

Ausbildungsseminar

Kerne und Sterne

Prof. Dr. Wolfgang Gebhardt
PD Dr. Alexander Lenz

Vortrag

Supernova Ia und

Intergalaktische Längenmessung

Tobias Zweifel
Thomas Hupfauer

Inhaltsangabe

Supernova Ia

Einleitung	2
Eigenschaften	2
Physikalische Eigenschaften	4
Deflagration & Detonation	6
Stärken und Schwächen des Modells	7

Längenmessung

Standardkerze	10
Einheiten & Größen	13
Rotverschiebung	15
Abstände im Universum	17
Zusammenfassung	20
Quellenverzeichnis	21

Supernova Typ Ia

1. Einleitung & Benennung

Supernova nennt man einen Stern, der zum Ende seiner Lebensdauer durch eine Explosion einen Großteil seiner Masse verliert, oder komplett zerstört wird. Dies ist mit einer Helligkeitszunahme von zum Teil mehr als 20 mag verbunden. Somit übersteigt die Leuchtkraft einer Supernova (SN) sogar die ganzer Galaxien. In einer Galaxie in der Größe der Milchstraße wird nur durchschnittlich alle 50 Jahre ein Stern zu einer SN. In unserer Galaxie wurden bis jetzt 12 Supernovae beobachtet, jedoch vor der Erfindung des Fernrohrs. Diese waren zum Teil so hell, dass man sie mit bloßem Auge bei Tageslicht sehen konnte. Heute entdeckt man mehrere hundert SN pro Jahr.

Supernovae, die keinen besonderen Namen tragen, werden mit der Jahreszahl ihrer Entdeckung und einem Buchstaben von A beginnend benannt. So bedeutet der Ausdruck SN 1987A die erste im Jahre 1987 entdeckte SN. Sie war die erste, die man spektroskopisch untersucht hatte.

2. Eigenschaften der SN 1A

Supernovae werden nach ihrem optischem Spektrum eingeteilt, wie bereits im Vortrag von Susanne Neueder erläutert ist. An dieser Stelle seien daher nur kurz die Eigenschaften der SN 1A wiederholt.

Bei der Supernova des Typs 1A handelt es sich um eine SN, die keine Wasserstofflinien in ihrem Spektrum aufweist, dafür aber eine starke Absorptionslinie von 615 nm von Silizium nahe des Maximums. Gegen Ende der Supernovaphase treten auch Absorptionslinien der Eisengruppenelemente auf.

In Abbildung 1 ist der typische Verlauf der Lichtkurven verschiedener Supernovae dargestellt.

Supernova

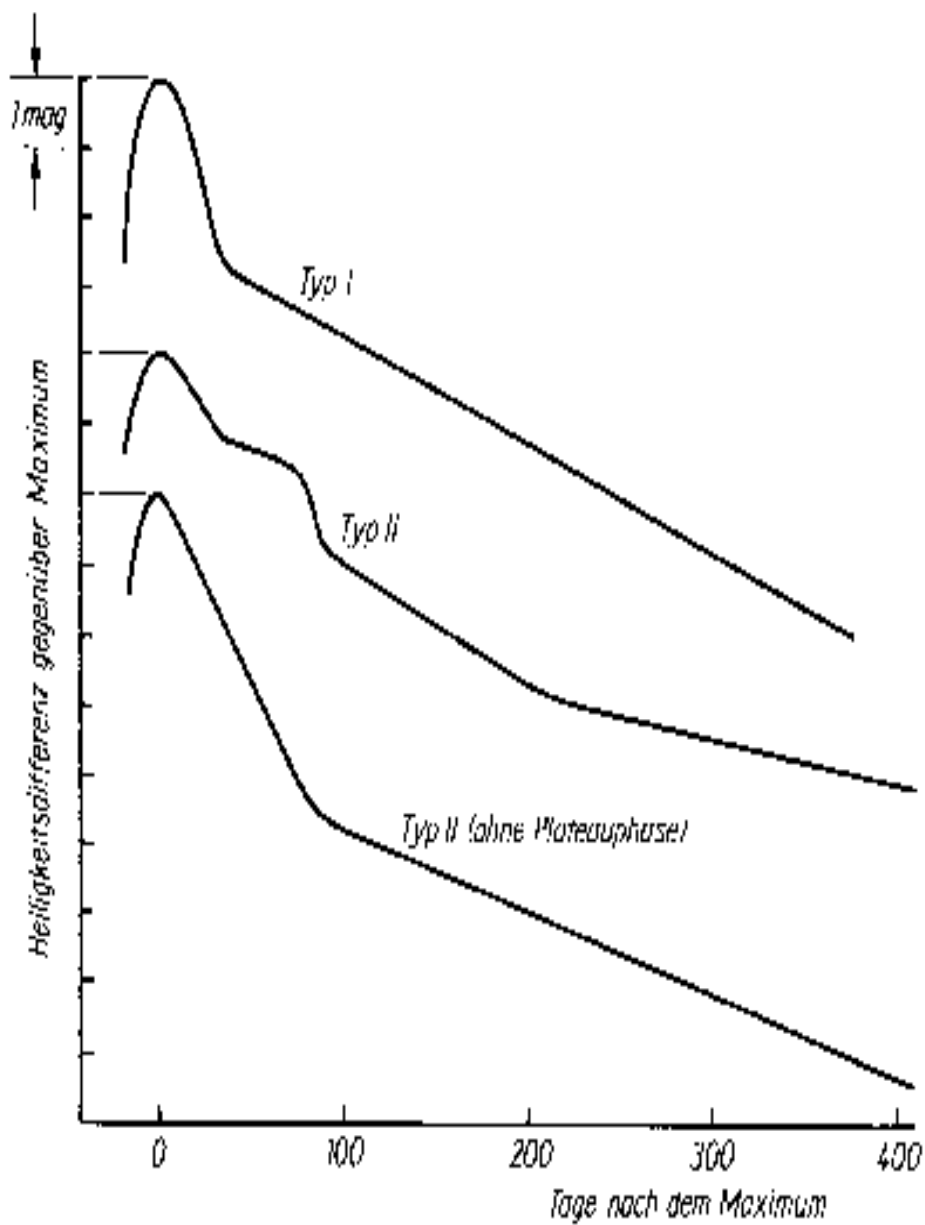


Abb. 1: Typische Lichtkurven von Supernovae. Mitte: Lichtkurve einer Supernova vom Typ II mit Plateauphase

3. Physikalische Prozesse

Da man die in den explodierenden Sternen in wenigen Bruchteilen von Sekunden ablaufenden Prozesse noch nicht in voller Allgemeinheit berechnen kann, hat man eine Modellvorstellung entwickelt, die die beobachteten Ergebnisse, den Verlauf der Lichtkurven, und die beobachteten Spektren qualitativ richtig darstellen kann.

An alle Modelle müssen gewisse Bedingungen gestellt werden:

1. Die freigesetzte Energie muss mindestens 10^{43} J betragen
2. Die Zeit, die zur Freisetzung der Energie benötigt wird, darf einige Sekunden nicht überschreiten, da sich sonst keine Detonationsfront bilden kann, die die Außenschichten des Sterns auf die gemessene Geschwindigkeit von circa 10^4 km/s beschleunigen kann.

Diese Bedingungen können nur durch die Fusion von Sauerstoff und Kohlenstoff zu schweren Elementen erfüllt werden. Bei anderen Elementen ist entweder die freigesetzte Energie zu gering oder die Reaktionsdauer ist zu groß.

Ein Weißer Zwerg erfüllt diese Bedingungen am besten. Bei der Entstehung dieser Sterne lag ihre Masse oberhalb von vier bis acht Sonnenmassen. Der größte Teil der Masse wurde im Verlauf der Sternentwicklung abgestoßen, wobei der Stern seine wasserstoffreichen Außenschichten verlor. Die Masse des Sterns sank unter 1,44 Sonnenmassen, der kritischen Masse für Weiße Zwerge.

Vor dem SN-Ausbruch besteht der Stern hauptsächlich aus den Endprodukten des Heliumbrennens, nämlich Kohlenstoff und Sauerstoff.

Da der Weiße Zwerg sich in einem stabilen Zustand befindet (Gravitation gegen Entartungsdruck), bleibt er für immer in diesem Zustand, wenn er frei von äußeren Einflüssen ist.

In einem Doppelsternsystem kann dem Weißen Zwerg von seinem „Nachbarn“, meist ein Roter Riese, Materie zufließen, wodurch es an der Oberfläche zu Kernprozessen kommt. Die überströmende Materie (Wasserstoff) wird zu Helium oder Kohlenstoff umgewandelt.



Bild 2: Darstellung der Akkretion eines Weißen Zwergs

Die Bedingungen für eine SN Ia sind nicht in allen Doppelsternsystemen mit Weißen Zwergen gegeben. Nur wenn die Massentransferrate sehr groß ist (4 bis 10 Sonnenmassen pro Jahr) läuft das Wasserstoffbrennen auf der Oberfläche des Zwergs kontinuierlich ab unter Zunahme der Masse.

Durch den Massengewinn wird die kritische Masse des Weißen Zwergs überschritten. Der Entartungsdruck reicht nicht mehr aus, um der Gravitation entgegenzuwirken, und der Zwerg kontrahiert. Dadurch steigt der Druck und dadurch die Temperatur im Innern des Zwergs. Die thermische Energie ($T=4 \cdot 10^8 \text{K}$) reicht zum Zünden des Kohlenstoffbrennens, wodurch noch mehr Energie frei wird und weitere Kernprozesse stattfinden, die schnell auf die weiter außen gelegenen Sternregionen übergreifen. Dabei wird ein Großteil des Kohlenstoffs und Sauerstoffs in wenigen Sekunden zu Elementen der Eisenreihe verbrannt, wobei die Temperatur auf mehrere Milliarden Grad steigt.

Es ist anzumerken, dass sich der Weiße Zwerg durch die Temperaturerhöhung nicht ausdehnen kann wie ein Hauptreihenstern, da er lediglich durch Entartung und Gravitation beschrieben wird, die von der Temperatur unabhängig sind.

Jedoch ist die bei den thermonuklearen Prozessen freigesetzte Energie etwa 20 mal größer als die gravitative Bindungsenergie, die den Stern zusammenhält, und er wird dadurch vollkommen zerstört. Während im Kern des Weißen Zwerges die Umwandlung zu Elementen der Eisenreihe vollständig abläuft, wird diese mit sinkender Entartung und Druck nach außen immer unvollständiger. Die äußerste Hülle wird dabei fast unverändert mit hoher Geschwindigkeit (ca. 10000 km/s) abgestoßen, während die Elemente des Cores langsamer auseinander driften. Von dem Weißen Zwerg bleibt also nur eine expandierende Gaswolke übrig, die vor allem reich an mittelschweren Elementen (z.B. Silizium) ist.

4. Deflagration und Detonation

Die Zündung des Kohlenstoffs im Weißen Zwerg führt entweder zu einer Deflagration oder einer Detonation. Bei der Zündung entsteht eine nach außen laufende Welle, die die Materie an der Front erhitzt und komprimiert. Bei einer Detonation sind die Maximaltemperaturen in der Stoßwelle hoch genug, um den Brennstoff explosiv zu entzünden. Brennfront und Stoßwelle fallen zusammen und bewegen sich mit Überschallgeschwindigkeit bezüglich der lokalen Schallgeschwindigkeit nach außen. Dabei würde die Materie komplett zu Eisen verbrannt werden.

Unter Deflagration versteht man eine schnelle Verbrennung. Hier sind die Maximaltemperaturen in der Welle nicht groß genug, um die Materie zu entzünden, und die Brennfront bewegt sich durch Wärmeleitung voran. Die Brennfront breitet sich langsamer aus als der Schall, wodurch die äußeren Schichten expandieren, bevor die Brennfront sie erreicht, und die Deflagration schwächt sich ab. Abhängig von der Anfangstemperatur und der Anfangsdichte verbrennt die Materie in den äußeren Schichten nur teilweise zu mittelschweren Elementen wie Si oder Ca, und im Zentrum zu Eisengruppenelementen.

Nach neuen Erkenntnissen ist eine reine Detonation auszuschließen. Vielmehr findet eine reine Deflagration oder eine verzögerte Detonation statt. Diese startet als langsame Deflagration. Wegen hydrodynamischer Instabilitäten verformt sich die Brennfront, und daher vermischt sich brennende und nicht brennende Materie. Dies erhöht die Expansionsgeschwindigkeit der Brennfront. Da die äußeren Schichten des Weißen Zwerges eine geringere Dichte, und somit eine geringere Schallgeschwindigkeit aufweisen, erreicht die beschleunigende Welle schließlich die Schallgeschwindigkeit, und aus der Deflagration wird eine Detonation. Bei der verzögerten Detonation wird nicht die gesamte Materie zu Eisen umgewandelt. Es entstehen auch mittelschwere Elemente wie Si und

Ca, da die Materie während der Deflagration expandiert, und das Brennen bei geringeren Temperaturen stattfindet. Die Randbereiche des Zwergs werden einfach weggeschleudert. Dadurch erhält man das SN Ia - Spektrum.

Die Modelle sind aus der Veröffentlichung „Type 1A Supernova Explosion Models“ von Wolfgang Hillebrand und Jens C. Niemeyer aus dem Jahre 2000 entnommen.

In den USA arbeiten zwei konkurrierende Gruppen (die Gruppe von Riess sowie die Gruppe von Perlmutter) an der Sammlung von SN Ia-Beobachtungen.

5. Stärken und Schwächen des Modells

Das Fehlen der Wasserstofflinien wird in hervorragender Weise erklärt, da Weiße Zwerge von Natur aus keinen Wasserstoff enthalten und der akkreditierte des Roten Riesen vor der Supernovaexplosion verbrannt wurde. Die beobachtete Lichtkurve (siehe Einleitung) passt ebenfalls gut zum Modell, da, obwohl die eigentliche Supernovaexplosion nur wenige Sekunden dauert, die expandierende Wolke für die Helligkeit nach dem Maximum verantwortlich ist. Bei der Explosion wird sehr viel (bis zu ca. 1 Sonnenmasse) radioaktives ^{56}Ni erzeugt, welches zunächst in ^{56}Co zerfällt (HWZ ca. 7d) und danach zu ^{56}Fe (HWZ ca. 77d) wird. Dies sind strahlende β - Zerfälle, die für den langsamen Abfall der Lichtkurve verantwortlich sind. Des weiteren passt die beobachtete Expansionsgeschwindigkeit der Wolke (ca. 10000 km/s) gut in das Modell, da die Differenz zwischen der freiwerdenden Energie (ca. $2 \cdot 10^{44}\text{J}$) und der gesamten Bindungsenergie des Weißen Zwerges (ca. 10^{43}J) diese erklären kann.

Allerdings stellt sich die Frage, ob ein Weißer Zwerg genügend Masse akkreditieren kann, um das Kohlenstoffbrennen zu zünden. Nach neueren Erkenntnissen muss die Akkretionsrate größer als $5 \cdot 10^7$ Sonnenmassen pro Jahr sein, damit es zur SN und nicht nur zu normalen Novae kommt.

Die Entscheidung zwischen reiner Deflagration und verzögerter Detonation ist noch nicht eindeutig gefallen. Um bei einer reinen Deflagration genügend Energie erzeugen zu können, müsste die Brennfront eine Geschwindigkeit von ca. 30% der Schallgeschwindigkeit erreichen, was aber eine Überproduktion von Eisengruppenelementen bedeuten würde (Hillebrand & Niemeyer 2000). Bei der verzögerten Detonation müsste noch geklärt werden, wie es möglich ist, dass die resultierenden Supernovae recht einheitlich sind, obwohl sie durch die Zündung der Detonation von mehreren Orten gleichzeitig entstehen, was zu unterschiedlichen Ergebnissen führt. Andere Mechanismen zur Entstehung der verzögerten Detonation sind noch nicht verstanden. Insgesamt erscheint heute die verzögerte Detonation als

eher unwahrscheinlich (Hillebrand & Niemeyer 2000).

Durch die gestiegenen Rechenkapazitäten der Computer konnte die Gruppe um S.I.Blinnikov im März 2006 für vier verschiedene reine Deflagrationsmodelle 3D-Simulationen von 1A-Supernovae berechnen und somit theoretische Lichtkurven bestimmen und mit den gemessenen vergleichen. Diese passen für schwächere SN 1A recht gut zusammen. Des Weiteren wurden die Explosionsenergie und die ^{56}Ni -Produktion berechnet. Im Schnitt erhielten sie ca. die Hälfte der beobachteten Energie und ^{56}Ni -Menge (beobachtete Energie: ca. 10^{51} erg, bester berechneter Wert: $6,3 \cdot 10^{50}$ erg; beobachtete ^{56}Ni -Masse: 0,4-0,7 Sonnenmassen, bester berechneter Wert: 0,42 Sonnenmassen). Auch hier gilt, dass die Werte für schwächere SN 1A gut übereinstimmen.

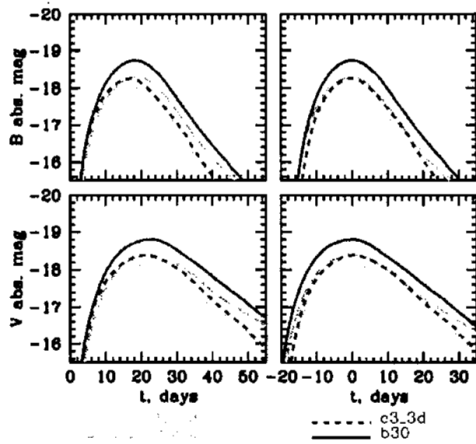


Fig. 7. *B*- and *V*-band light curves for all 4 models. *Left*: zero time is the moment of explosion. *Right*: zero time is the maximum light in the given band.

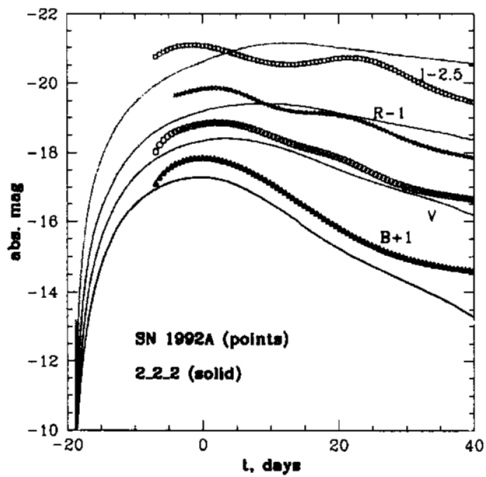


Fig. 9. *UBVR* light curves for *2_2_2* compared with observed light curves from SN 1992A (data points). Zero time is *B*-band maximum.

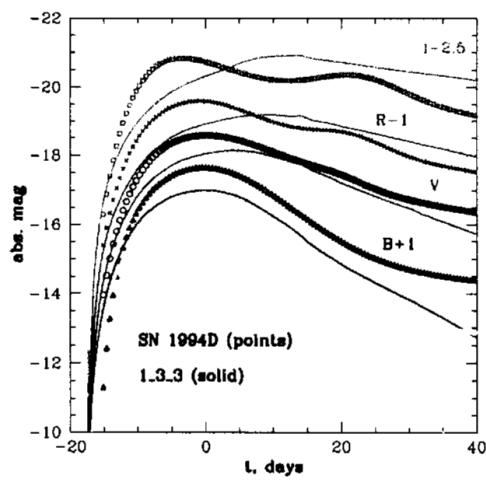


Fig. 8. *UBVR* light curves for *1_3_3* compared with observations of SN 1994D. Zero time is *B*-band maximum.

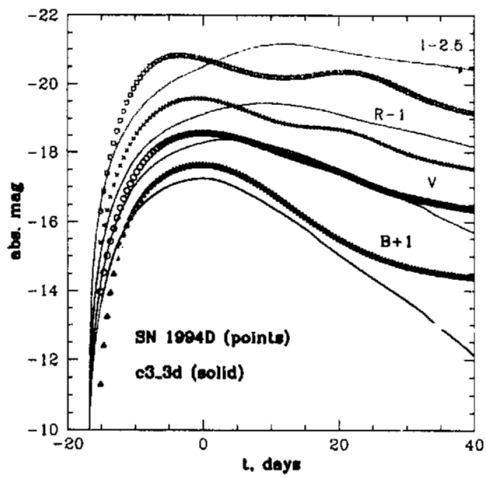


Fig. 10. *UBVR* light curves for *c3_3d* and observations of SN 1994D. Zero time is *B*-band maximum.

Intergalaktische Längenmessung

1. Supernova Ia als „Standardkerze“

Supernovae des Typs Ia sind hervorragende Bezugspunkte zur intergalaktischen Längenmessung, denn sie sind immer gleich hell, da es sich immer um einen explodierenden Weißen Zwerg mit kritischer Masse handelt; das heißt es wird stets die gleiche Masse in Kernprozessen, beginnend mit explosivem Kohlenstoffbrennen, umgesetzt. Des Weiteren sind sie sehr hell (die maximale absolute Helligkeit beträgt immer $-19,3$ mit einer Streubreite von weniger als $0,3$) und deshalb auch aus großer Entfernung beobachtbar. Außerdem sind sie die einzige Art von SN, die sowohl in Spiral- als auch in elliptischen Galaxien vorkommen.

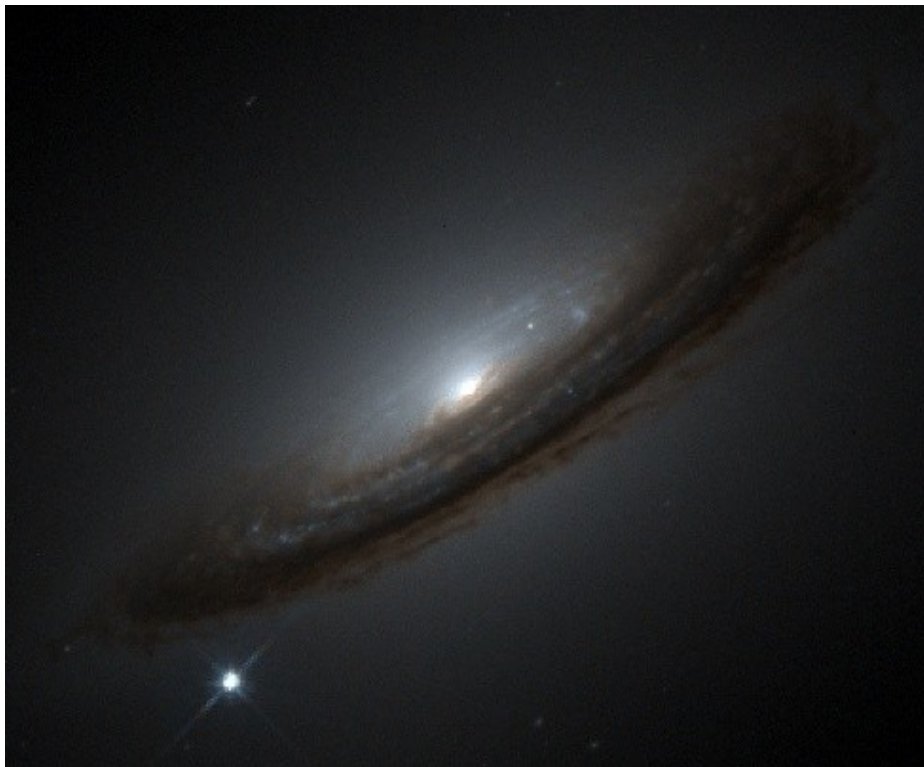


Bild 4: Helligkeitsvergleich der Supernova 1994D (links unten) mit der Galaxie NGC4526; aufgenommen vom High-Z-Supernova Search Team (HST), NASA

Misst man die scheinbare Helligkeit eines Sterns und kennt gleichzeitig seine absolute Helligkeit, so kann man seine Entfernung über den sog. Entfernungsmodul bestimmen. Der Entfernungsmodul entspricht der Differenz zwischen der scheinbaren und der absoluten Helligkeit.

Entfernungsmodul EM: $EM = 5 * \log_{10}(r) - 5$
Dabei muss der Abstand r in Parsec (siehe 2.a) eingesetzt werden.

Kurze Herleitung des Entfernungsmoduls:

Die visuelle Helligkeit m_v eines Sterns ist definiert als $-m_v = \log_{10}(L) + C$, wobei L die Leuchtkraft oder Strahlungsleistung in Watt darstellt. Die bolometrische Helligkeit m erhält man durch Integration über das Spektrum.

Das Intensitätsverhältnis zweier Sterne kann durch die Differenz der bolometrischen Helligkeiten bestimmt werden.

$$m_2 - m_1 = 2,5 * \log(I_1/I_2)$$

Für zwei Sterne, die verschiedene Abstände zu uns haben, gilt:

$$\log(I_1/I_2) = \log(L_1/L_2) - 2 * \log(r_1/r_2)$$

Für Sterne mit gleicher Leuchtkraft und unterschiedlichen Abständen folgt aus den beiden Gleichungen:

$$m_1 - m_2 = - 5 * \log(r_1/r_2)$$

Denkt man sich nun einen fiktiven Stern im Abstand von 10pc (d.h. seine Helligkeit entspricht der absoluten Helligkeit M), der die gleiche Leuchtkraft hat wie der Stern, dessen Entfernung man bestimmen möchte, so gilt:

$$m - M = 5 * \log(r/10pc) = 5 * \log(r) - 5 = EM$$

Wenn die Messung nur in einem bestimmten Spektralgebiet, also nicht bolometrisch, durchgeführt wurde, muss man dieses als Index angeben und eine Korrektur durchführen (s. 4.)

Bei einer Supernova des Typs 1A kann so also die Entfernung bestimmt werden, da die absolute Helligkeit immer bekannt ist. Die Ergebnisse streuen jedoch ziemlich stark. Eine sehr gute Entfernungsmessung bekommt man durch eine Korrektur, die aus der Stärke des Abfalls der Lichtkurve bestimmt wird. Stark rotverschobene Lichtkurven fallen schneller ab und haben ein geringeres Maximum. Zwischen der Breite der Lichtkurve und ihrem Maximum besteht ein linearer Zusammenhang. Diese Korrektur berücksichtigt die Absorption durch Staubpartikel und asymmetrische Explosion der Supernova.

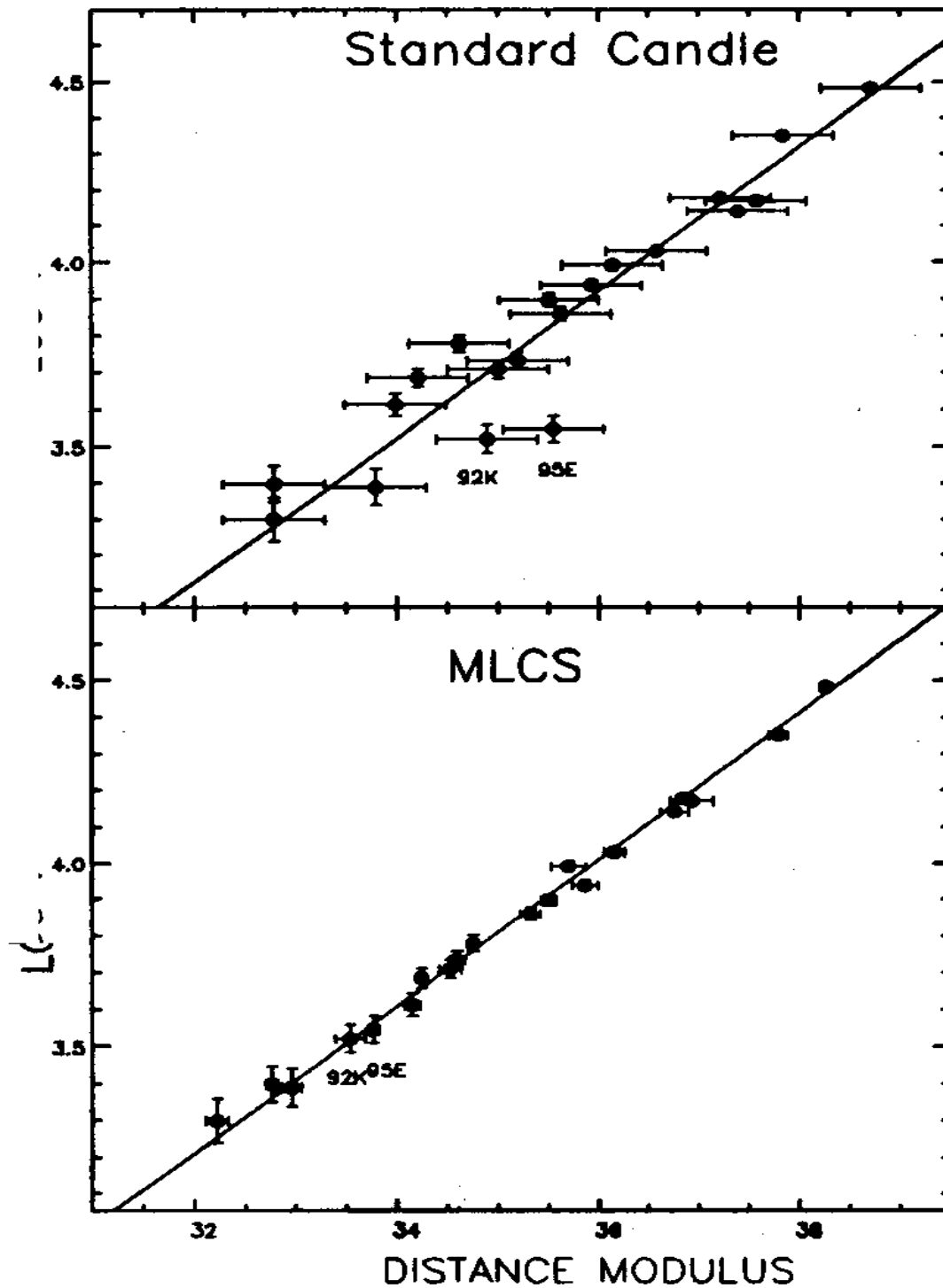


Bild 5: Die beobachteten Helligkeiten von SN 1A aufgetragen gegen den Entfernungsmodul. Oben sind die unkorrigierten Werte dargestellt, unten die nach der Abklingkurve korrigierten. Nach Ruiz-Lapuente, Cosmology with Supernovae. astro-ph/0304108

2. Wichtige Einheiten und Größen

a) Parsec (Abkürzung pc)

Der Begriff Parsec steht für „parallax of one arc second“. Das Parsec ist definiert als die Entfernung, von der aus betrachtet eine Astronomische Einheit AE unter einem Raumwinkel (der Parallaxe) von einer Bogensekunde erscheint.

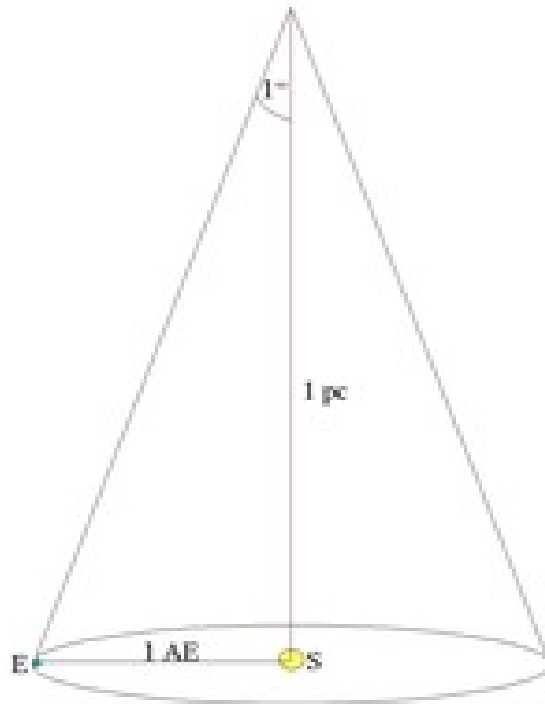


Bild 6: Definition eines Parsecs, Zeichnung von Dipl. Phys. V. Knierim

Die gängige Einheit zur Beschreibung von Entfernungen in der extragalaktischen Astronomie ist das Megaparsec Mpc. Eine besondere Bedeutung kommt dem Mpc zu, da es die maximale Größe von Galaxien und den mittleren Abstand zweier Galaxien beschreibt.

Ein Parsec sind $3,086 \cdot 10^{13}$ km, oder 3,3 Lichtjahre, oder $2,063 \cdot 10^5$ AE.

Der exakte Wert ist: $\cot(1^\circ/3600) \text{ AE} = (180 \cdot 3600 / \pi) \text{ AE}$

b) Hubble-Konstante

Die Hubble-Konstante H_0 ist die Proportionalitätskonstante zwischen der Fluchtgeschwindigkeit v und der Entfernung d im expandierenden Universum.

$$v = H_0 d$$

Die NASA führte im August 2006 Messungen mit dem Chandra X-Ray-Teleskop durch, wobei ein Wert für H_0 von $77 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ ermittelt wurde. Die Dimension ist also die einer inversen Zeit. Der Wert von H_0 wurde in der Vergangenheit schon öfters korrigiert, wobei man Werte von 50 bis $100 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ fand. Der Index 0 steht dabei für die Hubble-Konstante in unserer Zeitperiode. Dies ist notwendig, da H_0 mit der Zeit abnimmt. Als das Inverse der Hubble-Konstante ist die Hubble-Zeit t_H definiert.

$$t_H = 1/H_0$$

Die Hubble-Zeit entspricht dem Alter des Universums, wie durch Umstellen der Gleichung für die Hubble-konstante ersichtlich ist. Sie beträgt $1,27 \cdot 10^{10} \text{a}$. Multipliziert man t_H mit der Lichtgeschwindigkeit c , so erhält man die Hubble-Entfernung D_H . Diese entspricht der halben maximal möglichen Ausdehnung des Universums, da sich dieses nicht schneller als mit Lichtgeschwindigkeit ausdehnen kann.

c) Die Dichteparameter Ω

Obwohl heute die allgemein anerkannte Urknalltheorie die Expansion des Universums beschreibt, ist man sich über das Ende des Universums nicht einig. Die heutigen Theorien basieren auf der Materiedichte Ω_M .

Es gilt:

$$\Omega_M = 8 G \pi \rho_0 / 3 H_0^2$$

mit der Gravitationskonstante $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2 / \text{kg}^2$

ρ_0 Materiedichte des Universums

Für $\Omega_M=1$: Expansionsrate nimmt bis zum Stillstand im Unendlichen ab

Für $\Omega_M<1$: schwach abnehmende, aber stetige Expansion

Für $\Omega_M>1$: starke Abnahme der Expansion; danach Kontraktion; schließlich „Big Crunch“

Zusätzlich geht man noch davon aus, dass es neben der Gravitation eine Art abstoßende Kraft Λ gibt, die Antigravitation oder Vakuumenergie darstellt. Der Parameter Λ wurde von Einstein postuliert, und später wieder verworfen. Er steht für eine zeitlich zunehmende Expansion des Alls. Die Konstante Ω_Λ beschreibt eine Energiedichte:

$$\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3 H_0^2 > 0$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c

Der Krümmungsparameter Ω_k beschreibt die Abweichung der normierten Dichte von „1“ und kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1 - \Omega_k$$

Ausgehend von diesen Parametern existieren drei Modelle:

Name	Ω_M	Ω_Λ
Einstein - de Sitter	1	0
Low Density	0,05	0
High Lambda	0,2	0,8

3. Rotverschiebung

Auf Grund der Expansion des Alls besteht eine Beziehung zwischen der Entfernung der extragalaktischen Sternsysteme vom Milchstraßensystem und der in den Spektren der Systeme gemessenen Linienverschiebung zu größeren Wellenlängen hin.

Es gilt: Rotverschiebung $z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$

mit λ_0 Wellenlänge der unverschobenen Spektrallinie
 λ beobachtete Wellenlänge

Bei einer Linienverschiebung, die durch den Doppler-Effekt verursacht wird, kann man nach der speziellen Relativitätstheorie auf die Radialgeschwindigkeit der Strahlungsquelle schließen:

$$1 + z = \sqrt{(1+v/c)} / \sqrt{(1-v/c)}$$

Dabei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit und v die Radialgeschwindigkeit

Allerdings ist die Materie im Weltraum nicht homogen verteilt. Abweichungen von der Homogenität äußern sich infolge der durch sie verursachten Pekuliarbewegungen. In unterschiedlichen Richtungen herrschen unterschiedliche Expansionsgeschwindigkeiten.

Der Unterschied zwischen der gemessenen Rotverschiebung z_{obs} und der kosmologischen Rotverschiebung z_{cos} eines Objekts ist in seiner Pekuliarbewegung v_{pec} begründet:

$$v_{\text{pec}} = c (z_{\text{obs}} - z_{\text{cos}}) / (1+z) \quad \text{mit } v_{\text{pec}} \ll c$$

Für ein kleines Verhältnis von v/c , beziehungsweise kleinem Abstand d , ist die Geschwindigkeit direkt proportional zum Abstand:

$$z = v/c = d / D_H \quad (\text{bei geringer Rotverschiebung!})$$

Die kosmologische Rotverschiebung ist mit dem Skalenfaktor $a(t)$, oder der „Größe“ des Universums verknüpft:

$$1 + z_{\text{cos}} = a(t_0) / a(t_e)$$

Dabei bezeichnet $a(t_0)$ die Größe des Universums zu dem Zeitpunkt, an dem das Licht des Objekts beobachtet wird, und $a(t_e)$ den Zeitpunkt, an dem das Licht emittiert wurde.

Die Rotverschiebung wird im Verhältnis zu uns gemessen. Es ist aber auch möglich die Rotverschiebung zwischen zwei Objekten 1 und 2 zu messen, die beide im Verhältnis zu uns kosmologisch rotverschoben sind:

$$1 + z_{12} = a(t_1) / a(t_2) = (1 + z_2) / (1 + z_1)$$

Zusätzlich zur Rotverschiebung z kann man noch die lookback time t_L definieren. Sie stellt die Differenz zwischen der Zeit t_0 , in der die Beobachtung gemacht wird und der Zeit t_e , in der das Licht abgestrahlt wurde, dar. Wenn wir $E(z)$ als die Zeitableitung des Logarithmus des Skalenfaktors $a(t)$, der proportional zu $(1 + z)$ ist, einführen, so ist das Produkt $(1 + z) * E(z)$ proportional zur Ableitung von z nach der lookback time.

Es gilt auch:

$$t_L = t_H \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')E(z')}$$

4. Abstände im Universum

Neben der „normalen“ Definition einer Entfernung (proper distance D_p), die den Abstand zweier Objekte zur selben Zeit darstellt und deshalb im sich schnell ausdehnenden Universum nicht messbar ist, gibt es noch einige andere Definitionen für den Begriff „Entfernung“.

Die line-of-sight comoving distance D_C ist so definiert, dass sie für zwei Objekte, die sich im Hubble-Fluss bewegen, konstant bleibt, d.h. sie ist die proper distance geteilt durch das Verhältnis des Skalenfaktors des Universums zwischen dem Zeitpunkt der Abstrahlung des Lichts und dem der Messung. Es gilt $D_C = D_p \cdot (1+z)$, wobei z die Rotverschiebung ist.

Die transverse comoving distance D_M zwischen zwei Objekten mit gleichem Abstand oder Rotverschiebung, aber unterschiedlichem Beobachtungswinkel errechnet sich abhängig vom Krümmungsparameter Ω_k aus D_C und dem Hubble-Abstand D_H .

$$\begin{aligned} D_M &= D_H \cdot (\Omega_k)^{-1/2} \cdot \sinh[(\Omega_k)^{1/2} \cdot D_C/D_H], & \text{für } \Omega_k > 0 \\ D_M &= D_C, & \text{für } \Omega_k = 0 \\ D_M &= D_H \cdot (-\Omega_k)^{-1/2} \cdot \sinh[(-\Omega_k)^{1/2} \cdot D_C/D_H], & \text{für } \Omega_k < 0 \end{aligned}$$

Die angular diameter distance D_A ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Durchmesser eines Objektes und dem Winkel (in rad), unter dem es dem Beobachter erscheint. Dabei gilt:

$$D_A = D_M / (1+z)$$

Die luminosity distance (Leuchtkraft-Abstand) D_L ist definiert durch die Beziehung zwischen der bolometrischen Leuchtkraft L [Watt] und dem bolometrischen Strahlungsfluss S [W/m^2]. Dieser stellt die Energie der Strahlung dar, die pro Zeit und Fläche beim Beobachter ankommt. Die Entfernungen zu anderen Galaxien werden durch den Leuchtkraftabstand angegeben.

$$S = L / (4\pi D_L^2) \text{ oder } D_L = [L / (4\pi S)]^{1/2}$$

Des weiteren gilt: $D_L = (1 + z) \cdot D_M = (1 + z)^2 \cdot D_A$

Betrachtet man nicht-bolometrische Leuchtkraft oder Strahlungsfluss, so muss man die sog. K-Korrektur berücksichtigen, da die Frequenz ν des abgestrahlten und des detektierten Lichtes unterschiedlich sind. Mit der K-Korrektur wird obige Gleichung zu:

$$S_\nu = L_\nu / (4\pi D_L^2) \cdot L_{(1+z)\nu} / L_\nu \cdot (1 + z)$$

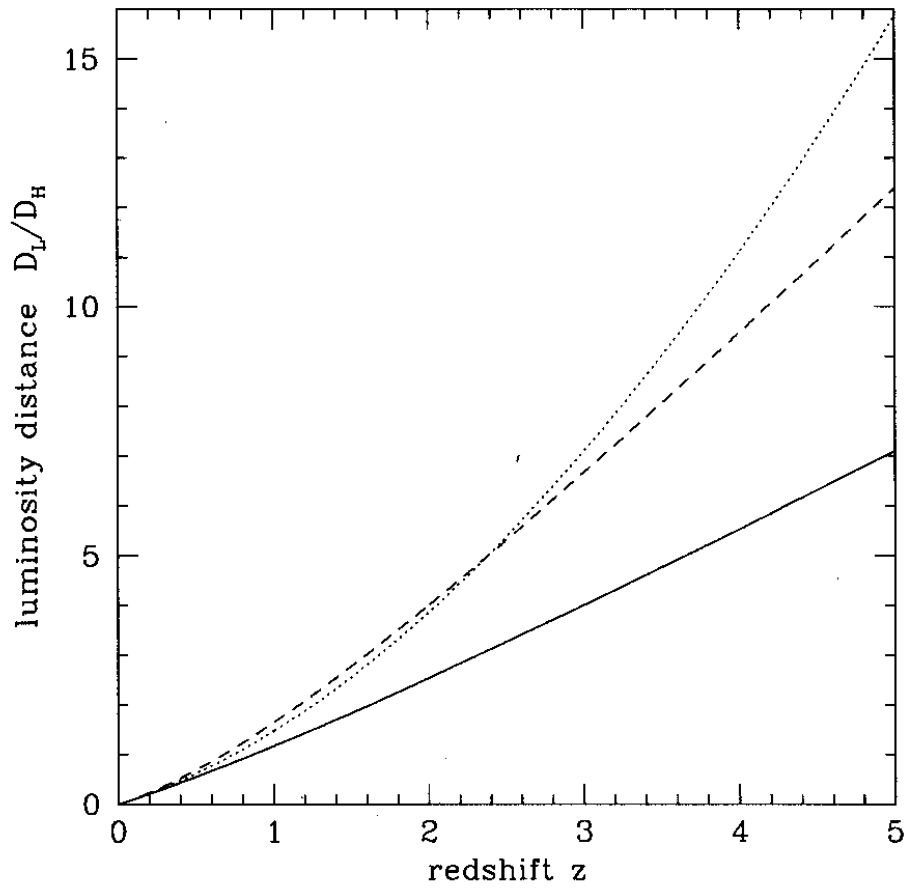


Figure 3: The dimensionless luminosity distance D_L/D_H . The three curves are for the three world models, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$, solid; $(0.05, 0)$, dotted; and $(0.2, 0.8)$, dashed.

Genau genommen ist der weiter oben eingeführte Entfernungsmodul über den Leuchtkraft-Abstand D_L definiert. Man muss also schreiben:

$$EM = 5 * \log(D_L/10\text{pc})$$

$$m - M = EM + K \quad \text{wobei } K \text{ die } K\text{-Korrektur darstellt}$$

$$K = -2,5 \log[(1 + z) * L_{(1+z)v}/L_v]$$

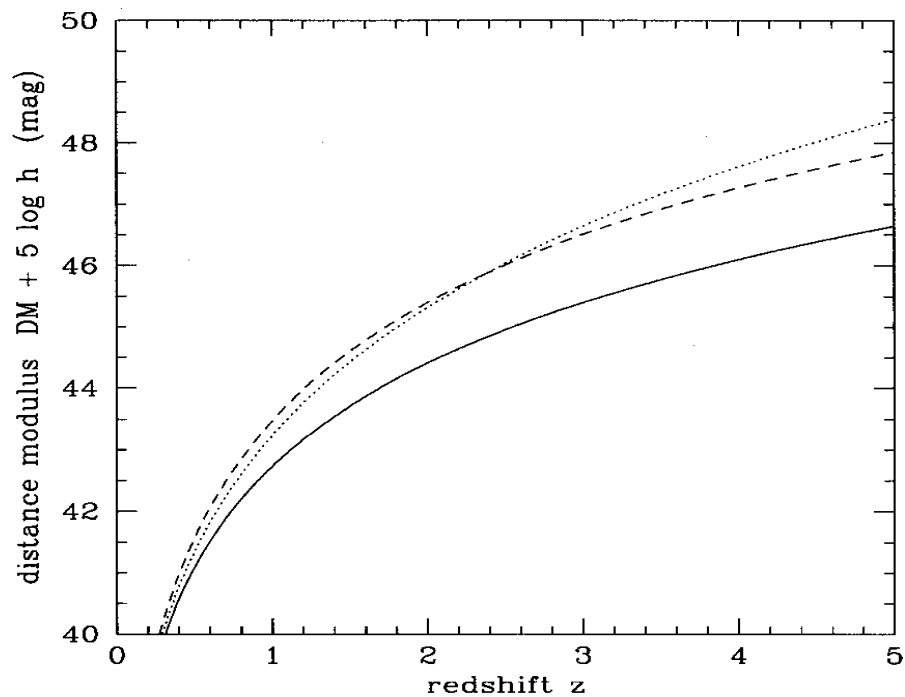


Figure 4: The distance modulus DM . The three curves are for the three world models, $(\Omega_M, \Omega_A) = (1, 0)$, solid; $(0.05, 0)$, dotted; and $(0.2, 0.8)$, dashed.

5. Zusammenfassung der Messmethoden

Beim Messen von Entfernungen im All kann man sich nicht nur auf die Standardkerzen Supernovae 1A verlassen, weil diese viel zu selten vorkommen.

In der nächsten Nähe unseres Sonnensystems kommt häufig die Parallaxenbestimmung zum Einsatz. Dabei wird im Prinzip der Winkel bestimmt, unter dem ein Beobachter von dem Objekt aus, dessen Entfernung gemessen werden soll, eine AE sehen würde. Um diesen Winkel zu bekommen vergleicht man also den Ort am Himmel, den das Objekt einnimmt mit dem, den es einnimmt wenn die Erde sich in ihrer Umlaufbahn weiterbewegt hat (s. dazu auch 2.a, Definition eines Parsec). Diese Methode kann vielleicht mit Hilfe von Gravitationslinsen zukünftig auf größere Entfernungen ausgedehnt werden, das ist heute aber noch nicht möglich.

Mit Hilfe der Beobachtung von Cepheiden kann man die Entfernung relativ naher Galaxien ($z < 0,5$) bestimmen. Cepheiden sind helle, pulsierende Riesensterne, die eine Beziehung zwischen der absoluten Helligkeit und ihrer Periodendauer erfüllen. Nach Messung von scheinbarer Helligkeit und Periodendauer kann man also den Abstand des Cepheiden zu uns mit dem weiter oben erklärten Entfernungsmodul bestimmen.

Bei weiter entfernten Galaxien ($z > 0,5$) muss man die kosmologische Rotverschiebung zur Entfernungsmessung verwenden. Um aus der Rotverschiebung z die Entfernung zu berechnen, muss aber die Hubble-Konstante H_0 und der Beschleunigungsparameter q_0 genügend gut bekannt sein, was bis vor ca. 10 Jahren nicht der Fall war. Die Entfernung r kann nach der Rotverschiebung entwickelt werden:

$$r = \frac{c}{H_0} z \left[1 + \frac{1}{2} (1 - q_0 z) + \dots \right]$$

Ursprünglich wurde mit dieser Entwicklung und den durch das Entfernungsmodul bekannten Abständen die Hubble-Konstante und der Beschleunigungsparameter bestimmt.

Abschließend bleibt noch zu sagen, dass bei all diesen Methoden im Prinzip der Lichtweg gemessen wird, der vom kosmologischen Modell abhängig ist.

Bild- und Literaturangabe:

Supernova:

Bild 1 Lichtkurven: Lexikon der Astronomie 8. Auflage, Helmut Zimmermann/
Alfred Weigert, Spektrum Akademischer Verlag; S. 489

Bild 2 Doppelstern: <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/star/supernova/2004/41/image/a/results/100/>

Bild 3 Lichtkurven: Type 1A Supernova Explosion Models
W. Hillebrandt & J.C. Niemeyer; Max-Planck-Institut für
Astrphysik, Juni 2000

Bild 4 SN 1994D: Astronomy Picture of the Day;
<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap061224.html>

Lexikon der Astronomie 8. Auflage, Helmut Zimmermann/Alfred Weigert,
Spektrum Akademischer Verlag, 1999, S. 488 - 496

Vorlesung „Schnelle Prozesse in der Astrophysik“; Wolfgang Gebhardt; Skript
zur Vorlesung im WS 02/03, Kap. 2.3, S. 58 - 66

Theoretical light curves for deflagration models of Type Ia supernova,
S.I. Blinnikov/F.K. Röpke/E.I.Sorokina et al.; Max-Planck-Institut für
Astrophysik, März 2006

Type 1A Supernova Explosion Models
W. Hillebrandt & J.C. Niemeyer; Max-Planck-Institut für Astrphysik, Juni 2000

A.G. Riess, A.V. Filippenko et al.,
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201>

S. Perlmutter, G. Aldering et al.,
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133>

Längenmessung:

Bild 7, 8 Rotverschiebung: Distance measures in cosmology, Online-Skript; David W. Hogg; Institute for Advanced Study, Princeton, December 2000

Vorlesung „Schnelle Prozesse in der Astrophysik“; Wolfgang Gebhardt, Skript zur Vorlesung im WS 02/03, Kap. 2.4, S. 67 - 68

Distance measures in cosmology, Online-Skript; David W. Hogg; Institute for Advanced Study, Princeton, December 2000

Lexikon der Astronomie 8. Auflage, Helmut Zimmermann/Alfred Weigert, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, S. 126 - 127, sowie S. 351

Vorlesung „Kosmologie“; Wolfgang Gebhardt, Skript zur Vorlesung