Ia dans une même bande restframe, le plus souvent la bande B au maximum de luminosité de la SN Ia, nécessitant une interpolation des données prises (tant en longueur d'onde qu'en temps), cette interpolation est produite à l'aide d'un modèle spectrophotométrique des SNe Ia. De plus, comme on l'a vu dans la section 2.8, pour réduire au mieux la dispersion des résidus du diagramme de Hubble, on doit également extraire des courbes de lumières des SNe Ia la couleur c et le facteur d'étirement s . Pour cela on utilise un modèle des courbes de lumières ayant également ces derniers comme paramètres libres, qui seront ajustés pour chaque SN Ia à des données échantillonnant arbitrairement l'espace phase - fréquence.

a SALT2

Un exemple de modèle spectrophotométrique largement utilisé pour la mesure du diagramme de Hubble des SNe Ia est le modèle SALT2 (GUY et al., 2007), que nous allons détailler tel qu'utilisé dans le cadre de l'analyse JLA (BETOULE et al., 2014). SALT2 paramétrise la distribution spectrale en énergie (SED) d'une SN Ia dans son référentiel au repos de la manière suivante :

$$F(\text{SN}, p, \lambda) = X_0 \times [M_0(p, \lambda) + X_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp[cCL(\lambda)] \quad (3.6)$$

où p et λ sont respectivement le temps depuis la date du maximum de luminosité dans la bande B (la phase) et la longueur d'onde dans le référentiel de la SN Ia. M_0 est le spectre moyen des SNe Ia, tandis que M_1 est un composant décrivant principalement la variabilité du spectre avec le facteur d'étirement des SNe Ia. $CL(\lambda)$ représente la loi de correction du spectre due à la couleur c de chaque SN Ia. Enfin, x_0 est la normalisation du spectre de la SN Ia et x_1 peut être relié à son facteur d'étirement s ou encore à son taux de décroissance

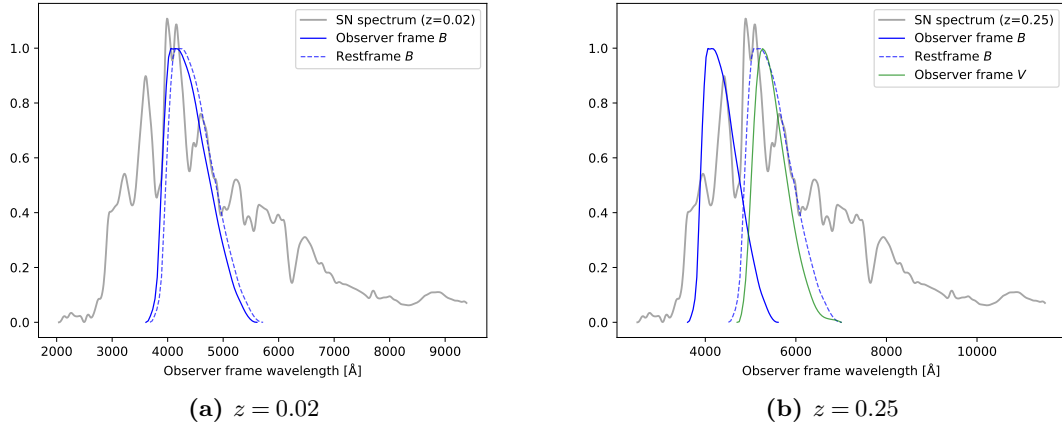


Figure 3.6 – Spectres de SNe Ia à (a) $z = 0.02$ et (b) $z = 0.25$ et courbes de transmission des filtres B et V dans le référentiel de l’observateur (traits pleins) et dans le référentiel de la SN Ia (tirets).

Δm_{15} (voir [GUY et al. \(2007\)](#) section 5). M_0 et M_1 sont décomposés sur une base de splines bidimensionnelles du troisième ordre de dimension 10×120 (10 pour l’axe des temps, 120 pour l’axe en longueur d’onde) pour M_0 et 10×60 pour M_1 . $CL(\lambda)$ est également commun à toutes les SNe Ia et est décrit par un polynôme du troisième degré. $M_0(\lambda)$, $M_1(\lambda)$ et $CL(\lambda)$ sont empiriques et doivent être déterminés sur les données : c’est ce qu’on appelle l’entraînement du modèle spectrophotométrique. Les paramètres x_0 , x_1 et c sont en revanche spécifiques à chaque SN Ia.

Ce modèle spectrophotométrique des SNe Ia a besoin d’être entraîné sur des données de qualité, notamment pour contraindre les paramètres de $M_0(\lambda)$, $M_1(\lambda)$ et $CL(\lambda)$ entre 200nm et 920nm. Pour ce faire, le modèle est entraîné sur des données photométriques et spectroscopiques. Comme SALT2 ne modélise pas directement des distances, il suffit simplement que les SNe Ia de son lot d’entraînement soient bien mesurées, incluant les SNe Ia très proches ne faisant pas partie du flot de Hubble, mais également les SNe Ia à haut redshift, pour lesquelles aucun autre estimateur ne peut évaluer la distance. Dans [BETOULE et al. \(2014\)](#) le lot d’entraînement de SALT2 contient des données photométriques (courbes de lumières) et spectroscopiques (spectres) d’environ 400 SNe Ia en provenance des relevés SDSS et SNLS et d’une miriade de relevés à bas redshift. Dans les deux cas les SNe sont sélectionnées pour faire partie du lot d’entraînement en fonction de leur redshift pour éviter les biais de sélection (que nous évoquerons plus tard), en fonction de la qualité des courbes de lumière décrite par l’incertitude sur la date du maximum de luminosité de la SN Ia ou sur le facteur d’étirement, et enfin en fonction de l’écart des paramètres de la courbe de lumière (couleur et facteur d’étirement) par rapport à la supernova "moyenne" pour éliminer les événements particuliers.

L’intérêt d’un entraînement effectué avec des SNe Ia à haut redshift réside dans le fait que le spectre dans la bande U de la SN Ia peut être contraint grâce à des données spectroscopiques dans une bande plus rouge de l’observateur, évitant ainsi l’importante incertitude sur l’absorption de l’atmosphère dans l’ultra-violet. Cette partie du spectre est essentielle lors de l’analyse de SNe Ia très lointaines ($z > 0.8$). De plus, entraîner le modèle

sur des SNe Ia à haut redshift permet d'étudier d'éventuelles variations de leur comportement en fonction du redshift.

Une fois le modèle entraîné, on a accès aux coordonnées m_B^* , x_1 et c pour chaque SN Ia du lot d'analyse cosmologique, ainsi qu'une surface M_0, M_1 et à la loi de couleur décrivant le comportement général de la famille d'événements, permettant de dériver les distances de luminosité de chacune d'elles.

On note que le modèle ne constitue pas une description complète des données. Ainsi, après ajustement, la variabilité résiduelle ne peut être expliquée par les seules erreurs de mesure. Un second modèle, dit "modèle d'erreur", est ajusté aux résidus pour prendre en compte cette variabilité résiduelle. Ce modèle d'erreur est alors utilisé pour repérer les mesures dans le premier ajustement de manière à ne pas attribuer un poids élevé à des mesures pour lesquelles le modèle est incertain et à ne pas sous-estimer les incertitudes sur les paramètres ajustés du modèle.

3.7.3 Estimation des distances

À partir des paramètres mesurés sur chaque supernova, il est possible de reconstruire un estimateur de leur distance, grâce aux corrélations évoquées dans 2.8, de la manière suivante :

$$\mu = m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - \mathcal{M} \quad (3.7)$$

où μ est le module de distance, tel que $\mu = 5 \log_{10}(d_L)$. α , β , et \mathcal{M} sont des paramètres de nuisance dans l'estimation de distance et représentent respectivement les relations de *brighter-slower*, *brighter-bluer* et la magnitude absolue moyenne des SNe Ia dans la bande B de leur référentiel à la détermination de H_0 près ($\mathcal{M} = M_B + 5 \log_{10} H_0$ ¹¹). Ces paramètres sont ajustés en même temps que la cosmologie (contenue dans μ).

3.8 Sources d'incertitudes

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, la détermination des paramètres cosmologiques tels que le paramètre d'état de l'énergie noire w dépend principalement de la différence entre la distance moyenne des SNe Ia à bas redshift, et celle des SNe Ia à haut redshift. Ainsi une incertitude sur les distances obtenues sur les SNe Ia implique directement une incertitude sur les paramètres cosmologiques. Qui plus est, un biais sur les distances dépendant du redshift impliquerait une erreur directe sur l'estimation des paramètres cosmologiques. On liste ici les principales sources d'incertitudes statistiques et systématiques associées à l'analyse cosmologique des SNe Ia.

¹¹Les SNe Ia mesurant des rapports de distance, leur luminosité absolue est inconnue à un facteur de H_0 près.

3.8.1 Statistiques

Les incertitudes statistiques présentent un impact du fait que le nombre de SNe Ia utilisées dans les analyses cosmologiques n'est pas infini et des incertitudes de mesure, et cause ainsi une dispersion des modules de distances du diagramme de Hubble, limitant la précision de l'ajustement d'une cosmologie à ce dernier. On range dans cette catégorie différentes sources ayant toutes comme point commun le fait que leur incertitude globale diminue avec le nombre de SNe Ia mesurées.

a Bruit de photons et de lecture

La mesure d'un flux de photons implique un bruit de grenaille, pouvant être modélisé par un processus de Poisson. Ainsi, la variance du nombre de photons mesurés dans le CCD est égale à sa valeur moyenne ($\text{var}(N_\gamma) = \langle N_\gamma \rangle$). Or, lorsque l'on veut mesurer le flux d'une SN Ia ϕ_{SN} , on mesure en réalité la somme de ce dernier additionnée au fond de ciel ϕ_{back} et à la contribution de la galaxie hôte ϕ_{host} . Le rapport signal/bruit lors de la mesure du flux d'une SN Ia est ainsi :

$$S/N \equiv \frac{\phi_{\text{SN}}}{\sqrt{\text{var}(f)}} \quad (3.8)$$

$$\equiv \frac{\phi_{\text{SN}}}{\sqrt{\phi_{\text{SN}} + \phi_{\text{back}} + \phi_{\text{host}}}} \quad (3.9)$$

Le rapport signal sur bruit évolue ainsi théoriquement comme la racine du temps d'exposition si les contributions du fond de ciel et de la galaxie hôte sont faibles en comparaison du flux de la SN Ia (SNe Ia proches), ce n'est en revanche plus le cas pour les supernovae lointaines, moins brillantes, et dans des galaxies de taille angulaire apparente plus faible.

Au bruit de photons on peut également ajouter le bruit de lecture, ce dernier est un bruit expérimental et dépend du capteur utilisé, de son électronique et de sa vitesse de lecture (si un CCD est lu rapidement le bruit de lecture sera plus important). Il ne dépend pas du flux mesuré. Ici, plus le flux de la supernova est important, plus la contribution du bruit de lecture est faible, favorisant ainsi des temps d'exposition plutôt longs.

b Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia

Comme on l'a déjà abordé dans le chapitre 1, le redshift mesuré pour une SN Ia est une combinaison de la vitesse d'éloignement dû à la loi de Hubble ainsi que de la vitesse particulière de l'objet. Cette dernière possède en effet une dispersion typique $\sigma_v \sim 300\text{km/s}$, dont l'impact augmente quand le redshift diminue. Dans l'approximation d'un redshift faible,

ayant donc $\mu \sim 5 \log(cz/H_0)$ on peut propager cette incertitude sur la vitesse particulière en une incertitude sur le module de distance comme :

$$\sigma_{\mu|z} = \frac{5\sigma_v}{cz \log(10)}. \quad (3.10)$$

Ceci donne lieu à une incertitude sur le module de distance d'une SN Ia située à un redshift $z = 0.01$ de 0.1mag. Les SNe Ia de redshift $z < 0.01$ sont exclues de l'analyse cosmologique pour cette raison.

c Le lentillage gravitationnel

Les variations de densité dans l'univers donnent également lieu à une déviation des rayons émis par des sources comme les SNe Ia par la matière présente sur la ligne de visée, on appelle ce phénomène le lentillage gravitationnel. En fonction de la distribution de matière sur la ligne de visée, un observateur peut mesurer un flux plus important que ce qu'il aurait été sans matière grâce à une convergence des rayons, c'est la *magnification*, ou au contraire mesurer un flux plus faible à cause d'une divergence des rayons, c'est la *dé-magnification*. Cela donne donc lieu à une incertitude supplémentaire sur les flux mesurés, et donc sur la distance inférée des supernovae. De plus, cette incertitude augmente avec la quantité de matière possible sur la ligne de visée, et donc avec le redshift. Ainsi la valeur de $\sigma_{\text{lens}} = 0.055 \times z$ est suggérée par [JÖNSSON et al. \(2010\)](#).

d Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia

Une fois toutes les sources d'incertitude statistique prises en compte, il reste une dispersion intrinsèque de la luminosité absolue des SNe Ia non incluse dans la paramétrisation des modèles spectrophotométriques. Une valeur de 14% est obtenue des résidus au diagramme de Hubble. C'est cette dispersion intrinsèque qui est aujourd'hui la plus grande source d'incertitude statistique et qui motive la mise en place de nouveaux relevés de supernovae de type Ia pour contraindre de manière efficace les paramètres cosmologiques.

Par ailleurs, les modèles récents de de SN Ia peuvent donner des valeurs de l'ordre de 10% (e.g. SNEMO ([SAUNDERS et al., 2018](#)) et SUGAR (Léget et al. in prep). De son côté l'étude de paires de SNe Ia jumelles (spectres au maximum similaires) mesurées avec la SNfactory montre que ces dernières ont une dispersion de 8%.

3.8.2 Systématiques

La particularité des incertitudes systématiques est qu'elles sont une source d'erreur et de biais dans la cosmologie, et que l'augmentation du nombre de SNe Ia utilisées dans l'analyse

ne permet pas de réduire directement leur effet. Elles impliquent le plus souvent un éventuel biais dans l'estimation des modules de distance des SNe Ia qui dépend du redshift, ayant ainsi un impact fort sur la détermination des paramètres cosmologiques.

a Erreurs de modélisation

Incertitudes du modèle spectrophotométrique

Les données disponibles pour l'entraînement du modèle spectrophotométrique SALT2 ne couvrent pas l'ensemble de l'espace des phases et sont associées à une dispersion intrinsèque que l'on modélise en fonction de la longueur d'onde. Cela pose le problème de savoir si l'entraînement du modèle permet une évaluation non-biaisée des vrais paramètres. Dans le cas de SALT2, MOSHER et al. (2014) a montré à l'aide de simulations que dans le cas d'un lot d'entraînement "idéal" (espace des phases finement échantillonné) et d'un lot de test idéal on était en mesure de retrouver les paramètres d'entrée de la simulation. Ce n'est en revanche pas le cas lorsque l'on utilise un lot d'entraînement et de test réaliste d'une analyse cosmologique comme JLA : l'entraînement échoue à retrouver les paramètres d'entrée de la simulation (particulièrement dans l'UV), ce qui conduit à une incertitude du modèle spectrophotométrique et donc une incertitude sur l'évaluation des distances, évaluée dans MOSHER et al. (2014) à environ 0.03mag. La diminution de cette incertitude passerait par l'obtention de lots d'entraînement plus importants et échantillonnant mieux l'espace des phases, surtout dans des régions aujourd'hui peu contraintes.

Dépendance environnementale

Comme décrit dans la section précédente, la luminosité intrinsèque semble dépendre de ses caractéristiques environnementales. Comme ces dernières varient en fonction du redshift, ne pas corriger cette dépendance implique un biais dans l'estimation des paramètres cosmologiques. Les analyses cosmologiques récentes comme JLA corrigent la luminosité intrinsèque du mass step en ajoutant à l'estimateur de distance 3.7 un terme Δ_M représentant la différence de magnitude absolue entre les SNe Ia contenues dans des galaxies de masse stellaire inférieure à $10^{10}M_\odot$ ¹² et les autres :

$$\mu = m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - M_B + \Pi_M \Delta_M \quad (3.11)$$

avec $\Pi_M = 0$ pour les SNe Ia dont l'hôte a une masse inférieure à $10^{10}M_\odot$, et 1 sinon.

Cependant les études récentes tendent à montrer que la masse stellaire n'est pas la bonne variable explicative, préférant des variables locales comme le LsSFR. RIGAUULT et al. (2018) fait ainsi état d'un biais de 3% dans l'estimation du paramètre w_0 de l'équation d'état de l'énergie noire dans le cas d'une analyse cosmologique de prochaine génération (ZTF + LSST + Euclid) n'implémentant que la correction d'un mass step constant avec le redshift.

¹²Masses solaires

b Systématiques instrumentales

Biais de Malmquist

Dans l'analyse d'un relevé de SNe Ia, qui plus est limité en flux, la sélection des événements mène à l'apparition d'un biais de sélection, principalement dû au fait que les objets intrinsèquement plus brillants sont plus facilement sélectionnés que les autres, on nomme ce biais le biais de Malmquist. Ce dernier est théoriquement corrigé lors de l'analyse en comparant les modules de distances ajustés pour des lots de SNe Ia simulés avec les valeurs en entrée de simulation. Mais la sélection des événements est un procédé complexe faisant appel en particulier à des décisions humaines, lesquelles sont difficiles à simuler. La correction du biais de Malmquist est donc affublée d'une incertitude qui dépend de la complexité de la stratégie de sélection utilisée, et donc du relevé.

Extinction sur la ligne de visée

Toutes les mesures de flux doivent être corrigées de l'extinction due aux poussières dans la Voie Lactée. Cette dernière a été historiquement caractérisée par [CARDELLI et al. \(1989\)](#) en comparant la couleur apparentes d'étoiles de même type spectral mais à des lignes de visée différentes.

Des cartes de profondeurs optiques de poussières ont ensuite été établies grâce aux données infrarouge d'avant-plan des relevés de caractérisation du fond diffus cosmologiques (cité [Cardelli 1989](#) avec les données de COBE). La conversion entre la profondeur optique de poussières et l'extinction est faite à une précision de l'ordre de 10%.

Incertitudes de calibration

La dernière contribution majeure à l'incertitude systématique globale sur les modules de distance des SNe Ia réside dans la calibration des mesures. On peut résumer cette calibration en deux jeux de paramètres : le premier étant la normalisation des bandes spectrales utilisées dans le relevé (les points zéro), la deuxième étant la longueur d'onde moyenne de chaque filtre, donnant une information sur la forme de ce dernier. La stratégie actuelle de calibration du point zéro, qui sera décrite dans le chapitre 6, donne lieu à une incertitude relative sur la normalisation de chaque bande passante d'environ 5mmag.

Le problème étant que les SNe Ia sont observées dans des bandes différentes à bas et à haut redshift. Une erreur de 5mmag sur la normalisation de la bande passante bleue par rapport à une bande passante infrarouge se traduit d'une part par une erreur équivalente sur la magnitude bleue restframe d'une SN Ia proche par rapport à une SN Ia lointaine, mais fausse également l'entraînement du modèle spectrophotométrique, biaisant ainsi les couleurs restframe reconstruites, donnant lieu à une incertitude de 2% sur les modules de distances ($0.5 \times (1 + 3)$, étant donné que $\beta \sim 3$) entre $z = 0$ et $z = 1$ soit un biais sur le paramètre d'état de l'énergie noire de 4%. Nous décrivons en détail l'impact des incertitudes de calibration sur l'estimation des paramètres cosmologique dans le chapitre 5.

3.8.3 Importance relative des différentes sources d'incertitude

On compare dans cette section l'impact de chacune des incertitudes décrites précédemment sur les performances de l'analyse JLA (BETOULE et al., 2014), et notamment sur l'incertitude totale de Ω_m . Les contributions principales sont résumées Table 3.1.

On remarque que les incertitudes statistiques représente 51.6% de l'incertitude totale sur Ω_m et sont donc majoritaire. Ce constat motive l'organisation de nouveaux relevés de SNe Ia comme le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) au Chili. Nous détaillons dans le chapitre suivant comment LSST pourra drastiquement augmenter la population du diagramme de Hubble des SNe Ia, et par la même réduire la contribution de la statistique à l'incertitude totale sur les paramètres cosmologique.

L'incertitude sur la calibration est la principale source de systématiques dans JLA, représentant 76% de ces dernières, et 37% de l'incertitude totale sur la détermination du paramètre Ω_m . Avec l'augmentation drastique de la statistique promise par les relevés de nouvelle génération comme LSST, la calibration sera vraisemblablement le facteur limitant lors la détermination des paramètres cosmologiques avec les supernovae de type Ia. Nous évaluons plus précisément son impact dans le chapitre 5 dans le cadre de LSST.

Tableau 3.1 – Contributions de chacune des sources d'incertitudes dans le bilan total de l'incertitude sur Ω_m , tirées de BETOULE et al. (2014).

Sources d'incertitude	$\sigma_x(\Omega_m)$	% de $\sigma^2(\Omega_m)$
Calibration	0.0203	36.7
Extinction de la Voie Lactée	0.0072	4.6
Modèle de courbe de lumière	0.0069	4.3
Biais de sélection	0.0040	1.4
Relation environnementale	0.0038	1.3
Stat	0.0241	51.6

4

L'EXPÉRIENCE LSST

Sommaire

4.1	Les principales composantes du relevé	62
4.1.1	Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies	62
4.1.2	BAO	62
4.1.3	Les SNe Ia	63
4.2	Détails des éléments de l'expérience	64
4.2.1	Le télescope	64
4.2.2	La caméra	65
4.2.3	Les filtres	65
4.2.4	Stratégie de prise de données	66
4.3	Spécificités du relevé SN	66
4.3.1	La composante profonde du relevé	66
4.3.2	Cadence	67
4.3.3	Nombre de SNe Ia et perspectives	69

Le prochain grand relevé de SNe Ia sera effectué par le Large Synoptic Survey Telescope (LSST¹). Ce dernier a pour but de produire l'image la plus vaste et profonde de l'univers dans le domaine visible en observant régulièrement la totalité du ciel accessible. Cette technique d'observation convient ainsi parfaitement à la création de courbes de lumières de SNe Ia mais les objectifs scientifiques de LSST sont diverses : en plus de l'étude de la matière noire et de l'énergie noire, le projet LSST a pour but de dresser un inventaire des divers corps présents dans le système solaire (notamment les géocroiseurs), la recherche et l'observation d'événements transitoires dans l'optique, dont d'éventuelles contreparties optiques de collisions de trous noirs et d'étoiles à neutrons, en réponse aux alertes lancées par les expériences LIGO² et Virgo³ et enfin effectuer une cartographie de la Voie Lactée dans le domaine visible.

Nous nous concentrons dans ce travail sur la composante "Énergie et matière noire" de LSST et une grande partie des informations présentes dans ce chapitre proviennent de [IVEZIĆ et al. \(2008\)](#).

Il est également à noter que certaines spécificités du relevé sont encore en discussion, et sont donc susceptibles de changer d'ici le démarrage du relevé fin 2022. Le relevé est prévu pour une durée de 10 ans avec avant cela une période d'un an destinée à la vérification du bon fonctionnement des systèmes.

¹<https://www.lsst.org/>

²<https://www.ligo.caltech.edu/>

³<http://public.virgo-gw.eu>

4.1 Les principales composantes du relevé

LSST a été conçu pour pouvoir utiliser plusieurs sondes pour contraindre les paramètres cosmologiques grâce à l'énorme volume d'univers observé ainsi que la qualité de la photométrie et des mesures de formes qu'il fournira. Les différentes incertitudes systématiques associées à ces sondes peuvent être intercalibrées en combinant ces dernières.

Les principales sondes cosmologiques dans le cadre de LSST sont le lentillage gravitationnel faible, les amas de galaxies, les BAO et les supernovae de type Ia.

4.1.1 Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies

Le lentillage gravitationnel produit un effet de cisaillement de la forme apparente des galaxies, le "*cosmic shear*". Mesurer ce dernier en fonction du redshift permet de sonder la distribution de masse en fonction du redshift et ainsi sonder en même temps l'expansion de l'univers et la croissance des structures qui le composent, toutes deux sensibles à la répartition du contenu énergétique de l'univers. La mesure du cosmic shear permet de contraindre le spectre de puissance de la matière dans différents intervalles de redshift tels que $z < 3$. La principale difficulté d'une telle analyse est que le cisaillement provoqué par le lentillage gravitationnel est très subtil, et une modélisation fine de la PSF associée à chaque image est nécessaire.

En produisant un catalogue des coordonnées, du redshift et du flux émis par une vingtaine de milliards de galaxies, LSST sera à même d'étudier leur répartition dans l'univers. Ces données apporteront une information sur la croissance des structures dans l'Univers, pouvant être comparée à des simulations. Ces simulations restent difficiles à réaliser, impliquant une modélisation non-linéaire aux grandes échelles et des processus complexes comme la modélisation de la physique des baryons aux petites échelles.

Enfin, ce catalogue permettra de tester la validité du *Principe cosmologique*, en mesurant l'isotropie et l'homogénéité de l'univers.

4.1.2 BAO

Parmi les mesures pouvant être réalisées à partir d'un tel catalogue on retrouve les oscillations acoustiques de baryons, dont la contrainte qu'elles apportent sur la cosmologie et plus particulièrement l'énergie noire a été abordée dans le premier chapitre.

Pour l'étude du lentillage gravitationnel ainsi que l'étude des grandes structures de l'Univers et des BAO, une estimation du redshift de chaque objet est nécessaire. Or le nombre d'objets à caractériser de même que le fait que beaucoup seront éloignés et donc de faible luminosité apparente rend impossible l'obtention d'un redshift spectroscopique pour la totalité ou partie de ce catalogue.

Pour obtenir une estimation du redshift on utilisera les mesures effectuées dans au moins 5 bandes spectrales, et, au moyen d'une hypothèse de modèle du spectre de chaque objet, on estime le redshift photométrique à partir du rapport des flux mesurés dans chaque bande. Cette méthode ne permettra toutefois pas d'obtenir des redshifts à une précision équivalente au redshift spectroscopique (10^{-4} pour le redshift spectroscopique contre $\sim 1\%$ pour le redshift photométrique). L'analyse des BAO pouvant être réalisée avec les données de LSST sera ainsi moins performante que celle produite avec les données de DESI, qui mesurera des redshifts spectroscopiques.

4.1.3 Les SNe Ia

La faculté que LSST aura de scanner la totalité du ciel de manière régulière dans différentes bandes passantes convient parfaitement à la stratégie de rolling search des SNe Ia telle qu'elle a été évoquée dans le chapitre précédent. LSST pourra donc sonder un grand volume d'univers et accumuler les données nécessaires à la construction de courbes de lumières multibandes pour un très grand nombre de SNe Ia.

Le principal prérequis sur la stratégie d'observation de LSST pour que les courbes de lumière des SNe Ia délivrées soient utilisables dans une analyse cosmologique est que le télescope observe la même zone du ciel dans différents filtres avec une période de l'ordre de quelques jours pour pouvoir contraindre les différents paramètres de chaque SN Ia, dont notamment son maximum de luminosité. L'autre point qui demandera une attention particulière lors de l'analyse est qu'il sera impossible d'effectuer un suivi spectroscopique des SNe Ia. Dans ces conditions, leur redshift sera obtenu a posteriori par spectroscopie des galaxies hôtes mais leur classification reste un défi. Les solutions actuellement en discussion évoquent l'utilisation d'autres grands relevés spectroscopiques pour obtenir le spectre du plus de SNe Ia possible (environ 10% du nombre total de SNe Ia), mais aussi la mise en place d'outils de machine learning permettant de classer les supernovae grâce aux seules données photométriques (de la même manière que l'obtention du redshift photométrique), en utilisant les données spectroscopiques acquises comme lot d'entraînement.

Un des problèmes associés à cette approche est que le lot de données spectroscopiques sur lesquelles ces modèles seraient entraînés est de très petite taille en comparaison du nombre de SNe Ia qu'il faudra caractériser.

4.2 Détails des éléments de l'expérience

4.2.1 Le télescope

Dans un souci de compacité permettant de réduire les contraintes mécaniques générés par les nombreux pointés que fera LSST, le télescope est composé de trois miroirs : la lumière incidente est collectée par un miroir primaire annulaire de 8.4m (M1) de diamètre extérieur et de 5m de diamètre intérieur, donnant une surface de collection de lumière équivalente à celle d'un miroir plein d'environ 6.4m de diamètre.

Les rayons sont ensuite dirigés sur un miroir convexe de 3.4m de diamètre (M2), puis vers un miroir concave de 5m de diamètre complémentaire au miroir primaire (M3).

Ce dernier dirige les rayons vers trois lentilles corrigeant les aberrations chromatiques et aplatisant l'image au niveau du plan focal. Les miroirs M1 et M3 sont fabriqués dans un seul et même substrat.

Le complexe abritant le télescope est en construction sur le sommet du mont Cerro Pachón (voir figure 4.1 dans le nord du Chili (latitude : $30^{\circ} 14' 40.68''$ Sud ; longitude : $70^{\circ} 44' 57.90''$ Ouest, altitude : 2652 m). Le bâtiment comprend également des installations permettant de refaire le coating des miroirs ainsi qu'une chambre propre pour entretenir la camera.



Figure 4.1 – Photographie du bâtiment abritant LSST datant de mars 2019. Le dôme en lui même abritant le télescope et en construction.

4.2.2 La caméra

La caméra qui sera utilisée par LSST est un plan focal plat de 3.2 Gigapixel, répartis en 189 CCDs $4k \times 4K$ composés de pixels de $10\mu m \times 10\mu m$ (voir Figure 4.2 pour un diamètre total de 64 cm. Le champ total de la caméra est de 9.6deg^2 , chaque pixel ayant ainsi une taille angulaire de $0.2 \times 0.2 \text{ arcsec}^2$. Les CCDs sont maintenus à une température de 173 K. Les CCDs sont rassemblés dans des "rafts" 3×3 conçus pour être retirés facilement du plan focal si nécessaire. Chacun des 21 rafts accueillera 3 cartes électroniques (REB) qui paralléliseront la lecture des CCDs en canaux de un million de pixels chacun.

Cette parallélisation permet une lecture du plan focal entier en 2 secondes, une vitesse de lecture importante étant nécessaire à la réalisation de la haute cadence promise par LSST. Pour que cette vitesse de lecture soit atteinte sans que la qualité des mesures ne soit impactée, des circuits intégrés dédiés ont été développés au LPNHE, les ASPIC (Analog Signal Processing Integrated Circuit, (ANTILOGUS et al., 2017)), permettant de lire les CCDs avec une linéarité meilleure que 0.1%, un bruit inférieur à 3 électrons et une contamination inter-canaux inférieure à 0.02%.

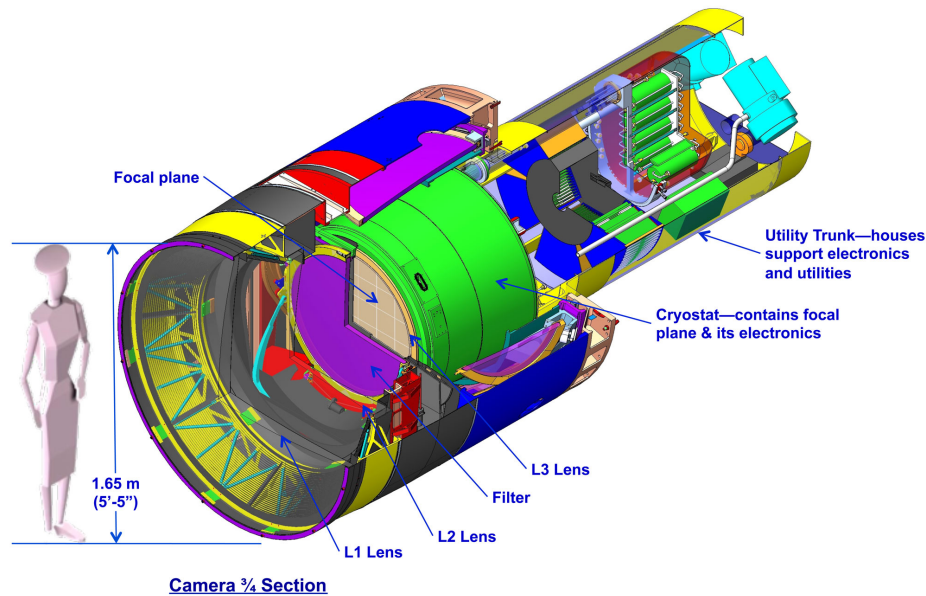


Figure 4.2 – Vue en coupe de la caméra de LSST

4.2.3 Les filtres

Le corps de la caméra contient aussi un obturateur mécanique et un carrousel pouvant tenir 5 des 6 larges filtres optiques de LSST *ugrizy* dont on peut voir les courbes de transmission sur la Figure 4.3. Ce système permet de changer un filtre en 2 minutes : à titre de comparaison avec un télescope de dimensions similaires, le temps nécessaire pour changer un filtre sur

la caméra Hyper Suprime-Cam⁴ du télescope Subaru⁵ est de l'ordre de 30 minutes. Ainsi un changement de filtre implique une perte d'environ 5% du temps d'observation de la nuit au lieu de 0.3% dans le cas présent. Cela permet de pouvoir changer de nombreuses fois de filtres dans une seule nuit, permettant la mesure de couleurs en une seule nuit ainsi que l'élaboration de courbes de lumières mieux échantillonnées dans chaque bande spectrale. Le sixième filtre peut, lui, remplacer n'importe lequel des 5 autres lors d'une manoeuvre pouvant être accomplie durant la journée.

4.2.4 Stratégie de prise de données

Les conditions de la prise de données de LSST sont présentées dans le Science Requirements Document (SRD) (IVEZIĆ et THE LSST SCIENCE COLLABORATION, 2011), qui décrit les prérequis et les stratégies d'observation permettant la réalisation des objectifs scientifiques. Chaque visite du télescope sera associée à un temps d'exposition de 30 secondes pour réduire l'impact du bruit de lecture. Ce temps total d'exposition est divisé en deux images de 15 secondes, afin de rejeter efficacement les rayons cosmiques.

Chaque champ sera par ailleurs observé au moins deux fois au cours d'une même nuit pour améliorer la détectabilité d'événements transitoires rapides.

4.3 Spécificités du relevé SN

4.3.1 La composante profonde du relevé

À la composante Wide Fast Deep (WFD) du relevé, qui correspondra à environ 90% du temps d'observation de LSST, s'ajoute une composante très profonde constituée pointés récurrents de 5 à 10 champs distincts (50deg^2 - 100deg^2) avec des temps d'exposition intégrés de plusieurs centaines de secondes par visite. L'observation de ces champs appelés "Deep Drilling Fields" (DDF), représente de l'ordre de 10% du temps total d'observation. Cette composante est d'une importance capitale pour la complétude du relevé SN Ia de LSST car elle permettra de mesurer avec précision le flux émis par les SNe Ia explosant entre $z \sim 0.4$ et $z \sim 0.9$, ces données étant nécessaires au bras de levier de l'évolution des distances en fonction du redshift.

Aux redshifts visés par cette composante, seules les bandes *rizy* seront utilisées, les bandes bleues ne mesurant quasiment aucun flux.

⁴<https://www.naoj.org/Projects/HSC/>

⁵<https://subarutelescope.org/>

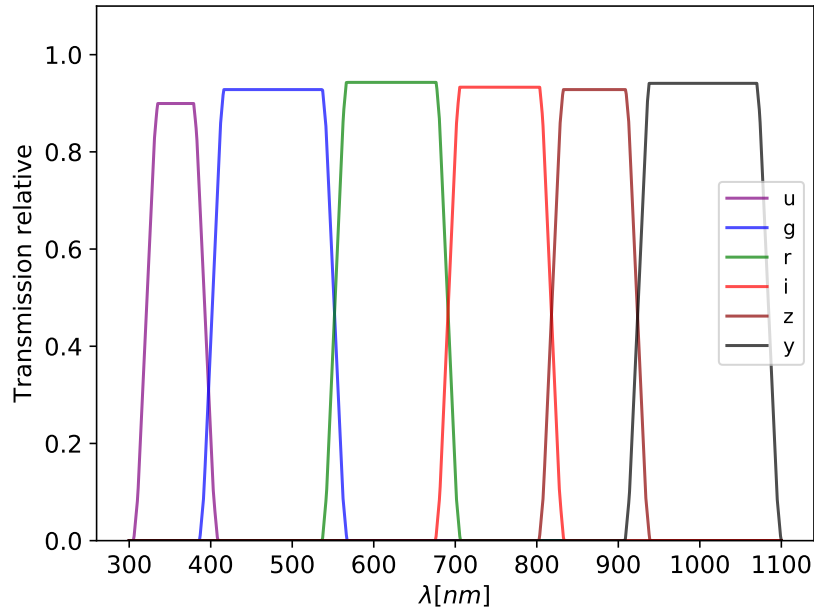


Figure 4.3 – Courbe de transmission des filtres interférométriques qui seront utilisés par LSST.

En termes d'expériences passées, on peut assimiler la composante WFD au relevé de SNe Ia de SDSS et la composante DDF au relevé de SNe Ia de SNLS.

4.3.2 Cadence

Plusieurs stratégies d'observation différentes ont été présentées et étudiées en détail dans [LOCHNER et al. \(2018\)](#) (WFD) et [SCOLNIC, LOCHNER et al. \(2018\)](#) (DDF), donnant chacune lieu à différentes cadences d'observation. Nous rappelons ici que la valeur de cette dernière, représentant l'écart moyen en jours entre deux visites successives d'un même champ dans un même filtre, impose une contrainte importante sur la qualité des courbes de lumière des SNe Ia observées, de la distance qu'on en dérive et ainsi de la précision des paramètres cosmologiques obtenus.

Parmi les différentes classes de stratégies existantes, nous prenons comme exemple les cadences basées sur le LSST Operation Simulator (OpSim, [DELGADO et al. \(2014\)](#)), un outil de simulation développé par le projet LSST, ainsi que les cadences basées sur l'outil de simulation Altsched, proposé par [ROTHCHILD et al. \(2019\)](#).

Les paramètres clefs dans l'élaboration de ces différentes stratégies sont :

- *Allocation globale des filtres* : Dans le cas de OpSim, la fraction du temps total "obturateur ouvert" pour les bandes u , g , r , i , z et y sont respectivement de $\sim 7\%$, 10% , 22% , 22% , 21% et 18% . Dans le cas de Altsched, en raison des faibles performances

attendues dans la bande y (faible transmission de l'instrument et brillance du ciel élevée), la moitié du temps d'observation alloué à cette dernière est répartie entre les autres bandes, donnant lieu à la répartition de 9%, 11%, 28%, 18% 26% et 9%.

- *Changements de filtre au cours d'une nuit* : Les stratégies basées sur **OpSim** essaient presque systématiquement de réduire le nombre de changements de filtres pour économiser le temps de l'opération au cours de la nuit. De son côté, **Altsched** observe des zones connexes proches du méridien par groupe. Une fois un groupe d'observations achevé, il scanne à nouveau le groupe mais cette fois dans un filtre différent, augmentant à l'occasion le nombre de changements de filtres.
- *Stratégie de la deuxième visite* : Comme on l'a vu dans la sous-section 4.2.4, une deuxième visite de tous les champs est prévue au cours de chaque nuit. Dans le cas de **OpSim**, cette deuxième visite est presque systématiquement effectuée dans le même filtre que la première, alors qu'elle s'effectue dans un filtre différent pour **Altsched**. La stratégie de **Altsched** se justifie particulièrement bien dans le cas des SNe Ia : en effet le flux de ces dernières n'évolue significativement que sur des échelles de temps de l'ordre de 1 à 2 jours. Dans ces conditions, la première et la deuxième visite ne peuvent être comptées que comme une seule lors du calcul de la cadence moyenne si elle sont effectuées en utilisant le même filtre.
- *Écarts entre deux visites* : Lors d'une analyse cosmologique, l'absence de données dans une même bande spectrale pendant un temps long peut dégrader fortement la qualité des courbes de lumières des SNe Ia, allant jusqu'à la rendre inutilisable pour les SNe Ia dont le pic de luminosité se trouve dans ce trou. L'évaluation de la qualité d'une cadence d'observation passe donc également par l'estimation de la fraction des écarts entre deux visites dans une même bande dépassant 15 jours.

Dans les faits, la cadence moyenne par filtre avec la stratégie **Altsched** est en moyenne 2 fois meilleure que la cadence obtenue avec la stratégie de **OpSim** (des valeurs précises pourront être trouvées dans le tableau 5.1 du chapitre suivant).

De plus, la fraction d'écart supérieur à 15 jours entre deux observations successives dans une même bande est inférieure à 10% pour toutes les stratégies dérivées de **Altsched**, alors qu'elle atteint 20% dans les meilleurs cas pour **OpSim**, et dépasse souvent les 30%.

Il faut noter qu'à l'heure de la rédaction de cette thèse, **OpSim** est capable d'émuler une stratégie de type "**Altsched**", améliorant de fait sa compétitivité. Ces mise-à-jour, non officielles, ne seront pas présentées ici.

4.3.3 Nombre de SNe Ia et perspectives

Avec la profondeur, la largeur et la durée de la composante WFD on sera en mesure de mesurer les courbes de lumière de plus de 3×10^5 SNe Ia, plus quelques 15 000 SNe Ia dans les champs profonds de la composante DDF. Ce nombre est à relativiser par le fait que nous n'aurons accès qu'à un nombre restreint de données spectroscopiques permettant l'identification des SNe Ia et la mesure précise du redshift.

Bien que des alternatives à ces données spectroscopiques soient en développement, on verra dans le chapitre suivant que même si l'on obtient un suivi spectroscopique pour $\approx 10\%$ des SNe Ia et que l'on limite l'analyse cosmologique à ces dernières, les incertitudes systématiques actuelles seront de loin le principal facteur limitant la précision avec laquelle les paramètres cosmologiques sont obtenus, plaçant particulièrement le défi de l'utilisation d'une telle statistique sur la calibration photométrique du flux des supernovae de type Ia.

5

IMPACT DE LA CALIBRATION SUR LA COSMOLOGIE OBTENUE À L'AIDE D'UN RELEVÉ DE SNE Ia DE TYPE LSST

Sommaire

5.1	Introduction	72
5.2	Simulation d'un relevé représentatif de LSST	73
5.2.1	La cadence d'observation	73
5.2.2	Modèle d'instrument et conditions d'observation	74
5.2.3	Les SNe Ia simulées	75
5.3	Analyse cosmologique du relevé photométrique	76
5.3.1	Présentation d'un modèle simplifié	77
5.3.2	Prise en compte des incertitudes de calibration	81
5.3.3	Structure de la matrice de covariance de calibration	81
5.3.4	Analyse de Fisher	83
5.3.5	Confirmation de la méthode sur JLA	84
5.4	Impact des systématiques sur l'analyse	84
5.4.1	Évaluation des performances	84
5.4.2	Incertitudes choisies pour les paramètres de calibration	85
5.4.3	Comparaison Altsched / Altsched-rolling	85
5.4.4	Allure générale des résultats	86
5.4.5	Incertitudes sur les points zéro	88
5.4.6	Incertitudes sur la longueur d'onde moyenne des filtres	88
5.5	Entraînement et <i>auto-calibration</i>	89
5.6	Conclusion	90

5.1 Introduction

Au prix d'un important effort sur la calibration, l'incertitude sur contrainte apportée par les relevés récents de SNe Ia est dominée à parts égales par les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques (parmi lesquelles les incertitudes de calibrations dominant) avec un nombre de SNe Ia mesurées de l'ordre de 1000. Or, avec les prochains relevés, et en particulier LSST, prévoyant au minimum 10^4 SNe Ia bien mesurées, nous souhaitons connaître la contribution des incertitudes systématiques (et en particulier les incertitudes de calibration) au bilan total des incertitudes sur les paramètres cosmologiques dans le cadre de l'analyse de ces relevés.

Dans ce chapitre, nous faisons l'étude de l'impact de la calibration sur l'analyse cosmologique d'un relevé de SNe Ia tel que LSST devrait fournir. Cette étude consiste à reproduire l'analyse d'un relevé de SNe Ia typique LSST.

Nous simulons dans un premier temps des courbes de lumière des SNe Ia qui seront détectées par LSST. On extrait ensuite de ces courbes de lumière les flux mesurés des SNe Ia à chaque date d'observation dans des conditions telles que prévues par la collaboration. On obtient ensuite de ces mesures simulées le flux au maximum de luminosité des SNe Ia ainsi que son rapport signal sur bruit. On décrit par la suite un modèle permettant l'analyse de ces données d'entrée, imitant la paramétrisation de SALT2 et prenant en compte des paramètres représentant l'erreur faite sur la calibration photométrique et la calibration de la longueur d'onde centrale des filtres utilisés par LSST. Ce modèle simplifié permet de prendre en compte simultanément les paramètres cosmologiques, le modèle spectrophotométrique des SNe Ia, les paramètres de standardisation et les paramètres de calibration. Pour propager les incertitudes de calibration de LSST aux paramètres cosmologiques, on réalise une analyse de Fisher.

Enfin on réalise l'analyse de Fisher avec différentes valeurs *a priori* de l'incertitude sur les paramètres de calibration, évaluant à chaque fois la propagation de ces incertitudes sur la cosmologie, afin de définir une valeur des incertitudes de calibration pour laquelle nous nous retrouvons dans la situation où les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques ont une contribution équivalente dans le bilan final des incertitudes sur la caractérisation de l'énergie noire.

5.2 Simulation d'un relevé représentatif de LSST

5.2.1 La cadence d'observation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la stratégie d'observation de LSST sera vraisemblablement divisée en deux composantes distinctes :

- Une première composante, grand champ, qui utilisera la plus grande partie du temps d'observation de LSST. Le but étant de prendre des images avec un temps d'exposition ($2 \times 15s$) permettant de scanner une grande partie du ciel visible tous les 5 jours en moyenne. Ce relevé permettra de découvrir et mesurer le flux d'un grand nombre de SNe Ia ayant un redshift inférieur à 0.4 (SNe Ia proches). Nous la désignons WFD (Wide Fast Deep) dans la suite.
- Une seconde composante, profonde, spécifiquement dédiée notamment aux observations de supernovae lointaines. Elle couvrira une fraction de ciel beaucoup plus réduite de l'ordre de 100deg^2 , correspondant à une dizaine de pointés du relevé LSST. En contre-partie les visites seront plus longues, avec des temps d'exposition de l'ordre de 600s pour mesurer avec précision des SNe Ia jusqu'à un redshift de 1. Nous la désignons DDF (Deep Drilling Field) dans la suite.

Chaque observation d'un même champ de LSST dans un même filtre sera effectuée à une certaine fréquence. Nous appelons la durée moyenne séparant deux observations de la même zone du ciel dans un même filtre la cadence d'observation. Les cadences qui seront implémentées pour la composante WFD et la composante DDF du relevé sont toujours en discussion (voir chapitre précédent). La cadence influe sur l'efficacité d'un relevé de supernovae car les SNe Ia sont des événements transients. Ainsi, une incertitude sur la forme de leur courbe de lumière se traduit par une incertitude sur leur luminosité maximale dans la bande B , quantité utilisée dans l'analyse cosmologique.

Cependant le but du travail décrit dans ce chapitre est d'évaluer l'impact des systématiques de calibration sur la mesure des paramètres cosmologiques effectuée à l'aide des SNe Ia, et non d'étudier l'impact de la cadence d'observation effective ainsi que les conditions d'observation. Deux scénarios réalistes ont été adoptés (voir les tables 5.1 et 5.2) parmi les cadences proposées à l'heure actuelle dans les discussions autour de la stratégie finale d'observation de LSST. La composante profonde reste la même dans les deux cas. En revanche, deux stratégies pour la composante large sont étudiées : Une première, permettant d'observer la totalité du ciel visible à une cadence d'environ 8 jours par bande, le scénario **AltSched**, et une deuxième, observant la moitié du ciel visible à chaque saison mais avec une cadence moyenne de 4.5 jours par bande, que nous désignons **AltSched-rolling**.

Les bandes qui seront à la disposition de LSST durant son relevé seront les bandes g , r , i , z , et y . La composante WFD n'ayant pas pour but d'observer des SNe à haut redshift, la bande la plus rouge y n'est pas utilisée. À l'inverse, la composante WFD ayant pour but spécifique d'observer les SNe Ia lointaines, c'est la bande la plus bleue, g , qui ne sera pas utilisée.

Dans un souci de simplification de la génération des courbes de lumière des SNe simulées, une cadence moyenne est définie pour chaque filtre, ne prenant qu'en moyenne en compte l'impact de sauts dans les observations dûs à de mauvaises conditions météorologiques.

Bien que les taux d'explosion des SNe Ia supposent que plusieurs dizaines de milliers d'évènements pourront être détectés chaque année, cette étude ne prend en compte qu'un total de 2000 SNe Ia confirmées spectroscopiquement dans la composante WFD et 1500 dans la composante DDF, par année d'observation. Nous verrons dans la suite que même avec cette statistique diminuée, les incertitudes de calibration actuelles sont largement dominantes dès que l'on accumule plus d'une saison d'observation.

5.2.2 Modèle d'instrument et conditions d'observation

Une bonne approximation du rapport signal/bruit final du flux des SNe Ia mesurées par LSST est capitale pour évaluer l'impact des systématiques. Une bonne estimation des courbes de transmission de l'instrument ainsi que des conditions moyennes d'observation sur le site de LSST sont donc essentielles. Pour cela on utilise le modèle d'instrument le plus récent tel qu'il nous est fourni par la collaboration (L. JONES, 2016, SMTN-002).

Dans le cadre de cette simulation, nous utilisons des conditions d'observations médianes (similaires pour toutes les mesures) pour chaque filtre. Les paramètres d'intérêt pour évaluer le rapport signal sur bruit associé à chaque mesure de flux de LSST sont :

- L'intégrale de la bande passante de chaque filtre (point zéro), nous permettant d'évaluer les flux mesurés et donc la contribution du bruit de photons.
- La brillance du fond de ciel, dont la valeur s'additionne au flux mesuré pour chaque SN Ia. Sa contribution au bruit de photons devient dominante à grand redshift.
- Le seeing, contribution de l'atmosphère à la PSF de nos sources, dominante dans le cas de relevés au sol. Une valeur élevée du seeing implique que l'on intègre une plus grande partie du fond de ciel et donc que sa contribution au bruit total est plus élevée.
- On déduit enfin des trois points précédents la magnitude limite du relevé, qui représente le niveau minimum du flux d'une SN Ia pour qu'elle puisse être extraite du bruit de fond à une précision meilleure que 5 fois le bruit total.

Tableau 5.1 – Scenarios retenus pour la composante WFD du relevé, permettant de construire un lot complet de SNe Ia bien mesurées jusqu'à $z \sim 0.4$. Les deux cadences données pour chaque filtre correspondent respectivement à une cadence roulante (**Altsched-rolling**) se focalisant sur une moitié du ciel par saison alors que la deuxième correspond à une cadence standard observant pour chaque cycle la totalité du ciel visible (**Altsched**).

	g	r	i	z
$T_{\text{exp}}[\text{s}]$	30	30	30	30
$m_{5\sigma}$ (magnitude limite/visite)	24.83	24.35	23.88	23.30
cadence [jours]	7.7 / 13.6	2.9 / 5.6	4.3 / 8.2	3.3 / 6.7

Tableau 5.2 – Scénario retenu pour la composante DDF du relevé, permettant de construire un lot complet de SNe Ia jusqu'à $z \sim 0.75$.

	r	i	z	y
$T_{\text{exp}}[\text{s}]$	600	600	720	600
$m_{5\sigma}$ (magnitude limite/visite)	26.05	25.56	25.06	24.08
cadence [jours]	5			

Ces valeurs sont reportées dans la figure 5.1, pour le modèle d'instrument SMTN-002 ainsi que pour un modèle plus ancien, LSE-40 (IVEZIC, JONES et LUPTON, 2010), dont on peut voir qu'il s'avère plus optimiste.

5.2.3 Les SNe Ia simulées

On utilise le programme **SnSim**, développé au LPNHE, pour simuler les SNe Ia. Ce dernier consiste en une simulation Monte Carlo de SNe Ia avec les taux d'explosion de PERRETT et al., 2012, prenant les paramètres des SNe Ia dans des distributions normales centrées sur 0 ($\sigma_c = 0.1$ et $\sigma_{x_1} = 1$) et des dates de maximum de luminosité réparties uniformément sur toute la durée du relevé. On utilise ensuite **SALT2** pour modéliser le spectre de chaque SN Ia simulée, puis ses courbes de lumière sont produites en intégrant le spectre de la SN Ia à la cadence et selon les conditions d'observation détaillées dans les sous-sections précédentes. Cette étude est réalisée pour 1, 5 et 10 ans du relevé de SNe Ia de LSST. La distribution en redshift des SNe Ia simulées est montrée dans la figure 5.2 pour 10 ans de relevé. Notre échantillon est limité à $z = 0.4$ pour la composante WFD et $z = 0.8$ pour la composante DDF pour s'assurer de leur complétude. Dans la figure 5.3 on montre deux cas extrêmes de SNe Ia mesurées, une provenant de l'échantillon simulé pour la composante WFD du relevé à $z = 0.15$; l'autre provenant de l'échantillon simulé pour la composante DDF du relevé à $z = 0.71$. Dans ces deux cas, on peut voir que les courbes de lumière obtenues sont bien échantillonnées, avec à chaque fois une mesure de flux à moins de deux jours de la luminosité maximale de la supernova, ainsi qu'au moins 10 mesures de flux dans chaque bande (sauf pour la bande g).

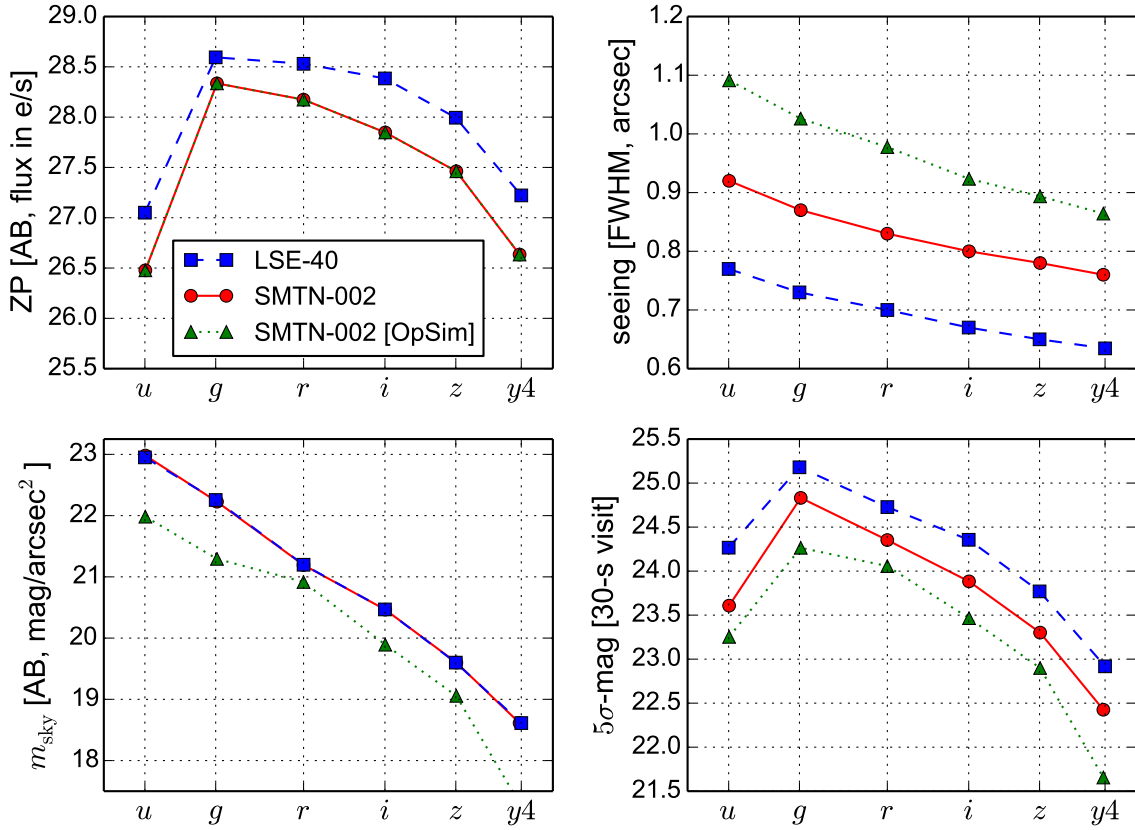


Figure 5.1 – Paramètres de simulation du relevé LSST : De gauche à droite et de haut en bas on a : point zéro, seeing médian, brillance du fond et magnitude limite du relevé, dans chaque bande *grizy*. Crédits : N.Regnault & P.Gris

Le niveau préalable de qualité de mesure des courbes de lumières est en accord avec prérequis de qualité de [BETOULE et al. \(2014\)](#) pour l'inclusion des SNe Ia dans le lot d'entraînement du modèle spectrophotométrique. En effet, l'incertitude associée à chaque mesure de flux est aussi raisonnablement basse en comparaison de l'amplitude totale de la courbe de lumière. Finalement, on montre dans la figure 5.4 que l'incertitude sur la couleur **SALT2**, c , est toujours inférieure à 30mmag dans les deux composantes et ce pour toutes les SNe Ia dans la fenêtre de redshift considérée. De plus, la date de luminosité maximale t_0 est connue à mieux que 12 heures et l'incertitude sur le stretch des SNe Ia simulées est inférieure à 0.5..

5.3 Analyse cosmologique du relevé photométrique

Nous produisons dans cette section une analyse qui émule une analyse cosmologique de base. Les ingrédients de cette analyse sont : l'entraînement d'un modèle spectrophotométrique des SNe Ia permettant d'évaluer le flux de chaque SN dans son référentiel au repos à partir des observations, une standardisation de ce flux, utilisant les paramètres des courbes de lumière obtenus pour chaque SN Ia avec le modèle spectrophotométrique, l'évaluation des distances

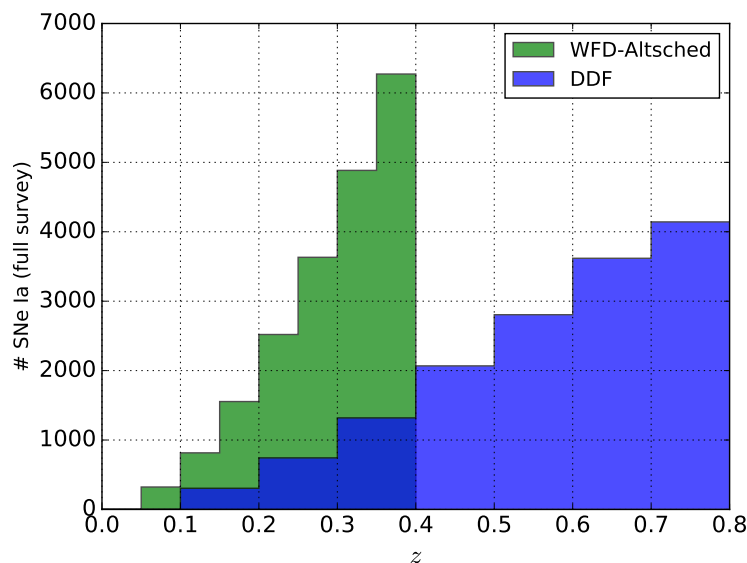


Figure 5.2 – Distribution en redshift des SNe Ia simulées pour le relevé complet (10 ans) de LSST dans la composante large (en vert) et la composante profonde (en bleu), avec un total de 35000 SNe Ia.

de chaque SN Ia, et enfin la détermination des paramètres cosmologiques en fonction de ces distances. En raison du grand nombre de stratégies de calibration à tester, cette étude doit être rapide, nous ne réalisons donc pas un fit mais une analyse de Fisher, afin de construire la matrice de covariance des paramètres cosmologiques associée à chaque scénario d'incertitudes de calibration.

5.3.1 Présentation d'un modèle simplifié

Le modèle doit être représentatif de ce qui serait utilisé pour une analyse de données réelles, tout en évitant la complexité et les problèmes numériques d'un modèle spectroscopique complet.

Pour éviter d'avoir à ajouter des spectres à la simulation, on émule leurs effets sur les quantités large-bande. Les incertitudes de calibration induisent des erreurs dépendantes du redshift sur la magnitude mesurée et la couleur car les SNe Ia de différents redshifts sont observées en utilisant différentes bandes. Il est donc d'une importance capitale de prendre en compte le fait que le modèle spectrophotométrique des SNe va être entraîné sur les données, et non considéré comme connu *a priori*.

Modèle général

Au contraire, la forme des courbes de lumière des SNe (stretch) est supposée être bien contrainte grâce à une cadence élevée (5.2.3), et les incertitudes de calibration n'impactent pas fortement les formes des courbes de lumière. Ceci est par exemple illustré par la faible

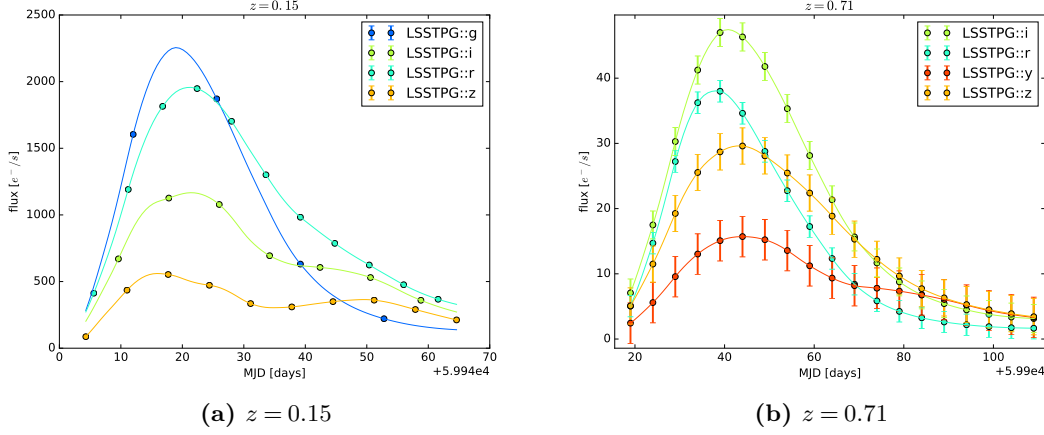


Figure 5.3 – Courbes de lumière pour (gauche) une SN Ia mesurée dans la composante WFD du relevé à $z = 0.15$ dans les bandes *griz*, et (droite) une SN Ia mesurée dans la composante DDF du relevé à $z = 0.71$ dans les bandes *rizy*.

valeur de la dérivée du paramètre X_1 par rapport aux paramètres de calibration pour toutes les SNe Ia de l'échantillon JLA, comme illustré par la figure 6 dans [BETOULE et al. \(2014\)](#). On simplifie donc le modèle en négligeant l'évolution temporelle du flux des SNe Ia, ne modélisant ainsi que le flux de chaque SN Ia mesurée dans chaque bande utilisée, interpolée à la date de luminosité maximale dans bande B du référentiel au repos de la SN (t_0). Le flux d'une supernova donnée (en e⁻/s/cm²), mesuré à t_0 dans une bande b est modélisé de la manière suivante :

$$\varphi_b = \frac{1}{1+z} \times \frac{10^{-10}}{d_L^2(z, \theta_c)} \times \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda, \quad (5.1)$$

où z et d_L sont respectivement le redshift et la distance de luminosité (en Mpc) d'une supernova donnée, θ_c est le vecteur des paramètres de la cosmologie (qui dépend du modèle cosmologique utilisé), $S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)$ est la SED d'une SN Ia standard (en erg/s/Å/cm²) à 10 pc et $T_b(\lambda)$ est la courbe de transmission du détecteur dans la bande b (en e⁻/phot).

En décidant de travailler en magnitudes¹, l'équation 5.1 devient :

$$m_b = \mu(z, \theta_c) + 25 + 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10} \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda, \quad (5.2)$$

avec $\mu(z, \theta_c)$ le module de distance de la supernova, tel que $\mu(z, \theta_c) = 5 \log_{10}(d_L)$.

¹magnitude $\equiv -2.5 \log_{10}(\text{flux})$

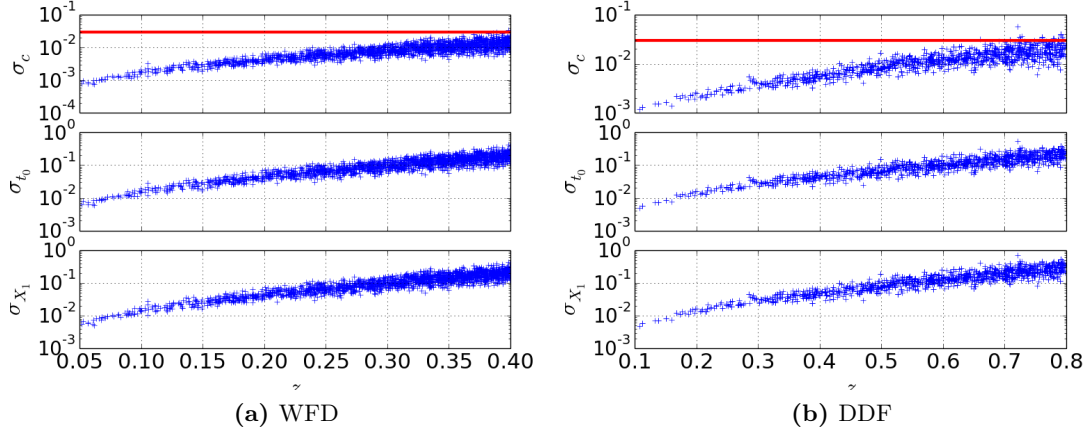


Figure 5.4 – Incertitude sur la couleur, la date du maximum de luminosité et le stretch (de haut en bas) tels que retrouvés par SALT2 pour chaque SN Ia simulée dans la composante large (gauche) et la composante profonde (droite). La ligne rouge horizontale correspond à $\sigma_c = 0.03$, qui est le seuil d'incertitude sur la couleur pour qualifier une SN Ia de "bien mesurée".

Implémentation du modèle de spectre

On suppose que le spectre d'une SN Ia est assez lisse pour être approché par un polynôme d'ordre 1 sur la largeur d'un filtre. Nous avons donc :

$$\int \lambda S \left(\frac{\lambda}{1+z} \right) T_b(\lambda) d\lambda \approx \int \left(\bar{S} \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + (\lambda - \bar{\lambda}_b) \frac{\Delta \bar{S}}{\Delta \lambda} \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) \right) \times \lambda T_b(\lambda) d\lambda . \quad (5.3)$$

Où $\frac{\Delta \bar{S}}{\Delta \lambda}$ est la couleur moyenne de la supernova dans le filtre b . En choisissant $\bar{\lambda}_b$ tel que $\bar{\lambda}_b = \frac{\int \lambda^2 T_b(\lambda) d\lambda}{\int \lambda T_b(\lambda) d\lambda}$, on fixe l'intégrale du terme de premier ordre à 0, nous avons donc :

$$\int \lambda S \left(\frac{\lambda}{1+z} \right) T_b(\lambda) d\lambda \approx \bar{S} \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) \times \int \lambda T_b(\lambda) d\lambda . \quad (5.4)$$

Avec \bar{S} qui est le flux moyen de la supernova dans le filtre. On peut noter qu'il sera possible de modéliser le spectre convolué d'une SNe Ia standard dans son référentiel au repos car on observe un très large nombre de SNe Ia à de multiples redshifts et ce dans 4 bandes.

L'équation 5.2 devient donc :

$$m_b = \mu(z, \theta_c) + 25 + 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10} \bar{S}(\bar{\lambda}_b) + \mathcal{Z}_b , \quad (5.5)$$

où $\mathcal{Z}_b = -2.5 \log \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} T_b(\lambda) d\lambda$ est le point zéro de la bande b .

Comme cela sera montré dans la section 5.5, il faut apporter une attention particulière à la modélisation de la SED des supernovae, et sa caractérisation doit rester libre d'évoluer avec

les données. On adopte une paramétrisation de la SED similaire à celle de **SALT2** :

$$-2.5 \log_{10} S(\bar{\lambda}_b) = M_X + P \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + cQ \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + c\beta, \quad (5.6)$$

où $P \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right)$ joue le rôle de spectre moyen dans le référentiel au repos pour une SN Ia standard, M_x est un facteur de normalisation permettant de prendre en compte la luminosité absolue de chaque SN Ia dans son référentiel au repos. $Q \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right)$ est une loi de couleur qui prend en compte la variation de couleur de chaque supernova autour du spectre moyen des SNe Ia et β est le paramètre de la relation entre la luminosité et la couleur des SNe Ia, le "brighter-bluer" ([TRIPP et BRANCH, 1999](#)), ajoutant la variation du flux en fonction de la couleur de la SN. On introduit aussi ici la couleur **SALT2** "c" pour chaque SN. Le spectre moyen est décomposé sur une base de spline de second degré, et la loi de couleur sur un polynôme de degré 4.

β joue le rôle de terme de degré 0 dans $Q(\lambda)$. On impose $Q(\lambda_B) = 0$ et $Q(\lambda_V) = -1$ pour lever la dégénérescence avec $Q(\lambda)$, λ_B et λ_V étant respectivement les longueurs d'onde moyennes des filtres B et V de Johnson. On fixe également la normalisation de $P \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right)$ et sa couleur propre pour enlever les dégénérescences avec M_X et $Q \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right)$ respectivement.

Une fois incorporé au model, cela donne :

$$m_b = M_X + 25 + \mu(z, \theta_c) + 2.5 \log_{10}(1+z) + P \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + cQ \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + c\beta + \mathcal{Z}_b. \quad (5.7)$$

Ajout de priors

À cette étape, les dégénérescences usuelles de la sonde subsistent : i) La luminosité moyenne absolue des supernovae M_X est inconnue, les SNe ne mesurent que des distances relatives. ii) La mesure de distances relatives dans l'intervalle $0.1 < z < 1$ ne contraint qu'une relation entre les paramètres d'évolution du background, en particulier $\Omega_m - w$.

- On fixe tous les M_x à la même valeur pour couper les dégénérescences avec les modules de distance, mais avec une dispersion de 10% pour prendre en compte la dispersion intrinsèque de la luminosité maximale absolue des SNe Ia qui a été observée dans les précédentes analyses de SNe Ia.
- On lève la dégénérescence Ω_m, w en ajoutant un prior provenant des résultats de Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)).

Si J est la matrice des dérivées premières du modèle par rapport à tous les paramètres libres (colonnes), pour toutes les amplitudes des courbes de lumières mesurées (lignes), on

peut ajouter verticalement des matrices à J pour chaque prior, correspondant à une mesure "additionnelle".

$$J = \begin{pmatrix} J \\ J_{\text{priors}} \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

En parallèle, si C est la matrice de covariance des mesures d'amplitude des courbes de lumières, on ajoute diagonalement la matrice de covariance du prior à C .

$$C = \begin{pmatrix} C & 0 \\ 0 & C_{\text{priors}} \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

5.3.2 Prise en compte des incertitudes de calibration

Le coeur de ce travail concerne la manière dont on prend en compte les incertitudes de calibration et dont on les incorpore dans 5.7. On décrit ces incertitudes à l'aide de deux ensembles différents de paramètres.

- δzp , l'erreur faite sur la normalisation de la transmission de chaque bande, il y a donc un paramètre par filtre utilisé.
- $\delta\lambda$, l'erreur faite sur la position moyenne de chaque filtre, dans le référentiel de l'observateur.

Le modèle, que l'on désigne dans la suite \mathcal{M} , devient finalement :

$$m_b = M_X + 25 + \mu(z, \theta_c) + 2.5 \log_{10}(1+z) + \mathcal{Z}_b + P \left(\frac{\bar{\lambda}_b + \delta\lambda_b}{1+z} \right) + cQ \left(\frac{\bar{\lambda}_b + \delta\lambda_b}{1+z} \right) + c\beta + \delta zp_b. \quad (5.10)$$

5.3.3 Structure de la matrice de covariance de calibration

Ces paramètres de calibration sont associés à une matrice de covariance de la calibration C_s . La structure de C_s dépend de la stratégie de calibration adoptée. En particulier elle est souvent non diagonale à cause de la relation qu'il existe entre la normalisation de la bande passante et la position moyenne des filtres. L'état de l'art en ce qui concerne la mesure de flux des SNe Ia est de comparer directement leur flux par rapport à des standards de flux astrophysique (détails dans le chapitre suivant).

On suppose que le point zéro d'une bande b est obtenu grâce à la mesure de flux d'un standard astrophysique calibré, modélisée comme :

$$zp_b = \int T_b(\lambda) S_{std}(\lambda) d\lambda + e_{zp_b} , \quad (5.11)$$

où T est la transmission de l'instrument, S_{std} est le spectre du standard astrophysique et e_{zp_b} est un bruit aléatoire avec $cov(e_{zp_b}) = \sigma_{zp_b}^2$.

Le fait que le standard ait un spectre coloré implique que si l'on fait une erreur sur la position moyenne du filtre en longueur d'onde, l'intégration du flux du standard sera biaisée, ce qui mène à une erreur sur le point zéro de la bande.

$$\begin{aligned} zp_b &= \int \bar{T}_b(\lambda) S_{std}(\lambda) d\lambda + e_{zp_b} + \frac{\partial \int T_b(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\partial \bar{\lambda}_b} \delta \bar{\lambda}_b \\ &= \bar{zp}_b + e_{zp_b} + \frac{\partial zp_b}{\partial \bar{\lambda}_b} \delta \bar{\lambda}_b \end{aligned} \quad (5.12)$$

Ce qui donne en notation matricielle :

$$\begin{pmatrix} zp \\ \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\partial zp}{\partial \lambda} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_{zp_b} \\ \delta \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \widehat{zp} \\ \widehat{\lambda}_b \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

On définit $\frac{\partial zp}{\partial \lambda}$ comme la dérivée numérique du de l'intégrale de la bande passant par une différence finie de 1 Å en longueur d'onde moyenne du filtre.

On a :

$$C_s = cov \begin{pmatrix} zp \\ \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\partial zp}{\partial \lambda} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{zp}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{\lambda}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\partial zp}{\partial \lambda} & 1 \end{pmatrix} . \quad (5.14)$$

Puis C_s devient :

$$C_s = \left(\begin{array}{cc|cc} \sigma_{zp_g}^2 + (\sigma_{\lambda_g} \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g})^2 & 0 & \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g} \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \ddots \\ \hline \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g} \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 & \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \ddots \end{array} \right) . \quad (5.15)$$

Ces valeurs des $\frac{\partial zp}{\partial \lambda}$ sont obtenues en supposant que le standard utilisé est P330E², un des objets du réseau d'étoiles calibrées CALSPEC (voir chapitre suivant). Les valeurs numériques sont reportées dans la table 5.3.

Tableau 5.3 – Dérivées de δzp avec $\delta \lambda$, obtenu avec le spectre de P330E.

	g	r	i	z	y
$\frac{\partial \delta zp}{\partial \delta \lambda}$ [mmag/Å]	0.026	0.18	0.24	0.23	0.22

²Son spectre calibré peut être trouvé ici : ftp://ftp.stsci.edu/cdbs/current_calspec

5.3.4 Analyse de Fisher

Le modèle \mathcal{M} prend finalement en compte simultanément tous les paramètres recensés dans la Table 5.4. À cause du grand nombre de paramètres, et pour permettre une exécution rapide, les calculs sont tous effectués en utilisant le formalisme des matrices creuses.

Tableau 5.4 – Liste des paramètres libres du modèle. N représente le nombre de SNe Ia de l’analyse.

Paramètres libres	M_X	θ_c	θ_P	θ_Q	c	β	\mathcal{Z}	δz_p	$\delta\lambda$
Nombre de paramètres	N	6	31	5	N	1	5	5	5

Finalement, on ajoute la matrice de covariance de la calibration C_s (explicitée dans 5.3.3) comme un prior au modèle, comme cela a été fait dans 5.3.1. Le χ^2 associé au modèle \mathcal{M} est :

$$\chi^2 = \sum_{sb} \frac{[m_{sb} - \mathcal{M}(s, b, \vec{\theta})]^2}{\sigma_{sb}^2} + J_{\text{prior}}^T C_{\text{prior}}^{-1} J_{\text{prior}} \quad (5.16)$$

On estime les incertitudes sur les paramètres cosmologiques grâce à une analyse de Fisher. On calcule donc la matrice d’information de Fisher F :

$$F = -\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial^2 \theta^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \theta^2} \quad (5.17)$$

On néglige la contribution de la dérivée de second ordre de \mathcal{M} dans le calcul de F , ce qui consiste une très bonne approximation au minimum du χ^2 . Les dérivées premières de \mathcal{M} sont par la suite évaluées aux paramètres des SNe qui ont été mis en entrée lors de la simulation du lot de données des courbes de lumière, ainsi que les paramètres cosmologiques utilisés pour calculer leurs flux par rapport à leurs redshifts.

On peut donc évaluer F de la manière suivante :

$$F = J^T W J \quad (5.18)$$

où $W = C^{-1}$, et J contient les dérivées du modèle par rapport à tous les paramètres libres (colonnes) pour toutes les amplitudes de courbes de lumière mesurées (lignes) (détails dans la Table 5.4). C et J contiennent également respectivement C_{prior} et J_{prior} .

Il faut garder à l’esprit que ces valeurs ne sont pas fixes, ainsi on va réaliser cette étude pour de nombreux exemples différents de ce que devrait (ou pourrait) être la précision de la calibration d’un relevé de SNe Ia effectué par LSST.

En accord avec le théorème de Cramér-Rao, l’inverse de F est une borne inférieure de la matrice de covariance de tous les paramètres libres, incluant les paramètres cosmologiques. Elle permet donc d’estimer la qualité des contraintes sur les paramètres cosmologiques obtenues avec un lot de SNe et une calibration donnés.

5.3.5 Confirmation de la méthode sur JLA

Pour assurer la cohérence de cette analyse, ainsi que la manière dont les incertitudes de calibration sont propagées, on teste cette analyse sur le lot de données de JLA : plutôt que de mesurer un lot de données LSST, on utilise les vraies amplitudes de courbes de lumière et leurs vrais rapport signal/bruit dans chacune des bandes observées publiés dans [BETOULE et al. \(2014\)](#). La matrice de covariance de la calibration de JLA a une structure similaire à celle que l'on considère ici, notamment les erreurs de calibration des points zéro, les erreurs sur la position des filtres, et leurs termes de corrélation. Cette analyse est donc lancée sur ce lot de données, en utilisant la matrice de covariance de la calibration fournie par [BETOULE et al. \(2014\)](#), et en supposant une cosmologie de type Λ CDM.

Notre formalisme de Fisher prédit une incertitude de 5.2% sur w (statistique et systématiques incluses) alors que [BETOULE et al. \(2014\)](#) a obtenu 5.7%. Dans JLA, l'incertitude statistique ainsi que les systématiques sont toutes les deux à 4%. Dans notre cas, l'incertitude statistique est sous-évaluée à 3.4%. Cet effet est probablement dû au fait que nous ne prenons pas en compte la dimension temporelle des SNe Ia, et que le paramètre de stretch n'est pas ajusté en même temps que le reste des autres paramètres. Or le stretch des SNe Ia est principalement contraint par la cadence d'observation, donc, étant donné que les cadences de LSST seront meilleures que celles du lot de données utilisé dans l'analyse JLA, nous ne devrions pas souffrir de cette sous-estimation de l'incertitude statistique dans le cadre de ce travail portant sur l'analyse du lot de données SNe Ia de LSST.

En revanche nous avons un très bon accord avec JLA en ce qui concerne les systématiques, avec 3.9% (versus 4% pour JLA). Cet accord laisse ainsi supposer que l'impact de la calibration sur les performances de l'analyse d'un relevé de SNe Ia est bien reproduite par notre analyse.

5.4 Impact des systématiques sur l'analyse

5.4.1 Évaluation des performances

Au sein de la collaboration, on évalue habituellement les performances d'une analyse sur la caractérisation de l'énergie noire en terme de Figure de Mérite (FoM , ([ALBRECHT et al., 2006](#))), définie comme l'inverse de l'aire de l'ellipse du contour à 1σ des incertitudes dans le plan (w_0, w_a) , et écrit comme :

$$FoM = \frac{1}{\sqrt{\det(\text{cov}(w_0, w_a))}} . \quad (5.19)$$

Comme explicité dans 5.3.4, $cov(w_0, w_a)$ est obtenu en inversant par bloc F . On étudie différents scénarios de calibration pour LSST en changeant les valeurs des $\sigma_{\delta\lambda}$ et des $\sigma_{\delta zp}$ dans C_s (eq 5.15), impactant F à travers W .

Cette analyse est représentative de l'analyse du relevé de SNe Ia LSST alliée aux résultats de l'analyse CMB de Planck. La prise en compte de l'analyse du lentillage LSST et de DESI en plus aurait pour effet d'augmenter les performances totales.

5.4.2 Incertitudes choisies pour les paramètres de calibration

On calcule la FoM avec $\sigma_{\delta zp} = \sigma_{zpg} = \sigma_{zpr} = \sigma_{zpi} = \sigma_{zpz} = \sigma_{zpy}$, et $\sigma_{\delta\lambda} = \sigma_{\lambda_g} = \sigma_{\lambda_r} = \sigma_{\lambda_i} = \sigma_{\lambda_z} = \sigma_{\lambda_y}$ pour 20 valeurs différentes allant de $\sigma_{\delta zp} = 10^{-5}\text{mag}$ à $\sigma_{\delta zp} = 1\text{mag}$ et $\sigma_{\delta\lambda} = 10^{-2} \text{ \AA}$ à $\sigma_{\delta\lambda} = 100\text{nm}$. Le choix de fixer l'incertitude *a priori* des paramètres de calibration à la même valeur pour toutes les bandes peut paraître simpliste, et nous pourrions choisir de leur attribuer des valeurs différentes, sachant notamment que, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'incertitude sur le spectre des standards primaires de calibration des flux astrophysiques est une incertitude sur leur pente.

En réalité, cette incertitude est principalement évaluée en comparant les résultats fournis par deux modèles avec les mêmes paramètres en entrée, ainsi la matrice de covariance issue d'une telle estimation peut ne pas être exacte. De plus, les nouvelles stratégies de calibration pourront donner leur propre matrice de covariance des paramètres de calibration, avec des incertitudes bande à bande différentes de l'état de l'art. Dans le doute, nous nous contentons donc d'une estimation simple de la matrice de covariance, avec des valeurs égales dans toutes les bandes, on peut toutefois noter que l'outil développé dans ce travail acceptera sans aucun problème une matrice de covariance plus complexe (comme c'est déjà le cas dans le test de comparaison à l'analyse JLA, section 5.3.5, une fois cette dernière fournie par les nouvelles expériences de calibration.

5.4.3 Comparaison Altsched / Altsched-rolling

Pour un relevé bien cadencé (Altsched-rolling par rapport à Altsched) on obtient un rapport signal/bruit plus important, mais on n'observe aucune différence entre les deux types de cadence de la composante WFD, en terme de performances sur la connaissance des paramètres cosmologiques. Cela montre qu'au dessus d'une certaine cadence, le rapport signal/bruit des amplitudes des courbes de lumière est négligeable par rapport à la dispersion intrinsèque du flux des SNe Ia.

5.4.4 Allure générale des résultats

On présente ces résultats pour une, cinq et dix années de relevé avec la candence standard de la composante WFD dans la figure 5.5. On observe trois régions distinctes dans la figure 5.5 : un plateau en bas à gauche, où les performances du relevé saturent et sont dominées par les incertitudes statistiques ; une région d'inflexion entourant ce plateau, où les incertitudes statistiques et systématiques ont des poids similaires dans le bilan total ; et finalement un plateau à basses performances, où ce sont les erreurs systématiques qui dominent. Dans le régime dominé par la statistique, la FoM asymptotique atteint 320 pour un relevé de cinq ans, et 680 pour un relevé de 10 ans.

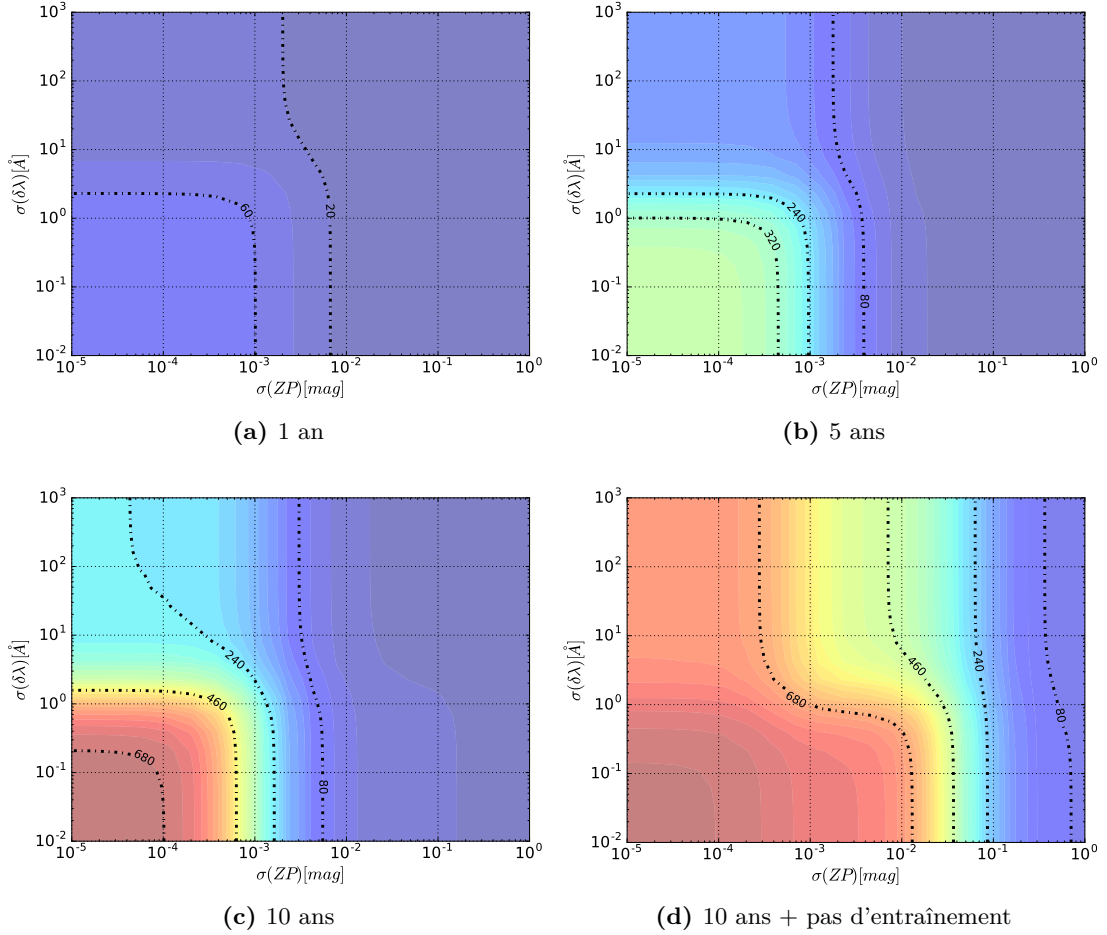


Figure 5.5 – (a), (b) & (c) : FoM calculée pour 1, 5 et 10 années de relevé de SNe Ia LSST respectivement. Les iso-contours de FoM sont représentés à l'aide d'une échelle de couleur commune aux trois figures. Des iso-contours indicatifs sont représentés à 20, 80, 240 460 et 680 en pointillés. L'axe des abscisses correspond à l'incertitude *a priori* sur la normalisation des bandes passantes utilisées par LSST en magnitudes pendant que l'axe des ordonnées représente l'incertitude sur la position moyenne en longueur d'onde des filtres utilisés par LSST en Angström. Chaque unité de couleur couvre 20 points de FoM .

(d) : Similaire à (c) mais en considérant le modèle spectrophotométrique des SNe Ia comme connu *a priori*.

5.4.5 Incertitudes sur les points zéro

Concernant la calibration photométrique, avec les incertitudes actuelles sur les δzp à 5mmag (BETOULE et al. (2014)), on observe que pour un an de relevé on obtient une FoM de ≈ 30 , alors qu'en améliorant la cette incertitude à 1mmag amènerait à une FoM de 60. Le phénomène s'aggrave pour cinq ans de relevé, où il devient obligatoire d'avoir une calibration précise entre 1 et 2 mmag pour extraire au moins 50% des performances accessibles grâce à la statistique.

Finalement on peut voir qu'une calibration inférieure au mmag doit être atteinte pour rendre utile la statistique complète apportée par un relevé de SNe Ia LSST (dix ans, figure 5.6).

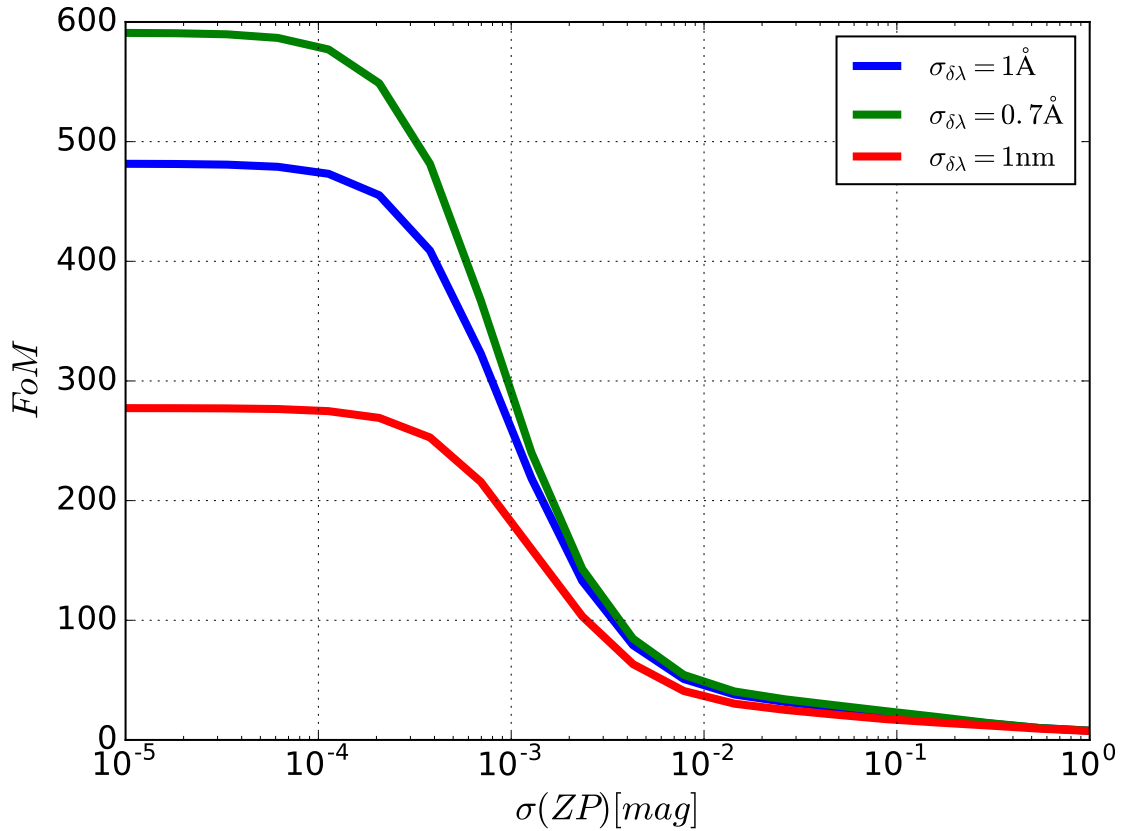


Figure 5.6 – Coupes horizontales de 5.5c à $\sigma_{\delta\lambda} = 1\text{\AA}$ (bleu), $\sigma_{\delta\lambda} = 0.7\text{\AA}$ (vert) et $\sigma_{\delta\lambda} = 1\text{nm}$ (rouge).

5.4.6 Incertitudes sur la longueur d'onde moyenne des filtres

En ce qui concerne l'incertitude sur la position moyenne des filtres en longueur d'onde : Pour un an de relevé, on a besoin de connaître cette dernière à $\sim 1\text{nm}$ de précision pour qu'elle ne soit pas prédominante par rapport à la statistique. À cinq ans la transition apparaît à

$$2\text{\AA} < \sigma_{\delta\lambda} < 4\text{\AA}.$$

Pour un relevé complet de dix ans, on montre que si la position moyenne des filtres est connue à 1 nm près - comme les prérequis du Projet LSST le proposent - l'essentiel de l'information apportée par la statistique est perdue. Pour que les systématiques et la statistique aient un poids équivalent, on a besoin de prérequis 10 fois plus stricts, c'est-à-dire une connaissance de la longueur d'onde moyenne des filtres meilleure que 1Å.

La *FoM* semble en revanche atteindre une valeur différente de 0 à faible précision sur la position des filtres. Cela est dû à un phénomène d'auto-calibration de l'incertitude sur $\delta\lambda$, on revient sur cet aspect dans la prochaine section.

5.5 Entraînement et *auto-calibration*

La plupart des études sur la prévision des performances de LSST produites avant ce travail ne prenaient pas en compte les paramètres de nuisance associés au modèle spectrophotométrique des supernovae : celui-ci était supposé connu *a priori*, ce qui conduit à une sous-estimation générale des incertitudes, aggravée pour des calibrations incertaines par un phénomène d'*auto-calibration*. Un des aspects important de ce travail a été de mettre en évidence ce phénomène.

Pour mettre en évidence l'importance de l'entraînement du modèle dans la propagation des incertitudes de calibration, nous avons effectué la même analyse, mais cette fois en fixant les paramètres θ_P du modèle spectrophotométrique des SNe Ia.

Le résultat est présenté sur la figure 5.5d et montre qu'en comparaison des résultats obtenus en prenant en compte l'entraînement du modèle, on surestime largement les performances générales du relevé, cette surestimation allant de pair avec une sous-estimation de l'impact de la calibration photométrique. On peut également noter que la *FoM* est différente de 0, même lorsque la connaissance *a priori* de la normalisation des bandes passantes est minimale.

La connaissance précise *a posteriori* de la normalisation des bandes passantes est un artefact du fait que l'on suppose le spectre moyen des SNe Ia parfaitement connu, les observations des SNe Ia à différents redshifts calibrent ainsi les points zéro.

On peut penser que notre étude reproduit fidèlement le comportement attendu pour l'impact de l'incertitude sur le point zéro des flux large-bande. La situation est moins claire pour les filtres en raison d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

Dans la figure 5.5, on observe que la *FoM* ne tombe pas à 0 quand la calibration de la position moyenne en longueur d'onde des filtres devient très mauvaise. Il semble que cette dernière est calibrée par les SNe Ia dans ce qu'on appelle un phénomène d'auto-calibration. L'incertitude *a posteriori* de la position moyenne des filtres sature à $\sim 1\text{nm}$ pendant que l'incertitude *a priori* augmente à des valeurs plus grandes. Ce phénomène est possible car le modèle spectrophotométrique - entraîné seulement sur des données photométriques - varie lentement avec la longueur d'onde. Nous supposons également un redshift parfaitement connu : prendre en compte une incertitude du redshift pourrait réduire ce phénomène. Dans les hypothèses du modèle, on paramétrise aussi très simplement les incertitudes sur les filtres

comme l'incertitude sur leur position moyenne seulement, une paramétrisation plus complexe pourrait avoir des résultats intéressants sur cette auto-calibration.

Puisque nous pouvons déjà mettre en évidence la zone dans laquelle les incertitudes statistiques et systématiques sont équivalentes, ce travail nous donne malgré tout l'information sur la borne inférieure des prérequis de calibrations que le relevé LSST devrait atteindre pour extraire efficacement l'information sur les paramètres cosmologiques de son lot de données.

5.6 Conclusion

Dans cette étude nous avons implémenté une simulation complète et réaliste d'un relevé de SNe Ia de LSST. Nous avons pris simultanément en compte l'évolution spectrophotométrique des SNe Ia, les paramètres cosmologiques, ainsi que les paramètres de calibration du relevé pour évaluer les performances associées.

Nous avons montré la nécessité de prendre en compte l'entraînement du modèle spectrophotométrique des SNe Ia sur notre lot de données pour obtenir des prédictions réalistes de ce type d'étude. La relation exposée dans la figure 5.6 souligne la nécessité de calibrer la transmission des filtres de LSST à une précision meilleure que 10^{-3} pour amener la puissance statistique de LSST au dessus du niveau des systématiques.

Finalement nous avons trouvé que l'incertitude sur la position moyenne des filtres en longueur d'onde semble avoir un effet moindre sur les performances. Nous expliquons ce phénomène par le fait que nous fittons ensemble une cosmologie lisse et le modèle spectrophotométrique des SNe Ia.

Du côté du temps de calcul, la simulation du lot de données est l'étape la plus longue, il faut compter environ une heure pour simuler un lot de 35000 SNe Ia. Pour l'analyse, la construction de la jacobienne du modèle est effectuée en 1 seconde, et l'inversion de la matrice de Fisher (seule étape devant être répétée pour tester de multiples configurations de la matrice de covariance des paramètres de calibration) prend moins d'une seconde, le tout sur un ordinateur de bureau. Nous avons donc développé un outil d'analyse rapide, qui a déjà été utilisé depuis par d'autres membres de la collaboration dans le cadre de simulation d'autres effets comme l'impact d'une meilleure modélisation du spectre des SNe Ia, ayant pour effet de diminuer la dispersion intrinsèque résiduelle, sur la précision avec laquelle sont obtenus les paramètres cosmologiques.

Une amélioration de ce travail pourrait consister dans l'utilisation de matrices de covariances des paramètres de calibration réalistes dès que ces dernières auront été produite par les différentes stratégies de calibration du relevé.