

Cosmologie avec les Supernovae de type Ia

Sommaire

2.1	Zoologie et classification des supernovae	2
2.1.1	Caractéristiques principales	2
2.1.2	Mécanismes d'explosion	2
2.2	Standardisation des SNeIa	3
2.2.1	Chandelles standardisables	3
2.2.2	Courbes de lumière et spectres de SNeIa	4
2.2.3	Propriétés des courbes de lumière	7
2.2.4	Modèle <i>Spectral Adaptive Light-curve Template 2</i> (SALT2) . .	8
2.3	SNeIa et cosmologie	10
2.3.1	Construction d'un diagramme de Hubble	10
2.3.2	Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa . . .	11

Tycho Brahé, un astronome considéré comme l'un des pioniers de l'astronomie observationnelle moderne, observe en 1572 l'apparition soudaine d'une nouvelle étoile. Cet objet est alors nommé *nova*, terme latin signifiant *nouveau*. En de rares occasions au cours des civilisations, les astronomes ont pu être témoins de tels évènements, parfois visibles même en plein jour.

En 1934, Walter Baade et Fritz Zwicky introduisent le terme de *supernova* pour nommer les plus brillants de ces évènements, pouvant être plus lumineux que leur galaxie hôte.

Cet évènement transitoire pouvant durer plusieurs semaines à plusieurs mois est la conséquence de la mort d'une étoile. Suivant le processus d'explosion, ces supernovae (SNe) sont classées par type, discernables par leurs propriétés spectrales.

Les supernovae de type Ia (SNeIa) sont un type particulier de ces objets, ayant la particularité d'avoir une faible dispersion en luminosité. Cette propriété leur vaut le titre de chandelles standard, et sont ainsi utilisés comme indicateur de distance dans les études cosmologiques.

Nous introduisons dans ce chapitre les différents types de supernova et les caractéristiques permettant de les classifier. Nous nous concentrerons ensuite sur l'étude des SNeIa et leur utilisation dans la cosmologie moderne.

2.1 Zoologie et classification des supernovae

2.1.1 Caractéristiques principales

Les supernovae sont principalement classifiées suivant leurs caractéristiques spectrales. C'est en 1941 que R. Minkowski ([MINKOWSKI, 1941](#)) remarqua pour la première fois l'existence de deux types différents de SNe. Le premier type (I) est caractérisé par l'absence d'hydrogène, et le second type (II) en contient. Près d'un demi siècle plus tard, [ELIAS et al. \(1985\)](#) apporte une classification plus fine des types I, séparant les SNe possédant une importante raie du silicium (les SNeIa) des Ib et des Ic. Les types Ib sont caractérisés par la présence d'une raie d'hélium, et les Ic par l'absence de silicium et une faible quantité d'hélium présente dans leur spectre. La Figure 2.1 illustre la forme du spectre de différents types de supernovae, indiquant les raies d'émissions et d'absorption caractéristiques de chacun.

2.1.2 Mécanismes d'explosion

La physique des SNeIa est considérablement différentes des autres types de SN. En effet, les types Ib/c et les types II proviennent d'un mécanisme d'*effondrement de coeur*, c'est à dire d'implosion gravitationnelle. Le progéniteur de ces évènements (étoile qui a donné naissance à la supernova), est une étoile massive de plus de 8 masses solaires ([HEGER et al., 2003](#)). Après avoir consommé tous les éléments légers composant son coeur, celui-ci s'effondre sur lui-même jusqu'à ce que la force d'intéraction forte le stoppe. La pression radiative n'étant plus à même de contrer les effets gravitationnels, les couches externes de l'étoile tombent vers le centre et rebondissent sur le coeur alors incompréssible. L'onde de choc provoque l'explosion de l'étoile en supernova. La nature du résidu de l'explosion dépend de la masse du progéniteur. Si cette masse était de moins de $3M_{\odot}$, le résidu sera une étoile à neutrons, dans le cas contraire un trou noir se formera. Pour ces supernovae, la luminosité et son évolution temporelle dépend fortement de la composition du progéniteur et de sa masse initiale. Ces fortes variabilités n'en font pas de bons candidats en tant que chandelles standard pour des mesures de distance.

Les supernovae de type Ia en revanche auraient pour origine l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Cet objet se crée lorsque la masse d'une étoile n'est pas suffisante ($< 3M_{\odot}$) pour générer la température nécessaire à la fusion du carbone ($\sim 10^9 K$). Après la fusion des éléments légers du coeur, une masse inerte composée de carbone et d'oxygène va se former. La naine blanche est le résidu d'une telle étoile suite à l'expulsion des couches externes (générant au passage une nébuleuse planétaire). L'intégrité de cet astre est entièrement assurée par l'équilibre entre la gravitation et sa pression interne (pression de dégénérescence des électrons), dont la physique impose une masse maximale de $\sim 1.44M_{\odot}$ appelée *masse de Chandrasekhar* ([CHANDRASEKHAR, 1931](#)). Quand cette limite est atteinte, la pression du gaz d'électrons dégénérés n'est plus suffisante pour retenir les forces de pression gravitationnelles. La température monte alors suffisamment pour permettre la fusion du carbone, ce qui entraîne la combustion totale de l'étoile : une supernova de type Ia.

La faible dispersion en luminosité des SNeIa associée à la présence de silicium et de calcium dans leur spectre sont des éléments favorisant ce scénario ([HOYLE et FOWLER,](#)

1960). En effet, les fusions du carbone et de l'oxygène qui composent la naine blanche produisent du silicium et du calcium, expliquant leur présence dans les spectres des SNeIa. L'explosion du progéniteur se déroulant toujours dans les mêmes conditions, la quantité et la nature des combustibles sont similaires d'une explosion à l'autre, expliquant la faible dispersion en luminosité. Enfin, l'absence d'hélium et d'hydrogène dans le spectre d'une SNIa contrairement aux autres type s'explique par l'absence de ces éléments dans une naine blanche carbone oxygène.

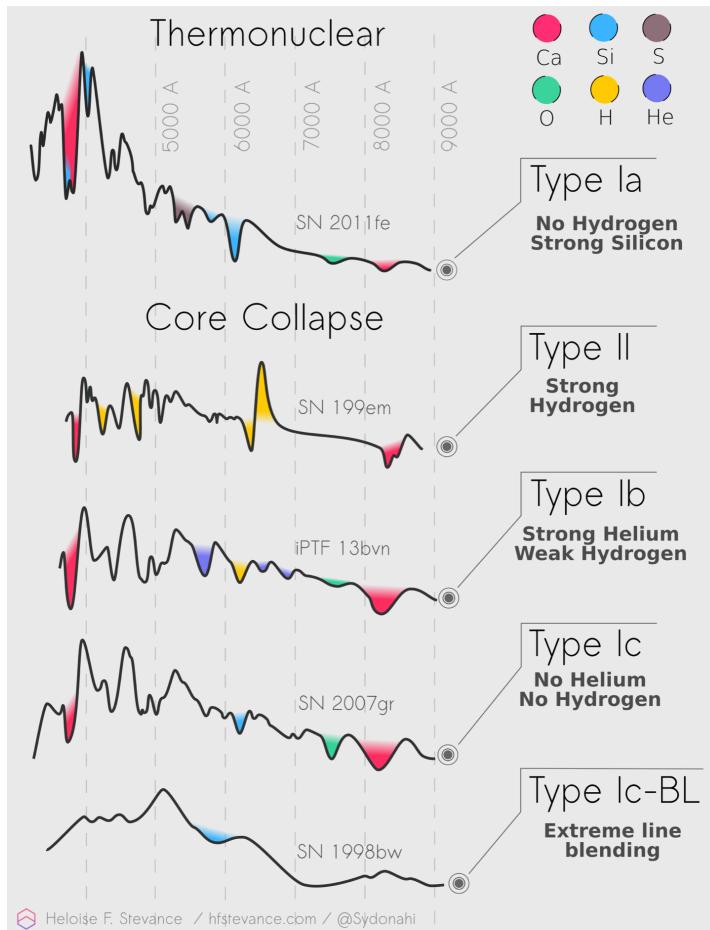


FIGURE 2.1 – Spectre de différents types de supernovae. Image de H. Stevance ^a

a. [https://github.com/HeloiseS/](https://github.com/HeloiseS/Graphics)
[Graphics](https://github.com/HeloiseS/Graphics)

2.2 Standardisation des SNeIa

L'évolution temporelle de la luminosité des SNeIa, leur courbe de lumière, montre une très forte homogénéité notamment au pic de luminosité. Cette particularité, leur donnent des propriétés de chandelles standard, permet d'utiliser les SNeIa comme indicateurs de distance.

2.2.1 Chandelles standardisables

Les SNeIa n'étant pas observées dans la Voie Lactée, une calibration de leur luminosité est au préalable effectuée à l'aide d'un autre estimateur de distance extra-galactique. Un de ces calibrateurs sont les céphéides, étoiles jeunes présentant des pulsations radiales

régulières. Ces pulsations entraînent une variabilité de leur rayon et de leur température de façon périodique, et ainsi de même sur leur luminosité. LEAVITT (1908); LEAVITT et PICKERING (1912) ont ainsi montré que la magnitude absolue des céphéides était proportionnelle à leur période de pulsation. En observant de telles étoiles dans notre galaxie, les coefficients de proportionnalité de cette relation ont eux même pu être calibrés par une autre méthode indépendante de mesure de distance, la parallaxe stellaire.

En utilisant des céphéides dans des galaxies proches ($\sim 30\text{Mpc}$) ayant accueilli une SNIa, il est alors possible de calibrer leur distance et donc leur luminosité intrinsèque. SAHA et al. (1999) trouvent par exemple avec un échantillon de 8 SNeIa une valeur moyenne de la magnitude absolue (au pic) dans la bande V de :

$$\langle M_V \rangle = -19.48 \pm 0.07 \quad (2.1)$$

et HAMUY et al. (1995) montrent une dispersion de luminosité de l'ordre de $\sigma_{M_V} \leq 0.5$ mag. Nous parlons finalement en réalité de chandelles *standardisables*, avec une certaine variabilité en luminosité qui doit être corriger. L'étude des courbes de lumière a permis de déceler des corrélations fortes entre la luminosité au maximum et certains paramètres des SNeIa que nous définirons plus loin, permettant de réduire considérablement cette dispersion.

2.2.2 Courbes de lumière et spectres de SNeIa

La courbe de lumière d'une SNIa est obtenue en observant son évolution en magnitude au cours du temps dans une bande photométrique donnée. De façon générale pour ce type de supernova, nous observons après l'explosion une augmentation rapide¹ de luminosité sur un quinzaine de jours jusqu'au pic de luminosité. La phase 0 de la courbe de lumière est définie comme le pic de luminosité dans la bande photométrique *B*.

Après le pic de luminosité, la décroissance s'effectue en deux phases. La première, abrupte, ne dure que quelques jours et est dominée par la désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$. La seconde phase de décroissance de luminosité est plus douce et s'étale sur plusieurs dizaines de jours, et est dominée par la désintégration $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$.

La Figure 2.2 (extraite de PEREIRA et al., 2013), expose un exemple d'évolution temporelle du spectre d'une SNIa (SN2011fe, découverte par NUGENT et al., 2011) où nous apercevons clairement la variabilité chimique de la supernova. Entre les phases $(-15,+15)$ jours, la raie d'absorption du silicium est la caractéristique principale du spectre. Elle s'atténue progressivement dans les mois qui suivent l'explosion, et les raies d'émission du fer deviennent à leur tour la caractéristique principale du spectre. Cette SNIa a été observée par le télescope de l'Université de Hawaï avec le spectrographe à champs intégral SNIFS (SuperNova Integrated Field Spectrograph LANTZ et al., 2004) de la collaboration *Nearby Supernova Factory* (ALDERING et al., 2002). On remarque le maximum de luminosité autour de 4000\AA , et le fait que la majorité de l'énergie de la SNIa est émise dans le proche infrarouge, le visible et le proche ultraviolet.

Pour cette même supernova, nous montrons les courbes de lumière reconstruites dans les bandes *U*, *B*, *V*, *R*, et *I*. Nous pouvons clairement apercevoir la montée rapide du flux jusqu'au maximum de luminosité (pouvant survenir à une date différente suivant la bande

1. De l'ordre d'une diminution de 3 à 6 mag suivant la bande photométrique

considérée), suivi de la décroissance du flux. Nous pouvons également relever la présence d'un second maximum environ un mois après le premier dans les bandes infrarouges.

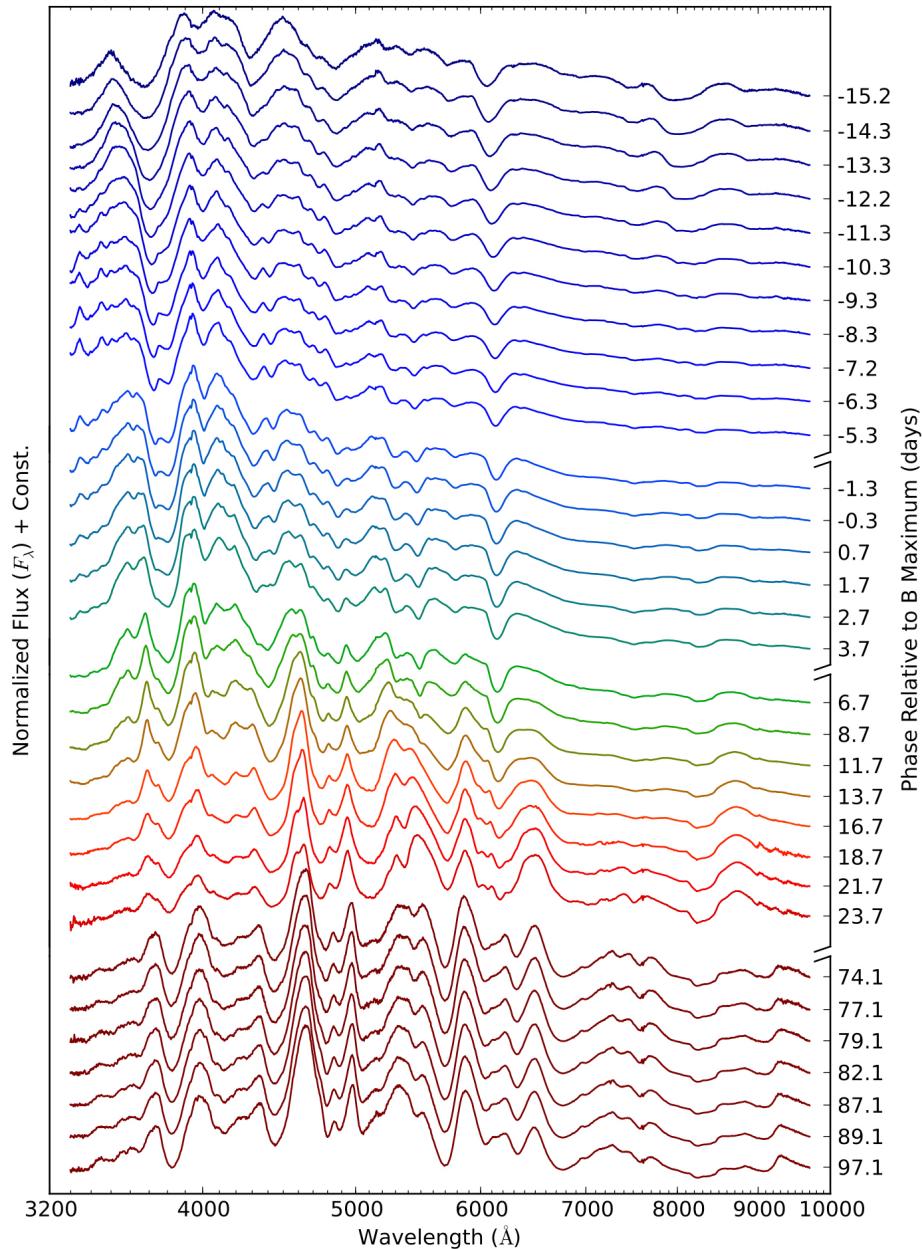


FIGURE 2.2 – Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B). Figure de [PEREIRA et al. \(2013\)](#), réalisée par la collaboration SNFactory.

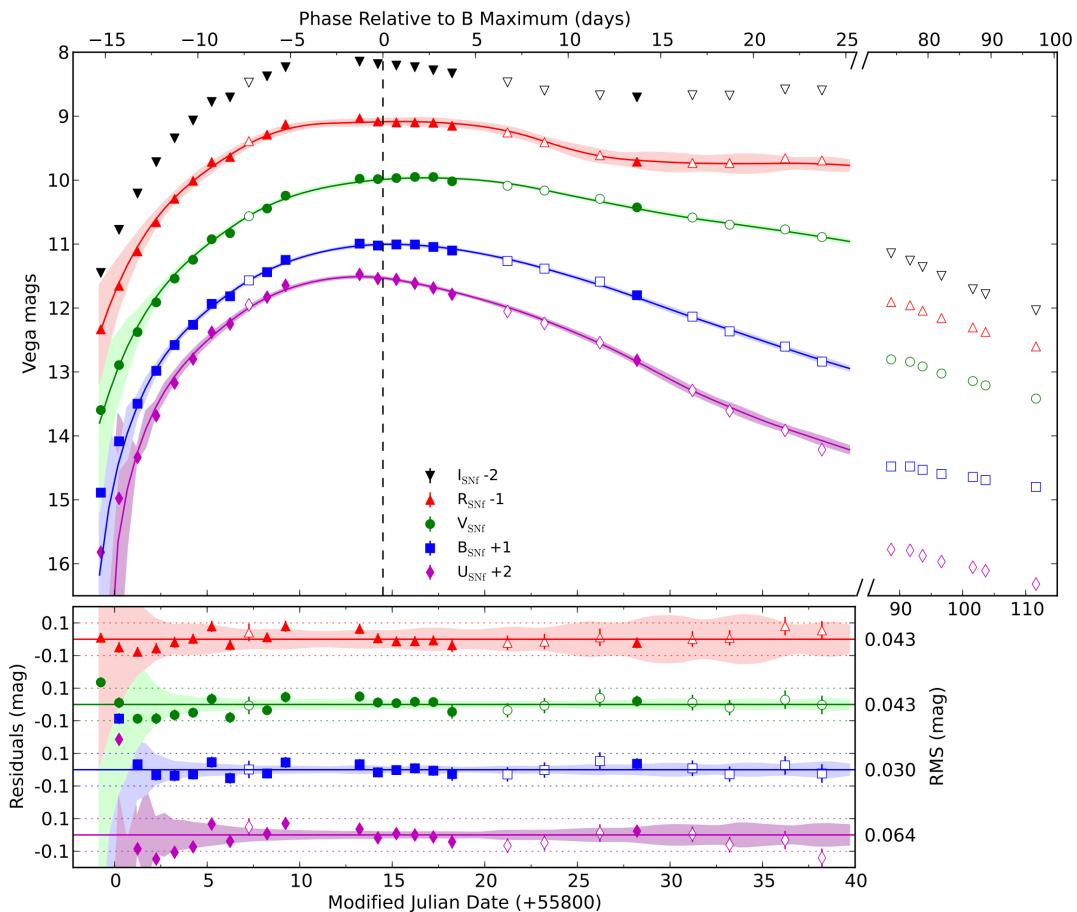


FIGURE 2.3 – Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B) et dans les bandes $UBVRI$. Les courbes indiquent l’ajustement effectué avec le modèle SALT2 (Sec 2.2.4). Le graphique du bas montre les résidus entre les mesures photométriques et le modèle ajusté. Les bandes de couleurs indiquent les incertitudes du modèle. Figure de PEREIRA et al. (2013), réalisée par la collaboration SNfactory.

2.2.3 Propriétés des courbes de lumière

La couleur

La pente générale du spectre d'un objet astrophysique est caractérisée par sa couleur. Ce paramètre peut être obtenu en regardant la différence de magnitude entre deux bandes photométriques. Pour une SNIa par exemple, nous pouvons évaluer la quantité $(B-V)_0$, correspond à la différence de magnitude dans les bandes B et V de son référentiel et à la phase 0 (maximum de luminosité).

Cette propriété peut varier d'un SNIa à une autre. Cette fluctuations peut-être de nature extrinsèque, causée par l'extinction due à la poussière présente dans la galaxie hôte de la SN et le long de la ligne de visée, ou encore de nature intrinsèque comme une possible variabilité du progéniteur. Pour une SNIa i , on définit l'excès de couleur c comme la différence entre sa couleur et celle moyenne de l'échantillon :

$$c = (B - V)_0^i - \langle (B - V)_0 \rangle \quad (2.2)$$

Par définition, les SNeIa ayant un excès de couleur négatif seront plus bleues que la moyenne, et celles ayant un excès de couleur positif plus rouges.

L'étirement temporelle

Bien que la forme générale de la courbe de lumière des SNeIa soit très homogène, on peut observer (après correction de la dilatation temporelle causée par le redshift) des variations sur le temps de montée jusqu'au maximum de luminosité ainsi que sur la phase décroissante.

La première description quantitative de cette dilatation résiduelle a été apportée par [PHILLIPS \(1993\)](#), introduisant la quantité $\Delta m_{15}(B)$ définit comme la différence de magnitude apparente dans la bande B entre le maximum de luminosité (phase 0) et la phase +15 jours.

L'étirement temporelle telle qu'utilisée aujourd'hui est introduit quelques années plus tard par [PERLMUTTER et al. \(1997\)](#). Ce nouveau paramètre s , appelé *stretch*, correspond à un facteur correctif par lequel il faut dilater l'axe temporel de la courbe de lumière d'une SNIa pour qu'elle se superpose à la courbe de lumière moyenne d'un échantillon.

Maximum de luminosité

Enfin la luminosité au maximum est la principale propriété des SNeIa, car c'est à partir de cette mesure que la distance est extraite. Cette luminosité, exprimée par convention dans la bande B , présente cependant une dispersion intrinsèque de l'ordre de $\sim 40\%$ ([HAMUY et al., 1996](#)). Nous allons voir comment il est possible de réduire cette dispersion, de par l'existence de corrélation entre ce maximum de luminosité, et la couleur et le stretch.

2.2.4 Modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2)

2.2.4.1 Corrélations

Nous montrons dans la Figure 2.4 les courbes de lumière dans la bande B de SNeIa à bas redshift ($z < 0.08$). Ces données photométriques ont été acquises au *Whipple Observatory of the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* (CfA3, [HICKEN et al., 2009](#)) et utilisées pour l'analyse *Joint Light-curve Analysis* (JLA, [BETOULE et al., 2014](#)). On notera la dispersion en luminosité absolue de l'ordre de $\sim 40\%$, mais surtout l'évidence de la corrélation entre la forme des courbes de lumière, le stretch et la couleur.

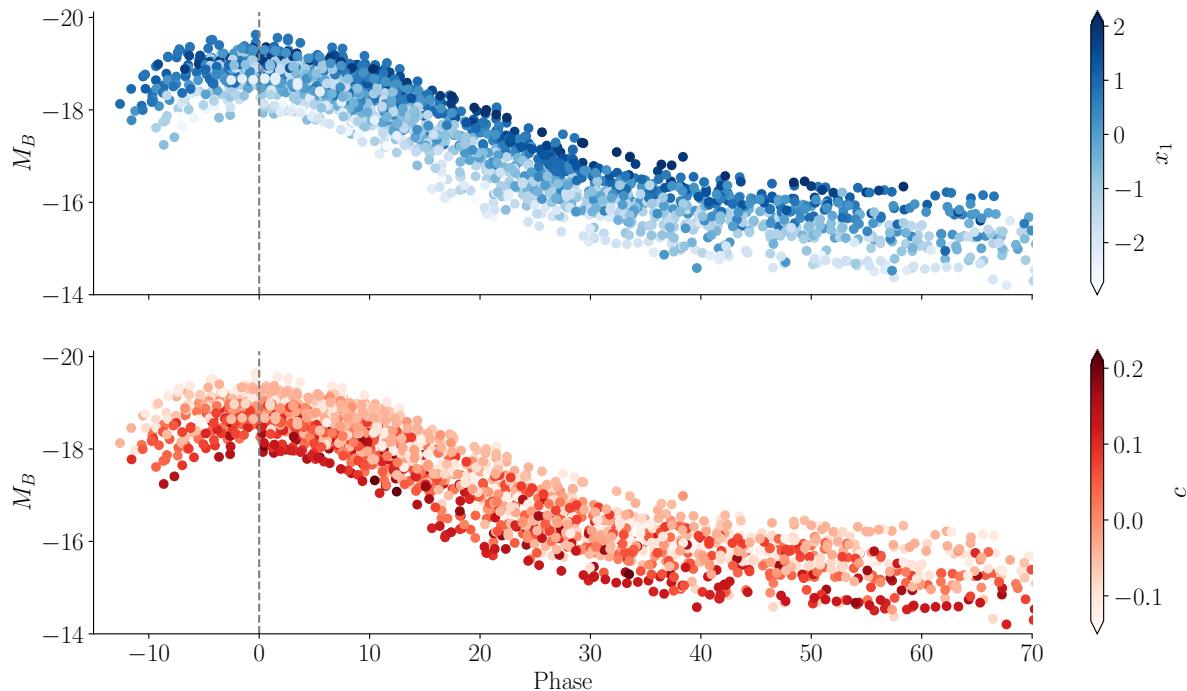


FIGURE 2.4 – Courbes de luminosité absolue de SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . La ligne verticale correspond à la phase 0, exprimée en jours sur l'axe des abscisses. L'axe des ordonnées est inversée pour que les fortes luminosité soient vers le haut. *En haut* le code couleur indique la valeur de l'étirement temporel x_1 . *En bas* nous montrons les mêmes courbes de lumière mais avec l'information de la couleur c . Nous notons la dispersion en luminosité de l'ordre de 0.5 mag, et surtout la variabilité avec le stretch et la couleur.

La variabilité des courbes de lumière avec la couleur c des SNeIa fut initialement mis en évidence par [HAMUY et al. \(1996\)](#) puis par [TRIPP et BRANCH \(1999\)](#) sur l'échantillon de SNeIa du Calan-Tololo. Les SNeIa les plus bleues s'avère être plus lumineuses, effet appelé *bluer-brighter*. Avec la définition de l'excès de couleur, cela correspond donc à un paramètre $c < 0$.

L'autre corrélation clairement visible dans la Figure 2.2 est celle du stretch x_1 , introduite par [PHILLIPS \(1993\)](#) avec la quantité Δm_{15} puis en temps que facteur correctif de l'étirement temporelle par [PERLMUTTER et al. \(1997\)](#). Cette corrélation montre que les SNeIa dont la courbe de lumière évolue lentement ($x_1 > 0$) sont plus lumineuses (*slower-brighter*).

Nous montrons dans la Figure 2.5 l'évolution du maximum de luminosité dans la bande B avec la couleur et le stretch pour les mêmes SNeIa que dans la Figure 2.2. Ces deux corrélations, intuitives en visualisant les courbes de lumière, sont ici clairement explicitées.

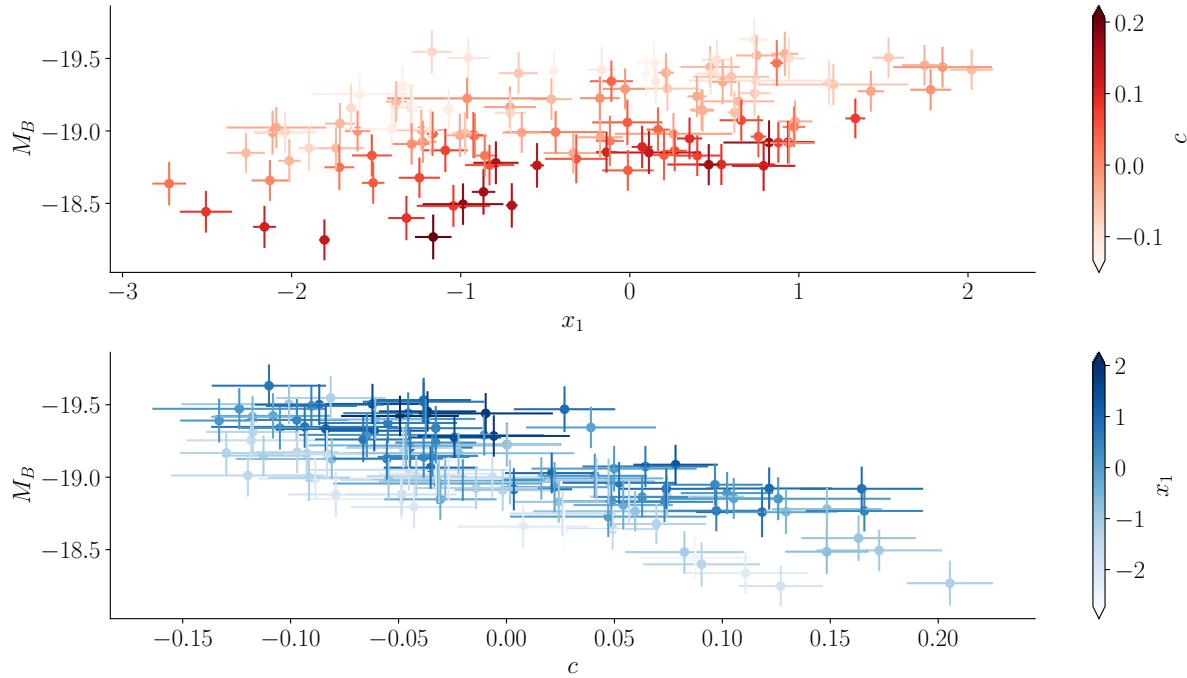


FIGURE 2.5 – Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshift de JLA dans la bande B . Le graphe *en haut* montre l'évolution du pic de magnitude avec le stretch. L'échelle de couleur en rouge indique la couleur c associée à chaque SNIa. De même, nous montrons *en bas* les corrélations avec la couleur c , où le stretch est indiqué avec l'échelle de couleur bleue.

2.2.4.2 Standardisation et SALT2

La standardisation des SNeIa se fait donc en déterminant au préalable les paramètres de stretch et de couleur. Une des méthodes existantes est la modélisation des courbes de lumière avec le modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2 [Guy et al., 2005, 2007](#)), et notamment la dernière version (v2.4) développée par [Betoule et al. \(2014\)](#). Cette méthode utilise un modèle empirique de densité spectrale en énergie (SED) au premier ordre des SNeIa au cours du temps et entraîné avec des données spectrophotométriques provenant de SNLS et SDSS ([Betoule et al., 2014](#)). En considérant une phase p et une longueur d'onde λ , le flux observé d'une SNIa est exprimée par :

$$f(p, \lambda) = x_0 [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp(c \times C_L(\lambda)) \quad (2.3)$$

avec x_0 un facteur de normalisation, $M_0(p, \lambda)$ le SED moyen, $M_1(p, \lambda)$ la variabilité au premier ordre autour de la séquence moyenne et $C_L(\lambda)$ une loi de couleur entraînée. x_1 et c sont les paramètres de stretch et de couleur. Les paramètres $\{M_0, M_1, C_L\}$ sont des propriétés globales du modèle, et les paramètres $\{x_0, x_1, c\}$ sont ajustés simultanément sur les courbes de lumière dans toutes les bandes disponibles pour une SNIa donnée. La

magnitude apparente dans la bande B m_B est ensuite déterminée par intégration de la SED du modèle dans la bande correspondante.

La standardisation des SNeIa se fait finalement par la relation de [TRIPP \(1998\)](#) :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (2.4)$$

avec μ le module de distance, m_B la magnitude apparente dans la bande B , M_B la magnitude absolue standardisée au maximum, x_1 le stretch et c la couleur. La magnitude absolue M_B ainsi que les coefficients α et β sont contraints simultanément aux paramètres cosmologiques.

Ce processus permet de réduire la dispersion de la luminosité au maximum dans la bande B à seulement 15% ($\sigma_{M_B} \approx 0.15$ mag).

2.3 SNeIa et cosmologie

2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble

La standardisation des SNeIa permet de reconstruire ce qu'on appelle un diagramme de Hubble, qui représente la distance luminosité en fonction du redshift. Nous avons présenté au premier chapitre (Figure ??) le tout premier diagramme de ce genre, réalisé avec des Céphéides par Edwin Hubble, et mettant en évidence l'expansion de l'Univers.

La construction de ces diagrammes est toujours utilisée aujourd'hui, d'une part pour mesurer la constante de Hubble H_0 nécessitant une calibration absolue des SNeIa à partir d'observations conjointes avec des céphéides ([RIESS et al., 2016](#)), d'autre part pour mesurer l'accélération de l'expansion de l'Univers avec une calibration relative des SNeIa ([RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999; BETOULE et al., 2014](#)).

On utilise pour cela la relation de [TRIPP \(1998\)](#) du module de distance introduit plus tôt (eq 2.4), avec la méthode de standardisation des SNeIa.

On rappelle que le module de distance est défini comme $\mu = 5 \log_{10}(d_L) - 5$ (eq ??), et dépend donc des paramètres cosmologiques. On définit le module de distance théorique pour une SNIa i par :

$$\mu_{th,i} = \mu_{th,i}(z_i, \Omega_M, w_0, w_a) \quad (2.5)$$

dans le cadre d'un modèle cosmologique préalablement choisi, par exemple ici w_z - Λ CDM, Univers plat laissant libre l'équation d'état de l'énergie sombre.

Les paramètres du module de distance observé (eq 2.4) M_B , α et β sont simultanément contraints avec les paramètres cosmologiques.

On notera que dans le cadre d'un Univers supposé *a priori* plat, alors Ω_M et Ω_{DE} sont reliés par la relation de fermeture ($\Omega_M + \Omega_{DE} = 1$). Donc pour un modèle Λ CDM ($w_0 = -1$ et $w_a = 0$) Ω_M est le seul paramètre cosmologique libre.

En général la constante de Hubble H_0 est fixé. On peut en effet facilement montrer qu'il est impossible de contraindre simultanément M_B et H_0 . Il suffit pour cela de développer le résidu de Hubble, c'est à dire la différence entre le module de distance observé et le

module de distance théorique pour une SNIa donnée :

$$\mu - \mu_{th} = m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10}(d_L/10[\text{pc}]) \quad (2.6)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} \left(\frac{c(1+z)}{H_0 10[\text{pc}]} \int_{z=0}^{z=z_e} \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (2.7)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} (f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) - 5 \log_{10} \left(\frac{c}{H_0 10[\text{pc}]} \right) \quad (2.8)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - 5 \log_{10} (f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) + 2.5 \log_{10} \left(\frac{L H_0^2 100[\text{pc}^2]}{c^2 L_0} \right) \quad (2.9)$$

où nous avons supposé un modèle w_z - Λ CDM et $E(z)$ ne dépend que des paramètres cosmologiques et du redshift (eq ??). La luminosité L et la constante de Hubble H_0 sont des paramètres dégénérés ne pouvant être contraints simultanément.

Dans le cas d'une calibration absolue des Supernovae avec un autre indicateur de distance à bas redshift comme les céphéides, il est possible de fixer M_B pour contraindre H_0 comme effectué par [RIESS et al. \(2016\)](#). Dans le cas où M_B est laissé libre, et où on s'intéresse donc aux distances relatives, alors H_0 est fixé et seuls les paramètres cosmologiques (Ω_i) sont ajustés.

L'ajustement se fait habituellement par la méthode de moindre carrés avec la minimisation d'un χ^2 , en utilisant une matrice de covariance comprenant les erreurs statistiques et systématiques que nous ne détaillerons pas ici (voir [BETOULE et al., 2014](#)).

2.3.2 Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa

Les SNeIa sont d'excellentes sondes cosmiques pour dériver les paramètres cosmologiques, et plus particulièrement lorsqu'il s'agit de sonder l'énergie sombre. Pour contraindre l'équation d'état de cette composante, il est nécessaire d'avoir des mesures de variations relatives de distance de luminosité en fonction du redshift.

Les supernovae sont des évènements tellement brillants (parfois plus que leur galaxie hôte) qu'elles peuvent être détectées jusqu'à des redshift dépassant $z = 1.7$ ([RUBIN et al., 2013](#); [JONES et al., 2013](#)). L'accélération de l'expansion de l'Univers étant un phénomène cosmologiquement récent ($z < 0.5$), les mesures simultanées de distancs à bas redshift ($z \sim 0.05$) et à haut redshift ($z \sim 0.8 - 1$) permettent de considérablement contraindre les paramètres d'énergie sombre.

Nous illustrons cela dans la Figure 2.6, où nous comparons différents modèles d'équation d'état de l'énergie sombre, avec ou sans variation temporelle, par rapport au modèle standard Λ CDM et mis à l'échelle de l'époque du CMB ($z \sim 1000$). Les plus grandes variations de module de distance ($|\Delta\mu| \sim 20\text{mmag}$) se situent à bas redshift $z < 0.03$ et à $z \sim 1.5$. Les précisions actuelles sur w sont de l'ordre de 5%, et une déviation de 2% par rapport à Λ CDM ne représentent qu'une variation en module de distance de 3%. Cet objectif est celui du *Legacy Survey of Space and Time* (LSST; [LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009](#)), relevé astronomique grand champ qui sera lancé en 2023 et qui permettra de sonder les SNeIa autour de $0.2 < z < 1$. Une ancre à bas redshift est donc nécessaire, et ce rôle sera probablement rempli par le relevé Zwicky Transient Facility (ZTF; [GRAHAM et al., 2019](#); [BELLM et al., 2019](#)) pour lequel nous dédions le chapitre suivant.

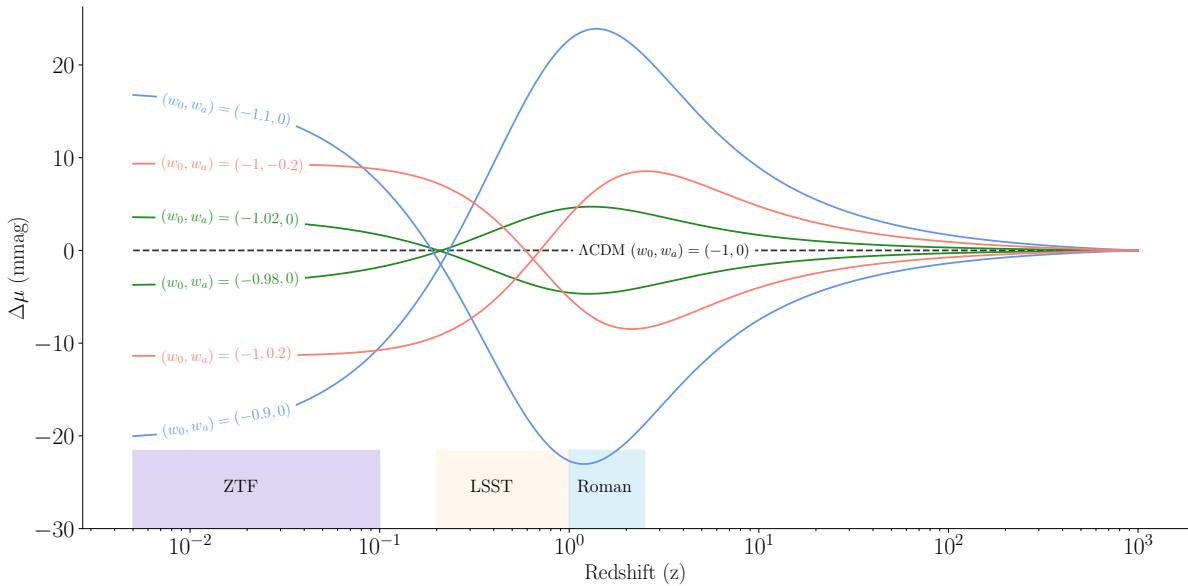


FIGURE 2.6 – Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équation d'état de l'énergie sombre par rapport à Λ CDM ($w = 0$). Les modèles sont configurés pour se rejoindre à l'époque du CMB. Nous illustrons ici l'importance des échantillons à bas redshift, et la précision nécessaire sur le module de distance pour détecter une variation de quelques poucents de w . Les bandes de couleurs sur l'axe des abscisses indiquent la profondeur en redshift des différents relevés. ZTF est en opération depuis 2018, LSST le sera en 2023 et tout deux sont des relevés depuis le sol. Nancy Grace Roman Telescope, spatial, sera lancé dans le meilleur des cas en 2027, et sondera le ciel profond jusqu'à des redshift de l'ordre de $z \sim 2.5$.

Nous devons souligner que pour ces objectifs de précision sur w , la contamination d'un échantillon de SNeIa par des supernovae à effondrement de coeur peut mener à des biais non négligeables. Une estimation a par exemple été mené par JONES et al. (2017, 2018) à partir de l'échantillon photométrique de SNe de Pan-STARRS (PS1, CHAMBERS et al., 2016). En utilisant plusieurs méthodes de classification photométriques de supernovae, la mesure de w s'avère biaisée à cause des contaminations, entraînant une incertitude systématique $\sigma_{w,sys} = 0.012$ pour un échantillon contaminé à 5% par des supernovae à effondrement de coeur (CC SNe).

Bien que cette contribution soit faible devant l'incertitude totale actuelle, cela n'est plus le cas devant l'objectif de précision de seulement 2% sur le paramètre de l'équation d'état de l'énergie sombre. La construction d'un échantillon de SNeIa non contaminé est par conséquent d'une importance cruciale, et c'est pour cela que la classification par spectroscopie est fortement privilégiée.

Bibliographie

- ALDERING G., ADAM G., ANTILOGUS P. et al. 2002, « Overview of the Nearby Supernova Factory », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 61–72 ↑ Section 2.2.2
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., GRAHAM M. J. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018002 ↑ Section 2.3.2
- BETOULE M., KESSLER R., GUY J. et al. 2014, « Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples », *Astronomy and Astrophysics*, 568, A22 ↑ Section 2.2.4.1, ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 2.3.1
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 2.3.2
- CHANDRASEKHAR S. 1931, « The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs », *The Astrophysical Journal*, 74, 81 ↑ Section 2.1.2
- ELIAS J. H., MATTHEWS K., NEUGEBAUER G. et PERSSON S. E. 1985, « Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators. », *The Astrophysical Journal*, 296, 379 ↑ Section 2.1.1
- GRAHAM M. J., KULKARNI S. R., BELLM E. C. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Science Objectives », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 078001 ↑ Section 2.3.2
- GUY J., ASTIER P., BAUMONT S. et al. 2007, « SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators », *Astronomy and Astrophysics*, 466, 11 ↑ Section 2.2.4.2
- GUY J., ASTIER P., NOBILI S., REGNAULT N. et PAIN R. 2005, « SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae », *Astronomy and Astrophysics*, 443, 781 ↑ Section 2.2.4.2
- HAMUY M., PHILLIPS M. M., MAZA J. et al. 1995, « A Hubble Diagram of Distant Type 1a Supernovae », *The Astronomical Journal*, 109, 1 ↑ Section 2.2.1
- HAMUY M., PHILLIPS M. M., SUNTZEFF N. B. et al. 1996, « The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae », *The Astronomical Journal*, 112, 2391 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- HEGER A., FRYER C. L., WOOSLEY S. E., LANGER N. et HARTMANN D. H. 2003, « How Massive Single Stars End Their Life », *The Astrophysical Journal*, 591, 288 ↑ Section 2.1.2

- HICKEN M., CHALLIS P., JHA S. et al. 2009, « CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA », *The Astrophysical Journal*, **700**, 331 ↑ Section 2.2.4.1
- HOYLE F. et FOWLER W. A. 1960, « Nucleosynthesis in Supernovae. », *The Astrophysical Journal*, **132**, 565 ↑ Section 2.1.2
- JONES D. O., RODNEY S. A., RIESS A. G. et al. 2013, « The Discovery of the Most Distant Known Type Ia Supernova at Redshift 1.914 », *The Astrophysical Journal*, **768**, 166 ↑ Section 2.3.2
- JONES D. O., SCOLNICK D. M., RIESS A. G. et al. 2017, « Measuring the Properties of Dark Energy with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. I. Systematic Uncertainty from Core-collapse Supernova Contamination », *The Astrophysical Journal*, **843**, 6 ↑ Section 2.3.2
- JONES D. O., SCOLNICK D. M., RIESS A. G. et al. 2018, « Measuring Dark Energy Properties with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. II. Cosmological Parameters », *The Astrophysical Journal*, **857**, 51
- LANTZ B., ALDERING G., ANTILOGUS P. et al. 2004, « SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 146–155 ↑ Section 2.2.2
- LEAVITT H. S. 1908, « 1777 variables in the Magellanic Clouds », Annals of Harvard College Observatory, **60**, 87 ↑ Section 2.2.1
- LEAVITT H. S. et PICKERING E. C. 1912, « Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. », Harvard College Observatory Circular, **173**, 1 ↑ Section 2.2.1
- LSST SCIENCE COLLABORATION, ABELL P. A., ALLISON J. et al. 2009, « LSST Science Book, Version 2.0 », arXiv e-prints, arXiv:0912.0201 ↑ Section 2.3.2
- MINKOWSKI R. 1941, « Spectra of Supernovae », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **53**, 224 ↑ Section 2.1.1
- NUGENT P. E., SULLIVAN M., CENKO S. B. et al. 2011, « Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star », *Nature*, **480**, 344 ↑ Section 2.2.2
- PEREIRA R., THOMAS R. C., ALDERING G. et al. 2013, « Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory », *Astronomy and Astrophysics*, **554**, A27 ↑ Section 2.2.2, ↑ Section 2.2, ↑ Section 2.3
- PERLMUTTER S., ALDERING G., GOLDHABER G. et al. 1999, « Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae », *The Astrophysical Journal*, **517**, 565 ↑ Section 2.3.1
- PERLMUTTER S., GABI S., GOLDHABER G. et al. 1997, « Measurements of the Cosmological Parameters Ω and Λ from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$ », *The Astrophysical Journal*, **483**, 565 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1

- PHILLIPS M. M. 1993, « The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae », *The Astrophysical Journal, Letters*, 413, L105 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- RIESS A. G., FILIPPENKO A. V., CHALLIS P. et al. 1998, « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant », *The Astronomical Journal*, 116, 1009 ↑ Section 2.3.1
- RIESS A. G., MACRI L. M., HOFFMANN S. L. et al. 2016, « A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant », *The Astrophysical Journal*, 826, 56 ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 2.3.1
- RUBIN D., KNOP R. A., RYKOFF E. et al. 2013, « Precision Measurement of The Most Distant Spectroscopically Confirmed Supernova Ia with the Hubble Space Telescope », *The Astrophysical Journal*, 763, 35 ↑ Section 2.3.2
- SAHA A., SANDAGE A., TAMMANN G. A. et al. 1999, « Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type IA Supernovae. IX. SN 1989B in NGC 3627 », *The Astrophysical Journal*, 522, 802 ↑ Section 2.2.1
- TRIPP R. 1998, « A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae », *Astronomy and Astrophysics*, 331, 815 ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 2.3.1
- TRIPP R. et BRANCH D. 1999, « Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae », *The Astrophysical Journal*, 525, 209 ↑ Section 2.2.4.1