PIERO TEMPESTI

DA EINSTEIN AL GRANDE TELESCOPIO SPAZIALE

STORIA DELLA COSMOLOGIA MODERNA

Introduzione

In tempi lontani il termine cosmologia è stato usato quale sinonimo di cosmografia ma oggi sta a significare lo studio della struttura generale e dell'evoluzione dell'universo basato sui dati di osservazione astronomica interpretati alla luce delle leggi e dei principi generali della Fisica.

I modelli di universo oggi accettati dalla grande maggioranza dei cosmologi sono basati sulla Relatività generale. La cosmologia moderna sta per compiere cento anni essendo nata nel 1917, quando Einstein espose il primo "modello" di universo relativistico. Essendo io coetaneo - poiché anch'io sono nato nel 1917 - mi è venuta l'idea di raccontare la storia di questa disciplina, pur non avendo nella mia lunga carriera di astronomo mai lavorato in questo campo. Mi sono sentito spinto a questa impresa - certo un tantino velleitaria - dal fatto che i momenti salienti, memorabili, di tale storia sono per me vita vissuta. Quando cominciai a interessarmi di Astronomia era da cinque anni nozione corrente che l'universo è in espansione, ma non era ancora arrivato in biblioteca il famoso libro di Hubble *The Realm of the Nebulae*: in base alla sua famosa legge l'universo risultava esser nato solo due miliardi di anni fa. In una delle mie prime conferenze divulgative, tenuta in locali dell'Università di Bologna nel 1951 parlai, con stupore del pubblico, del paradosso di una Terra, che geologi ed astronomi valutavano esistere da 4 miliardi di anni, decisamente più vecchia dell'universo. Due anni prima era entrato in funzione il riflettore di 5 metri del Palomar e c'era viva aspettativa per i progressi che il nuovo grande strumento avrebbe consentito proprio nel campo della Cosmologia (allora il telescopio di 60 cm di Lojano era classificato come uno strumento di media potenza). Ero presente, quando, nel 1952, nell'VIII Congresso dell'Unione Astronomica Internazionale a Roma, Walter Baade, che lavorava appunto al Palomar, dette l'epocale annuncio che la scala delle distanze extragalattiche doveva essere almeno raddoppiata: ciò che portava di colpo al dimezzamento della costante di Hubble ed al raddoppiamento dell'età dell'universo. E ho vissuto nei primi anni '50 il progressivo abbandono dell'espressione "nebulose extragalattiche" per quella di "galassie". Ricordo le primissime volte che entrò in gioco il termine Big Bang e la serrata polemica fra teoria dell'espansione e quella dello steady state. Ricordo l'annuncio della scoperta della radiazione cosmica di fondo e l'affossamento di quest'ultima teoria. La rivelazione teorica negli anni '60 della composizione chimica della materia emergente dalla nucleosintesi primordiale. Il proseguire dell'incessante ricerca del valore della costante di Hubble, la polemica fra la "scala lunga" di Sandage e la "scala corta" di de Vaucouleurs e il dibattito sull'età dell'universo che ormai abbracciava largamente quella della Terra e del Sole, ma mal si accordava con quella dei sistemi stellari della Galassia. E la caduta verso l'ammasso della Vergine, e il Grande Attrattore e la Grande muraglia. E il convergere verso fine secolo dei risultati ottenuti dalle supernovae ad alto *redshift* e dalla mappa della radiazione cosmica di fondo, fino all'altro epocale annuncio, nel 1998, che l'espansione anziché rallentare, accelera. E l'osservazione spinta ormai all'epoca in cui si accesero le prime stelle. Tutte vicende che seguivo sfogliando le Riviste da mano a mano che arrivavano in biblioteca. Acquisizioni il cui susseguirsi, per i giovani studiosi di oggi, e anche per quelli di mezz'età, sono apprese succintamente dai brevi cenni storici che solitamente vengono premessi ai trattati, ma che per me ha scandito i tempi della vita. Come non cedere alla tentazione di raccontare questa storia?

Un racconto che, benché a livello elementare, presuppone nel Lettore il possesso delle nozioni basilari di Astronomia e di Astrofisica, anche se talvolta, forse inutilmente, mi soffermo a dare una concisa definizione di qualche nozione specialistica essenziale per la comprensione del testo. Un Lettore che mi raffiguro preferenzialmente nei dottorandi e nei giovani ricercatori all'inizio della professione e anche quei cultori dilettanti di Astronomia che hanno le basi suddette e che desiderano conoscere il percorso che ha portato all'attuale livello di conoscenze. Che sappiano quanto delle conoscenze di oggi in questo campo è dovuto ai loro padri, e quanto a nonni e bisnonni.

È ora grato dovere ringraziare tutti coloro che hanno validamente contribuito alla realizzazione di questa monografia. In primo luogo l'Osservatorio astronomico di Teramo nella persona del Direttore Oscar Straniero: le informazioni e i suggerimenti ricevuti da lui e in generale dal personale scientifico sono stati essenziali. In particolare ringrazio il dott. Lucio Pacinelli, per aver curato con competenza e pazienza la versione elettronica dei grafici da me forniti su supporto cartaceo. Ringrazio ancora il prof. Michele Notarangelo, docente di Informatica nelle Scuole medie di Treviso, per l'analoga prestazione e per aver assicurato i collegamenti con l'Osservatorio di Teramo. Infine, ultimo nell'elencazione ma non certo nel merito, il prof. Mirco Antiga valente cultore dilettante di Astronomia per aver calcolato e fornito le tavole aggiornate di tempi e distanze secondo il modello di universo oggi più accreditato, nonché per un'attenta rilettura del testo che ha messo in evidenza numerosi refusi ed errori.

Teramo, 1° agosto 2011 L'autore

Abbreviazioni e simboli

ARAA	**Annual Review of Astronomy and Astrophysics**
AnJ	**Astronomical Journal**
A&A	**Astronomy and Astrophysics**
ApJ	**Astrophysical Journal**
JHA	**Journal of History of Astronomy**
Mess	**Messenger, notiziario trimestrale dell'ESO**
Nat	**Nature**
PASP	**Publications of the Astronomical Society of the Pacific**
SkT	**Sky & Telescope**
COBE	**Cosmic Background Explorer,** satellite messo in orbita nel 1989 per l'osservazione della RCF
MAP	**Microwave Anisotropy Probe,** satellite messo in orbita nel 2001 per l'osservazione della RCF
HST	**Hubble Space Telescope**
TGN	**Telescopio Nazionale Galileo**
RCF	**radiazione cosmica di fondo**
UAI	**Unione Astronomica Internazionale**
U, B, V, R, I	Simboli di bande spettrali usate per la fotometria. Rispettivamente ultravioletto, blu, visuale, rosso e infrarosso vicino. E simboli anche delle rispettive magnitudini.
VLBA	**Very Long Base Array**. Sistema radio interferometrico costituito da 10 parabole di 25 m appositamente progettate ed istallate per un costituire una rete di *VLBI intercontinentale dalle Hawaii alle Isole Vergini.
VLBI	**Very Long Base Interferometry**
VLT	**Very Large Telescope**
$\mathcal{M}_\odot$	Massa in unità solari
m	Magnitudine apparente generica.
m_{pg}	Magnitudine apparente fotografica
m_v	Magnitudine apparente visuale
m_B	Magnitudine apparente già fotografica convertita in B
U	Magnitudine apparente ultravioletta fotoelettrica
B	Magnitudine apparente blu fotoelettrica
V	Magnitudine apparente visuale fotoelettrica
M	Magnitudine assoluta generica
*	Rinvio all'Enciclopedia Astronomica in procinto di apparire in rete.

PARTE I

LA LUNGA STORIA DELLA MISURA DELLA COSTANTE DI HUBBLE

La costante di Hubble è stata per lunghi decenni l'unico parametro disponibile per indagare la storia dell'universo. La sua misura ha richiesto 70 anni di indefesso e certosino lavoro, con risultati spesso fortemente discordanti, e si è raggiunto un valore unanimemente accettato solo all'inizio del presente secolo. Fino ad allora si è detto che il valore di tale costante era il Santo Graal degli astronomi

Premessa

Il diagramma di Hubble è la relazione fra il *redshift* cosmologico e la distanza. Per lungo tempo ha rappresentato la legge di Hubble, enunciata nel 1929, che afferma che le galassie si allontanano con velocità proporzionale alla loro distanza

$$v = Hd \qquad (1)$$

con v misurata in $\mathrm{km/s}$, d in megaparsec e la costante di proporzionalità H, detta *costante di Hubble*, in $\mathrm{km/s}$ per megaparsec. La determinazione quanto più possibile attendibile della costante H ha impegnato fortemente gli astronomi per tre quarti di secolo, con risultati decisamente discordanti prima che si giungesse, un decennio fa, ad un valore concordemente accettato entro un'approssimazione del 5%.

A rigore, il dato di osservazione originale è la proporzionalità fra il *redshift* $\Delta\lambda/\lambda$ misurato nello spettro, e la distanza d : cioè $\Delta\lambda/\lambda = H'd$. Questa è la vera relazione verificata da Hubble. Ovviamente la velocità risultante dalle misure sullo spettro va corretta in primo luogo per la velocità dell'osservatore e cioè per la componente lungo la visuale della velocità del Sole nella propria orbita galattica, che vale $220\ \mathrm{km/s}$, e per il moto rispetto al centroide del gruppo locale di galassie, che è dello stesso ordine di grandezza. La trasformazione del *redshift* in velocità, cioè l'interpretazione dello spostamento delle righe spettrali come effetto Doppler per cui $c\,\Delta\lambda/\lambda = v$, fu un'ipotesi giustificabilissima, suggestiva e feconda di risultati, ma senza il crisma della necessità logica. Accettata tale ipotesi, la relazione empirica di Hubble, indicando, come usano i cosmologi, $\Delta\lambda / \lambda$ con z, diviene:

$$cz = v = H'dc = Hd$$

Si tenga ben presente che la costante ausiliaria H' è stata introdotta qui solo per mostrare qual è il vero dato empirico, ma non è usata in Astronomia.

Per oltre un sessantennio, il diagramma v *versus* d, che non deviava sostanzialmente dalla linea retta, ha rappresentato unicamente la legge di Hubble. Solo in tempi recenti, arrivati a misurare *redshifts*, e distanze correlate, sufficientemente grandi (oltre un miliardo di parsec), la curva è apparsa deviare leggermente dalla retta indicando che l'espansione dell'universo sta accelerando. Quindi, con *diagramma di Hubble* s'intende la relazione generale $d = f(z)$, con *legge di Hubble* il caso particolare, espresso dalla (1), che la relazione sia lineare. Tale caso, come vedremo, si ha soltanto per piccoli valori di z, entro le distanze in cui per mezzo secolo dai tempi di Hubble si era arrivati a scandagliare l'universo.

L'interpretazione del *redshift* come effetto Doppler - la fuga delle galassie - fu un primo passo iniziale. Non appena fu inquadrato nella teoria dell'universo in espansione, il fenomeno apparve conseguenza logica di questa. Di effetto Doppler oggi si parla solo in trattazioni elementari divulgative.

Vediamo meglio. Quando è abbastanza piccolo, il *redshift* osservato può essere quantitativamente rappresentato dall'effetto Doppler, ma è originato da un effetto diverso. Infatti, com'è spiegato più ampiamente nella Parte II, non c'è un allontanamento delle galassie nello spazio, ma è lo spazio stesso che si espande. Dilatandosi lo spazio, nel tempo trascorso fra l'emissione della radiazione e la sua ricezione, le onde elettromagnetiche sono divenute più lunghe, sono state per così dire, tirate come un elastico. Quando osserviamo - poniamo - una galassia, riceviamo radiazione emessa quando il fattore di scala dell'universo era R (vedi Parte II). Ma attualmente è divenuto R_0 , per cui la lunghezza d'onda da λ che era all'atto dell'emissione (lunghezza d'onda di laboratorio), è divenuta λ' all'epoca della ricezione e si ha $\lambda'/\lambda = R_0/R$. Si suole, infatti, indicare col deponente 0 il valore attuale dei parametri cosmologici; ho fatto eccezione per la lunghezza d'onda (che d'altra parte non è un parametro cosmologico) perché il deponente 0 appare più adeguato al valore di laboratorio. Il rapporto fra la lunghezza d'onda λ' osservata e la lunghezza λ di laboratorio misura la variazione di R, per cui, ponendo $(\lambda' - \lambda)/\lambda = \Delta\lambda/\lambda = z$, si ha la relazione fondamentale:

$$\lambda'/\lambda = 1 + z = R_0/R. \qquad (2)$$

che è di validità generale quale che sia il modello di universo adottato.

I *redshifts* delle galassie, quale ne sia l'interpretazione, non possono formalmente essere distinti dall'effetto Doppler, dato che entrambi sono costanti lungo tutto lo spettro. Quindi, secondo la ben nota formula, si ha $v = c\,\Delta\lambda/\lambda = cz$. Nei diagrammi di Hubble si trova spesso riportata la velocità cz in funzione della distanza. Per lo più si usa la scala logaritmica, per cui al logaritmo della distanza si può sostituire la magnitudine apparente, quantità che, in assenza di assorbimento interstellare e nell'ipotesi che gli oggetti considerati abbiano uguale luminosità, sono proporzionali. Se l'universo è piatto (vedi più avanti), la retta di Hubble, rappresentata dal *redshift* z (oppure della velocità) in funzione della magnitudine apparente m, deve avere pendenza 5. Infatti, secondo la legge fotogeometrica e la formula di Pogson, la legge di Hubble prende la forma

$$m_1 - m_2 = 5\log\frac{d_1}{d_2} = 5\log\frac{z_1}{z_2} = 5\log\frac{v_1}{v_2} \qquad (3)$$

Sovente i cosmologi usano la rappresentazione inversa: $\log v$, oppure $\log(cz)$, in funzione di m. Va da sé che in tal caso la pendenza è 0,2.

Il diagramma di Hubble si presenta quindi nella forma originale di Hubble v (o cz) *versus* d o in quella equivalente $\log v$, o $\log(cz)$, *versus* magnitudine apparente m.

Si faccia ben attenzione che, essendo questa seconda forma una rappresentazione logaritmica della legge di Hubble ($m = 5\log v - 5\log H_0$), il valore attuale H_0 appare entro una costante additiva.

Vedremo che la relazione (3) è stata frequentemente usata per verificare l'affidabilità di certi indicatori di distanza. Naturalmente, quando entravano in gioco distanze abbastanza piccole in modo che la relazione fosse praticamente valida anche in un universo non piatto.

La commutabilità fra *redshift* e velocità non creava problemi fin tanto che si aveva a che fare con $z \ll 1$, ma in

seguito tale equivalenza ha perso senso. La velocità non viene più considerata e si confronta direttamente il *redshift* z con la distanza o con la magnitudine apparente debitamente corretta dall'effetto dell'assorbimento interstellare. È vero che anche nei grafici e nelle trattazioni professionali, s'incontra ancora spesso la quantità cz, che ha le dimensioni di una velocità (z è un numero puro). Ma è un uso meramente formale, di comodo. Velocità simbolica, la chiama Sandage.

I cosmologi parlano invece di velocità in senso proprio, quando si tratta di velocità piccole, dell'ordine di grandezza non superiori a poche migliaia di chilometri al secondo (e quindi di z non superiori a pochi centesimi). Ciò perché esprimersi in termini di velocità è un modo utile ed euristico per descrivere il fenomeno. Ad esempio, si parla dei $1100\ \mathrm{km/s/Mpc}$ $(z = 0{,}0037)$ di velocità cosmica dell'ammasso della Vergine o dei $6000\ \mathrm{km/s/Mpc}$ $(z = 0{,}02)$ dell'ammasso della Coma. Non è chiaro perché in testi professionali si continui a usare la quantità cz, specie nel diagramma di Hubble, anche per $z \gg 0{,}02$. Va bene che è una velocità formale, ma a che serve? Potrebbero usare solo z: data la rappresentazione logaritmica, ciò comporterebbe solo un'inessenziale traslazione della curva, senza alterare la pendenza.

Comunque, dalla relazione che esprime l'effetto Doppler, $z = v/c$, si ha che per $z > 1$ la velocità risulta maggiore di quella della luce. In molte trattazioni non specialistiche, si afferma che a ciò si rimedia applicando la formula relativistica per l'effetto Doppler, dalla quale risulta

$$v = \left[\frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}\right] c$$

talvolta espressa nella forma equivalente

$$v/c = (z^2 + 2z)/(z^2 + 2z + 2) \qquad (*)$$

cosicché per z tendente all'infinito, v tende alla velocità c della luce. In tal modo, ad esempio, una galassia a $z = 2$, che secondo la formula classica avrebbe velocità doppia di c, con la relazione relativistica risulta allontanarsi a velocità $0{,}8\ c$.

Nell'ambito della cosmologia relativistica tale sostituzione è però inaccettabile. Infatti, la $(*)$ è valida nell'ambito della Relatività ristretta che presuppone uno spazio euclideo. Ma per le z che richiedono la sostituzione, le distanze sono tali che non può essere trascurata la curvatura dello spazio e quindi si è nel campo della Relatività generale. D'altra parte, non trattandosi della velocità di trasmissione di un segnale, ma della "velocità" $\dot{R}$ di espansione dello spazio, dove R è il fattore di scala, cioè la distanza fra due galassie arbitrariamente scelte. Non c'è quindi alcun problema se viene superata la velocità della luce. Si ricordi in ogni caso che la costante di Hubble è la velocità relativa di espansione dell'universo: $H = \dot{R}/R$.

Poiché, in generale, H è variabile col tempo, si scrive H_0 per indicarne il valore all'epoca cosmologica attuale. Inizialmente valutata da Hubble negli anni '30 del secolo scorso in circa $550\ \mathrm{km/s/Mpc}$, nel 1952, col repentino raddoppiamento nella valutazione delle distanze extragalattiche, H_0 fu ridotta a $200 - 500$. Successivamente venne ulteriormente ridotta, e due scuole di astronomi hanno sostenuto a lungo, l'una valori attorno a $50 - 60\ \mathrm{km/s/Mpc}$, l'altra attorno a $80 - 100\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Le determinazioni più recenti sembrano essersi attestate attorno a $70\ \mathrm{km/s/Mpc}$.

Anticipando quanto è detto più ampiamente nella Parte II, la costante di Hubble H, quale rapporto fra una velocità ed una distanza, ha le dimensioni dell'inverso di un tempo: il valore $t_\mathrm{h} = 1/H_0$ si chiama tempo di Hubble e nel modello cosmologico del Big Bang *canonico*, o *standard* (quello che considera l'universo composto unicamente da materia, senza energia oscura, o quintessenza, o quale altra strana fonte di energia si sia poi individuata), è il limite superiore all'età dell'universo, cioè al tempo trascorso dall'istante iniziale. Solo un limite: il valore effettivo dipende dal rapporto fra la densità ρ dell'universo e la densità critica ρ_c che rende lo spazio piatto. Tale rapporto è espresso dal parametro di densità $\Omega = \rho/\rho_c$. L'età t_u dell'universo sarebbe H_0^{-1} se Ω fosse 0. Per $\Omega = 1$ (universo piatto nella terminologia relativistica, o marginalmente legato in quella newtoniana) si ha $t_\mathrm{u} = \frac{2}{3} H_0^{-1}$. Per esprimere questi tempi in anni si deve moltiplicarli per $9{,}778 \cdot 10^{11}$, coefficiente che serve a trasformare i megaparsec in chilometri e i secondi in anni. Col valore oggi ritenuto più probabile, $H_0 \cong 70$, si ottiene per il limite superiore dell'età dell'universo 14 miliardi di anni. Poiché la densità è certamente diversa da zero, l'età effettiva risulta adeguatamente minore, sempre nella teoria canonica.

I cosmologi hanno preferito a lungo usare al posto di Ω_0 il parametro q_0, detto *parametro di decelerazione*, che nel modello di universo canonico vale $\frac{1}{2}\,\Omega_0$. Solo con $q_0 = 0$ $(\Omega_0 = 0)$ la costante di Hubble sarebbe invariabile nel tempo. A densità zero, infatti, non essendoci forze contrapposte che convertano l'energia cinetica, l'espansione continuerebbe all'infinito con la medesima velocità. Altrimenti si ha un rallentamento dovuto alla forza gravitazionale e quindi una progressiva diminuzione di H. Ciò vale - ripetiamo - prendendo in considerazione solo la densità della materia e cioè nel modello standard. Ma nell'ultimo decennio, l'osservazione di supernovae a grande *redshift* ha portato a concludere che l'espansione anziché rallentare, come si era fermamente ritenuto, sta accelerando e ciò viene spiegato ammettendo che alla densità contribuisca oltre alla materia (visibile, od oscura) anche un'enigmatica *energia oscura¸ rappresentata nelle equazioni relativistiche generali da un parametro detto *costante cosmologica e indicato con Λ, che genera una forza repulsiva che da un certo tempo in poi ha portato all'accelerazione dell'e- despansione. In tale modello di universo non si ha più $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0$. Il passato e il futuro dell'universo dipendono da H_0, Ω_M e Ω_Λ questi ultimi due essendo i parametri di densità rispettivamente della materia e dell'energia oscura.

Nell'universo in espansione, governato solo dalla materia, e quindi dall'equilibrio fra l'energia cinetica e la forza gravitazionale (la pressione della radiazione interviene solo in una breve fase iniziale), l'evoluzione è descrivibile con solo due parametri: uno è la costante H_0, l'altro è il *para-*

metro di decelerazione q_0 che misura il rallentamento dell'espansione. La misura di questi due parametri è stato l'impegno primario dei cosmologi osservatori dal 1930 a fine secolo.

In questa prima parte cerchiamo di raccontare la storia, ormai quasi secolare, della faticosa, ostinata ricerca del valore di H_0.

1. I pionieri

Attorno al 1910 era in discussione se la Galassia rappresentasse l'intero universo o no, e sebbene alcuni avessero prospettato la possibilità che le nebulose spirali, scoperte da Lord Rosse nel 1845, fossero oggetti di un possibile mondo extragalattico e cioè altre galassie simili alla nostra, la maggior parte degli astronomi tendeva a considerarle nebulose in fase di condensazione in stelle.

Il primo spettro della "nebulosa" di Andromeda, la spirale più vicina, era stato fotografato da J. Scheiner nel 1899 e si era costatato solo l'esistenza di larghe righe di assorbimento, configurazioni però che per la debolezza dell'immagine non si prestavano a misure. I primi spettrogrammi misurabili di "nebulose spirali", come allora venivano chiamate, furono ottenuti una dozzina di anni più tardi da Vesto Slipher, all'Osservatorio di Flagstaff. Questo osservatorio, a 2000 m di altitudine, in Arizona, era stato fondato da Percival Lowell nel 1894 con l'intento di condurvi accurate e complete osservazioni fisiche di pianeti e in particolare dei canali di Marte. A tal fine vi aveva istallato un rifrattore di 61 cm di apertura e 977 cm di focale munito di uno spettrografo appositamente costruito sul modello di quello funzionante al *Lick Observatory*. Nel 1902 affidò l'uso di tale strumento al giovane Slipher che vi compì numerose osservazioni di pianeti e di nebulose. Un risultato particolarmente degno di memoria è la scoperta che la nebulosa diffusa delle Plejadi dà uno spettro simile a quello delle stelle dell'ammasso.

Nel 1909, nel tentativo di acquisire prove che le nebulose spirali, che riteneva masse gassose rotanti, fossero sistemi solari in formazione, Lowell incaricò Slipher di riprendere spettri di nebulose spirali con lastre sensibili al rosso (le pancromatiche, disponibili da pochi anni). Slipher si trovò davanti ad un compito difficile: nemmeno per la grande nebulosa di Andromeda - l'M31 - riuscì, con molte ore di esposizione, ad ottenere uno spettro decente. Aguzzò l'ingegno. Innanzi tutto sostituì il treno di tre prismi con un prisma unico; e visto che non bastava, sostituì anche la lente di camera con una lente fotografica di focale molto più corta (una delle più "rapide" allora in commercio). In tal modo riuscì a rendere lo spettrografo 200 volte più "rapido". Anche il dispositivo per ottenere, a fianco dello spettro della "nebulosa", lo spettro di confronto necessario per stabilire le lunghezze d'onda, era di costruzione artigianale, con una bottiglia di Leida quale condensatore per la scarica elettrica. Nel settembre 1912 riuscì ad ottenere, con 6 ore e 50 minuti di posa, il suo primo spettro della "nebulosa" di Andromeda. Una strisciolina lunga un centimetro e larga un millimetro. A fine dicembre aveva ottenuto tre lastre. E nel gennaio fece le opportune misure col macromicrometro.

Grande fu il suo stupore quando le righe della "nebulosa" gli apparvero tutte spostate verso il violetto, rispetto alla posizione di laboratorio, di una quantità che, interpretata come effetto Doppler, indicava una velocità di avvicinamento pari a circa 300 km/s. Dieci volte la velocità media fino ad allora riscontrata nelle stelle. Pubblicò questo sorprendente risultato, non su un'importante Rivista scientifica internazionale ma, modestamente, sul *Lowell Observatory Bulletin*.

Subito dopo ottenne lo spettro delle spirali M81 e NGC4594 (la "nebulosa Sombrero"). Quest'ultima mostrò una velocità di 1000 km/s - tre volte quella della M31 - però in allontanamento. Ciò convinse Slipher che non c'erano di mezzo errori sistematici e che quelle velocità erano reali. Nel 1914 presentò al 7° convegno dell'*American Astron. Association*, ad Evanston, nell'Illinois, una relazione sui risultati per 15 spirali: 9 velocità positive fra 200 e 1100 km/s, 4 velocità nulle e 2 velocità negative, entrambe di −300 km/s. Al termine della presentazione, i 300 convenuti balzarono in piedi e gli tributarono un'ovazione. È interessante notare che fra i presenti a questo convegno c'era Edwin Hubble, circostanza forse decisiva per l'imminente prodigioso progresso nella visione del cosmo. Slipher, con la modestia che gli era propria, pubblicò tale relazione nel 1915 su *Popular Astronomy* col titolo *Spectrographic observations of nebulae*.

Quegli straordinari dati dettero argomento a chi propendeva a ritenere che le spirali fossero sistemi stellari analoghi alla Galassia. Nello stesso anno 1915, il noto astronomo E. Hertzsprung scrisse a Slipher: "*Mi sembra che con questa scoperta, la grande questione se le spirali appartengano o no al sistema della Via Lattea abbia trovato risposta certa: non vi appartengono.*" Era la sua opinione: la prova sarebbe stata raggiunta dieci anni più tardi.

Molti astronomi tuttavia ritennero questi dati scarsamente attendibili, attribuendoli ad errori di osservazione. Ma i dubbi cessarono quando misure fatte da M. Wolf all'Osservatorio di Heidelberg e da W. Wright al *Lick Observatory* dettero risultati concordanti con quello di Slipher. Si pensò allora trattarsi del riflesso del moto solare sovrammesso al moto individuale delle varie "nebulose". Nell'ipotesi che le singole velocità fossero distribuite a caso, trattando statisticamente i dati di un numero sufficiente di oggetti, le componenti casuali si sarebbero eliminate l'una con l'altra e sarebbe emersa la velocità del Sole, che nel problema sarebbe una costante. Un metodo ben noto, già applicato per rilevare il moto del Sole rispetto all'insieme delle stelle vicine, cioè rispetto al *local standard of rest*[1]. In quel caso la velocità era risultata di una ventina di chilometri al secondo; ora si cercava una velocità molto maggiore, attribuibile ad un moto del Sole rispetto, non alle stelle circostanti, ma all'insieme della Galassia. Un tentativo in tal senso fu fatto dallo stesso Slipher nel 1917, quando disponeva di 25 velocità. Ne ricavò un moto del Sole di 670 km/s in direzione del Capricorno; però i re-

[1] Sistema di riferimento costituito dalle stelle vicine al Sole con esclusione delle poche animate da "alta velocità" (> 65 km/s relativamente al Sole), le quali appartengono ad una popolazione stellare con caratteristiche cinematiche diverse. Vedi *Enciclopedia*

sidui restavano molto grandi e prevalentemente positivi. (*Proceedings Am. Philosoph. Society* 56, 403, 1917).

Nel 1916 G. Paddox, del *Lick*, dubitando che oltre al moto del Sole fosse in gioco qualche altro effetto sistematico, introdusse nelle equazioni un termine costante incognito K. Un procedimento già applicato da W. Campbell nel 1911 per stabilire il moto del Sole rispetto alle stelle di tipo spettrale B, che si riteneva mostrassero un piccolo *redshift* sistematico (che risultò equivalente a $4\ \mathrm{km/s}$). Nel caso delle spirali si dovevano però giustificare velocità centinaia di volte maggiori. Paddox ottenne risultati inconcludenti, ma il termine K sarà da allora in poi preso in considerazione in tutti i tentativi. Sempre nel 1916 l'astronomo tedesco C. Wirtz cercò di ricavare l'apice del moto solare tentando di misurare i moti propri di un centinaio di piccole nebulose spirali dal confronto di posizioni misurate visualmente 45 anni prima con posizioni misurate da lui su lastre fotografiche. È chiaro per noi oggi che il tentativo era destinato al completo fallimento. Gli risultarono moti propri molto esigui che evidentemente erano solo errori di misura e non riuscì a individuare un apice dal quale sperava di determinare la parallasse secolare.

Nel 1918, dalle velocità radiali di 15 "nebulose" Wirtz ricavò per il moto del Sole lo stesso valore di Slipher, però in direzione del polo nord terrestre; per K ottenne circa $800\ \mathrm{km/s}$. I residui, cioè le velocità peculiari, risultarono distribuiti casualmente, ma la discordanza nella direzione del moto solare era eccessiva. Nel 1919, un'analoga ricerca di K. Lundmark, che disponeva di ulteriori tre velocità, dette ugual risultato. Si ritenne probabile che la discordanza fosse dovuta al numero di "nebulose" troppo scarso per una trattazione statistica. Wirtz ritentò e ancora nel 1921 con 29 velocità ma i risultati furono ancora deludenti. Nello stesso anno però in una nota apparsa come le precedenti su *Astronomische Nachrichten*, annunciò di aver trovato una relazione tra la velocità radiale delle spirali e la magnitudine apparente (integrata): all'incremento di una magnitudine corrispondeva un aumento di $200\ \mathrm{km/s}$ nella velocità. Un risultato che andava, come si sarebbe visto poi, nella giusta direzione, ma che restò però pressoché ignorato dalla comunità astronomica.

Forse perché comunicato in tedesco su una rivista tedesca, e allora, appena usciti dalla prima guerra mondiale, nella comunità scientifica inglese ed americana c'era ancora un residuo diffuso senso di ostilità verso il mondo germanico. Nel 1922 A. van Maanen, dell'Osservatorio di Mt. Wilson rilevò una correlazione fra diametro apparente delle spirali e velocità:

Diametro	Velocità media (km/s)	Numero
10"	39	5
5'' – 10"	474	9
< 5"	826	10

Frattanto, a seguito del'enunciazione della Relatività generale (1916) era sopravvenuta la grande rivoluzione nelle concezioni cosmologiche. Nel 1917, Einstein e subito dopo W. de Sitter avevano presentato i loro universi relativistici. Nel modello di de Sitter, statico come quello di Einstein, il tempo appare rallentare col crescere della distanza dall'osservatore e questa poteva essere una spiegazione dei *redshifts* delle "nebulose". Infatti, col tempo rallentato, la frequenza della radiazione, emessa da sorgenti lontane, appare più bassa. Un ipotetico fenomeno che per alcuni anni verrà preso in considerazione col nome di *effetto de Sitter*. Lo stesso de Sitter mise in evidenza che una discriminazione fra il suo modello e quello di Einstein si poteva ottenere verificando se esisteva o no una relazione fra *redshift* e distanza di oggetti molto lontani, quali le "nebulose" spirali che egli riteneva essere al di fuori della Galassia.

Nell'universo di de Sitter il termine K doveva variare con la distanza, e il valore trovato da Wirtz doveva quindi rappresentare la velocità corrispondente alla distanza media dell'insieme di "nebulose" considerato. Lo stesso Wirtz nel 1924 fece il primo tentativo di verifica di tale conclusione sostituendo al semplice termine costante K il termine $K\,r$ proporzionale alla distanza r. Come indicatore di distanza prese il diametro apparente delle "nebulose". Un criterio grossolanamente valido nelle grandi linee, ma ben poco per il piccolo numero di oggetti che aveva a disposizione. Basti pensare alla galassia di Andromeda, M31, ed alle satelliti M32 e NGC 205: le luminosità vanno da 100 a 1, i diametri da 60 a 1. Tuttavia fra le velocità e i diametri delle 42 nebulose di Slipher, misurati su fotografie ottenute al Mt Wilson ed al Lick, trovò una correlazione nel senso che la velocità appare crescente con la distanza. Nella relazione apparsa su *Astronomische Nachrichten Wirtz* sostenne che tale correlazione appariva una verifica delle proprietà dell'universo di de Sitter. Risultato che restò però pressoché ignorato dalla comunità astronomica. Poco dopo, un'analisi di K. Lundmark con gli stessi dati di Wirtz ma usando come criterio di distanza oltre ai diametri anche le luminosità apparenti, mise in evidenza la stessa correlazione.

Nel frattempo un'altra interpretazione della relazione fra redshift e distanza era resa possibile. Nel 1922 il fisico russo A. Fridman[2] presentò una soluzione delle equazioni della Relatività generale che contemplava la possibilità di un universo in espansione. Sembrava un'astrazione matematica, ma Wirtz considerò la possibilità di un legame tra la prevalenza dei *redshifts* nelle nebulose spirali e l'espansione dello spazio. Tutto qui. Come vedremo subito, il fondamentale risultato di Fridman resterà lettera morta per quasi 8 anni.

Viceversa nel 1925 B. Strömberg, usando col medesimo materiale solo il criterio di luminosità, in base ad un approfondito esame concluse che non c'erano "sufficienti ragioni per ritenere che ci fosse una dipendenza delle velocità dalla distanza".

D'altra parte, tutte le interpretazioni sarebbero rimaste ipotesi vaghe, poco più che supposizioni, finché non fosse

[2] In molte trattazioni si trova Friedmann, che è la forma tedeschizzata nella traslitterazione dall'alfabeto cirillico usata da Einstein, poi generalmente seguita. Inoltre si faccia attenzione a non confondere (la pronuncia è la stessa) A. Fridman, il grande cosmologo della prima metà del secolo scorso di cui stiamo parlando, con W. Freedman, l'eminente cosmologa americana dei nostri giorni.

stato risolto il problema delle distanze delle spirali. Distanze ancora del tutto sconosciute (quelle utilizzate nei tentativi or ora accennati di verificare una relazione con i *redshifts*, erano dati di grande incertezza e larga approssimazione).

Slipher aveva frattanto continuato a misurare *redshifts* di nebulose sempre più deboli e nel 1925 era arrivato a raccoglierne 42 compresi fra i -300 km/s della nebulosa di Andromeda ed i 1800 km/s per NGC584, una spirale di 11ª magnitudine. Ma a questo punto il telescopio del Lowell Observatory era divenuto inadeguato per spingere oltre l'indagine, e Slipher abbandonò l'impresa.

E qui entra in scena Edwin Hubble che nel 1924 col 100 pollici del Mt Wilson - allora il più grande telescopio esistente - era riuscito mediante le cefeidi a misurare la distanza di due "nebulose" spirali, la M31 in Andromeda e la M33 nel Triangolo, nonché di una "nebulosa" irregolare nel Sagittario (NGC6822).

Le cefeidi, stelle variabili periodiche di alta luminosità, su cui più avanti ci intratterremo più estesamente, erano divenute protagoniste della ricerca astronomica da quando, nel 1912, E. Pickering, direttore dell'Osservatorio di Harvard, formulò matematicamente la ben nota relazione tra periodo e luminosità scoperta quattro anni prima da Miss Henriette Leavitt. Studiando circa 1800 stelle variabili da lei scoperte su fotografie della Piccola Nube di Magellano ottenute nell'arco di 13 anni con un rifrattore di 61 cm installato nell'Osservatorio di Harvard ad Arequipa, sulle Ande peruviane, nel 1908 la Leavitt aveva notato che per 16 variabili con variazione periodica, a periodi di variazione maggiori corrispondevano luminosità maggiori. Pickering, avendo poi a disposizione 25 di tali variabili, espresse l'interdipendenza come relazione biunivoca lineare tra logaritmo del periodo e magnitudine assoluta. Una volta stabilito il periodo di variazione di una cefeide, se ne poteva quindi ricavare la magnitudine assoluta e quindi la distanza.

La relazione però andava calibrata, dato che la distanza delle Nubi di Magellano non era nota. Ammettendo che la legge trovata per le Nubi di Magellano avesse validità generale, anche all'infuori di queste, sarebbe bastato in linea di principio conoscere la distanza, e quindi la magnitudine assoluta, di una sola cefeide ovunque dislocata.

Siccome nessuna era abbastanza vicina da consentire la misura della parallasse trigonometrica, tale operazione fu brillantemente portata a compimento, in prima approssimazione, da H. Shapley nel 1917 in base alla *parallasse secolare di poche cefeidi galattiche.

Per la comprensione di quanto segue immediatamente, anticipiamo qui che le cefeidi hanno periodi di variazione compresi circa fra 0,2 e 100 giorni. Quelle con periodo < 1 giorno sono dette *RR Lyrae*, o anche variabili d'ammasso (*cluster type variables*) essendo le variabili più comuni negli ammassi globulari. Benché il meccanismo di variazione sia lo stesso (pulsazioni radiali), è invalso però l'uso di riservare il nome di cefeidi a quelle con periodo > 1 giorno. Fra le due categorie c'è una lacuna, fra circa 0,9 e 1,2 giorni.

La relazione periodo/luminosità (da qui in avanti relazione P/L) risultava unica, senza soluzioni di continuità. Secondo la calibrazione di Shapley, le *RR Lyrae* avevano magnitudine assoluta attorno a zero e le cefeidi da -2 fino a -6 per quelle di maggior periodo. Col 100 pollici, le prime consentivano di esplorare lo spazio fino a 100 mila anni-luce, le seconde fin oltre un milione di anni-luce. Come vedremo meglio più avanti, Shapley fra il 1917 ed il 1920 aveva trovato tramite le *RR Lyrae* la distanza di numerosi ammassi globulari e costruito il suo modello di Galassia, ricavandone l'estensione in 300 mila anni-luce (rivelatasi poi eccessiva).

Riprendendo ora la narrazione della fondamentale investigazione di Hubble, possiamo renderci conto di come questi, una volta scoperte e studiate le cefeidi nelle tre "nebulose" suddette, poté stabilirne le distanze fra 700 mila ed oltre un milione di anni-luce. Con questo epocale risultato, annunciato il 1° gennaio 1925 (vedi Parte II), aveva mostrato che le misteriose nebulose spirali erano ben al di fuori della Galassia, e che si trattava di sistemi stellari analoghi a questa.

Era nata l'Astronomia extragalattica.

La legge di Hubble

Coll'intenzione di verificare la teoria di de Sitter, Hubble mise in atto nel 1928 un programma di determinazione della relazione fra distanza e velocità di quante più possibili di queste "nebulose" che ormai aveva cominciato a chiamare extragalattiche. Mentre lui su fotografie ottenute col 100 pollici, avrebbe affrontato il problema delle distanze, affidò a M. Humason il compito di ottenere, con lo stesso telescopio, i *redshifts*.

La maggior velocità misurata da Slipher era 1800 km/s . Humason con uno spettrografo a prisma applicato al fuoco Cassegrain del 100 pollici, che gli dava spettri con dispersione 183 Å/mm (a 4500 Å), riuscì a misurare 3979 km/s per l'NGC7619, la galassia più luminosa dell'ammasso Pegaso 1. Per ottenere tale risultato utilizzò due lastre con pose, una di 33 ore, l'altra di 45 ore, ripartite ciascuna in cinque notti! Quarant'anni più tardi, con l'amplificatore a tubo catodico avrebbe potuto ottenere lo stesso risultato, sempre per via fotografica, con una posa di 10 minuti! Humason si dovette perciò limitare a un programma meno ambizioso.

Nel 1929 divennero disponibili 46 *redshifts*, 42 dei quali dovuti a Slipher. Nel frattempo Hubble aveva affrontato il problema delle distanze. Le cefeidi risultarono infatti fotografabili solo in poche galassie vicine: per spingersi più lontano dovette cercare altri indicatori di distanza, altre candele-campione come entrò in uso di dire, dato che il procedimento era fotometrico.

Il 100 pollici aveva consentito di rivelare nelle più appariscenti spirali, quali M31 ed M33, certe stelle, riconoscibili come giganti blu del tipo O e B, che risultavano, come nella Galassia, molto più luminose delle cefeidi. E ben presto, i dati, ancorché scarsi, mostrarono che le stelle più luminose in ogni spirale hanno circa la stessa luminosità. In tal modo ebbe in mano un criterio per stimare distanze al di là del limite allora raggiungibile con le cefeidi. Lo scandaglio fu effettuato per stadi successivi. Determinate dapprima mediante le cefeidi le distanze di "nebulose" più

luminose (e più vicine), stabilì in tali nebulose la luminosità delle stelle più splendenti: magnitudine assoluta media fotografica fissata in $-6{,}5$. In tal modo poté determinare la distanza di "nebulose" più lontane, dove le cefeidi non erano più osservabili. Sulle foto del 100", che raggiungevano la 21ª magnitudine, poté individuare stelle in alcune spirali dell'ammasso della Vergine e quindi stimarne la distanza. In tutto arrivò a ricavare le distanze di 24 "nebulose", dalle Nubi di Magellano alla Vergine, con velocità fino a $1100\ \mathrm{km/s}$ e distanze fino a $2\ \mathrm{Mpc}$ (per le Nubi di Magellano aveva adottato le distanze valutate da Shapley). Ciò secondo la scala di allora, basata sulla relazione periodo-luminosità delle cefeidi e che aveva fornito per la "nebulosa" di Andromeda (M31) la distanza di $275.000\ \mathrm{Mpc}$. Secondo la scala odierna, Hubble era arrivato a $18-20\ \mathrm{Mpc}$.

Hubble aveva raggiunto l'ammasso della Vergine, il più vicino dei grandi ammassi di galassie, che rimarrà una pietra miliare nella scalata verso le grandi distanze cosmologiche. Lo incontreremo spesso in questa narrazione e lo chiameremo *Virgo*, lasciando al termine *Vergine* il significato di costellazione.

Impostato e risolto il sistema di 24 equazioni col termine $K\,r$, oltre ad un termine costante, ricavò per K, che ben presto avrebbe preso il nome di *costante di Hubble*, il valore di circa $500\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Era emersa una relazione lineare fra velocità e distanza r. Quanto al termine costante gli risultò di circa $280\ \mathrm{km/s}$ e evidentemente rappresentava la velocità del Sole rispetto all'insieme delle "nebulose" (valore grossolanamente in accordo con la velocità del Sole lungo la propria orbita galattica che era stata valutata pochi anni prima). Tale risultato fu pubblicato nel 1929 sui *Proceedings of the National Acad. of Sciences* (vol. 15, 168) col titolo *A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae*. Si noti che le nebulose in questione sono ora dette extragalattiche: infatti, abbiamo visto che l'esistenza dell'universo extragalattico era stato mostrato dallo stesso Hubble quattro anni prima.

La legge di Hubble fece così la sua apparizione nella storia della scienza.

Dispiace notare che Hubble nella sua relazione non diede atto che quasi tutti i *redshifts* utilizzati erano opera di Slipher, che non viene nominato. Rimedierà 24 anni più tardi, quando in una *George Darwin Lecture*, pubblicata poi sulla Rivista inglese *Monthly Notices* dirà: *Ricorderete che la prima velocità di una nebulosa spirale fu misurata da Slipher nel 1912. Menziono questo fatto perché il primo passo in un nuovo campo è sempre il più grande. Una volta fatto questo, la via è aperta e tutto segue. In questo caso, inoltre, Slipher lavorò quasi solo, e dieci anni più tardi, quando si volse verso altri problemi, aveva contribuito con 42 delle 46 velocità nebulari allora disponibili.*

Rinviando alla Parte II per più ampie informazioni, qui ricordiamo che, come già accennato, il primo modello di universo relativistico non statico era stato proposto nel 1922 da Fridman. A seconda delle condizioni iniziali e della densità della materia, lo spazio poteva essere in espansione o in contrazione. Nel 1927 il matematico belga G. Lemaître, ignorando l'opera di Fridman (che d'altra parte

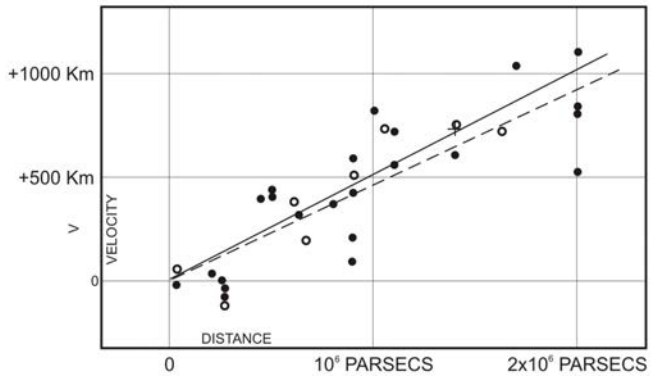

Fig. 1 La prima presentazione della legge di Hubble (1929), verificata fino a circa 2 milioni di parsec (secondo la scala di allora; 18 milioni secondo la scala odierna). I quattro punti estremi a destra corrispondono a galassie della Vergine.
I punti pieni e la linea continua rappresentano le singole "nebulose"; i cerchietti e la tratteggiata, la soluzione ottenuta combinando le "nebulose" in gruppi. La crocetta seminascosta rappresenta la velocità media di 22 "nebulose" le cui distanze non era stato possibile valutare individualmente. (grafico originale da *Proc. Nat. Acad. Sciences*)

era stata largamente sottovalutata dalla comunità scientifica), ritrovò pure la soluzione dinamica delle equazioni di Einstein: però considerando l'universo in espansione non più come un'astrazione matematica ma come un'ipotesi fisica. La singolarità iniziale fu interpretata fisicamente come un "atomo" primordiale a densità estrema che improvvisamente subisce un'espansione (fenomeno che vent'anni più tardi prenderà il nome di *Big Bang*). L'espansione dapprima è accelerata, poi inizia un progressivo rallentamento (che fino a pochi anni fa si riteneva continuasse nell'età presente). È da notare che Lemaître prendendo in considerazione le poche velocità e distanze di "nebulose" fino ad allora pubblicate (quelle di Slipher), si era reso conto che queste potevano inquadrarsi perfettamente nel suo modello di universo in espansione: aveva ricavato la legge di proporzionalità e la enuncia chiaramente nel suo articolo. Però Hubble quando due anni dopo annunciò la sua legge riteneva di aver verificato l'effetto de Sitter. Il fatto di aver trovato una relazione lineare, mentre nell'universo di de Sitter il *redshift* prodotto dal rallentamento del tempo è proporzionale al quadrato della distanza, veniva giustificato con la piccola distanza esplorata. La retta trovata sarebbe la tangente all'origine della curva rappresentativa della legge generale.

Lemaître con la sua soluzione aveva quindi trovato teoricamente la legge di Hubble prima che venisse scoperta empiricamente ed annunciata. La nota del 1927, pubblicata negli *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, porta, infatti, il titolo *Un universo omogeneo di massa costante e di raggio crescente che rende conto della velocità radiale delle nebulose extragalattiche*. Equità vorrebbe che la famosa relazione di proporzionalità fra *redshift* e distanza si chiamasse *legge di Hubble-Lemaître*.

Hubble e Humason affrontarono ora una seconda fase della loro ricerca. L'esperienza acquisita ed i continui perfezionamenti dello spettrografo permisero in breve di arrivare a misurare velocità fino oltre $20.000\ \mathrm{km/s}$ raggiun-

gendo così vari ammassi di galassie. L'importante costatazione che in tali ammassi le galassie più luminose hanno circa la stessa luminosità, consentì loro di spingere la misura delle distanze ben oltre quanto fino ad allora pensabile. É chiaro, infatti, che è possibile fotometrare una lontana galassia intera, anche là dove singole stelle sono del tutto inosservabili.

Per i successivi gradini della scala, Hubble fissò le seguenti magnitudini assolute:

$M_s = -6{,}35$ per le stelle più luminose di una spirale

$M = -15{,}1$ per una spirale isolata (luminosità integrata)

$M_5 = -16{,}4$ per la 5ª "nebulosa" di un ammasso (la scelta della quinta serviva ad evitare l'eventualità di una "nebulosa" eccezionalmente luminosa).

Dati, questi, validi nell'ipotesi di una struttura omogenea dell'universo, per cui in tutti gli ammassi le "nebulose" più luminose hanno la stessa luminosità e le spirali la stessa composizione stellare.

Anche se probabilmente superfluo, ricordiamo qui che è detta *modulo di distanza* la differenza $m - M$ tra la magnitudine apparente e quella assoluta di un oggetto. La m osservata va di volta in volta corretta per l'assorbimento interstellare, che in generale provoca un indebolimento ed un arrossamento, ed il valore così ottenuto si indica con $(m - M)_0$; una correzione particolarmente necessaria per oggetti a notevole distanza ed a bassa latitudine galattica. Tra il modulo corretto e la distanza d in parsec sussiste la relazione:

$$\log d = \frac{[(m - M)_0 + 5]}{5} \quad . \qquad (4)$$

Il modulo viene spesso usato quale sostituto della distanza. Questa semplice relazione consentiva a Hubble di ricavare la distanza in base alla magnitudine assoluta attribuita ai suoi indicatori e alla magnitudine apparente misurata.

In tal modo furono ottenute le distanze di ammassi fino a 32 Mpc (secondo le valutazioni di allora) e misurati altri 40 *redshifts* fino a raggiungere 19.700 km/s per alcune galassie nell'ammasso del Leone. Nel 1931 apparve *sull'Astrophysical Journal* (vol.74, p. 43), a firma Hubble e Humason, una relazione fondamentale dal titolo *The velocity-distance relation among extragalactic nebulae*, relazione che insieme alla precedente del 1929 resterà una pietra miliare nella storia dell'Astronomia extragalattica e nella Cosmologia osservativa. Il diagramma velocità-distanza risultò ampliato per un fattore 15 e la linearità della relazione apparve fortemente confermata.

Ecco la formulazione della legge di Hubble quale appare nella relazione del 1931:

$$\mathrm{Vel(km/s)} = Dist.(parsecs)/1790$$

con incertezza stimata dell'ordine del 10%. La costante H dal 1929 al 1931 passò da 550 a 558 km/s/Mpc, principalmente in conseguenza di una ricalibrazione da parte di Shapley della relazione periodo-luminosità delle cefeidi. In

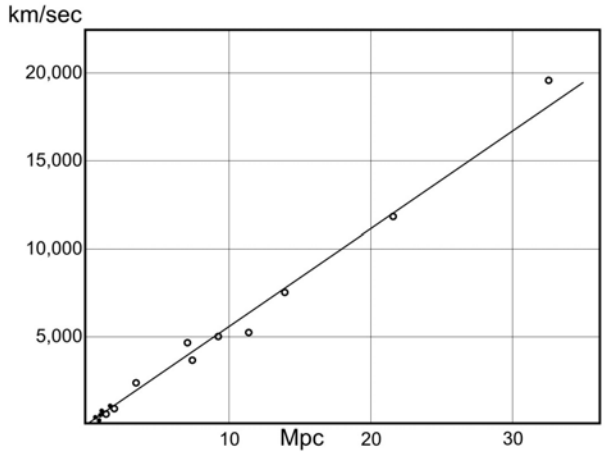

Fig. 2 Il diagramma pubblicato da Hubble e Humason nel 1931. Punti e cerchietti rappresentano valori medi rispettivamente per gruppi ed ammassi di "nebulose". La relazione è ora verificata fino alla distanza di 32 Mpc (secondo la scala di allora). I punti e i due cerchietti in basso a sinistra rappresentano il diagramma del 1929, riportato in Fig. 1

questa relazione vengono anche per la prima volta esposte e discusse le proprietà degli ammassi di Galassie.

Il gagliardo assalto alle grandi distanze extragalattiche fu proseguito da Hubble e Humason negli anni successivi. Nel 1936, nella famosa opera divulgativa *The Realm of the Nebulae*, Hubble espose i risultati fino ad allora ottenuti, inquadrati in una presentazione generale dell'universo extragalattico. La legge è estesa fino agli ammassi di Boote e dell'Orsa Maggiore n. 2, dove Humason aveva misurato velocità rispettivamente 39.367 km/s e 40.360 km/s .

Le distanze erano state stabilite da Hubble sempre col criterio della magnitudine assoluta delle singole "nebulose". Così erano potuti arrivare a distanze di 75 Mpc, sempre secondo la scala di allora (in realtà erano arrivati a qualcosa come 550 Mpc). La costante venne precisata in 530 km/s/Mpc.

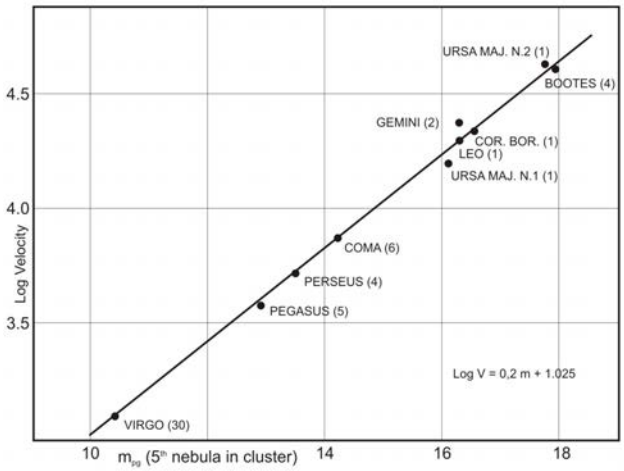

Fig. 3 Il diagramma presentato da Hubble nella sua opera "Il regno delle nebulose" pubblicata nel 1936. In ascissa al posto delle distanze sono riportate le magnitudini apparenti, quindi è un grafico log-log. Tra parentesi il numero di "nebulose" utilizzato in ciascun ammasso. Era arrivato a $z = 0{,}14$: circa 75 Mpc, secondo la scala di allora. Oggi sappiamo che arrivava oltre 500 Mpc.

Le “nebulose si allineavano ottimamente sulla retta di Hubble. Scostamenti notevoli apparivano solo per “nebulose” vicine, quelle del gruppo locale. Infatti, come ben presto risultò chiaro, all’espansione dello spazio si sovrappongono le velocità di moti delle “nebulose” *nello spazio*, moti dovuti alle condizioni cinematiche iniziali ed alle interazioni gravitazionali fra “nebulose” vicine. Queste velocità peculiari, come sono dette, non superano alcune centinaia di chilometri al secondo e perciò possono causare notevoli scostamenti dalla velocità cosmologica fin tanto che questa è dello stesso ordine di grandezza. Secondo i dati di allora, infatti, alla distanza di un milione di parsec la velocità cosmologica era di $500\ \mathrm{km/s}$, ma a $20\ \mathrm{Mpc}$ era di $10.000\ \mathrm{km/s}$, per cui la velocità peculiari potevano incidere per non più del 5%. La velocità cosmologica è detta *flusso di Hubble*, per cui gli scostamenti dalla curva che rappresenta la relazione fra *redshift* e distanza divengono scostamenti dal flusso di Hubble.

Nel 1936 le nozioni acquisite vengono così riassunte da Hubble:

1) La legge del *redshift* appare lineare fino a quasi $80\ \mathrm{Mpc}$ con un incremento, espresso come velocità, di circa $530\ \mathrm{km/s/Mpc}$.

2) Il moto solare è ampiamente giustificato dalla rotazione galattica.

3) La legge dei *redshifts* non è operante all’interno del gruppo locale di galassie (vi prevale la gravità).

Il grandioso e misterioso fenomeno che mostrava tutte le galassie allontanarsi da noi con velocità proporzionale alla distanza, entrò nella cultura generale col nome di “fuga delle galassie”. Ricordo però che allora ricorreva anche l’espressione *fuga delle nebulose extragalattiche*. L’abbandono della superata dizione sarà lento: nel 1952, all’epoca dello storico congresso di Roma, di cui parleremo più avanti, la commissione 28 dell’UAI era ancora denominata, probabilmente per inerzia, *Commisssion des nebuleuses extragalactiques*. La dizione *nebulose extragalattiche* si troverà del tutto abbandonata per quella più oggettiva di galassie solo dalla fine degli anni ’50.

2. Inizia la lunga caccia al valore di H_0

La “fuga delle galassie” s’inquadrava perfettamente nel modello dell’universo in espansione di Fridman e con la teoria dell’atomo iniziale di Lemaître. Appariva ormai chiaro che la relazione *redshift*-distanza era un aspetto fondamentale dell’universo. Lo stesso Hubble nel 1938 faceva presente che dalla relazione da lui trovata, estesa a distanze sufficientemente grandi, poteva esser ricavato il *parametro di decelerazione q_0 (che l’espansione fosse decelerata dalla gravità si sarebbe fermamente creduto ancora per 60 anni). Noti q_0 e H_0 sarebbe stato possibile ricavare tutte le proprietà dei modelli di Fridman a costante cosmologica zero, cioè dei cosiddetti modelli standard. Tale costante era stata introdotta da Fridman come ulteriore parametro che consente soluzioni più generali . Facoltativa per Fridman, era però considerata dai cosmologi una pura possibilità matematica; nella realtà fisica si riteneva che l’evoluzione dell’universo fosse governata unicamente dalla gravità e dalle condizioni iniziali, senza ricorso a forze ed energie di natura sconosciuta. E la legge di Hubble avrebbe consentito tra l’altro di risolvere un problema fino ad allora inaffrontabile: stabilire l’età dell’universo.

Infatti, come abbiamo già visto, ammettendo H invariabile nel tempo, la quantità $t_\mathrm{h} = 1/H_0$, detta tempo di Hubble, dà il tempo trascorso da quando tutta la materia del cosmo era concentrata nell’atomo primordiale di Lemaître. Questo evidentemente, nell’ambito delle ipotesi fatte, rappresenta un limite superiore al tempo trascorso dalla “creazione”. Con $H_0 = 500$, il limite superiore $1/H_0$ all’età dell’universo (il tempo di Hubble) risultava 2 miliardi di anni. Un dato in disaccordo con l’età della crosta terrestre allora valutata dai geologi in tre miliardi di anni. Il dato dei geologi, seppure alquanto incerto, non poteva essere abbassato quanto richiesto dai risultati astronomici. Per non parlare poi dell’età dell’universo!

Occorreva verificare il valore della costante. Per questo era di importanza basilare spingere le misure a distanze di gran lunga maggiori. Hubble ed Humason erano però arrivati al limite delle possibilità del 100 pollici. Nel 1936 Humason fece infatti il tentativo di misurare il *redshift* per un debolissimo ammasso di “nebulose” extragalattiche scoperto poco prima nella costellazione dell’Hydra. Ma 22 ore di posa gli fornirono uno spettro troppo debole per consentire misure. E nessun telescopio era ovviamente in grado di competere col $100''$.

Per contribuire all’impresa di raccogliere quanti più possibili *redshifts* nello sterminato numero di “nebulose”, nel 1935 al telescopio massimo si era affiancato, nelle mani di N. Mayall, il riflettore Crossley di $91\ \mathrm{cm}$ del *Lick Observatory* al Mt. Wilson si osservavano le ”nebulose” più deboli, soprattutto quelle dei lontani ammassi; al Lick le altre. Considerata la luminosità superficiale di questi oggetti, il Crossley col suo rapporto focale circa pari a quello del $100''$ era, infatti, competitivo per le “nebulose” di sufficiente estensione angolare. Non più per quelle debolissime di aspetto quasi stellare per le quali fa premio la maggior potenza del telescopio. E’ da aggiungere che il Crossley poteva osservare al di sopra di $64°$ di declinazione, regione interdetta, per la sua montatura “inglese”, al $100''$.

La collaborazione fra Hubble-Humason e Mayall era ancora in atto quando, nel 1950, entrò in campo il $200''$ del Palomar, inaugurato l’anno prima. Humason volle subito provare col medesimo ammasso dell’Hydra dove aveva fallito quattordici anni prima. Ottenne immediatamente uno spettro ben misurabile su cui ricavò $z = 0{,}203$ (velocità di $60.500\ \mathrm{km/s}$). Secondo il modello di universo oggi generalmente accettato, si era arrivati alla distanza di $800\ \mathrm{Mpc}$. Ricordo bene l’entusiasmo che suscitò la notizia. Mi disse Leonida Rosino: basterebbe questo risultato per ripagare il costo del telescopio! E quel redshift rimarrà fra i massimi raggiunti fino all’inizio degli anni ’70.

Frattanto al Mt. Wilson si era provveduto a verificare l’indipendenza del *redshift* dalla lunghezza d’onda, come doveva essere se si trattava di effetto Doppler (per quei bassi valori del *redshift* si poteva ammettere che lo spazio investigato fosse euclideo e quindi applicabile formalmente la nota formula. Nel 1949 la costanza di $\Delta\lambda/\lambda$ con la

lunghezza d'onda risultò verificata fra 4000 Å e 21 cm entro l'1%. Nel 1970 risulterà confermata (fino a $z = 0{,}02$) entro i limiti dell'errore di misura. L'applicazione formale della formula dell'effetto Doppler al *redshift* cosmologico era quindi lecita, almeno per valori di $z$così piccoli.

In quel medesimo 1949 il grande Schmidt del Palomar aveva iniziato la raccolta delle fotografie per l'Atlante del cielo, che diverrà noto come *Palomar Sky Survey*. Gran numero di deboli ammassi fino ad allora sconosciuti apparvero in quelle lastre, ma la misura dei relativi *redshifts* erano fuori della portata del 200". Con spettrografi e lastre fotografiche non si riusciva ad andare oltre lo $z = 0{,}203$ dell'ammasso dell'Hydra. Il limite era posto dalle bande di emissione del cielo notturno che sommergono come rumore di fondo le righe di assorbimento usate per le misure. La limitata capacità di accumulo dei segnali e la non linearità della risposta dell'emulsione fotografica rendevano impossibile evidenziare il segnale con lunghi tempi di esposizione. Solo nel 1960 R. Minkowski riuscirà a fare un balzo avanti utilizzando la riga in emissione a 3727 Å (le righe di assorbimento vi erano, come appena detto, cancellate dalla luce di fondo cielo), di una galassia di magnitudine V 19,8 appartenente a un ammasso che appariva associato alla radio sorgente 3C295. Riuscì così a raggiungere per z il valore 0,461.

Qui è opportuna una digressione. Da molto tempo vari astronomi reputavano che le distanze fossero maggiori di quelle stabilite da Hubble. Ad esempio, Lundmark nel 1946 aveva reso noto che una valutazione in base alle novae ed agli ammassi globulari nella galassia di Andromeda (scoperti da Hubble all'inizio degli anni '30) indicava per questa galassia una distanza assai maggiore di quella stabilita in base alle cefeidi; a meno di non ammettere che novae ed ammassi di Andromeda fossero più deboli per loro natura. Una conferma che la scala delle distanze doveva essere decisamente maggiore, si ebbe nel 1950 quando col 200" si constatò che nelle spirali di media distanza utilizzate da Hubble, numerosi oggetti da lui ritenuti stelle di alta luminosità erano in realtà nebulose ad emissione (regioni HII, cioè nebulose gassose costituite essenzialmente da idrogeno ionizzato) o ammassi globulari ben più luminosi. Infine, nel 1952, dopo il famoso annuncio di W. Baade del raddoppiamento delle distanze extragalattiche si ebbe una decisiva ricalibrazione delle cefeidi utilizzate da Hubble e il valore di H_0 risultò immediatamente abbassato a $250 - 250$ km/s/Mpc. Il tempo di Hubble si avvicinava così ad un valore accettabile per l'età dell'universo.

Baade, astronomo tedesco emigrato negli Stati Uniti nel 1931, aveva ottenuto quel clamoroso risultato costatando che nelle fotografie della "nebulosa" di Andromeda ottenute col 200 pollici del Palomar, le *RR Lyrae* non erano visibili, mentre in base alla distanza stabilita da Hubble avrebbero dovuto apparirvi, sia pure al limite (magnitudine fotografica 22,5 con pose di 30 minuti). E ne dedusse che le cefeidi da cui Hubble aveva ricavato la distanza erano molto più luminose di quanto risultava dalla calibrazione di Shapley.

Come sarà spiegato meglio più avanti, un errore storico causato dall'ignoranza dell'esistenza di due distinte popolazioni stellari, per cui si hanno cefeidi che appartengono alla prima e cefeidi che appartengono alla seconda di tali popolazioni e seguono due relazioni P/L diverse. Relazioni che secondo la valutazione di allora differivano per una costante additiva pari a circa 1,5 magnitudini. Le cefeidi utilizzate per stabilire la distanza della M31 appartenevano alla classe più luminosa, quella di Pop. I, ma era stato inconsapevolmente attribuito loro la magnitudine assoluta della classe più debole. E una differenza di 1,5 magnitudini equivale appunto a un rapporto 2 nella distanza. Riconosciuto l'errore, la distanza di M31 passò da 300 mila a 600 mila parsec.

Riprendiamo ora la narrazione della raccolta di *redshifts* di nebulose extragalattiche (questa era ormai la denominazione affermatasi a quell'epoca). Circa 800 *redshift*s ottenuti fra il 1935 e il 1955 al Mt. Wilson, al Palomar (dal giugno 1950) e al Lick furono pubblicati nel 1956 in un catalogo a firma Humason, Mayall e A. Sandage, un allievo, quest'ultimo, di Hubble che era prematuramente scomparso nel 1953. In tale catalogo, dal titolo *Redshifts and magnitudes of extragalactic nebulae* sono inclusi anche i 136 *redshifts* già usati da Hubble nel 1935, opportunamente riosservati e corretti. Le misure erano state fatte col macromicrometro su spettri fotografici a dispersione medio-bassa, per lo più fra 150 e 500 Å/mm, ottenuti mediante camere spettrografiche ad alta luminosità (fino a $f/1$ e anche $f/0{,}5$); attorno a 200 Å/mm veniva mediamente raggiunta la precisione di circa 40 km/s . Prevalentemente usate, le righe H e K del CaII, e varie altre righe di assorbimento, oppure, quando presenti, quelle di emissione quali le H_α e H_β, e le due verdi dell'OIII. In tale catalogo le velocità sono per la prima volta corrette per il moto del Sole rispetto al centroide del gruppo locale di "nebulose" e non più soltanto per il moto solare nell'orbita galattica. Formula usata: $\Delta v = 300 \cos(l - 55°) \cos b$ in km/s, con l e b rispettivamente longitudine e latitudine galattica (quest'ultima contata secondo il vecchio stile e cioè dall'intersezione del piano galattico con l'equatore celeste a longitudine 55°). Il coefficiente era stato ricavato dagli scarti delle velocità delle "nebulose" del gruppo locale rispetto al flusso di Hubble.

In tale catalogo erano inclusi anche *redshifts* di nebulose in 160 ammassi, da Virgo fino a quello già menzionato dell'Hydra. Per 18 di tali ammassi era disponibile anche la magnitudine apparente fotografica calibrata fotoelettricamente al Mt Wilson (da vent'anni era entrato nell'uso il tubo fotomoltiplicatore che aveva accresciuto di 10 volte la precisione della fotometria fotografica). Con tali magnitudini, corrette sia per l'assorbimento da parte della nostra galassia (in proporzione alla cosecante della latitudine galattica, secondo la formula che vedremo più avanti), sia per l'effetto del *redshift* (la correzione K, di cui parleremo a proposito delle supernovae) fu costruito il diagramma di Hubble esteso fino al massimo *redshift* misurato (0,203: velocità simbolica $c\,\Delta\lambda/\lambda = c\,z = 61.000$ km/s per una "nebulosa" di magnitudine 19,9 nell'ammasso dell'Hydra). Nel grafico velocità *versus* magnitudine (Fig. 4) i punti individuavano una retta di pendenza molto vicina a 0,2. La legge di Hubble risultò così confermata. In quegli anni una conferma che il diagramma soddisfaceva la legge di Hubble fino alle massime distanze raggiunte era

un'informazione molto utile. Hubble era arrivato fino a $z = 0{,}13$.
Da tale diagramma fu dedotto anche un valore per H_0 che - sappiamo - vi appare come costante additiva. Per determinarla basta conoscere la magnitudine assoluta di un punto, cioè nel nostro caso, di una "nebulosa". A tal fine gli autori scelsero la magnitudine assoluta della "nebulosa" di Andromeda stabilita in base al modulo 24,22 stabilito poco prima da Baade e H. Swope e alla magnitudine fotografica apparente 4,35 misurata da E. Holmberg nel 1950, ottenendo $-19{,}82$. Le magnitudini apparenti poterono così esser convertite in distanze e per H_0 si ricavò 180 ± 30 km/s/Mpc. Un altro notevole risultato fu la conferma dell'isotropia della legge di Hubble: gli ammassi considerati erano sparsi nelle più diverse regioni del cielo e tutti i dati concorrevano a fornire lo stesso valore di H_0. Era il 1956.

Negli anni immediatamente successivi, la costatazione che certi oggetti ritenuti stelle erano in realtà regioni HII e che la magnitudine assoluta delle stelle più luminose invece di -6 (valore adottato da Hubble) è circa -10, come sarà accertato da Sandage nel 1972, portarono a distanze 4 o 5 volte maggiori di quelle di Hubble. Il valore di H_0 scendeva così ad un valore dell'ordine di 100 km/s/Mpc ed il tempo di Hubble saliva a 10 miliardi di anni.

Frattanto varie altre équipes si erano dedicate alla ricerca sui *redshifts extragalattici*: ricorderemo al *Mc Donald Observatory* G. de Vaucouleurs che nel 1967 arrivò a pubblicare una lista di 113 *redshifts* ottenuti tramite il riflettore di 1,8 m; a Pretoria S. Evans e al Mt. Stromlo (Australia) Sandage, che iniziarono programmi su galassie a sud di $-30°$. All'inizio degli anni '60 erano entrati in campo anche i radio astronomi realizzando radio mappe di velocità radiali di galassie vicine sulla riga idrogenica a 21 cm. Questa caccia a *redshifts* sempre più alti mirava a verificare la legge di Hubble e vedere se, e dove, cominciava una deviazione dalla linearità onde ricavare il parametro di decelerazione q_0. Si valutava che a tal fine si dovesse raggiungere almeno $z{\sim}1$. Occorreva spingersi verso i lontani ammassi. Ma il problema della distanza diveniva sempre più arduo, perché i campioni (le cosiddette candele-campione) costruiti nell'ambito della Galassia non erano utilizzabili alle distanze del profondo cosmo e si doveva ricorrere a campioni di terzo livello. Il traguardo $z{\sim}1$ sarà raggiunto attorno al 1970.

3. La gara dei redshifts

Nel 1949 il grande Schmidt del Palomar aveva iniziato la raccolta delle fotografie per l'Atlante del cielo. Gran numero di deboli ammassi fino ad allora sconosciuti apparvero in quelle lastre, ma la misura dei relativi *redshifts* erano fuori della portata del 200". Con spettrografi e lastre fotografiche si riusciva ad andare solo di pochissimo oltre lo $z = 0{,}23$ dell'ammasso dell'Hydra. Ben poco al di là della distanza raggiunta da Hubble. Come abbiamo già accennato, il limite era posto dal rumore di fondo del cielo notturno e la limitata capacità di accumulo dei segnali nonché la non linearità della risposta dell'emulsione fotografica rendevano impossibile evidenziare il segnale con lunghi

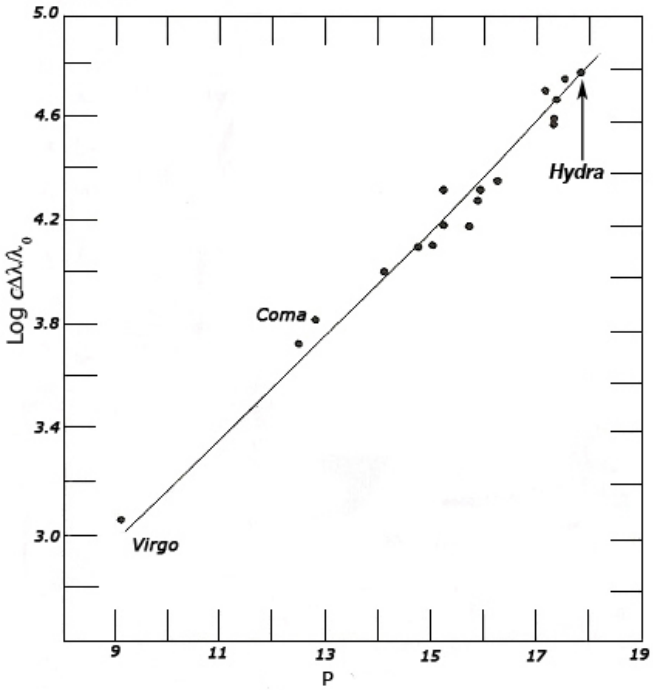

Fig. 4 Diagramma con *redshifts* e magnitudini apparenti (corrette per l'assorbimento galattico) di 18 ammassi a *z* fra 0,003 (Virgo) e 0,2 (Hydra) costruito nel 1956 da Humason, Mayall e Sandage. In ordinata la velocità corretta per il moto del Sole rispetto al gruppo locale di galassie. In ascissa la magnitudine apparente fotografica P calibrata fotoelettricamente. La retta, che è quella indicata come più probabile dall'insieme dei singoli punti, è risultata di pendenza 0,2. Un risultato compatibile con la legge di Hubble.

ché la non linearità della risposta dell'emulsione fotografica rendevano impossibile evidenziare il segnale con lunghitempi di esposizione. Solo nel 1960, come abbiamo già visto, Minkowski riuscì sfruttando al limite le possibilità strumentali, a raggiungere $z = 0{,}461$. Secondo il modello di universo che oggi va per la maggiore, era arrivato a guardare 4,8 miliardi di anni addietro nel tempo ed alla distanza di 1,8 Mpc.

Nel frattempo (1963) erano stati scoperti i quasar, i misteriosi oggetti saliti subito alla ribalta della scena scientifica per i forti *redshifts* mostrati. Il primo misurato - per il quasar 3C273 - risultò 0,157 e ciò, se di natura cosmologica, comportava in base alla legge di Hubble una distanza dì centinaia di megaparsec. Ovviamente non mancarono interpretazioni diverse, ma altrettanto ovviamente ebbe inizio la caccia ai quasar e la gara verso *redshifts* sempre più alti. Nel 1973, applicando a un riflettore di 90 cm un tubo amplificatore di immagini anteposto alla lastra fotografica, si arrivò per l'oggetto denominato OH471, a misurare $z = 3{,}40$. Il record all'epoca.

Per le galassie il record era ancora fermo a 0,752. Solo nel 1981, con il 4 m del Kitt Peak e 40 ore di esposizione si raggiungerà 1,050 e 1,175 per due deboli galassie associate a sorgenti radio (con la precisazione fatta sopra, si era arrivati a 8 miliardi di anni fa, ed alla distanza di

3400 Mpc). Fino al 1982 nessun valore $z > 3{,}5$ era stato misurato. Siccome ormai era diffuso convincimento che i quasar fossero nuclei di galassie giovanissime, si era formata l'idea che tale limite non fosse posto da limitazioni tecniche, ma oggettivo. Cioè che a $z > 3{,}5$ si fosse addietro nel tempo così tanto che i quasar non si erano ancora accesi. Figurarsi le galassie! Ma appunto nel 1982 questa visione cominciò a cambiare: quando col riflettore Anglo-Australiano di 3,8 m, sul Mauna Kea, ci si rese conto che una riga di emissione a 5825 Å mostrata da un quasar altro non era che la riga idrogenica Lyman α spostata dall'ultravioletto verso il rosso di 4610 Å! Quindi $z > 3{,}78$. Da allora, grazie soprattutto all'ormai diffuso utilizzo dei nuovi rivelatori elettronici CCD al posto della lastra fotografica, i primati dei valori di z cominciarono a succedersi con straordinaria rapidità. Talvolta un record veniva battuto entro pochi mesi.

Nel 1987 era appannaggio di un quasar a $z = 4{,}41$; nel 1989 e 1991 i record per altri quasar salirono rispettivamente a $z = 473$ e $z = 4{,}90$. Ma ecco che nel 1997 il primato tornava alle galassie con $z = 4{,}92$ misurato in una spirale nell'Orsa Maggiore resa osservabile per effetto di lente gravitazionale ad opera di un ammasso di galassie situato a $2 - 3$ miliardi di anni luce. La galassia era stata scoperta tramite l'*HST* ed il *redshift* misurato con i riflettori Keck di 10 m. Nell'agosto 1998 si sparse notizia che il Keck II era riuscito a fornire uno spettro misurabile di una radio galassia di 26ª magnitudine V, nel Triangolo: dalla riga Lyman α spostata nel vicino infrarosso s'era ricavato il *redshift* $z = 5{,}34$. Un oggetto visto qual era quando l'universo aveva il 15% dell'età attuale, 11,5 miliardi di anni fa, secondo il modello cosmologico allora ritenuto il più valido. "*The farthest astronomical distance yet measured*" titolava la notizia *Sky and Telescope*. Un primato che tuttavia sarebbe durato pochi mesi. Il risultato, già comunicato in *ante prima*, fu pubblicato *dall'Astronomical Journal* nel dicembre 1998; ma già nell'ottobre precedente la stessa Rivista aveva annunciato un nuovo risultato. Per una galassia di 27ª magnitudine la *Deep Field Camera* dell' *HST* aveva mostrato un colore indicante un forte arrossamento: lo spettro, appositamente ottenuto ancora una volta con il Keck, presentava una riga identificata, anche questa, come la Lyman α spostata di oltre 8000 Å. Si era raggiunto $z = 6{,}60$!

Verso la fine del secolo scorso è stata iniziata la rassegna del cielo profondo, nota come **Sloan Digital Sky Survey*, intesa a rilevare su una vasta area del cielo 100 milioni di oggetti fino alla 23ª magnitudine ed a misurare il *redshift* per un milione di galassie. Nel 2001 erano stati così identificati ben 13.000 quasar e fra questi erano stati trovati i tre massimi *redshifts*: 5,8; 6,0; 6,2, sempre misurati sulla Lyman α.

Nel 2004 un annuncio straordinario: tramite il VLT, nello spettro infrarosso di una debolissima galassia (visibile per effetto di lente gravitazionale) era stata rilevata un'appena percettibile riga di emissione identificabile ipoteticamente con la Lyman α traslata da 0,1216 µm a 1,34 μm. Un *redshift* pari a 10! Troppo ipotetica l'identificazione per poter ritenere valido tale risultato. Ed infatti non trovò poi conferma.

Il record del 2001 apparve però battuto nel 2006, quando da osservazioni nell'infrarosso effettuate tramite l'*HST* e lo *Spitzer Space Telescope* vennero identificate due debolissime galassie ritenute a $z \sim 7$. Tale valore è stato ricavato confrontando la distribuzione di intensità lungo lo spettro (fra 3,6 e 8,0 μm) con opportuni modelli di popolazione stellare. *Redshifts* quindi non misurati ma ricavati indirettamente. Con tali valori di z, queste galassie risalirebbero a quando l'universo aveva l'età 750 milioni di anni. E siccome, sempre dal colore, si è dedotto per la loro popolazione stellare un'età probabile di 200 milioni di anni (allora), si sarebbero formate a $z \geq 8$, limite che si ritiene corrisponda all'epoca della reionizzazione (vedi Parte II, sez. 7). Si sarebbe arrivati così ad esplorare l'universo primordiale fino a distanze di 13 miliardi di anni-luce, fino a qual era 13 miliardi di anni fa.

Nel 2007 ancora una volta in galassie intensificate per effetto gravitazionale, osservate con i telescopi Keck e con l'HST, si è ritenuto di poter identificare un'emissione infrarossa con la Lyman α e dedurne un *redshift* pari a 10,8. Verso la fine del 2009 Bouwens et al. hanno annunciato di aver trovato tramite l'*HST* cinque oggetti a z stimato fra 8 e 8,5. Ci si sarebbe spinti con l'osservazione a quando l'universo aveva l'età di appena 600 mila anni! Si tratta di *redshifts* meno ipotetici, però dedotti dal colore e quindi un risultato, anche questo, da accettare con molta, molta riserva.

Se non si prendono in considerazione misure di z molto incerte o addirittura ancor più incerte valutazioni in base al colore, ma si considerano le misure affidabili, ci si è spinti oltre i limiti raggiunti con le galassie utilizzando i *lampi gamma. Uno di questi imponenti fenomeni apparve nel settembre 2004: nella "coda ottica" del lampo fu misurato, con il telescopio giapponese Subaru, di 8 m, il *redshift* 6,3. Secondo il modello di universo oggi ritenuto il più probabile, la sorgente si trova a 7,8 miliardi di anni-luce e l'evento si sarebbe verificato 12,6 miliardi di anni fa, appena 900 mila dopo il big bang. Ancor più antico è l'evento rivelato dal satellite *Swift* nell'aprile 2009: il GRB20090423. Da una discontinuità nello spettro ottenuto col TNG a La Palma (un repentino indebolimento a 1,1 nm) interpretato come assorbimento Lyman α da parte di nubi interstellari, fornì il *redshift* 8,1. L'oggetto più lontano finora avvistato nell'universo titolava un comunicato-stampa diramato dall'ESO. Il *redshift* collocava l'evento all'età cosmica 600 milioni di anni circa il 5% dell'età attuale.

4. Principali metodi per stabilire le distanze extragalattiche

I valori di z sempre più grandi passati in rassegna sono però solo un primo passo per la conoscenza dell'universo nello spazio e nel tempo. Per stabilire il valore della funzione $H(z)$, cioè verificare la legge di Hubble fino alle massime distanze possibili, è però necessario conoscere la distanza degli oggetti per cui si è misurato z. Mentre i *redshifts* si misurano direttamente sullo spettro, le distanze vanno ricavate indirettamente ricorrendo a vari metodi che però, fin verso la fine del secolo scorso, venivano meno a

distanze assai minori di quelle a cui si riusciva ancora a misurare i *redshifts*.

Il metodo per stabilire distanze sempre maggiori è ancora quello seguito da Hubble: su oggetti di distanza misurabile direttamente (le candele-campione primarie) calibrare indicatori di secondo livello più luminosi che consentano di raggiungere distanze assai maggiori e su questi calibrare indicatori terziari. Nella seconda metà del secolo scorso sono venuti a mano a mano disponibili quali candele-campione nuovi tipi di oggetti celesti prima sconosciuti o per i quali sono state scoperte relazioni empiriche o empirico-teoriche fra quantità direttamente misurabili e luminosità. E naturalmente si sono enormemente affinati i procedimenti di calibrazione.

Cefeidi

È il metodo primario di maggior affidabilità. Le candele-campione per eccellenza. Abbiamo visto nella narrazione generale come negli anni '20 servì a Hubble per stabilire la natura extragalattica delle spirali. Si basa, come abbiamo visto (p. 8), sulla relazione tra periodo e luminosità, scoperta dalla Leavitt e annunciata da Pickering nel 1912, che consente, una volta determinato il periodo di variazione, di stabilire la magnitudine assoluta di queste stelle variabili.

Le misure fotometriche forniscono la magnitudine apparente m (solitamente si usa quella media fra il massimo ed il minimo di luce), e se le osservazioni sono sufficientemente estese nel tempo, anche il periodo P di variazione. Dalla relazione P/L

$$M_0 = a \log P + b \qquad (**)$$

si ottiene la magnitudine assoluta M_0 (il deponente 0 indica che è stata debitamente apportata la correzione per l'assorbimento interstellare) e quindi dalla (4) si ricava la distanza. E la dipendenza dal periodo è forte, ciò che dà grande sensibilità nella determinazione della distanza. Basti dire che fra i periodi estremi si ha un rapporto di luminosità di circa 100.

Quando io cominciai ad occuparmi di Astronomia - era il 1936 - le cefeidi si distinguevano in due classi: quelle con periodo $P < 1$ giorno, dette anche *RR Lyrae*, o cefeidi a corto periodo, e quelle con periodo $P > 1$ giorno, dette cefeidi a lungo periodo. Una piccola lacuna nel periodo appariva separare le due classi. Nessuna distinzione tra cefeidi classiche o no.

Le *RR Lyrae*, caratterizzate da curve di luce di più piccola ampiezza, particolare curva di luce ed alta velocità (secondo i dati di allora, mediamente 80 km/s); le cefeidi con periodo maggiore di un giorno, diversamente dalle *RR Lyrae*, mostravano una forte concentrazione sul piano galattico, bassa velocità (mediamente 15 km/s). Le *RR Lyrae* inoltre, risultando frequenti negli ammassi globulari mentre vi apparivano rare le altre, furono chiamate anche "variabili d'ammasso (*cluster type variables*). Malgrado queste diversità, la relazione periodo-luminosità fu per lungo tempo ritenuta unica, senza discontinuità, dalla magnitudine assoluta circa zero per le *RR Lyrae*, fino a $-7{,}0$ (visuale) per il periodo $P = 100$ giorni.

Ma vediamo meglio. Scoperta la relazione P/L nelle Nubi di Magellano, poiché la distanza non era nota, occorreva una calibrazione. In altre parole, si conosceva la pendenza della curva, cioè il coefficiente a della $(**)$. Bisognava trovare il termine b, cioè, come si usa dire, stabilire il *punto zero*. Un primo tentativo fu fatto da Hertzsprung nel 1913. Ammettendo che le cefeidi sparse nella Galassia godessero delle stesse proprietà di quelle delle due Nubi, bastava in linea di principio avere la distanza di una cefeide galattica. Ma siccome nessuna cefeide era abbastanza vicina da consentire la misura della parallasse trigonometrica, egli ricorse al metodo della *parallasse secolare utilizzando i moti propri di 13 cefeidi galattiche (di periodo fra 2 e 10 giorni) riportati nel *Preliminary General Catalogue*, un famoso catalogo astrometrico pubblicato in quegli anni. Ne ricavò la magnitudine assoluta visuale $-2{,}3$ per il periodo $P = 6{,}6$ giorni. Con tale punto zero e accettando la pendenza data dalla Leavitt, ottenne la relazione $M_V = 0{,}6 - 2{,}1 \log P$. Ed è nella relazione su tale risultato che s'incontra per la prima volta il termine *cefeide*. La distanza della GNM risultò allora 33.000 anni-luce (oggi sappiamo che si trova a 150.000 a. l.). Di gran lunga la maggior distanza fino ad allora misurata: si pensi che il più lontano oggetto precedentemente raggiunto con una vera e propria misura era l'ammasso delle Jadi, a 130 a. l..

In quegli anni Shapley era occupato con le distanze degli ammassi globulari, che intuiva costituire un sistema sferoidico concentrico alla Galassia. Ottenute le distanze riteneva di poter disegnare una mappa in scala della Galassia. E le numerose *RR Lyrae* presenti in tali ammassi potevano servire alla bisogna. In effetti anche le *RR Lyrae* ponevano lo stesso problema: nessuna, anche fra le pochissime sparse nella Galassia, era abbastanza vicina per una misura della parallasse trigonometrica e per di più, diversamente dalle cefeidi a lungo periodo, i dati sui moti propri erano del tutto inadeguati per tentare la parallasse secolare. Ma Shapley afferrò l'occasione di una soluzione. Proprio in quegli anni I. Bailey in una ricerca sulle stelle variabili negli ammassi globulari aveva scoperto in ω Cen esser presenti oltre ad un centinaio di *RR Lyrae* anche 5 cefeidi con periodo maggiore di un giorno: cefeidi che apparivano con le loro magnitudini apparenti posizionate su un'unica curva periodo/luminosità. Attribuendo a queste la magnitudine assoluta stabilita da Herztsprung il problema era risolto.

Data la posta in gioco, Shapley volle però rifare la calibrazione ex-novo, sempre col metodo della parallasse secolare, utilizzando 11 delle stelle di Hertzsprung e adottando 21,5 km/s per la velocità del Sole, secondo le determinazioni fatte proprio in quegli anni da vari autori. Il procedimento si trova esposto in *Mt. Wilson Contributions* n. 151 (1918). Nonostante l'esiguità dei moti propri (da 0,004" a 0,024"), il moto parallattico emerse evidente e ne fu ricavata la parallasse e quindi la magnitudine assoluta delle 11 cefeidi. Il risultato confermò sostanzialmente quello di Hertzsprung conferendogli molto maggior peso. Nel frattempo in alcuni ammassi globulari - ω Cen, M3, M5, M13 - erano state scoperte, oltre alle *RR Lyrae*, anche alcune cefeidi a periodo > 1 giorno. Shapley assegnò a queste ultime la magnitudine assoluta in base alla relazione P/L ricavata per le cefeidi galattiche ed estese la curva fino alle *RR Lyrae* le quali gli risultarono così di magnitudine assoluta $-0{,}3$ indipendente dal periodo. Il problema era

formalmente risolto. Non essendoci alcuna ragione per dubitare che le cefeidi a lungo periodo degli ammassi globulari differissero da quelle sparse nella Galassia, il procedimento apparve perfettamente corretto.

Dalla magnitudine apparente delle RR Lyrae in numerosi ammassi, Shapley poté immediatamente ricavare le distanze applicando la (4)

$$\log d = \frac{[(m - M)_0 + 5]}{5}$$

e poté presentare il suo modello di Galassia col Sole eccentrico ma col sistema approssimativamente sferico degli ammassi globulari concentrico (vedi Fig. 27). Si era nel 1918.

Solo trent'anni più tardi ci si renderà conto che le cefeidi a lungo periodo negli ammassi globulari seguono una relazione periodo-luminosità diversa da quella delle cefeidi delle Nubi di Magellano e del campo generale della Galassia. Nella filiera del suo procedimento Shapley aveva perciò inconsapevolmente introdotto un pernicioso errore. Nell'ignoranza dell'esistenza di due distinte popolazioni stellari, non poteva sapere che le cefeidi a lungo periodo degli ammassi globulari appartengono alla popolazione II, mentre le 11 galattiche utilizzate per la taratura appartengono alla popolazione I e seguono una relazione P/L che differisce di circa 1,5 magnitudini nel punto zero.

Tuttavia, come capita molte volte nella storia della scienza, il caso volle che la taratura con le 11 cefeidi fosse in errore di una quantità non molto discosta da tale differenza, ma di segno opposto, in modo che l'errore di misura, secondo i dati di allora, andò quasi a compensare l'effetto dell'errore concettuale cioè la confusione fra le due popolazioni. La magnitudine assoluta ricavata per le *RR Lyrae* era perciò approssimativamente corretta e subirà in seguito solo aggiustamenti di alcuni decimi (per cui le distanze degli ammassi globulari da lui stabilite erano sostanzialmente giuste, a parte la mancata correzione per l'assorbimento interstellare, allora generalmente ignorata e che portò ad una sopravalutazione delle distanze). Ma quella attribuita alle cefeidi a lungo periodo fuori degli ammassi globulari, e che si saprà poi appartenere alla popolazione I, era fortemente errata. In realtà queste cefeidi erano di oltre 1,5 magnitudini più luminose.

Oggi l'errore viene attribuito principalmente all'effetto dell'assorbimento interstellare sulle magnitudini e della rotazione galattica sui moti propri. Ed anche alla presenza, fra le 11 cefeidi usate per la calibrazione, della Stella Polare il cui moto proprio era difficile da misurare con la dovuta precisione a causa della vicinanza al polo celeste.

Ignorando tutto ciò, la relazione P/L di Shapley fu ritenuta valida universalmente e su questa si basò poi Hubble per stabilire le distanze extragalattiche.

L'esistenza delle due popolazioni fu scoperta da Baade, a Mt. Wilson, nel 1943.

La pop. I è quella giovane dove le stelle più luminose sono giganti e supergiganti blu e risiede nel disco della Galassia (e in generale delle galassie spirali), soprattutto nei bracci spiraliformi. In generale c'è una stretta associazione

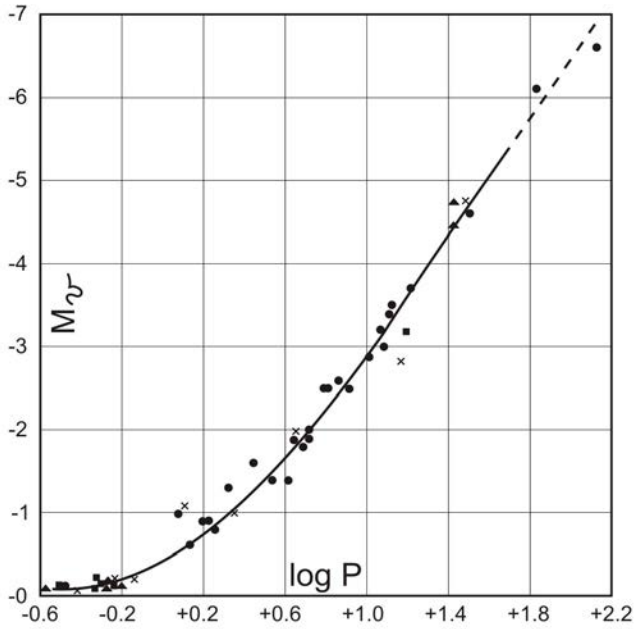

Fig. 5 La relazione periodo luminosità delle cefeidi secondo la versione presentata da Shapley nel 1930. Differisce da quella originale del 1918 solo per una lieve correzione del punto zero. Un'unica curva unisce le *RR Lyrae* ($\log P < 0$) e le cefeidi a lungo periodo. Vi sono riportate le cefeidi della Piccola Nube di Magellano (tondini), mentre triangoli, quadratini e crocette rappresentano quelle (valori mediati) di ammassi globulari. Per le *RR Lyrae* ciascun punto è mediato su 10 stelle e la loro magnitudine assoluta media risulta $-0{,}1$ con una correzione di $+0{,}2$ rispetto al risultato originale del 1918. Non vi sono invece inserite cefeidi galattiche. Da Shapley: *Star clusters*, 1930.

fra la popolazione I e la materia diffusa interstellare dalla quale appunto le stelle si formano. La pop. II è quella vecchia, per lo più distribuita in regioni prive di materia diffusa, dove non nascono più stelle. Le più luminose sono giganti rosse, di almeno 5 magnitudini meno luminose delle supergiganti blu. Costituisce soprattutto la componente sferica delle galassie ed è caratteristica degli ammassi globulari che sono sistemi primordiali, da tempi lontanissimi ormai privati di materia diffusa, che è andata o consumata nella fabbricazione di stelle delle successive generazioni o espulsa. Un meccanismo di espulsione potrebbe essere stato il riscaldamento da parte delle stelle di grande massa che avrebbe conferito alle particelle nebulari un'energia cinetica sufficiente a provocarne la rapida evaporazione dall'ammasso. Un altro meccanismo è l'interazione con la materia diffusa galattica che si verifica periodicamente quando un ammasso nel suo orbitare attorno al centro galattico si trova ad attraversare il disco, evento che per un ammasso a distanza media dal centro si verifica ogni 300 milioni di anni. In tale circostanza, mentre le stelle subiscono solo lievi perturbazioni, la materia gassosa interagisce fortemente e quella dell'ammasso viene ogni volta spazzata via in grande quantità. Le due popolazioni si distinguono anche per l'abbondanza dei metalli nelle atmosfere stellari: bassa, $\leq 1‰$ in massa, per le stelle di pop. II e dell'ordine dell'1% per quelle di pop. I, formatesi in generazioni successive da materia diffusa vieppiù arricchita di metalli.

Gli oggetti di popolazione I giacciono prevalentemente in prossimità del piano galattico. Quelli di popolazione II prevalgono nel nucleo delle galassie e sono dislocati in un sistema sferoidale che avvolge e compenetra la struttura spirale. Per questa preferenziale distribuzione, spesso al posto di popolazione I e II si parla di componente piana e di componente sferica della Galassia. Mentre esistono sistemi di pura popolazione II, come gli ammassi globulari e le galassie ellittiche, la popolazione I è sempre mescolata parzialmente con l'altra. Si valuta che nella regione di alcune centinaia di parsec attorno al Sole appartenga alla popolazione II l'1% delle stelle.

Un'ulteriore distinzione è offerta dalle caratteristiche cinematiche: animati da basse velocità rispetto al Sole (non oltre $10-20\ \mathrm{km/s}$) gli oggetti galattici di popolazione I, da alte velocità ($\geq 60\ \mathrm{km/s}$) gli altri.

E' interessante vedere come Baade pervenne a questa basilare scoperta. Fu nell'autunno del 1943, quando in notti astronomicamente perfette (grazie anche all'oscuramento antiaereo delle luci di Los Angeles) tentò l'impresa di risolvere il nucleo della galassia di Andromeda. Con il modulo di distanza allora accettato (22,4), il 100 pollici del Mt Wilson avrebbe dovuto mostrare le stelle più luminose esistenti e cioè le supergiganti blu. Ma fino ad allora i tentativi erano falliti: il fondo luminoso restava amorfo e impenetrabile. Messo in guardia dal fatto che nei vicinissimi sistemi extragalattici della Fornace e dello Scultore queste supergiganti mancavano e le stelle più splendenti erano le ben più deboli giganti rosse, al fine di mettere in evidenza queste ultime utilizzò un filtro rosso e lastre pancromatiche. Con pose spinte a 4 ore, fotografò il nucleo della M31 e le galassie ellittiche satelliti NGC205, 147 e 185.

Sulle lastre, dove prima si estendeva la regione amorfa apparvero miriadi di stelle appena al di sopra del limite di sensibilità. Stelle rosse, con indice di colore $\geq \sim +1{,}1$.

L'assenza delle supergiganti blu non era quindi una particolarità locale delle due vicinissime galassie della Fornace e dello Scultore, ma appariva una caratteristica generale della popolazione stellare che costituisce il nucleo delle spirali e per intero le galassie ellittiche. Una popolazione contraddistinta dall'assenza di supergiganti blu (tipi spettrali O e B) e dove le stelle più luminose sono giganti rosse di magnitudine assoluta fotografica stimata allora in $-1{,}1$. Baade la chiamò popolazione II. Le caratteristiche ora dette la contrapponevano nettamente alla normale popolazione che conoscevamo fino ad allora e che è quella che circonda il Sole, dove le stelle più luminose sono quelle di tipo O e B di magnitudine assoluta valutata allora attorno a -5, mentre le più luminose giganti rosse appaiono di magnitudine assoluta $+1{,}3$, e che rimase nota come popolazione I.

Tali caratteristiche fotometriche delle due popolazioni risultarono rispecchiate nei rispettivi diagrammi *HR.

Il primo diagramma che mette in relazione magnitudine assoluta e tipo spettrale secondo la sequenza di Harvard (e quindi in ordine di temperatura superficiale decrescente) fu costruito dall'astronomo danese E. Hertzsprung nel 1907 con stelle delle Plejadi (per inciso ricordiamo che la definizione di magnitudine assoluta era stata proposta da lui nel 1905). Ovviamente, essendo un ammasso aperto, vi appariva solo quella che sarà poi detta sequenza principale (si veda, quale esempio, la Fig. 35). Pubblicato su una rivista di fotografia rimase però largamente ignorato dagli astronomi finché nel 1913 fu indipendentemente proposto dall'americano H. Russell con alcune centinaia di stelle di parallasse nota. Da ciò il nome di diagramma Hertzsprung-Russell (HR).

Fu immediatamente intuito il significato evolutivo di tale grafico, tanto che lo stesso Russell ne trasse una prima teoria dell'evoluzione stellare. Nella completa ignoranza dei processi di produzione dell'energia nucleare (il nucleo atomico era stato scoperto da E. Rutherford appena due anni prima) ideò un ingegnoso processo basato sulla produzione di calore per contrazione gravitazionale per cui la stella da un enorme globo a bassa temperatura (gigante rossa) proseguendo la contrazione e riscaldandosi sempre più diviene una sempre più piccola stella gialla, poi bianca, poi azzurra; da qui contraendosi ulteriormente il gas che la costituisce cessa di essere un "gas perfetto, per cui" il calore prodotto non è più sufficiente a riscaldare il globo e la stella si evolve verso lo stadio di nana rossa[3]. Teoria che Russell ben presto abbandonò sostituendola con un'altra che a sua volta non resse alle critiche, ma che ebbe il merito di suggerire che gli allineamenti del diagramma non fossero un percorso evolutivo ma luoghi di evoluzione molto più lenta; concisamente, luoghi di stazionamento.

Proseguendo la laboriosa raccolta di spettri di stelle quanto più possibile deboli si arrivò nel 1921 ad ottenere un diagramma costruito con circa 3000 stelle che assunse l'aspetto oggi ben noto come diagramma HR di popolazione I (Fig. 6).

Negli anni '30 si cominciarono ad ottenere diagrammi HR di ammassi globulari. Data la distanza (il più vicino - l'M4 - si trova a 2000 pc), non era possibile ottenere spettri delle singole stelle, perciò al posto del tipo spettrale si usava (e si usa ancor oggi) l'equivalente *indice di colore, ottenendo i cosiddetti diagrammi colore-magnitudine. Non si arrivava al di sotto della magnitudine assoluta $+1{,}5$ ma ciò bastava per mostrare grafici di aspetto completamente diverso da quello cui si era assuefatti, costruito con le stelle circostanti il Sole. Non vi appariva la sequenza principale, ma un allineamento orizzontale attorno circa alla magnitudine assoluta zero e un allineamento obliquo dalle giganti gialle a quelle rosse (Fig. 7). Per lunghi anni questa fu ritenuta una strana particolarità degli ammassi globulari.

Con la scoperta di Baade l'enigma fu chiarito. Quella che fino ad allora era apparsa un'inspiegata peculiarità degli ammassi globulari, acquistava così un significato universale. Le due specie di diagrammi sicuramente rispecchiavano statisticamente le caratteristiche fisiche delle due popolazioni. La strana configurazione non doveva essere altro che la regione più luminosa del diagramma di popolazione II. Gli ammassi globulari si rivelarono così come sistemi antichissimi dove da lunghi tempi non nascono più stelle. La conferma arriverà nel 1953, quando Sandage riuscirà negli ammassi globulari M92 ed M4 a raggiungere la sequenza principale (Fig. 10). Gli ammassi aperti, come le Plejadi e

[3] Si veda Armellini: *Astronomia siderale*, vol II. Zanichelli ed. 1931.

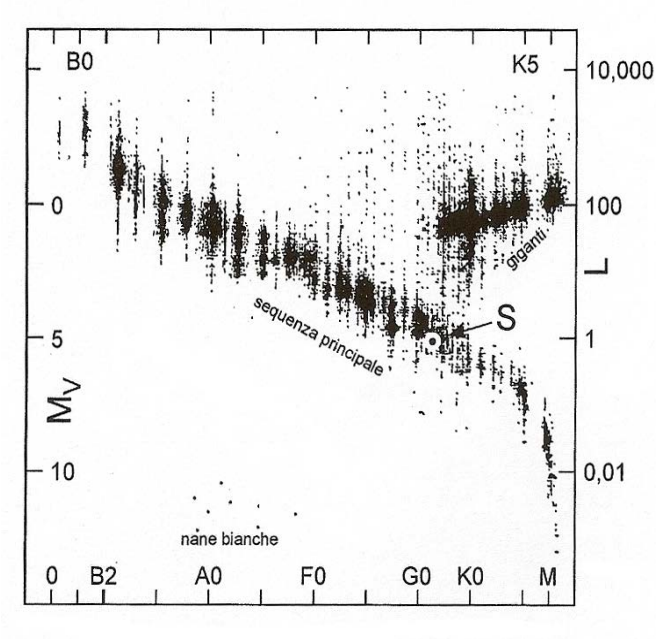

Fig. 6 Tipico diagramma HR di pop. I. In ascissa il tipo spettrale. Costruito nel 1950 con 7000 stelle situate entro circa 1000 pc dal Sole. La distanza delle più lontane era stata determinata col metodo della parallasse spettroscopica. S indica la posizione del Sole

il Presepe, che sono sistemi giovani, mostrano invece diagrammi di tipo I, ancorché specifici, mancando, del tutto o in gran parte, le stelle evolute in giganti rosse (si veda anche Parte II, Sezione 7).

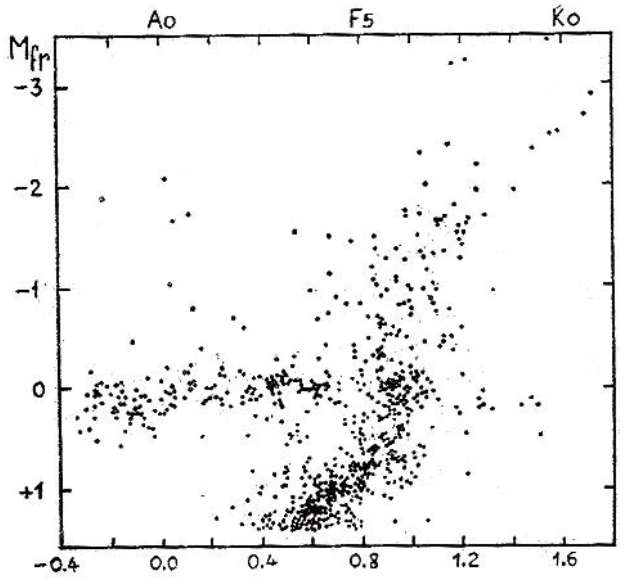

Fig. 7 Diagramma colore-magnitudine dell'ammasso globulare M4 costruito da Greenstein nel 1939 con magnitudini fotorosse. Arriva fino alla magnitudine assoluta visuale circa 1,0 e non vi appare traccia della sequenza principale. Un aspetto del tutto diverso da quello del diagramma con le stelle della regione solare, ben noto da vent'anni (Fig. 6). Sembrava allora una strana peculiarità degli ammassi globulari. In realtà, cominciava ad apparire quello che poi si sarebbe chiamato diagramma HR di popolazione II (vedi Fig. 11). Si tenga presente che le *RR Lyrae* appaiono sempre nel ramo orizzontale di questa configurazione.

Le caratteristiche topologiche e cinematiche sopra accennate mostravano l'appartenenza delle *RR Lyrae* alla pop.II e delle cefeidi utilizzate da Hubble, e che verranno poi dette classiche, alla pop. I. Ma di ciò ci si poteva render conto solo dopo il 1944. Le cefeidi classiche sono stelle relativamente giovani che nel loro ciclo evolutivo sono da poco uscite dalla sequenza principale e si evolvono verso lo stato di giganti rosse collocandosi nella regione del diagramma HR detta *fascia d'instabilità*. Quelle di pop. II pur avendo un'età cronologica assai più avanzata, si trovano, per la minor massa, in uguale stadio evolutivo e come le cefeidi classiche appaiono entro la fascia d'instabilità, con una precisa collocazione nel cosiddetto ramo orizzontale (Fig. 11). Molte di queste, caratterizzate da certe particolarità della curva di luce sono note come variabili del tipo *W Virginis*. Le cefeidi di pop. I, per esser quelle su cui la Leavitt aveva scoperto la sua famosa relazione e quelle utilizzate da Hubble per i suoi scandagli cosmologici, presero il nome di *cefeidi classiche*.

In questa. dissertazione, quelle di pop. II a periodo $> 1^d$ le chiamerò, per semplicità, seppure a costo di certa forzatura, *W Virginis*, che in realtà è una sottoclasse.

Ed ecco come si arrivò, nel 1952, al brusco raddoppiamento delle distanze extragalattiche. Nel 1950 Baade aveva iniziato col 200 pollici, entrato in servizio l'anno prima, un programma di osservazione di campi di stelle variabili nella galassia di Andromeda.

E apparve subito un'incongruenza. Le *RR Lyrae* non apparivano, quando invece il nuovo grande telescopio avrebbero dovuto mostrarle.

Come sappiamo, risultavano invece visibili le stelle più luminose di pop. II e in particolare nelle regioni periferiche della M31 apparivano al limite della risoluzione gli ammassi globulari. Ora i diagrammi colore-magnitudine di tali ammassi benché allora non raggiungessero ancora la sequenza principale (Fig. 7) mostravano che le *RR Lyrae* sono di 1,5 magnitudini più deboli delle stelle più luminose: essendo il modulo dell'M31 valutato in 22,4, avrebbero quindi dovuto apparire di magnitudine 23,9, allora irraggiungibile. D'altra parte il modulo della "nebulosa" era stato misurato da Hubble in base alle cefeidi (che saranno poi dette classiche). Quindi delle due l'una: o le *RR Lyrae* erano di 1,5 magnitudini più deboli di quanto ritenuto, o le cefeidi utilizzate da Hubble erano di 1,5 magnitudini più luminose. C'erano forti indicazioni a favore della seconda ipotesi. Una di ordine cosmologico. Da oltre un decennio gli astronomi erano perplessi di fronte al dilemma posto dal fatto che, come abbiamo visto, i più luminosi ammassi globulari della "nebulosa" di Andromeda apparivano di 1,5 magnitudini più deboli dei più luminosi della Galassia: Un'eccezione al principio di uniformità o un errore nella distanza della M31? Un'altra indicazione era di ordine tecnico: il punto zero della relazione P/L era stato ottenuto tramite i moti propri e siccome le velocità delle *RR Lyrae* sono assai più alte che non quelle delle cefeidi a lungo periodo utilizzate a tal fine, era più probabile che fosse la taratura di quest'ultime ad essere in errore. Inoltre essendo le *RR Lyrae* ad alte latitudini galattiche e viceversa le cefeidi concentrate sul piano della Galassia, anche l'errore introdotto dall'assorbimento interstellare, forte in vicinanza del

piano galattico e debole a grande distanza da questo, dava indicazione in tal senso.

Ma affidiamoci alle parole dello stesso Baade che qui riportiamo, alquanto riassunte, dalle *Transactions* dell'UAI vol 8 (1953). « Entrato in funzione il 200" la situazione si presentava così: essendo 22,4 il modulo della M31, le variabili d'ammasso avendo secondo l'attuale relazione P/L la magnitudine assoluta ~0,0, avrebbero dovuto apparire alla magnitudine apparente fotografica 22,4. Magnitudine che si poteva raggiungere con un'esposizione di 30 minuti. Con tale esposizione avrebbero dovuto esser visibili, almeno nella loro fase di massimo. Ma alla prova dei fatti, con tale esposizione emersero soltanto le stelle più luminose di popolazione II. Secondo il diagramma colore-magnitudine degli ammassi globulari le variabili d'ammasso, o *RR Lyrae*, sono di 1,5 magnitudini più deboli della maggior parte delle stelle più luminose. Pertanto queste variabili dovevano apparire non alla magnitudine fotografica 22,4 bensì alla 23,9. D'altra parte, che effettivamente erano state raggiunte le stelle più luminose di popolazione II era indubitabile perché quando queste cominciano ad emergere nella lastra, insieme cominciano ad essere risolti in stelle gli ammassi globulari visibili nelle regioni periferiche dell'M31. Poiché la distanza dell'M31 era stata dedotta in base alle cefeidi classiche, queste ultime risultano di 1,5 magnitudini più luminose di quanto finora ritenuto. La distanza della galassia di Andromeda, stabilita da Hubble in base alle cefeidi classiche, deve quindi esser raddoppiata e con questa la scala di tutte le distanze extragalattiche. Le distanze all'interno della Galassia, basate sulle *RR Lyrae*, restano invece immutate.»

Si noti che la discordanza di luminosità fra gli ammassi globulari della M31 e quelli galattici veniva così perfettamente sanata. E numerosi altri tasselli fuori posto del mosaico cosmografico vennero a trovare la giusta collocazione.

La nozione ormai acquisita delle due popolazioni stellari offrì, come abbiamo già visto, la giustificazione della discordanza di luminosità tra le cefeidi a lungo periodo degli ammassi globulari e quelle galattiche da cui si era tratta la relazione P/L. Le *RR Lyrae* e le cefeidi a lungo periodo ($P > 1^{\mathrm{d}}$), presenti negli ammassi globulari appartengono alla pop. II (ciò è evidente essendo questi sistemi rappresentanti tipici di tale popolazione) e proprio di queste Shapley si era valso per stabilire il punto zero della relazione P/L. Relazione attribuita poi a tutte le cefeidi e generalmente utilizzata, con vari aggiustamenti, fino al 1952. Le cefeidi a lungo periodo del campo generale galattico e delle Nubi di Magellano appartengono alla pop. I e, a pari periodo risultavano di 1,5 magnitudini più luminose. Seguono cioè una relazione P/L diversa.

Nel 1953 furono scoperte le prime *RR Lyrae* in ammassi globulari delle Nubi di Magellano. Ed apparvero di magnitudine 19,0 anziché 17,3 come era atteso in base alla vecchia relazione P/L. Una piena conferma dei risultati ottenuti da Baade, accrescendo anzi il divario fra le due relazioni.

Negli anni immediatamente successivi fu stabilito che le due relazioni, quella per le cefeidi classiche e quella per le *RR Lyrae* e *W Virginis* hanno approssimativamente la stessa pendenza ma la differenza nel punto zero salì a circa 2 magnitudini (vedi Fig. 8).

L'aver ignorato per oltre trent'anni che per le cefeidi poi dette classiche vale una relazione P/L che presenta una forte discontinuità con le *RR Lyrae* non deve sorprendere data la difficoltà nello stabilire il punto zero.

La pendenza della relazione era invece fornita direttamente con ottima precisione dalle cefeidi delle Nubi di Magellano. Bastava ovviamente adottare il principio di uniformità per estendere il dato alle cefeidi galattiche e delle altre galassie. La determinazione sempre più precisa del punto zero ha invece impegnato gli astronomi per un cinquantennio, fino ad ottenere in anni recenti un valore preciso a $\pm\, 0{,}06$.

L'errore rivelato da Baade riguardava le cefeidi classiche, sulle quali Hubble si era basato, e non le *RR Lyrae* né le *W Virginis*. Perciò non veniva ad essere alterata, in generale, la scala galattica, basata com'era su queste ultime. In particolare restavano immutate le distanze degli ammassi globulari galattici. Ma le distanze extragalattiche, basate, fino all'estremo limite raggiunto, sulle cefeidi classiche, venivano ad esser raddoppiate.

Ero presente a Roma, nel 1952, quando all'VIII congresso dell'Unione Astronomica Internazionale Baade annunciò questo epocale risultato. Nello smozzicato inglese tipico dell'oratore capii ben poco. Fu subito dopo, negli scambi di commenti dei colleghi, che mi resi conto della grossa novità che era stata annunciata. E fui il primo ad esporla divulgativamente in Italia con un articolo sul *Calendario del popolo*, un mensile popolare di cultura varia dell'epoca. E forse il primo ad esporla ad uso degli studiosi italiani non astronomi, con un articolo pubblicato nel 1954 su *Scientia*.

Mentre la pendenza della curva risultava accertata fin dall'inizio con buona precisione, ed ha richiesto più che altro lievi correzioni conseguenti all'introduzione della fotometria in più bande spettrali (colori), una non trascurabile incertezza è rimasta a lungo nel termine noto, cioè nel punto zero. La determinazione quanto più possibile precisa e attendibile del punto zero ha impegnato gli astrofisici dai tempi di Shapley ai nostri giorni.

Per le *RR Lyrae*, la magnitudine assoluta pressoché costante quale ne sia il periodo (fra 0,2 e 0,8 giorni) posta da Shapley $M_{\mathrm{V}} = 0{,}0$, è stata fissata poi attorno a $+0{,}5$. Nel 1968 Baade e Swope studiando su foto del 200" le cefeidi in una regione periferica della M31 al fine di ridurre al minimo l'effetto dell'assorbimento, ricavarono le seguenti relazioni

Pop. I $\qquad M_{\mathrm{V}} = -2{,}50 \log P - 1{,}70$

Pop. II ($P > 1^{\mathrm{d}}$) $\qquad M_{\mathrm{V}} = -2{,}50 \log P + 0{,}45$

confermando che la relazione P/L per le cefeidi di popolazione I e quella per le cefeidi di popolazione II con periodo > 1 giorno appaiono entrambe lineari con uguale pendenza.

Nel contesto della presente esposizione, per relazione P/L s'intenderà sempre quella delle cefeidi classiche, la sola di interesse cosmologico.

Sempre nel 1968, A. Sandage e G. Tammann portarono a termine per le cefeidi classiche la prima soddisfacente calibrazione basata sulla ben più precisa fotometria fotoelettrica. Studiando quelle reperite in 7 ammassi galattici, nelle Nubi di Magellano e nelle galassie M31 e NGC6822 ricavarono l' espressione

$$M_{\mathrm{V}} = -2{,}83 \log P - 1{,}37$$

col periodo P in giorni ed M_{V} magnitudine assoluta visuale media fra massimo e minimo. Il punto zero era stato stabilito in base a 9 cefeidi nei 7 ammassi galattici la distanza dei quali era stata determinata con vari metodi tarati sulle Jadi (questo ammasso, per la sua vicinanza, ha costituito a lungo un riferimento fondamentale). I due autori concludevano che l'universalità della relazione non poteva essere provata con assolutezza ma i dati erano consistenti con l'affermazione che la pendenza è la stessa nelle cinque galassie considerate.

I risultati furono sostanzialmente confermati da ulteriori calibrazioni mediante la nuova tecnica CCD. Ricordiamo quella effettuata nel 1991 da B. Madore e W. Freedman in varie bande fotometriche dal blu all'infrarosso che dette per la banda visuale

$$M_{\mathrm{V}} = -2{,}76 \log P - 1{,}40$$

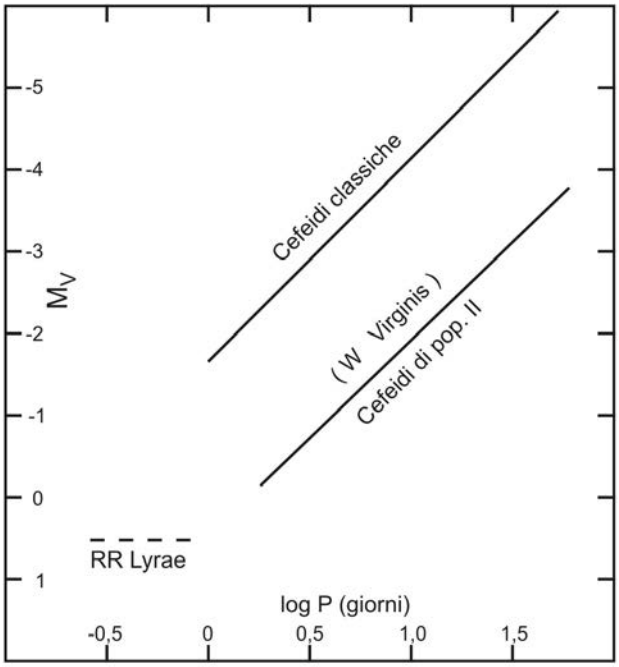

Fig. 8 Schema della relazione periodo-luminosità dopo lo sdoppiamento del 1952 e riveduta negli anni successivi. Le cefeidi di pop. I sono, a pari periodo, circa 2 magnitudini più luminose di quelle di pop. II (*W Virginis*), le quali prima dei risultati di Baade erano ritenute indistinguibili come luminosità. Per le *RR Lyrae*, che mostrano luminosità costante $\sim +0{,}5$ indipendentemente dal periodo si accordano con le *W Virginis* senza discontinuità nel punto zero.

È da notare che il punto zero della relazione del 1968 era fissato in base a cefeidi galattiche, mentre per quella del 1991 era basato sulla Grande Nube di Magellano considerata alla distanza corrispondente al modulo 18,50. Siccome le cefeidi galattiche sono caratterizzate da metallicità, cioè da una percentuale di elementi chimici diversi dall'idrogeno e dall'elio, più alta che non quelle della Grande Nube, ne risultava che per le bande V e di maggior lunghezza d'onda, la metallicità doveva essere scarsamente influente sulla relazione P/L. Il problema della metallicità sarà tuttavia sempre presente sia nella taratura delle cefeidi che di altri indicatori di distanza. La fotometria in più colori, spinta fino all'infrarosso, consentì non solo di correggere le magnitudini per l'effetto dell'assorbimento, ma anche di verificare gli eventuali effetti di metallicità passando dalle cefeidi classiche galattiche a quelle delle Nubi di Magellano e delle altre galassie.

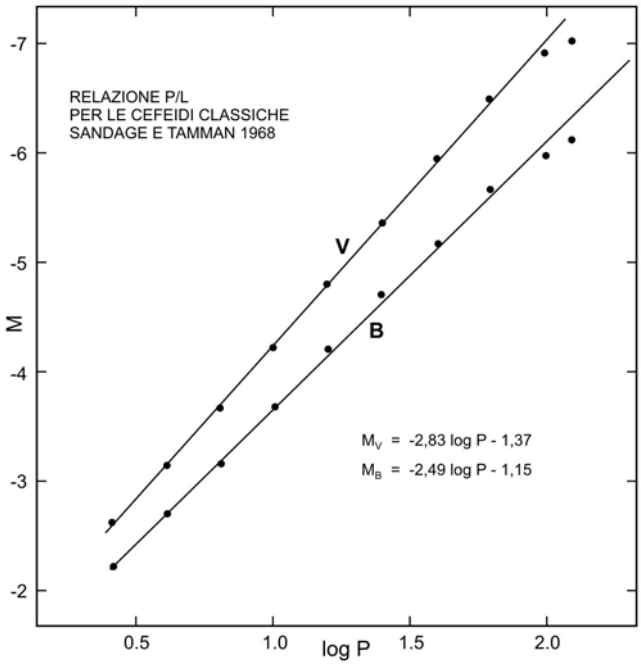

Fig. 9 Relazione P/L per le magnitudini B e V delle cefeidi classiche riveduta da Sandage e Tammann nel 1968.

Dopo che da settant'anni servivano quale indicatore di distanza primario, all'inizio dell'ultimo decennio del Novecento le cefeidi così calibrate, sono divenute un indicatore di distanza preciso e attendibile quanto richiesto per tarare le supernovae e raggiungere con queste le distanze necessarie per la determinazione dei parametri cosmologici.

Negli anni '70 le cefeidi più lontane osservate erano nella spirale NGC2403, distante 3,2 Mpc. Nel 1987 si giunse ad osservarle nella grande spirale M101 ottenendone la distanza 7,4 Mpc. Nel 1994, grazie all'*HST*, furono finalmente rivelate nell'ammasso della Vergine, a circa 20 Mpc. Considerando che l'*HST* può arrivare alla 28ª magnitudine blu, le cefeidi più luminose (magnitudine assoluta media -6) oggi possono essere studiate al di là di Virgo, fino alla distanza di circa 30 Mpc. Ed infatti nel 1999 l'*HST* consentì di scoprire e studiare cefeidi nell'ammasso del Centauro ottenendone la distanza in 33 Mpc. La Grande Nube di Magellano ha conservato per

80 anni un ruolo fondamentale nella calibrazione della scala delle distanze extragalattiche. Ma recentemente per la taratura delle cefeidi sono subentrati altri riferimenti. Tramite l'*HST* si è infatti riusciti finalmente a misurare le parallassi trigonometriche di 10 cefeidi galattiche e il punto zero della relazione periodo-luminosità è stato stabilito in base a queste. Un altro riferimento è costituito dalle cefeidi della spirale NGC4258 la cui distanza è stata stabilita con alta precisione (2,5%) col metodo del maser. Ma di ciò si parla ancora nella narrazione generale.

Stelle di alta luminosità

Criterio già usato da Hubble. Vedi narrazione generale.

Galassie più luminose di un ammasso

Criterio usato per le massime distanze già da Hubble. Vedi narrazione generale.

Novae

Dopo le prime scoperte casuali di novae extragalattiche (1917) il primo studio sistematico fu intrapreso da Hubble negli anni '20, ricerca che fu grandemente estesa da H. Arp, che negli anni '50 scoprì numerose novae nella spirale M31, e proseguita successivamente all'Osservatorio di Asiago dove fra il 1954 ed il 1989 ne furono scoperte, sempre in M31, ben 142. Si fa uso della magnitudine assoluta al massimo stabilita in base al tasso di declino, in quanto le novae che decadono più rapidamente sono più luminose. La calibrazione è fatta per due vie: o servendosi delle novae galattiche oppure di quelle, numerose, osservate in M31. Le distanze delle novae galattiche vengono misurate con vari metodi, il principale essendo quello basato sulla velocità di espansione ricavata dallo spettro e sulla misura angolare dell'involucro nebulare che appare dopo l'esplosione. In tal modo si ottiene un indicatore di distanza primario; però di precisione non eccelsa restando notevole, nonostante la correzione per la rapidità di declino, la dispersione nella magnitudine assoluta. Più affidabile è la calibrazione effettuata sulle novae in M31, però si ottiene un indicatore secondario, in quanto dipende dalla distanza adottata per tale spirale.

Secondo un'accurata determinazione, che risale al 1985, le novae più luminose raggiungono la magnitudine assoluta $-9{,}9$ per cui, in astratto, consentirebbero di esplorare distanze almeno 10 volte maggiori che non le cefeidi. A tutt'oggi si è arrivati ad osservare novae in alcune galassie ellittiche di Virgo. Però, oltre alla minor precisione, si deve considerare l'aleatorietà del fenomeno.

Supernovae

Sono il più potente fra i più precisi indicatori di distanza secondari. A causa della rarità ed imprevedibilità del fenomeno, fino a vent'anni fa erano state usate occasionalmente; successivamente appositi programmi di ricerca in grado di tenere sotto efficiente sorveglianza migliaia di galassie ne hanno consentito un uso proficuo e di raggiungere distanze di oltre 5 miliardi di parsec.

É ben noto che la prima supernova ad esser riconosciuta come tale fu la "nova", denominata S Andromedae, apparsa nel 1885 nella grande spirale di Andromeda. Una nova di 6ª magnitudine anziché di 17ª come le varie altre fino ad allora apparse in quella spirale: una luminosità oltre 10 mila volte maggiore e quasi pari a quella dell'intera spirale. Era una nova eccezionalmente luminosa oppure erano le altre eccezionalmente deboli? Nella totale ignoranza della distanza della spirale - ancora non si sapeva nemmeno se si trattava di un sistema interno alla Galassia, o di un'altra galassia - il problema era irresolubile.

Il definitivo riconoscimento che si trattava di una nova eccezionale fu raggiunto nel 1925, quando Hubble, misurata tramite le cefeidi la distanza della spirale di Andromeda, mostrò che questa era una galassia come la nostra, distante un milione di anni luce (secondo la scala di allora).

Gli spettri, che cominciarono ad essere studiati in quegli anni, apparivano strutturati in bande di assorbimento molto allargate probabilmente per effetto Doppler corrispondente a velocità di espansione assai più alte che non nelle novae. In alcuni casi queste bande potevano essere identificate con gli assorbimenti della serie di Balmer dell'idrogeno; in altri invece ogni identificazione risultava impossibile: spettri assolutamente indecifrabili. Comunque ciò dava, insieme alla curva di luce, indicazione chiara di un'altissima velocità di espansione indotta da un evento esplosivo.

Nei primi anni '30, dal fatto che mostravano luminosità paragonabile a quella della galassia in cui apparivano e in base alla magnitudine assoluta fotografica della Galassia, stimata da Shapley in $-14{,}5$, fu dedotto per le supernovae una luminosità pari a circa -14.

Nel 1935, quando si conosceva una quindicina di queste novae super luminose, W. Zwicky iniziò al Mt. Wilson una ricerca sistematica che lo portò a scoprirne in pochi anni un'altra diecina tenendo sotto sorveglianza fotografica con lo Schmidt di 46 cm migliaia di galassie in ammassi. Furono lui e Baade a introdurre il nome di *supernovae* poi definitivamente affermatosi:

"Le indagini degli ultimi anni sui sistemi extragalattici ha portato a concludere che esistono due tipi ben definiti di novae che possono essere distinti come *novae comuni* e *super-novae*. Finora nessun oggetto intermedio è stato osservato" fu la loro conclusione. E costatato che una supernova è luminosa quasi quanto la galassia dove appare valutarono in -6 la magnitudine assoluta di una nova e in -14 quella di una super-nova.

Nel 1934 avanzarono anche l'ipotesi che si trattasse di esplosioni di stelle giunte alla fine della loro evoluzione e che lasciassero come residuo quell'ipotetico oggetto a densità nucleare la cui possibile esistenza era stata concepita due anni prima dal fisico L. Landau ed a cui dettero il nome di *stella neutronica*. Un'audace intuizione basata su nozioni di avanguardia! Entrò così nella scienza il binomio supernova-stella neutronica. Ipotesi però tutt'altro che largamente condivisa dalla comunità astronomica, tanto che nel 1938 i noti astrofisici Cecilia e Sergei Gaposchkin scriveranno nel loro trattato *Variable Stars*: " Lo stato cosmico delle supernovae è ancora dubbio. Gli autori sono dell'opinione che una supernova differisce da una nova solo in luminosità e velocità radiale, cioè piuttosto per scala che per specie di fenomeno. La frequenza - forse un decimillesimo di quella delle novae - può ben rappresentare

l'abbondanza relativa di stelle giganti e nane da cui rispettivamente ha origine."

Allora le supernovae conosciute erano una trentina e come tali erano state riconosciute anche la stella nova di Tycho, apparsa in Cassiopea nel 1572, quella di Keplero, apparsa in Ofiuco nel 1604 e quella apparsa nel Toro nel 1054 che ha dato origine alla famosa Nebulosa Granchio.

Ma proprio mentre il trattato dei Gaposchkin arrivava nelle biblioteche, nel 1938 Baade presentava la prima determinazione affidabile della magnitudine assoluta delle supernovae ricavata da 10 eventi di distanza ritenuta nota e di accettabile precisione fotometrica, fissandola in $-14{,}4$ fotografica, con l'incertezza di circa 0,4. E forniva così la definitiva conferma che si trattava di un fenomeno pienamente distinto da quello delle novae, con una luminosità diversa per un fattore almeno 10 mila senza casi intermedi. Determinazione affidabile ma fortemente in errore essendo che per le distanze si era, ovviamente, servito della scala stabilita da Hubble. A parte tale errore sistematico, in seguito facilmente correggibile, la precisione ottenuta da Baade risulta notevole, per l'epoca. Si deve tener conto infatti: a) che la fotometria fotografica, la cui precisione era di un ordine di grandezza inferiore a quella fotoelettrica, non disponeva ancora di un'attendibile sistema di riferimento stabilito fotoelettricamente (sarebbe stato approntato un quindicennio più tardi); b) che, date le lacune nelle osservazioni, la magnitudine apparente al massimo Baade l'aveva stabilita in base ad una curva di luce standard. Precisione raggiunta, come già accennato, grazie soprattutto al caso fortunato dell'assenza dal suo elenco di supernovae del II tipo, non ancora riconosciuto.

Fu appena due anni dopo, nel 1940, che le supernovae furono distinte nei due tipi I e II (brevemente SNI e SNII). Al tipo I, furono assegnate quelle caratterizzate da uno spettro indecifrabile; al tipo II quelle che presentano intense righe di assorbimento dell'idrogeno (serie di Balmer) e anche di altri elementi. Le SNII risultarono mediamente di circa 2 magnitudini più deboli e con assai più forti scarti.

Approfittiamo qui per richiamare l'attenzione sul fatto che circa la precisione dei risultati in letteratura si trovano indicati due dati: l'errore medio σ_m e la dispersione σ, entrambi concernenti gli errori accidentali. σ_m è l'errore quadratico medio della media di n osservazioni, dato dalla ben nota formula gaussiana. σ è l'errore quadratico medio di una singola osservazione delle n considerate, e si ha $\sigma = \sigma_m\sqrt{n-1}$. Nel caso delle supernovae, σ_m è una misura dell'incertezza statistica nella magnitudine assoluta ricavata da n casi considerati un campione rappresentativo. La dispersione σ misura invece l'incertezza che affligge una singola supernova, ed è questo il dato che vale se si vuole utilizzarla ad esempio per trovare il punto zero del diagramma di Hubble.

Le supernovae Ia.

Verso la fine degli anni '60 diventò pratica certezza l'ipotesi, proposta da R. Kraft nel 1964, che l'appartenenza ad un certo tipo di sistema binario sia condizione necessaria perché una stella divenga una nova (ApJ 139, 457). Ma fu solo un decennio più tardi che fu acquisita la nozione, rivelatasi in seguito vera solo parzialmente, che anche le SNI fossero generate in sistemi binari. E che le SNII fossero stelle singole di grande massa giunte all'esaurimento del combustibile nucleare ed esplose a seguito di collasso gravitazionale. Nel 1985 ci si rese conto però che solo alcune SNI - le più luminose - hanno tale origine, e vennero classificate come SNIa. Le rimanenti SNI, caratterizzate dall'assenza delle righe spettrali del silicio, sono stelle di grande massa giunte al collasso finale come le SNII; restarono incluse però nel tipo I per la somiglianza della curva di luce e per l'assenza dell'idrogeno nello spettro, e vennero indicate come SNIb. Si ritiene che in queste l'idrogeno sia andato perduto per vento stellare in fasi precedenti il collasso. Le SNIb sono, per così dire, SNII mascherate da SNI, mostrando nella fase esplosiva uno spettro che approssimativamente mima quello di una SNI. Si è poi introdotto il sottotipo Ic per alcuni casi che si diversificano dal Ib per l'assenza delle righe dell'elio.

Maturata la teoria, si precisò che le SNIa sono generate dal collasso di una nana bianca di carbonio-ossigeno in coppia con una stella normale, oppure di una coppia di nane bianche (sono i modelli detti rispettivamente singola degenere o doppia degenere); l'accrezione di materia che fluisce dalla compagna porta la massa della nana bianca a superare il limite di Chandrasekhar (1,4 masse solari) e provocandone l'esplosione termonucleare. Della coppia resta solo un residuo nebulare. Sono dette anche supernovae di origine termonucleare. Non è chiaro com'è che in certe coppie la stella degenere subisca per effetto dell'accrezione dalla compagna esplosioni superficiali e quindi si manifesti come una comune nova; mentre in altri casi venga raggiunta la massa critica e quindi il collasso gravitazionale e l'evento irripetibile di supernova.

Un'altra caratteristica molto significativa, è che le SNIa appaiono in ogni tipo di galassia mentre le SNIb,c e le SNII appaiono solo nelle spirali: mai ne sono apparse in quelle ellittiche. Infatti, le stelle di grande massa, che esauriscono il loro ciclo vitale in pochi milioni di anni, non esistono in spirali ellittiche, costituite da popolazione stellare antica. In generale, le SNII e le Ib,c si verificano nell'ambito della pop. I. Le SNIa, generate nei sistemi binari per accrezione di materia fluita dalla compagna, possono invece avere come progenitrici anche stelle molto antiche. Si possono quindi verificare nell'ambito di entrambe le popolazioni. Quindi, per ironia indotta dai processi storici - i quali non seguono una consecutio logica - si ha, nell'abito della galassia e di galassie analoghe, che le SNII sono di popolazione I.

Già le SNI, senza distinzione in sottotipi, presentavano una modesta dispersione nella luminosità al massimo, valutata, nel 1968, in circa 0,6 magnitudini, di fronte ad una dispersione di oltre 2 magnitudini per le SNII. Fu allora che cominciò a prospettarsi la possibilità dell'utilizzazione delle SNI quali candele campione.

L'uniformità della luminosità al massimo, costatata empiricamente, risultava giustificata dalla teoria: l'esplosione si verifica esattamente quando per il processo di accrezione la massa della nana bianca raggiunge il limite di Chandrasekhar. Per le SNII, generate dal collasso gravitazionale di stelle di grande massa (inizialmente $\mathcal{M} \geq 12\,\mathcal{M}_\odot$) giunte all'esaurimento delle riserve di ener-

gia nucleare, la luminosità dipende invece dalla massa, dalla composizione chimica e dal percorso evolutivo; da ciò la notevole dispersione. Distinte nel 1985 le SNIa, la dispersione delle luminosità si abbassò nettamente. E, come esposto nella narrazione generale, scese ulteriormente negli anni '90 con l'individuazione di certe particolarità nelle curve di luce.

Benché candele campione ideali per potenza e precisione, principali remore al loro uso sono state la rarità del fenomeno, che ha costretto, fino a due decenni fa, a lunghe ricerche scarsamente redditizie; nonché la difficoltà di separarne l'immagine dal fondo quando si presentano di fronte a regioni interne della galassia ospite.

Occorreva comunque una taratura della magnitudine assoluta ben più precisa di quella fissata da Baade nel 1938. Ma fino all'inizio degli anni '90 non si era trovato niente di meglio che ricavarla dalla magnitudine assoluta stabilita in base alla distanza della galassia ospite fornita a sua volta dal *redshift* adottando un valore per la costante di Hubble, per lo più $100\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Per questo i valori forniti in quegli anni contengono sempre il termine $\log(H/100)$ cosicché è immediata la riduzione a qualsivoglia altro valore di H.

Nonostante la grande efficienza potenziale quali indicatori di distanza, fin tanto che la loro magnitudine assoluta era stabilita in base a H_0, le supernovae Ia non potevano ovviamente essere utilizzate per costruire un diagramma di Hubble che rivelasse le proprietà dell'universo. Sono divenute protagoniste dell'estensione del diagramma di Hubble alle grandi distanze, con clamorosi risultati, negli anni '90, dopo che appositi vasti programmi di ricerca ne ebbero consentito la calibrazione tramite le cefeidi.

Qui ci limitiamo a ricordare che la magnitudine assoluta visuale media delle SNIa è oggi fissata in $-19{,}5$ con l'incertezza di appena $0{,}10$. Con tale luminosità - un milione di volte quella di una cefeide media - e tale precisione, le supernovae Ia hanno consentito di spingere il diagramma di Hubble fin oltre 2 miliardi di parsec e cominciare, negli ultimissimi anni del secolo, a rivelare i parametri cosmologici fondamentali.

Del lungo percorso che ha portato a questo decisivo ingresso delle supernovae Ia nello scandaglio delle grandi profondità cosmologiche si parla, più avanti, nella narrazione generale.

Le supernovae di tipo II

Quanto alle supernovae di tipo II, generate come sono dal collasso gravitazionale di stelle di grande massa, presentano una notevole escursione della luminosità al massimo: fino a 6 magnitudini. Infatti l'entità del fenomeno dipende, come abbiamo accennato, dalla massa iniziale, dalla perdita di massa nel corso dell'evoluzione e dalla metallicità. Perciò non sono state mai considerate candele campione. Tuttavia è possibile ottenerne la distanza con un mediocre grado di precisione, sia col metodo della velocità di espansione rivelata da dati fotometrici e spettroscopici, sia, limitatamente alle SNII dette "a plateau", tramite sole misure fotometriche.

a) *Metodo della fotosfera in espansione*, indicato con la sigla EPM (*Expanding photosphere method*). Nell'esplosione di una supernova, si forma un globo in espansione delimitato otticamente da una fotosfera circondato da un vasto involucro (atmosfera). L'osservazione fotometrica consente di ricavare il flusso di radiazione f ricevuto in unità assolute; quella spettroscopica la velocità di espansione della fotosfera (le righe di assorbimento, fortemente allargate per effetto Doppler, hanno origine nell'atmosfera, ma considerando lo spostamento Doppler dell'estremo "rosso" della base di una riga, si può ritenere con buona approssimazione che si misuri la velocità fotosferica). Ammettendo che la fotosfera irradi come un corpo nero, dalla temperatura, dedotta dal profilo dello spettro continuo, si ricava il flusso totale F emesso in funzione del diametro fotosferico $2\,R$ (ignoto). Se la supernova si trova a z abbastanza piccolo, si ha per le dimensioni angolari θ del diametro fotosferico

$$\theta = \frac{2\,R}{D} = \sqrt{\frac{f_\lambda}{\pi\,B(T_\lambda)}} \qquad (\bullet)$$

dove $B(T_\lambda)$ è la funzione di Planck. Nella pratica attuazione si inserisce anche un fattore valutato in base all'uno o all'altro modello di esplosione per tener conto in qualche modo che a rigore non si ha che fare con un corpo nero. Fattore che è risultato influire in modesta percentuale. D'altra parte si ha

$$R = v\,(t - t_0) + R_0 \qquad (\bullet\bullet)$$

dove t e t_0 sono rispettivamente il tempo dell'osservazione e quello iniziale. Il raggio iniziale, R_0 già pochi giorni dopo l'esplosione è trascurabile. Misurate due coppie di valori v e t e fatte contemporaneamente due determinazioni di θ, dalle equazioni (•) e (••) si possono ricavare la distanza D e il tempo t. Si noti che ciò vale se la supernova si trova a z abbastanza piccola, altrimenti la relazione quadratica tra flusso ricevuto e distanza, espressa dalla (•), non vale.

Mi sono addentrato più del solito in dettagli analitici (tratti da B. Schmidt ApJ 432, 42; 1994), per il fatto che potrebbe apparire sorprendente che si possa misurare una distanza unicamente in base a dati fotometrici e spettroscopici, senza misure astrometriche o calibrazioni con distanze note.

Questo metodo fu applicato per la prima volta a supernovae di tipo I nel 1973 e l'anno successivo a due di tipo II. Vent'anni più tardi le distanze di SNII così stabilite erano 18, da $1{,}5 \pm 0{,}7\ \mathrm{Mpc}$ a $180 \pm 30\ \mathrm{Mpc}$. il confronto di 11 di tali distanze con quelle stabilite per le stesse galassie col metodo Tully-Fisher mostrò che l'EPM dava risultati solo lievemente meno precisi.

In linea di principio, il metodo non ha bisogno di essere tarato tramite le cefeidi; tuttavia una verifica fatta su galassie contenenti cefeidi e SNII, quest'ultime fornirono in media un modulo di $0{,}31$ magnitudini più debole, di fronte ad un errore quadratico medio di $\pm 0{,}33$. Un errore interno uguale quindi a quello sistematico del metodo: ma ovviamente il campione è troppo piccolo. Tra le supernovae utilizzate per questa verifica c'è anche la famosa 1987A nella Grande Nube di Magellano: nel 1993 l'EPM ne fornì la di-

stanza $49{,}6 \pm 6$ Mpc mentre le cefeidi danno $49{,}0 \pm 4$ Mpc.

b) *Supernovae a plateau*. Nel 2000 fu escogitato un secondo metodo, di più semplice applicazione. È limitato alle supernovae a plateau (SNII-P), cioè a quelle che dopo il massimo di luce presentano una fase più o meno lunga di luce costante (plateau): in particolare ad un sottogruppo detto delle supernovae a plateau estreme (extreme SNII-P) che costituiscono circa il 10% di tutte le SNII. In queste la fase di plateau dura da $50 \div 60$ fino a $120 \div 130$ giorni (di tempo proprio, cioè nel riferimento della supernova) e fu empiricamente trovato che la luminosità del plateau - magnitudine assoluta $\sim -17{,}5$ - è uguale per tutte queste supernovae. Ciò fu giustificato teoricamente nel 2003 da un gruppo di ricercatori, fra cui gli italiani A. Chieffi, M. Limongi e O. Straniero, che costruì modelli evolutivi per stelle di grande massa (da 13 a 25 $\mathcal{M}_\odot$), in funzione della massa e della metallicità, dalla fase di pre-sequenza fino al collasso gravitazionale. L'indipendenza dalla massa della luminosità nella fase di plateau risultò verificata con l'approssimazione di $\pm 0{,}3$ magnitudini.

Questi risultati mostrarono che le estreme SNII-P potevano essere usate come candele-campione. Sebbene meno precise delle SNIa, hanno il vantaggio di richiedere solo tre o quattro misure fotometriche distribuite nell'arco di un centinaio di giorni e una o due misure di colore per discriminare le stelle a *flare* e per valutare l'assorbimento interstellare. Nessuna necessità di seguire il declino della supernova oltre il plateau.

Una verifica del metodo è stata consentita da alcune supernovae di tipo II apparse in galassie di distanza nota da cefeidi. Fra queste l'M81 e l'M101. Nell'insieme il metodo è risultato, com'era prevedibile, meno preciso dell'indicatore primario, ma comunque in grado di fornire valide indicazioni di prima istanza.

Nebulose planetarie

Queste nebulose si sono mostrate valide candele campione per le distanze extragalattiche. Infatti, la loro funzione di luminosità risulta bruscamente troncata al limite superiore e quindi le più luminose potenzialmente visibili in una galassia hanno sempre la stessa magnitudine assoluta. Ciò perché la luminosità, misurata solitamente sulle righe dell'OIII, a 5000 Å, cresce con la massa. Ma al crescere della massa la vita della stella eccitatrice diminuisce, e in misura estremamente rapida. Basti pensare che una stella di massa $0{,}6\ \mathcal{M}_\odot$ giunta alla fase di planetaria resta in vita per 20.000 anni, mentre con una massa $2\ \mathcal{M}_\odot$ sopravvive solo alcune diecine di anni. Perciò le stelle eccitatrici di massima luminosità sono estremamente rare.

Poiché le nebulose planetarie sono oggetti molto evoluti, presentano il vantaggio di essersi allontanate dal luogo di nascita della stella madre e di trovarsi perciò in regioni della galassia-ospite meno dense di pulviscolo dove quindi l'assorbimento è trascurabile. Possono inoltre essere facilmente individuate con l'osservazione in stretta banda spettrale e sono presenti in tutti i tipi di galassie. Inoltre richiedono una sola osservazione (o quante ne basta per ricavare un buon valore medio) mentre le cefeidi devono esser seguite a lungo per ricavarne il periodo. Considerazione questa di molto peso quando si devono usare i grandi telescopi. La magnitudine assoluta di troncamento (a 5000 Å) tarata sulla galassia M31 e sulle Nubi di Magellano, è risultata $-4{,}5$ e quindi non molto inferiore a quella delle cefeidi di maggior periodo. Una volta individuato in una galassia un conveniente numero di planetarie, si verifica che la distribuzione delle magnitudini apparenti corrisponda alla funzione di luminosità ricavata da M31. Allora dalla magnitudine apparente di troncamento mt si ottiene immediatamente il modulo $(m - M)$.

Apposite ricerche hanno mostrato che la durata in vita delle planetarie è indipendente dall'età della popolazione stellare in cui si sono formate, dalla metallicità e dalla funzione di massa iniziale. Se ne deduce che la funzione di luminosità è la stessa in tutte le galassie. Tuttavia il metodo delle planetarie viene usato solo per le galassie da E ad S0 per evitare che possano essere scambiate per planetarie regioni HII compatte.

L'uso delle nebulose planetarie quali indicatori di distanza fu proposto nel 1966, ma venne messo in pratica solo nel 1978. Col 4 m del Kitt Peak attraverso un filtro isolante 50 Å attorno a 5000 Å, furono fotometrate le planetarie più luminose della galassia di Andromeda (M31) e della M81 ricavando per il rapporto fra le distanze un valore in buon accordo con quelli ottenuti con altri indicatori. Un'ulteriore calibrazione della funzione di luminosità venne effettuata nel 1989 su 104 planetarie di M31. É chiaro che ogni correzione alla distanza di tale galassia si riflette su quelle dedotte dalle planetarie. Alla fine degli anni '80 mediante le planetarie si ottenne per Virgo la distanza 15,0 Mpc e ne venne ricavato $H_0 = 74\,\mathrm{km/s/Mpc}$. Con gli strumenti odierni non si arriva ad applicare il metodo delle planetarie oltre la Vergine.

Relazione Tully-Fisher (TF)

Una correlazione fra velocità di rotazione e luminosità fu trovata nel 1974, ma l'idea fu pienamente sviluppata da R.Tully e J. Fisher e presentata nel 1977. Ciò che si misura è l'ampiezza della velocità, cioè la differenza tra il massimo valore positivo (allontanamento) e il massimo negativo, che si presenta come un allargamento delle righe spettrali. Si utilizza la riga dell'idrogeno neutro a 21 cm misurandone la larghezza a 0,2 dell'intensità del picco. L'ampiezza così ottenuta va ovviamente corretta per l'inclinazione della spirale (quella che si misura è infatti la velocità radiale v_r e si ha $v = v_\mathrm{r}/\cos i$ e viene indicata con Δv_{21}^{i}, dove la i sta a indicare appunto che tale correzione è stata apportata. La metà del valore misurato corrisponde alla componente radiale della velocità di rotazione. L'inclinazione - per lo più stabilita in base al rapporto fra i diametri minore e maggiore dell'immagine della galassia - costituisce un problema, dato che ad alta inclinazione è massimizzata la velocità radiale di rotazione, ma anche l'assorbimento, per cui si ha più incertezza nella misura della magnitudine assoluta; a bassa inclinazione (visione quasi frontale) viene minimizzato l'assorbimento, ma anche la velocità.

Per qualche tempo venne usata la correlazione fra velocità e magnitudine assoluta fotografica, ma poi si è preferito far uso della magnitudine M_H misurata nella banda spet-

trale infrarossa H $(1{,}6\ \mu\mathrm{m})$, che ha il vantaggio, particolarmente importante nel caso di galassie fortemente inclinate, di essere scarsamente sensibile all'assorbimento interstellare. Viene espressa come relazione lineare

$$M_{\mathrm{H}} = a - b\left(\log \Delta v_{21}^{i} - 2{,}5\right)$$

dove a e b vengono determinati tramite spirali di magnitudine assoluta M_{H} nota.

Il metodo Tully-Fisher, che oggi si stima capace di una precisione del $15 - 20$ %, è stato ampiamente applicato ed ha fornito la distanza di migliaia di galassie entro un raggio di circa 150 Mpc.

Relazione $D_{\mathrm{n}} - \sigma$

Relazione di proporzionalità fra luminosità e quarta potenza della dispersione σ delle velocità per le galassie ellittiche scoperta nel 1976 da S. Faber e R. Jackson e che venne poi sostituita da una relazione fra σ e un parametro D_{n} che incorpora diametro e luminosità. D_{n} è definito come il diametro che racchiude una superficie da cui ci perviene un flusso medio di $20{,}75$ magnitudini per secondo d'arco quadrato.

Fluttuazioni di luminosità SBF (*Surface-Brightness Fluctuations*)

Metodo che si basa sulla misura della luminanza media (un tempo si diceva brillanza) di una galassia e il valor quadratico medio delle fluttuazioni da punto a punto della superficie (da un pixel all'altro). Il rapporto fra tali grandezze dipende dalla distanza. Infatti, essendo d la distanza di una galassia, f la densità del flusso di luce ricevuto ed n il numero di stelle non risolte su un dato pixel, f varia come d^{-2} mentre n come d^{2}; le fluttuazioni variano da un pixel all'altro come d^{-1}.

Il procedimento presuppone che la luce dell'oggetto osservato sia prevalentemente emessa da sorgenti discrete e "puntiformi", come le stelle. E naturalmente richiede una calibrazione su distanza nota. Introdotto nel 1988, ha dato risultati di buona precisione ma il raggio di applicazione è modesto: non più di 70 Mpc .

Righe nebulari

In base a modelli fisici delle fasi avanzate nell'esplosione di supernovae, è stata trovata una relazione fra la luminosità al massimo ed il rapporto di intensità fra determinate righe di emissione. Con questo metodo fu determinata nel 1996 la magnitudine assoluta al massimo di alcune supernovae in Virgo ricavando una distanza di 16 Mpc, in mediocre accordo con la media delle distanze ottenute con metodi più affidabili.

Effetto Sunyaev-Zeldovich

Questo metodo sfrutta la diffusione della radiazione cosmica di fondo (RCF, vedi Parte II) causata dall'interazione tra fotoni ed elettroni liberi ad alta velocità. È l'effetto Compton inverso. Questo effetto, come fu previsto nei primi anni '70 da R. Sunyaev e Y. Zeldovich, diviene rilevante nel gas ad altissima temperatura, e quindi altamente ionizzato, che permea gli ammassi di galassie causando deformazioni nel profilo dello spettro della radiazione osservata in direzione di tali ammassi. Per frequenze < 220 GHz l'effetto consiste in un indebolimento della radiazione, per frequenze maggiori in un'esaltazione. Perciò l'indebolimento può essere rilevato solo su frequenze radio, per lo più su onde centimetriche. Tale indebolimento consente di ricavare dalla radiazione cosmica di fondo il numero di elettroni incontrati in una colonna di sezione unitaria che attraversa la nube. D'altra parte anche la brillanza X, data la temperatura, dipende dal numero di elettroni nella detta colonna lungo la visuale, per cui è possibile ricavare lo spessore attraversato. Confrontando con l'estensione angolare della nube, ammettendo in prima approssimazione una distribuzione sferica, si ricava la distanza. Evidentemente è richiesta l'utilizzazione di radio telescopi e di satelliti per raggi X.

Dopo una prima rilevazione dell'effetto nel 1984, il metodo fu applicato nel 1995 all'ammasso della Coma. Misure effettuate su lunghezza d'onda di un centimetro, mostrarono una depressione di 3 decimillesimi di grado Kelvin, imputata appunto ai fotoni diffusi nell'attraversamento dell'ammasso. Ciò, in concomitanza con misure di luminanza X e di immagini X, consentì di determinarne la distanza indipendentemente dal *redshift* misurato per alcune galassie. È stato poi recentemente applicato usando i dati X del satellite Chandra a 38 ammassi a *redshift* da $0{,}14$ a $0{,}89$: e cioè, secondo il modello oggi accettato, fino a distanze dell'ordine di 3 miliardi di parsec.

Maser

Sorgenti maser ad H_2O (emissione su lunghezza d'onda $1{,}35$ cm) ed OH (18 cm) erano state scoperte nella Galassia fin dagli anni '60, all'inizio della radio astronomia molecolare. Sorgenti localizzate soprattutto in regioni di intensa formazione stellare e di luminosità dell'ordine di quella del Sole. Successivamente furono scoperte anche in galassie vicine. Verso la fine degli anni '70, ci fu l'inattesa scoperta nella regione nucleare di galassie attive di maser H_2O enormemente più potenti di quelli galattici (fin oltre $10^{6}\ L_{\odot}$, ammettendo emissione isotropa) che furono detti *mega maser*. Si ritiene che l'emissione dei mega maser abbia origine nel disco di accrezione attorno ad un buco nero supermassiccio.

Il metodo presuppone l'esistenza attorno al buco nero centrale di un disco di accrezione complanare, o quasi, con la visuale, in modo da poter misurare la velocità radiale. Con radio interferometri ad altissima risoluzione si misurano, su ben identificabili picchi di emissione, gli spostamenti angolari dovuti al moto di rotazione. Dal confronto tra velocità in chilometri al secondo e il corrispondente spostamento angolare (tenendo debito conto dell'inclinazione) si ricava la distanza della sorgente. La velocità si misura lungo l'asse maggiore del disco apparente, i moti propri in prossimità dell'estremità volta verso di noi dell'asse minore.

Questo metodo fu applicato con successo nel 1999 alla

spirale NGC4258, dove nel 1984 era stato scoperto un mega maser particolarmente potente. Da osservazioni mediante la VLBI protratte lungo 3 anni, fu ricavata un velocità rotazionale del disco di accrezione di $9{,}3 \pm 0{,}1$ km/s (rispetto alla velocità d'insieme della galassia) e relativo moto proprio di $31{,}5 \pm 1$ μas/anno. Tenendo conto dell'inclinazione del disco, ne risultò una distanza di $7{,}2 \pm 0{,}3$ Mpc. La più precisa misura di distanza extragalattica fino ad allora mai ottenuta (per una descrizione del procedimento, si veda Nat 400, 539). Una precedente determinazione col metodo Tully-Fisher aveva fornito un dato concordante: $7{,}1 \pm 1{,}1$ Mpc.

In base alle cefeidi poi ivi scoperte, questa spirale è divenuta oggi un campione per il punto zero della relazione periodo-luminosità.

Ammassi globulari

Raggiungendo nelle galassie ellittiche giganti la magnitudine assoluta $M_V = -11$, gli ammassi globulari sono i più potenti indicatori di distanza dopo le supernovae.

Questi oggetti possono consentire determinazioni di distanza molto precise in base alle *RR Lyrae* che vi si reperissero. Siccome queste variabili si trovano sempre in un ben delimitato tratto del ramo orizzontale del diagramma colore-magnitudine (vedi Fig.11), qualora non se ne trovino basta stabilire la magnitudine apparente di tale tratto. Però questo metodo è applicabile in ambito galattico; al di là è impossibile ottenere diagrammi colore-magnitudine utilizzabili a tal fine. Per le distanze extragalattiche ci si serve della magnitudine apparente integrale che, ovviamente, va opportunamente calibrata. Oppure di quella delle stelle rosse più luminose (vedi qui di seguito il metodo TRGB).

Usati già da Hubble per M31, M81 e M101, cioè fino a 7 Mpc (secondo la scala oggi nota), gli ammassi globulari trovarono nuovamente applicazione nel 1955, quando oltre 500 ammassi globulari erano stati identificati nell'alone di M87, la grande galassia ellittica nell'ammasso della Vergine. Assumendo che fossero simili a quelli di M31, dal confronto fra i più luminosi nelle due galassie ne fu dedotto il rapporto fra le distanze. Il metodo fu ben presto abbandonato perché ci si rese conto dell'esistenza di notevoli differenze di luminosità fra i più appariscenti ammassi delle varie galassie. Fu ripristinato in nuova versione nel 1977, dopo che era stata costruita la funzione di luminosità tramite gli ammassi osservati nel gruppo locale ed in Virgo, ormai di distanza nota con sufficiente precisione. La candela campione divenne allora la magnitudine assoluta del picco di frequenza. Ove questo non viene raggiunto, la magnitudine apparente del picco viene ottenuta sovrammettendo alla porzione di curva osservata la curva di luminosità standard (un *template*, in inglese).

In epoca più recente a tale procedimento alquanto grezzo, è stato sostituito quello, assai più preciso, della magnitudine del picco del ramo delle giganti nel diagramma HR. Si veda per questo più avanti il metodo TRGB.

Gli ammassi globulari vengono osservati soprattutto nell'alone delle galassie di tipo E giganti (ve ne sono stati contati fino ad oltre 1000), essendone nelle spirali l'identificazione e la fotometria alquanto più difficile. Venendo osservati nell'alone, non occorre apportare numerose correzioni (per estinzione, arrossamento, ecc) necessarie per le candele campione di popolazione I.

Con i massimi telescopi gli ammassi globulari hanno consentito di raggiungere distanze di 100 Mpc. Rimane però l'incertezza sul grado di uguaglianza della funzione di luminosità nelle varie galassie.

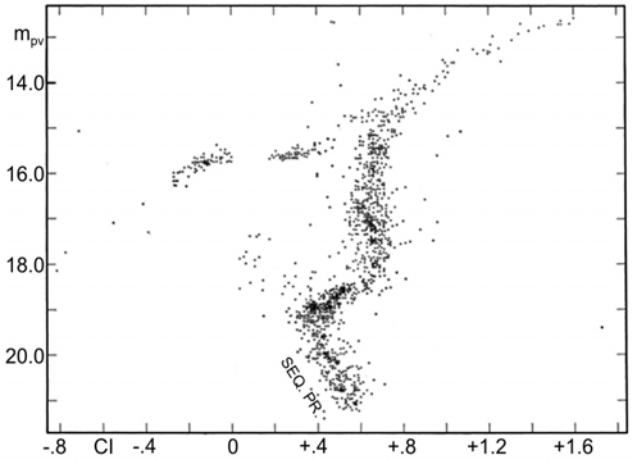

Fig. 10 Diagramma HR dell'ammasso globulare M3. In ordinata la magnitudine fotovisuale m_{pv}, in ascissa l'indice di colore CI (magn. fotografica – magn. fotovisuale). Costruito da Sandage nel 1953, è stato il primo diagramma di popolazione II mostrante la sequenza principale. Sequenza che si arresta alla magnitudine apparente fotovisuale 21,5 (assoluta ~5), limite strumentale, nelle specifiche circostanze, del 200" del Palomar usato fotograficamente. Fotovisuale era detta l'approssimazione della magnitudine visuale ottenuta fotograficamente utilizzando lastre sensibili fino al giallo (dette ortocromatiche) con un opportuno filtro giallo che tagliava la luce al di sotto di circa 5000 Å. I punti sparsi che sembrano configurare la parte superiore della sequenza principale mancante (CI fra 0 e 0,3) sono le cosiddette *blue straggler. (Da Sandage AnJ 58, 61; 1953)

TRGB

(*Tip of the Red Giant Branch, cioè sommità del ramo delle giganti rosse*).

I dati di osservazione, confermati dalla teoria, mostrano che nel diagramma HR delle popolazioni stellari antiche (pop. II), il ramo delle giganti rosse è bruscamente troncato in alto in corrispondenza ad una magnitudine assoluta che, nella banda fotometrica I, è indipendente dalla massa e solo lievemente dipendente dalla composizione chimica. Perciò, misurata la magnitudine apparente della sommità del ramo si ricava il modulo, e ciò con l'incertezza di solo 0,2 magnitudini.

Per chi ha familiarità con nozioni alquanto specialistiche si può precisare che l'ascesa lungo il ramo delle giganti ha termine con l'*helium flash*, il fenomeno dell'improvvisa accensione dell'elio nel nocciolo; accensione che si verifica quando il nocciolo ha raggiunto una determinata massa e la stella una determinata luminosità. Dopo l'*helium flash* la luminosità diminuisce rapidamente e in un milione di anni la stella scende nel *ramo orizzontale* del diagramma HR (vedi Fig. 11). La dipendenza della

magnitudine assoluta bolometrica del TRGB dalla composizione chimica è trascurabile per stelle di massa totale $\mathcal{M} < 1{,}8\,\mathcal{M}_\odot$ come si ha per la grande maggioranza delle stelle di pop. II. Osservando in una data banda spettrale, la correzione bolometrica è minima nella banda I dell'infrarosso. Perciò la magnitudine assoluta I del TRGB è un'ottima candela campione per stabilire le distanze.

Per quanto già detto, le stelle della sommità del ramo delle giganti non possono essere individuate sul diagramma. Vengono individuate nelle immagini dirette selezionando, come vedremo subito, le stelle rosse di maggior luminosità.

Per applicare il metodo occorre fotometrare una regione popolata da stelle antiche, come l'alone di una galassia o un ammasso globulare, e individuare un numero sufficiente di stelle rosse di alta luminosità. Fra queste ci sono sia quelle appartenenti al ramo delle giganti (RGB), sia quelle del cosiddetto ramo asintotico (AGB) che rappresenta una fase evolutiva successiva, quando la stella dopo l'affievolimento di luce che la fa scendere nel ramo orizzontale, riprende a salire seguendo un percorso quasi parallelo in avvicinamento al ramo delle giganti. Il ramo asintotico va da stelle più deboli a stelle più luminose del TRGB, perciò se con le stelle fotometrate si costruisce la relazione che ne dà il numero in funzione della magnitudine assoluta (la cosiddetta funzione di luminosità) si trova che questa presenta una discontinuità in corrispondenza alla magnitudine del TRGB. Per luminosità superiori restano, infatti, solo stelle del ramo asintotico e la curva risulta nettamente più bassa. La taratura della magnitudine assoluta del TRGB è stata fatta su ammassi globulari galattici.

Si comprende da ciò che quando non era ancora chiarita né la fisica nucleare che regola l'evoluzione stellare né il significato evolutivo delle varie tracce del diagramma HR, quanto fosse approssimativo prendere, come Shapley e Hubble, quali candele campione le stelle rosse più luminose di un sistema.

Poiché la magnitudine assoluta I del TRGB è circa -4, il metodo è in grado di raggiungere le distanze raggiungibili con le cefeidi, ed ha consentito di arrivare fino all'ammasso della Vergine. Ha il pregio di una notevole precisione e riguardo alle cefeidi il vantaggio, molto importante con i grandi telescopi, di richiedere minor tempo di osservazione. Per una cefeide, una volta individuata, occorre infatti tracciare la curva di luce, qui invece basta una sola epoca di osservazione in due bande spettrali (per ottenere l'indice di colore).

Questo metodo ha cominciato a trovare applicazione nel 1990 per alcuni ammassi globulari galattici e nel 1993 per le distanze extragalattiche, soprattutto per calibrare altri metodi, quali il Tully-Fisher. A tutt'oggi è stato applicato complessivamente a circa 250 galassie, mentre il più preciso metodo delle cefeidi ha fornito le distanze di 57 galassie.

Lente gravitazionale

La distanza dell'oggetto che subisce l'effetto di lente viene dedotta in base alla differenza di percorso della luce che forma le due immagini e dalla distribuzione del potenziale gravitazionale nella galassia-lente. Un preciso dato di osservazione e una costruzione in gran parte teorica. La prima applicazione fu tentata nel 1991 col quasar doppio 0957+561 scoperto due anni prima (vedi p. 33).

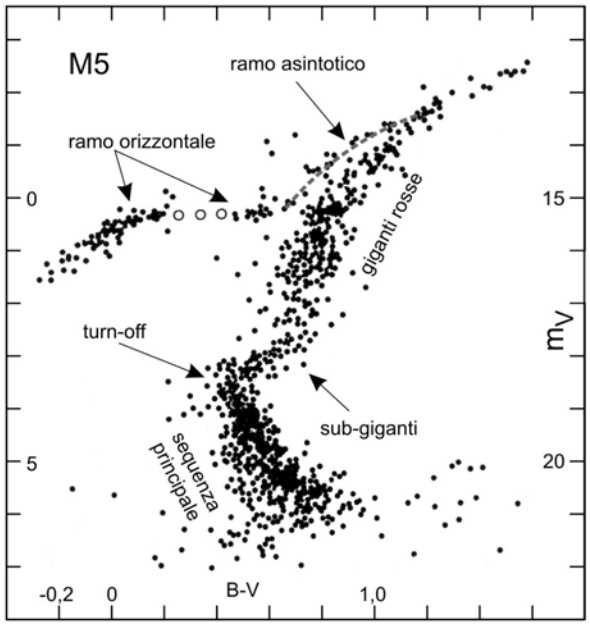

Fig. 11 Un tipico diagramma colore-magnitudine di pop. II. Quello dell'ammasso globulare M5. I tre cerchietti indicano la posizione delle *RR Lyrae*.

5. Le forche caudine dell'eta' dell'universo

Qui è opportuno anticipare brevemente nozioni che sono oggetto della Parte II. Alla fine degli anni '50 del secolo scorso gli astrofisici avevano già risolto nelle sue grandi linee il problema dell'età dell'universo. Non più l'incertezza fra la scala di Jeans di migliaia di miliardi anni e quella di Hubble di solo due miliardi. La teoria dell'evoluzione stellare era ormai ben solida. I risultati fondamentali sulle reazioni termonucleari nel nocciolo delle stelle, ad opera di Hoyle, Fowler e dei due Burbidge furono esposti nella *Review of Modern Physics* nel 1957 in una relazione rimasta nota come B2HF. Sulla base di tale acquisizione, nel 1959 Hoyle realizzò i primi modelli di evoluzione, modelli che furono sviluppati da I. Iben nel 1964. I tempi di evoluzione delle stelle, le età degli ammassi globulari, l'età della materia nel sistema solare (5 miliardi di anni) desunta con i metodi della radioattività, tutto convergeva nell'indicare un'età compresa fra 13 e 20 miliardi di anni. Allora prevaleva il concetto di un universo piatto, il modello di Einstein-de Sitter, anche se le osservazioni indicavano concordemente una densità cosmica dell'ordine di un decimo di quella critica. Siccome nel modello standard il tempo trascorso dall'istante iniziale è inversamente proporzionale ad H_0, solo con H_0 inferiore ad un certo valore, l'età desunta dagli astrofisici, e che chiameremo "età astrofisica" risultava compatibile con quella cosmologica. Come vedremo meglio, dal 1960 in poi, al-

cune determinazioni di H_0 risultavano inferiori a tale limite, ma molte altre lo superavano abbondantemente. E si ebbe così la seconda fase della disputa sull'età dell'universo, fase che durò dal 1960, circa, al 1998.

Naturalmente, nel problema era coinvolta anche la ricerca del parametro di densità Ω_0 che, nell'ambito del modello standard, generalmente accettato in quei decenni, poteva esser sostituito dal parametro di decelerazione q_0. Fissato un valore di H_0, questo parametro, che misurava il rallentamento dell'espansione dovuto alla gravità, influiva, infatti, fortemente sull'età, come mostra la tabella 1. Inoltre q_0 col suo valore ($>,=,<\ 1/2$) fissava la geometria dello spazio. La controversia concerneva perciò anche il dilemma universo aperto-universo chiuso. Diamo qui, per comodità del lettore, l'età t_0 dell'universo (nel modello standard) in corrispondenza ad alcune coppie di valori H_0, Ω_0 calcolata mediante la relazione $t_0 = f(q_0)/H_0$ (vedi Parte II) ed espressa in miliardi di anni con la formula $977{,}8\ f(q_0)/H_0$.

Tab. 1 Età dell'universo nel modello standard

		H_0 [km/s/Mpc]		
H_0	q_0	50	60	80
0,00	0,00	19,6	16,3	12,2
0,10	0,05	17,6	14,7	11,0
0,20	0,10	16,6	13,8	10,3
0,60	0,30	14,3	11,9	8,9
1,00	0,50	13,1	10,9	8,2

Si vede come per $H_0 = 50$, l'età cosmologica risulta compatibile con quella astrofisica per $q_0 \leq 0{,}5$ (universo piatto, modello di Einstein-de Sitter). Per $H_0 = 60$ diviene accettabile solo per $q_0 \leq 0{,}10$ e cioè se la densità dell'universo non supera due decimi di quella critica. Per $H_0 = 80$, nemmeno nel caso limite di un universo vuoto c'è coerenza fra la teoria cosmologica e i dati di osservazione.

Questo cenno al problema dell'età dell'universo, che viene trattato più ampiamente nella parte II, era necessario per capire la valutazione data ai risultati di volta in volta raggiunti nella misura di H_0. Risultati che dovevano necessariamente superare questo vaglio. Un test decisivo che poteva decretare l'esclusione del valore trovato per H_0, oppure considerarlo valido a condizione di ritenere q_0 compreso entro dati limiti.

In tale contesto era affrontata la ricerca di H_0 e, subordinatamente, quella, ancor più difficile, di q_0.

6. Si prepara l'assalto alle grandi distanze

Come abbiamo già detto, entro piccole distanze (pochi milioni di parsec), a causa dei moti locali, le velocità misurate possono scostarsi percentualmente molto dalla legge di Hubble. Quindi solo al di là di una certa distanza ci si poteva aspettare di poter verificare con accettabile precisione la legge e ricavare H_0. Oltre ancora, dove l'effetto dei moti appare trascurabile, ci si aspettava che il flusso cessasse di essere rappresentato da una retta. Cessasse cioè di valere la legge di Hubble. Il valore di z a cui tale deviazione comincia a manifestarsi e l'entità della deviazione dipendono dalla densità dell'universo, e precisamente, nel modello standard, dal valore del parametro di decelerazione q_0 (oggi, che il modello standard è abbandonato, sappiamo che dipende anche da un altro parametro che vedremo, ma all'epoca in cui siamo con la nostra storia, si riteneva, salvo qualche dubbio avanzato da voci isolate, che entrasse in gioco solo q_0). Se si voleva verificare tale ipotesi e comunque avere un'informazione sul valore di q_0 occorreva spingersi ben oltre, ai limiti delle possibilità strumentali.

Nel 1963, con la scoperta dei *quasar, un nuovo oggetto, oltre alle galassie, cominciò a prestarsi alla misura del *redshift* cosmologico. Ma questi oggetti, rimasti a lungo misteriosi (per alcuni anni si rimase incerti se fossero veramente oggetti extragalattici) non si prestavano certo alla determinazione di H. La collocazione di radio galassie e quasar nel diagramma di Hubble fatta da Sandage nel 1972 (magnitudine apparente *versus* z) mostrò che, contrariamente alle radio galassie, numerosi quasar con z da $0{,}158$ a $0{,}461$ non presentavano alcun allineamento con la retta di Hubble. Tutti apparivano a sinistra della retta e quindi più luminosi; ciò induceva e ritenere che i quasar fossero galassie con sovrammessa radiazione non termica (non stellare). Inoltre la distribuzione in *redshifts* dei quasar mostrava un netto limite superiore a $z = \sim 1{,}5$ che poteva indicare un limite di distanza e quindi un limite superiore all'età, che sarebbe risultata, secondo il modello standard piatto allora largamente accettato, non superiore a $\frac{3}{4}$ dell'età dell'universo. Un'ipotesi che sarà smentita, come abbiamo visto, un decennio più tardi, quando con un quasar a $z = 3{,}78$ avrà inizio una serie di scoperte di tali oggetti a *redshifts* ben maggiori del presunto limite. I quasar risultarono oggetti di luminosità altissima ma con forte dispersione, come mostra il diagramma di Fig. 12. Veniva così a mancare il criterio basilare per stabilire la distanza che veniva arguita in base al *redshift* ritenuto cosmologico. Non potevano quindi essere utilizzati per determinare la costante di Hubble.

Il programma di Sandage e Tammann

Negli anni '60 erano scesi in campo due protagonisti della caccia al valore della costante di Hubble: l'americano A. Sandage e lo svizzero G. Tammann, i quali programmarono negli osservatori del Mt Wilson e del Palomar un ampio ed accuratissimo progetto di revisione del valore di H_0 intraprendendo una memorabile scalata verso le grandi distanze cosmologiche. Altri astronomi di altri Istituti, cui accenneremo, fecero pure determinazioni di tale costante, ma quella di Sandage e Tammann è rimasta memorabile per vastità, accuratezza e completezza. E merita particolare disamina.

Vediamo meglio i problemi dell'estensione della ricerca alle grandi distanze cosmologiche. Oggi sappiamo che la legge vale entro distanze cosmologicamente non troppo grandi. Infatti, quanto più si osserva lontano tanto più si guarda addietro nel tempo ed il valore di H, malgrado il

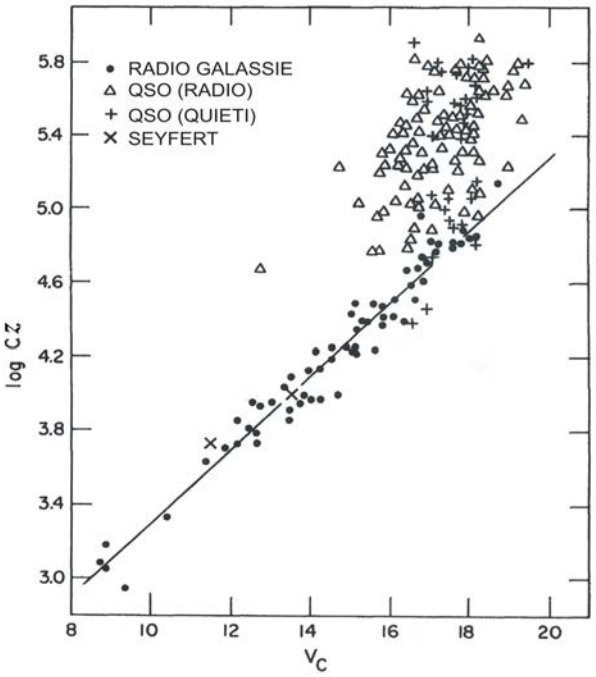

Fig. 12 Diagramma di Hubble costruito nel 1972 con 59 galassie normali e un centinaio di quasar.

nome di costante, col fluire del tempo varia. Ricordiamo che la relazione fra z e la distanza, rappresentata dal diagramma di Hubble, costituisce il flusso di Hubble. Si faccia attenzione a distinguere tra legge e flusso di Hubble. Flusso è dizione generale per la relazione tra z, (o v) e distanza; la legge è limitata all'ambito in cui tale relazione è lineare. Ciò che si cerca alle grandi distanze è il valore del flusso di Hubble, cioè la funzione $z = f(d)$ che solo come caso particolarissimo avrebbe potuto restare $z = H\,d$ anche per alti valori di z. Deviazioni dal flusso di Hubble sono date dai moti "locali" delle galassie, dovuti alle reciproche interazioni gravitazionali. Perniciosi sono gli effetti dei moti locali vicini perché possono rappresentare una frazione notevole del flusso. Eliminato l'effetto del moto dell'osservatore, una deviazione sistematica dalla legge di Hubble che fosse chiaramente di origine cosmologica si doveva cercare alle grandi distanze, dove gli effetti dei moti locali divengono trascurabili. Ciò avrebbe consentito di determinare il parametro di decelerazione q_0 e precisare il modello di universo.

I due ricercatori disponevano del 200" del Palomar, allora il massimo telescopio del mondo. Tale strumento, insieme alla maggior sensibilità delle lastre fotografiche, consentiva loro un guadagno di circa 3 magnitudini rispetto a quanto Hubble poteva ottenere quarant'anni prima col 100". Ma il vantaggio non sarebbe stato adeguatamente sfruttato senza una scrupolosa ricerca della massima possibile precisione.

L'impresa fu affrontata con una revisione totale, *ab initio*, della relazione periodo-luminosità delle cefeidi, che sono il campione primario a fondamento di tutto, per passare poi ad una conseguente accuratissima ricalibrazione dei successivi indicatori di distanza (supergiganti, ammassi globulari, novae ecc). Operazione questa che Sandage e Tammann fecero passo passo con estrema diligenza, tramite sia un accuratissimo studio comparato dei dati in letteratura, sia con programmi di osservazione. Un'operazione preliminare iniziata nel 1954, e portata a termine nel 1971. Si consideri che per acquisire i dati necessari usarono pose fino a due ore e che i tempi di disponibilità del grande telescopio erano contingentati. Nel 1968, come già accennato, pervennero ad una nuova calibrazione della relazione P/L e conclusero che questa è la stessa da una galassia all'altra, sia per punto zero che per pendenza. E riuscirono a mostrare che certe diversità constatate fra le cefeidi galattiche e quelle di alcune galassie vicine, venivano eliminate prendendo in considerazione l'ampiezza di variazione in relazione alla posizione della stella nella fascia di instabilità del diagramma HR.

Con in mano la relazione P/L convenientemente riveduta, passarono all'attacco della costante H_0. La prima difficoltà da affrontare stava nel fatto che per rendere trascurabili le perturbazioni locali al flusso di Hubble dovute ai moti gravitazionali, bisognava valersi di galassie ben al di là del limite di osservabilità delle cefeidi qual era a quell'epoca. Né si poteva rimediare mediando su gran numero di galassie relativamente vicine perché in tal modo si sarebbe potuto, è vero, rendere trascurabile l'effetto dei moti locali, casuali, ma non quello dovuto a perturbazioni sistematiche, quale il moto dell'osservatore in "caduta" gravitazionale con la nostra galassia, in uno col sistema locale, verso l'ammasso della Vergine, il più vicino dei grandi ammassi di galassie; effetto allora non valutabile con la necessaria precisione e su cui torneremo. Stimarono che per rendere trascurabili le deviazioni locali, casuali, era necessario arrivare a *redshifts* maggiori di 4000 km/s (ricordiamo che per piccoli valori delle velocità, è uso frequente sostituire questa ai valori di z, cioè porre $v = z\,c$). In base ai risultati già noti, ciò equivaleva a distanze oltre circa 50 Mpc. Il limite raggiungibile col 200" era la 23ª magnitudine fotografica, per cui oltre 4 Mpc, corrispondenti al modulo $(m - M) > \sim 28$, le cefeidi non potevano essere studiate, nemmeno le più luminose, che al massimo di luce raggiungono la magnitudine assoluta $-6{,}4$. Quando Sandage e Tammann dettero inizio alla scalata verso la costante di Hubble, le galassie con distanza nota in base alle cefeidi erano le due Nubi di Magellano e poche altre del gruppo locale e del gruppo NGC2403 - M81 a circa 3,2 Mpc. Occorreva ricorrere a più efficienti indicatori di distanza, da individuare e ricalibrare accuratamente in queste poche galassie.

Trattandosi questa volta però non di stabilire, come ai tempi di Hubble, se esisteva o no una relazione fra distanza e velocità, ma di determinare la costante H_0 con la massima possibile precisione, si doveva procedere con estrema accuratezza, sfruttando tutte le risorse disponibili, anzi escogitarne di inedite. Come prima tappa stabilirono le dimensioni lineari di regioni HII nelle due Nubi di Magellano e in spirali tipo Sc con distanza nota da cefeidi: in tutto 11 galassie, a distanze, come sappiamo, minori di 4 Mpc. Poiché le regioni HII emettono prevalentemente luce rossa della riga H_α, le misure furono fatte su foto, ottenute col 200", usando un filtro rosso e lastre pancromatiche. Venivano misurati il diametro angolare maggiore e minore considerando poi la media. I diametri medi delle più estese re-

gioni HII risultarono dipendenti dalla luminosità della galassia: da 520 pc nelle luminosissime spirali di classe I, a 520 pc in quelle più deboli (classe V), secondo le classi di luminosità proposte da A. van den Bergh nel 1960.

Con le medesime 11 galassie, posero inoltre le basi dell'altro criterio: quello delle stelle più luminose. Le giganti blu che individuarono mediante il *blink microscope* su coppie di lastre una in luce blu, l'altra in luce rossa. Una rigorosa discussione dei dati raccolti portò ad accettare per le magnitudini assolute M_{B} delle più luminose stelle blu $-10{,}0$ nelle galassie di classe I e $-8{,}0$ in quelle più deboli. Per le più luminose stelle rosse risultò, invece, $M_{\mathrm{V}} = -7{,}9$ indipendentemente dalla classe di luminosità della galassia ospite. Si era nel 1974.

Con questi dati in mano, Sandage e Tammann poterono fare un primo balzo avanti ottenendo la distanza del gruppo di M101 dove le cefeidi erano inosservabili. Oltre all'M101, che è una spirale Sc di alta luminosità, il gruppo annovera altre 5 galassie meno appariscenti: dalla media delle magnitudini apparenti delle tre stelle più luminose di ciascuna galassia ($m_{\mathrm{pg}} = 18{,}97$ per M101) ricavarono la distanza $7{,}1 \pm 0{,}5$ Mpc. I diametri angolari delle regioni HII erano ben misurabili, andando da 4" per la galassia più debole del gruppo a 16" per la più luminosa: dal diametro medio delle tre più grandi regioni HII fu ricavata la distanza $7{,}2 \pm 1{,}0$ Mpc. Una concordanza così stretta era indubbiamente casuale, ma anche considerando i margini di incertezza, il risultato era quanto mai soddisfacente e incoraggiante.

Così confortati, applicarono il metodo delle regioni HII e delle stelle più luminose a numerose altre galassie arrivando infine ad avere le distanze - comprese fra 2,5 e 30 Mpc - di 50 galassie. Un campione sufficiente per stabilire la magnitudine assoluta integrata delle varie classi di luminosità che risultò compresa fra $-21{,}3$ per spirali di classe I (ScI), a $-14{,}5$ per le galassie di classe V.

Ciò consentì il passo decisivo della determinazione della distanza dell'ammasso della Vergine. Misurate le magnitudini apparenti delle 5 galassie più luminose di tale ammasso, il modulo $(m - M)$ risultò 31,45 con l'incertezza di 0,1, corrispondente alla distanza di $19{,}5 \pm 0{,}8$ Mpc (la distanza di Hubble, 40 anni prima, era 2,3 Mpc). La velocità radiale baricentrica dell'ammasso risultava circa 930 km/s. Occorreva però tener conto del moto dell'osservatore terrestre verso Virgo, in uno con la Galassia, per effetto del campo gravitazionale del grande ammasso. È bene tener presente in proposito che comunemente si parla di caduta verso Virgo (*Virgo infall*) ma in effetti non cadiamo verso quell'ammasso. Si ha solo, nella direzione di Virgo, un'apparente diminuzione della velocità di espansione: cioè ci allontaniamo da Virgo con velocità alquanto inferiore al flusso di Hubble (parleremo più dettagliatamente di questo fenomeno nella Parte II). Proprio in quegli anni si cercava di misurare l'entità di tale "caduta". Assumendo, in base ai risultati di vari ricercatori, che tale moto incidesse sul flusso di Hubble per 190 km/s in diminuzione (la gravità contrasta l'espansione): per H_0 ne risultava, quindi, il seguente valore $1120/19{,}5 = 57{,}4$ km/s/Mpc. Tenuto conto delle incertezze adottarono il valore $57{,}0 \pm 6{,}0$ km/s/Mpc. Era il 1974.

Per ridurre sostanzialmente le incertezze causate dai moti locali, occorreva spingersi molto oltre Virgo.

Proseguendo la loro scalata verso le grandi distanze, Sandage e Tammann, in base alla magnitudine assoluta delle spirali più luminose, stabilita, come detto, su spirali vicine, determinarono le distanze di una settantina di lontane spirali ScI, molte delle quali anonime, individuate sulle lastre della *Palomar Sky Survey*, ottenute, com'è ben noto, col telescopio Schmidt di 120 cm di apertura. Poiché la calibrazione era stata fatta considerando una visione frontale, alle magnitudini apparenti di ciascuna spirale fu apportata la correzione per l'inclinazione, stabilita in base al rapporto fra i diametri maggiore e minore dell'immagine. Misure delicatissime, date le esigue dimensioni (da $2{,}5'$ a $0{,}5'$), effettuate su stampe ingrandite delle dette lastre. Per verificare l'attendibilità dell'identificazione di spirali ScI in così piccole immagini, si servirono come guida delle fotografie di classiche spirali ScI vicine contenute nel *Lick Observatory Sky Atlas* ed ottenute oltre vent'anni prima con il rifrattore fotografico Ross di 90 cm di focale: l'aspetto di tali immagini infatti imita bene quello delle lontane spirali nelle fotografie della *Palomar Sky Survey*. Le magnitudini fotografiche, definite come misura della luce entro un'area circolare avente diametro 2,5 volte l'asse maggiore dell'immagine sulle lastre blu della *Sky Survey*, furono calibrate fotoelettricamente col 200". I *redshifts* vennero misurati su spettri con dispersione 200 Å/mm, ottenuti al fuoco Cassegrain del medesimo telescopio utilizzando un tubo intensificatore, e risultarono compresi fra 0,01 e 0,07.

Nel diagramma di Hubble, versione $\log v$ *versus* magnitudine apparente, questa settantina di spirali apparvero allineate con le spirali vicine lungo una retta di pendenza 0,2, come si sa dover essere nei limiti di validità della legge di Hubble. E ciò assicurò la coerenza fra le distanze relative. Passati alle distanze assolute, in base alla suaccennata calibrazione delle magnitudini, ricavarono $H_0 = 56{,}9 \pm 3{,}4$ km/s/Mpc. Era stata raggiunta la distanza di circa 350 Mpc, quattro volte quella raggiunta da Hubble. Era il 1975.

Vedremo nella Parte II che i due autori ritennero il valore di H_0 così determinato abbastanza rappresentativo del flusso di Hubble, da tentare, sfruttando il limite inferiore all'età della Galassia stimata in quegli anni dagli astrofisici in 14 ± 1 miliardi di anni, una prima valutazione diretta del parametro di densità q_0.

Avuta notizia in via privata del nuovo metodo per stabilire la luminosità delle spirali proposto da Tully e Fisher, i due scrupolosissimi ricercatori vollero utilizzarlo subito per verificare i risultati ottenuti. L'applicarono in primo luogo alla grande spirale M101 utilizzando le larghezze Δv_{21} della riga a 21 cm, misurate dai radio astronomi e reperite in letteratura, ricavandone la distanza in 7,4 Mpc, valore concordante con quello ottenuto con i metodi tradizionali che abbiamo visto. Fatta questa verifica, poterono con fiducia passare all'ammasso della Vergine, applicando il metodo ad una ventina di spirali, sempre servendosi delle Δv_{21} già misurate dai radio astronomi. Ottennero in tal modo il modulo $(m - M) = 31{,}6$ da cui la distanza $20{,}9 \pm 1$ Mpc. Tenendo conto che l'errore dichiarato è pu-

ramente interno, il risultato era in accettabile accordo con quelli precedentemente ottenuti col metodo tradizionale degli indicatori di distanza.

La differenza fra i due risultati - quello mediamente ottenuto con i tradizionali indicatori di distanza e quello ottenuto col nuovo metodo Tully-Fisher – risultò quindi maggiore dell'errore quadratico medio, indicando la presenza di qualche effetto sistematico.

Comunque, dalla media di questi risultati e con la solita velocità cosmologica di Virgo ($1100\ \mathrm{km/s}$), ricavarono $H_0 = 50{,}3 \pm 4{,}2\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Un valore piuttosto piccolo ma che Sandage e Tamman ritennero la migliore determinazione all'epoca. Era il 1976.

In quei medesimi anni, altri ricercatori stavano però ricavando valori di H_0 decisamente più alti, assai più di quanto consentito dai limiti di errore desunti, che erano di natura accidentale. La presenza di forti effetti sistematici era evidente. Ed essendo all'inizio degli anni '80 emerso il convincimento che l'incertezza ormai dipendesse soprattutto dalla valutazione della nostra velocità "di caduta" verso Virgo e da un presumibile scostamento di Virgo dal flusso di Hubble, Sandage e Tammann vollero fare una verifica. Per dirimere la questione occorreva spingersi assai più lontano. Tanto per cominciare, raggiungere con adeguata precisione il più vicino dei grandi ammassi dopo Virgo: quello della Coma.

Mancando indicatori idonei a tal fine, ricorsero ad un procedimento semplice e preciso: identificare oggetti ritenuti di ugual natura in *Virgo* ed in *Coma* e misurare la differenza di magnitudine apparente. Nella solita presunzione di omogeneità cosmica, tale differenza avrebbe fornito immediatamente il rapporto fra le distanze dei due ammassi. Come oggetti di confronto utilizzarono: 1) la magnitudine apparente galassia più luminosa; 2) la magnitudine apparente media delle 10 galassie più luminose; 3) le supernovae di tipo I (ancora non erano state distinte in Ia, b e c). Sia m_c la magnitudine apparente misurata, o ricavata, di uno di questi indicatori nell'ammasso della Coma ed m_V la corrispondente magnitudine in Virgo: $(m_\mathrm{c} - m_\mathrm{V})$ è la differenza fra i moduli dei due ammassi. Attuare tale procedimento *ab initio* avrebbe richiesto un'eccessiva mole di lavoro, ma Sandage e Tamman si servirono dei dati ottenuti da vari ricercatori e reperiti in letteratura, ottenendo $(m_\mathrm{c} - m_\mathrm{V}) = \Delta(m - M)_\mathrm{Coma\text{-}Virgo} = 3{,}92$.

Il modulo di Virgo, ormai noto con buona precisione, fu assunto in $31{,}47$. Quello di Coma risultò così $(m - M)_\mathrm{Coma} = 31{,}47 + 3{,}92 = 35{,}39$, pari a $120\ \mathrm{Mpc}$. Siccome la velocità media di Coma, debitamente corretta per la rotazione galattica e con riferimento al centroide del gruppo locale, risultava $6913 \pm 61\ \mathrm{km/s}$, ne ricavarono

$$H_0 = 58 \pm 10\ \mathrm{km/s/Mpc}.$$

Si noti che nel procedimento seguito non è stato fatto uso della velocità di Virgo rispetto all'osservatore. E questo era appunto lo scopo del procedimento. Lo scostamento di Coma dal flusso di Hubble, non superiore certamente a poche centinaia di chilometri al secondo, portava un'incertezza dell'ordine del $5 - 6\ \%$, inferiore a quella dovuta ai dati di osservazione.

I risultati di questa arrampicata dei due scienziati verso le grandi distanze cosmologiche, arrampicata proceduta alacremente e con scrupolo estremo, cercando, come il rocciatore, di aver di volta in volta ben assicurato l'appoggio prima di procedere oltre, vennero comunicati da mano a mano che erano stati ottenuti, in una serie di articoli intitolati *Steps toward the Hubble constant* apparsi *sull'Astrophysical Journal* fra il 1974 ed il 1990.

Mi sono soffermato sull'opera di Sandage e Tammann per dare un'idea della mole di lavoro richiesta dalla ricerca. Ho accennato ad alcune correzioni che devono essere apportate ai dati di osservazione, ma numerosi altri sono gli effetti che richiedono correzioni di natura teorica o empirica. Ricorderò la correzione per l'assorbimento interno alla galassia quando questa è una spirale che si presenta con sensibile inclinazione; la "correzione per l'apertura" nelle misure della magnitudine apparente integrata, resa necessaria dal fatto che i confini delle deboli galassie sono difficili da stabilire e si deve tener conto dell'apertura del foro d'ingresso del fotometro; la correzione per il fatto che le misure di flusso di radiazione non sono bolometriche ma selettive, ed occorre tener conto dello spostamento di regione spettrale dovuto al *redshift* quando questo è notevole (è la cosiddetta correzione K). La correzione per l'assorbimento da parte della nostra galassia secondo formula $\Delta m = 0{,}24\ \mathrm{cosec}\ |b|$, che per lo più dà piccolo errore, dato che la grande maggioranza delle galassie osservate si trova a latitudine galattica $b > 40°$. Ben più incerta è la correzione per l'assorbimento interno alla galassia madre, in particolare nel caso delle supernovae. Per lo più si fa una stima in base al tipo morfologico della galassia ed alla posizione in questa della supernova. Sembra però che i casi di assorbimento che superi la dispersione dovuta ad altre cause siano rari. Un'ulteriore causa di alterazione dei risultati è di natura statistica. La ricerca procede traendo proprietà generali da un campione necessariamente limitato di casi e spesso succede che il campione utilizzato non è rappresentativo. Il risultato resta quindi inficiato, *biased* in inglese. Il sostantivo italiano per esprimere tale effetto potrebbe essere inficiamento, ma ormai è di uso consolidato in campo scientifico e tecnico il termine inglese *bias*. Eliminare, o almeno ridurre, l'effetto del *bias* è un problema, spesso arduo, che deve essere affrontato ogni qualvolta si devono trarre informazioni da dati di osservazione.

Se per stabilire la distribuzione in luminosità assoluta delle stelle ci basassimo sulla visione del cielo stellato ad occhio nudo otterremmo un risultato fortemente alterato a vantaggio delle stelle di alta luminosità. Infatti mentre una stella debole, poniamo di magnitudine assoluta $+8$ (una comunissima nana rossa) la vediamo fino a distanze di $4\ \mathrm{pc}$, una supergigante blu come Rigel la possiamo vedere fino a distanze di $4000\ \mathrm{pc}$. La funzione di luminosità che ne ricaveremmo, pur tenendo conto delle distanze, sarebbe enormemente alterata (*biased*) rispetto a quella della regione galattica circostante il Sole. Tale effetto dovuto all'aver posto un limite di magnitudine apparente (6ª magnitudine, nell'esempio fatto) è detto *Malmquist bias*, dal nome dell'astronomo svedese che lo studiò nella prima metà del secolo scorso. E' un caso particolare del ben noto *effetto di selezione* che si verifica quando, prelevando un campione

casuale di elementi da un insieme, risultano privilegiati quelli dotati di determinate caratteristiche. In questa trattazione ne incontreremo alcuni esempi.

7. La scalata verso le grandi distanze cosmologiche ha inizio

Questi i risultati di un'impresa della misura di H_0 con la massima possibile precisione. Nel frattempo però, al fine di anticipare risultati cosmologicamente basilari, Sandage e Tammann avevano cercato, a prezzo di una minor precisione, di spingersi a distanze molto maggiori.

Ricordiamo che la verifica della legge di Hubble a grandi distanze mirava anche, in prospettiva, a misurare l'entità della decelerazione dell'espansione e conseguentemente (sempre nell'ambito del modello standard) stabilire se l'universo fosse aperto ($q_0 \leq ½$), o chiuso ($q_0 > ½$) e destinato quindi ad una perenne espansione oppure ad un futuro collasso. In oltre vent'anni di lavoro Sandage e Tammann erano arrivati con i loro step a determinare H_0 con la massima possibile precisione fino al *redshift* $z = 0{,}023$: troppo poco a tal fine.

L'unica possibilità di spingersi molto al di là era data, rinunciando alquanto alla precisione, da lontani ammassi di galassie con *redshift* misurato. Nel 1963 era stato iniziato con i riflettori di 60" e 100" del Mt Wilson e col 200" del Palomar, un programma di fotometria fotoelettrica su tali ammassi (utilizzando il famoso fotomoltiplicatore 1P21 che negli anni '50 aveva consentito il passaggio dalla fotometria fotografica all'assai più precisa fotometria fotoelettrica). Nel 1972 erano divenuti così disponibili 84 ammassi di magnitudine apparente e *redshifts* noti. Sandage ne aveva stabilite le distanze col metodo della galassia più luminosa, calibrato su ammassi vicini, quali Virgo, Leo, Coma. I *redshifts* arrivavano a circa 0,2 (velocità simbolica $c\,z = 60.500$ km/s); poterono aggiungere però quelli di una dozzina di radio galassie fino allo 0,461 (~140.000 km/s) della 3C295 determinato da Minkowski già nel 1960. Nel diagramma di Hubble (Fig. 13) i punti si disponevano lungo una retta di pendenza 0,2: nessuna deviazione dalla legge di Hubble ancora appariva. Gli scarti risultavano mediamente uguali lungo tutta la retta: data la rappresentazione logaritmica, ciò significava che erano proporzionali alla distanza. Evidentemente, gli errori erano essenzialmente nelle magnitudini apparenti. In via di tentativo Sandage ricavò il valore $q_0 = 0{,}96 \pm 0{,}6$. Così si era arrivati a 0,461. Ma il diagramma era atto a verificare la linearità della relazione fra distanza e *redshift* entro i limiti di precisione del procedimento, precisione non sufficiente per rivelare il valore del parametro di decelerazione q_0 se non un'indicazione, molto incerta sul valore ~1.

È da tener presente però che il diagramma di Hubble può fornire q_0 se non ci sono effetti evolutivi. Viceversa, se q_0 viene determinato altrimenti, si può ricavare un'indicazione su tali eventuali effetti.

La polemica fra scala lunga e scala corta

Accettando un universo piatto ($q_0 = 0{,}5$), opinione allora largamente condivisa, i valori di H_0 ottenuti da Sandage e Tammann concordavano con l'età dell'universo valutata dagli astrofisici. A maggior ragione concordavano per $q_0 < 0{,}5$ come risultava dalle misure dirette della densità cosmica della materia (vedi tabella 1). Ma i risultati della coppia californiana non furono accettati da tutti. Come abbiamo già accennato, in quei medesimi anni altri ricercatori sparsi in vari istituti, con procedimenti simili ma attribuendo diverso peso a varie quantità incerte che entrano in gioco, erano giunti a risultati convergenti verso un valore di H_0 nettamente più alto, molto più di quanto fosse da aspettarsi in base all'incertezza dichiarata. D'altra parte, nel 1967, all'inizio dell'impresa, Sandage, in un'*Halley Lecture* all'Università di Oxford, aveva collocato l'incertezza fra 50 e 125 km/s/Mpc.

Il più noto fra i sostenitori di un alto valore di H_0 è stato il francese G. De Vaucouleurs che lavorava all'Università del Texas. De Vaucouleurs aveva iniziato pure con un'attenta ricalibrazione degli indicatori di distanza, usando come tali anche le nebulose planetarie che appaiono numerose nelle galassie della Vergine.

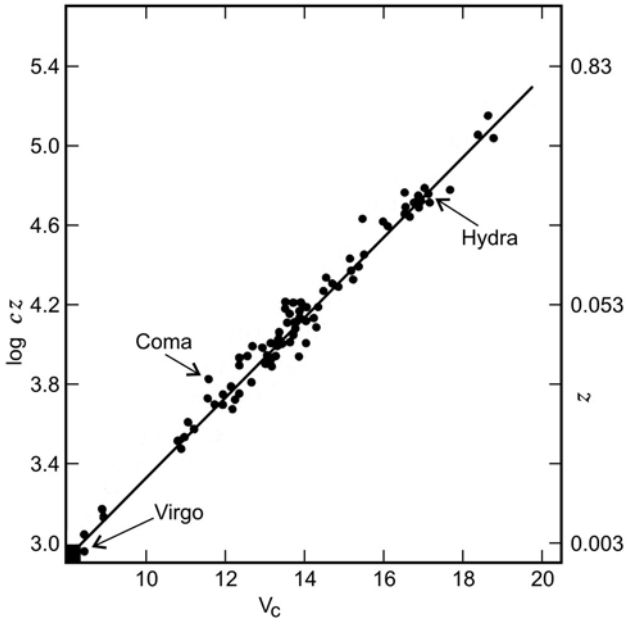

Fig. 13 Diagramma costruito da Sandage nel 1972 per 84 ammassi di galassie fino a $z = 0{,}461$. In ascissa la magnitudine visuale apparente corretta V_c. La retta soddisfa l'equazione $V_c = 5 \log cz - 6{,}76$. Il punto più lontano rappresenta la radio galassia 3C295: secondo il modello di universo oggi accettato, era stata raggiunta la distanza 2 miliardi di parsec. Il rettangolino nero in basso a sinistra mostra l'intervallo coperto dai dati di Hubble nel 1929 (Fig. 1)

In tal modo nel 1978 corresse la distanza di questo ammasso da circa 20 Mpc, come stabilito da Sandage e Tammann, a circa 15 Mpc, portando H_0 attorno a 80 km/s. Nel 1983 M. Aaronson e J. Mould, rispettivamente dello *Steward Observatory* e del Kitt Peak, da 300 galassie vicine ($cz = 3000$ km/s) ricavarono per H_0, col metodo Tully-Fisher, il valore 82 ± 10 km/s/Mpc.

La polemica fra la scuola di Sandage, o scuola californiana, che proponeva valori attorno a $50 - 60$ km/s/Mpc

e la scuola di de Vaucouleurs, o texana, che si attestava sugli $80 - 100$ km/s/Mpc mal graditi dagli astrofisici, è durata lunghi anni. Siccome valori bassi di H_0 comportavano distanze maggiori e viceversa, la controversia è rimasta nota come polemica fra scala lunga ("grandi distanze", quella di Sandage) e scala corta ("piccole distanze", quella di de Vaucouleurs). Si faccia attenzione a non confondere con la scala lunga di Jeans cui si è accennato in precedenza e che concerne non le distanze, ma l'età dell'universo; scala che all'epoca in cui siamo col nostro racconto era ormai superata da trent'anni. Data l'inconciliabilità con l'età dell'universo secondo il modello standard generalmente accettato, si direbbe che la posizione di de Vaucouleurs fosse indifendibile, ma in effetti questi obbiettava (*Nature*, 23 settembre 1982) che la resistenza ad accettare la scala corta era basata sull'ipotesi, arbitraria, che il modello di Fridman senza costante cosmologica (il modello standard, appunto) corrispondesse all'universo reale. Vedremo come l'intuizione dell'esimio astrofisico fosse giusta, anche se la sua scala risulterà bocciata (come, del resto, anche quella di Sandage e Tammann). Dal canto loro, Sandage e Tammann sostenevano che la scala corta, quella di De Vaucouleurs, fosse inficiata da un'errata valutazione della deviazione del gruppo locale dal flusso di Hubble.

Ciascuno dei sostenitori delle due scale portava argomenti apparentemente validi a proprio favore. Infine apparve chiaro che alla base della divergenza stava il fatto che osserviamo l'universo da una posizione particolare: per la vicinanza col grande ammasso Virgo, i moti delle galassie vicine - e noi con quelle - si scostano alquanto dal flusso di Hubble. La valutazione di tale scostamento era tutt'altro che puramente oggettiva: la scelta e il peso da attribuire ai vari parametri in gioco e ai dati di osservazione erano decisivi.

Come vedremo meglio nella Parte II, negli anni '80 la polemica fra scala corta e lunga, fra universo aperto e chiuso, divenne particolarmente accesa, modellandosi su successivi e spesso contrastanti risultati delle osservazioni.

Nel 1982, dopo un ultimo risultato di de Vaucouleurs che confermava la scala corta, su *Nature* apparve un articolo che giudicava le tecniche non essere ancora mature per risolvere il dilemma, per cui non restava che lasciare ai teorici il problema dell'età dell'universo.

Verso la fine degli anni '80, G. Jacoby, del *Kitt Peak Observatory*, considerando quale causa prima del disaccordo l'incertezza nella distanza di Virgo, allora molto al di là del limite raggiungibile con gli indicatori primari (cefeidi), tentò di utilizzare le nebulose planetarie. Dopo averle calibrate sull'M31 stabilendone la magnitudine assoluta di troncamento della funzione di luminosità, l'équipe di Jacoby misurò col riflettore di 4 m del Kitt Peak e il 3,6 m del Mauna Kea la magnitudine *apparente* di troncamento di quasi 500 planetarie individuate in sei galassie di Virgo e ne ricavò la distanza media $14{,}7 \pm 1{,}0$ Mpc. Si tenga conto che parte degli scarti dal valore medio sono da attribuire alla diversa collocazione delle galassie entro l'ammasso (proprio da tali scarti fu dedotto che probabilmente lo spessore dell'ammasso non supera 2 Mpc). H_0 gli risultò compresa fra 81 e 95 km/s/Mpc a seconda del valore adottato per la velocità di Virgo rispetto al flusso di Hubble e della nostra "velocità di caduta". Un altro studio sulle planetarie in Virgo portato a termine l'anno successivo condusse analogamente ad un H_0 compreso fra 81 e 94 km/s/Mpc. Avendo tali ricerche tutti i crismi della correttezza procedurale, questi risultati, pubblicati nel 1990 e 1991 resero ancor più acuto il dilemma sull'età dell'universo.

Né riuscì consolante un risultato di segno opposto che seguì subito dopo. Nel 1991 fu tentata infatti una determinazione di H_0 sfruttando l'effetto di lente gravitazionale del quasar doppio 0957+561. Osservazioni ottiche e radio effettuate nei precedenti 11 anni rivelarono che le fluttuazioni di luminosità che si presentano identiche nei due quasar, risultano sfasate di 1,4 anni. Il gradiente gravitazionale della galassia che funge da lente venne stimato in base alla dispersione delle velocità misurate. H_0risultò compresa fra 46 e 42 km/s/Mpc (con l'incertezza di 14) a seconda che per Ω si assume il valore 0 oppure 1. Un dato che eliminava il problema. Ma di peso (attendibilità) assai minore del risultato di Jacoby.

In quei medesimi anni '80 ci fu anche chi avanzò l'ipotesi che esistessero due valori di H_0, uno, dell'ordine di 50 km/s/Mpc valido in ambito locale, l'altro, attorno a 90 km/s/Mpc, da distanza doppia di Virgo in poi. Sandage e Tammann ritenevano invece che la scala corta risultasse in gran parte dall'accettazione di un valore troppo alto per la velocità cosmica di Virgo. Considerato che stabilire tale velocità con soddisfacente precisione era un problema difficile, dovendo districare il sovrapporsi del moto peculiare di Virgo e della "caduta" verso questo del gruppo locale (*Virgo infall velocity*), vollero affrontare il problema con un procedimento che escludesse ogni riferimento a velocità nell'ambito locale.

A ciò venne in soccorso la radiazione cosmica di fondo (RCF) nella quale era stata rilevata l'anisotropia a dipolo che si rivelava un moto dell'osservatore a circa 370 km/s verso un apice situato nella costellazione del Leone (il polo caldo dell'anisotropia; vedi Parte II). Questo nostro moto è la somma di diversi moti rispetto alla RCF di cui il principale è risultato esser quello del Gruppo locale di galassie con velocità circa 630 km/s in direzione della costellazione dell'Hydra. È possibile quindi riferire tutte le velocità osservate alla RCF tenendo conto della distanza angolare di ciascun oggetto dall'apice del moto del Gruppo locale.

Tale operazione fu affrontata da Sandage e Tammann nel 1990 utilizzando velocità e distanze, reperite in letteratura, di 15 ammassi di galassie. Tutti a velocità maggiori di 630 km/s e quindi non alterate in misura sensibile da moti peculiari (gravitazionali). Tali velocità, che erano quelle osservate corrette solo per il moto del Sole rispetto al centroide del Gruppo locale, furono riferite dai due autori al sistema della RCF. Con le velocità v^{RCF} così ottenute costruirono il diagramma di Hubble riportato in Fig. 14 dove in ascissa la distanza è espressa in magnitudini, prendendo come unità di misura la distanza di Virgo. Infatti, vi è riportata la differenza fra il modulo di ciascun ammasso e il modulo di Virgo $\Delta(m - M) = \Delta(m - M)_{\mathrm{amm}} - \Delta(m - M)_{\mathrm{Virgo}}$.

I punti risultarono allineati con piccola dispersione

lungo una retta di pendenza 0,198 e quindi praticamente 0,2, come vuole la legge di Hubble. L'equazione della retta risultò

$$\log v^{\mathrm{RCF}} = 0{,}2\,\Delta(m - M) + 3{,}072$$

Innanzi tutto, il diagramma mostrò non esserci, fino alla distanza di 200 Mpc, alcuna discontinuità nel flusso di Hubble. L'ipotesi di un minor apparente valore locale di H_0 veniva così eliminata. Ciò detto, è evidente che ponendo $\Delta(m - M) = 0$, si ha la velocità cosmica di Virgo: 1180 ± 22 km/s.

Si noti che la velocità di Virgo, o per meglio dire, il flusso di Hubble a quella distanza, è stata dedotta senza prendere in considerazione alcuna velocità osservata per Virgo stesso, per cui l'effetto dei moti locali è drasticamente ridotto. E fu un risultato basilare. Il valore trovato poteva esser considerato riferito al sistema della RCF; presumibilmente - affermano i due autori - un riferimento machiano[4].

Con la distanza di Virgo, attentamente riverificata con i vari metodi, e fissata in 21,9 Mpc, Sandage e Tammann ricavarono $H_0 = 52 \pm 2$ km/s/Mpc. Valore ottenuto eliminando, nell'intenzione, ogni effetto di anomalie locali delle velocità. Inoltre, in base a varie considerazioni statistiche, i due autori stimarono esserci ormai probabilità 99 % che H_0 fosse compreso fra 40 e 76 km/s/Mpc. Si era nel 1990.

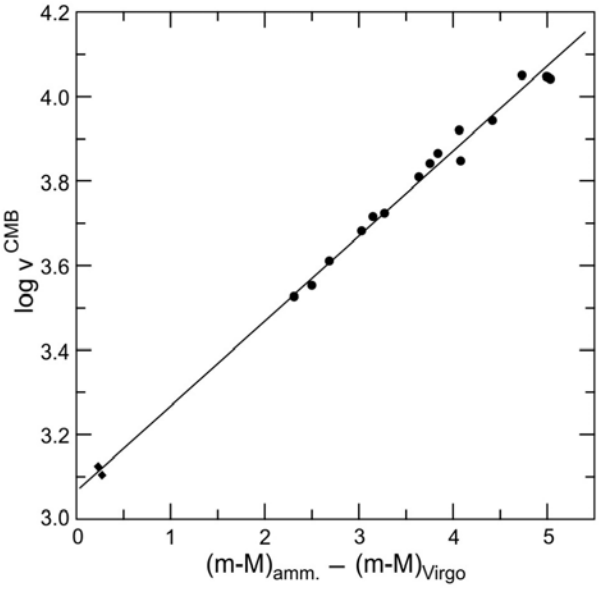

Fig. 14 Diagramma da 15 ammassi di galassie a distanza compresa fra 65 e 200 Mpc. In ordinata il logaritmo della velocità cosmica (cz), riferita alla RCF; in ascissa la differenza di modulo con Virgo. I due punti in basso, a $\Delta(m - M) \approx 0{,}2$, rappresentano i vicini ammassi dell'Orsa Maggiore e della Fornace utilizzati non per il calcolo ma solo per verifica della retta. (ApJ 365, 1; 1990).

Il Lettore potrebbe obbiettare che la costante di Hubble poteva esser calcolata da velocità e distanza di qualsiasi altro ammasso dei 17 utilizzati: perché ridurre la velocità a Virgo? Il fatto è che la distanza di Virgo era nota con assai maggior precisione di quella dei lontani ammassi considerati.

Frattanto, di fronte al problema dell'età dell'universo, negli anni '80 aveva cominciato ad emergere la critica all'accettazione quasi generale del modello canonico con $\Omega_{\mathrm{M}} = 1$, cioè l'universo piatto di Einstein-de Sitter. E cominciò ad emergere la richiesta della reintroduzione della costante cosmologica Λ cui abbiamo fatto cenno nella premessa. Inserita da Einstein nelle sue equazioni cosmologiche al fine di rendere statico l'universo era stata poi da lui stesso ripudiata quando fu dimostrata la possibilità di un universo non statico. Ora con $\Lambda \neq 0$, la geometria dello spazio e dei tempi di evoluzione dell'universo non dipende più solo dal parametro q_0 ma congiuntamente dai parametri di densità, Ω_{M} della materia e Ω_Λ di un'energia presupposta ad hoc. In tal modo, il problema dell'età dell'universo avrebbe potuto trovare soluzione quale che fosse il valore della costante di Hubble.

Comunque, se si voleva venire a capo dell'intricata questione che coinvolgeva i parametri H_0, q_0 e età dell'universo, l'unica via era l'estensione del diagramma di Hubble a distanze molto maggiori di quelle fino ad allora raggiunte, mantenendo però la precisione delle misure. Solo così si poteva rendere trascurabile l'effetto dei moti locali e non solo determinare H_0 ma rilevarne anche la deviazione dalla linearità onde ricavare il valore del parametro di decelerazione. Ecco qualche dato per avere un'idea quantitativa del problema. Dalle equazioni fondamentali che esprimono la geometria dello spazio in funzione della densità della materia, risulta, secondo il modello cosmologico allora accettato, che per q_0 che passa da 0,1 a 0,5, la magnitudine apparente di un oggetto situato a $z = 0{,}3$ subisce uno scostamento $\Delta m = 0{,}13$ dalla retta di Hubble; per un oggetto a $z = 0{,}5$ si ha $\Delta m = 0{,}22$. Se si voleva un responso affidabile occorreva quindi spingersi fin oltre $z = 0{,}5$; ma con continuità, senza lasciare ampie lacune in modo da tracciare con sicurezza la curva del diagramma. Un traguardo molto difficile, allora (fine anni '80).

Ma proprio in quegli anni gli osservatori cominciavano ad avere in mano la carta che avrebbe consentito di riaprire il gioco: le supernovae.

8. Entrano in campo le supernovae

Già da tempo questo fenomeno, che consente di misurare distanze mille volte maggiori di quelle raggiungibili con le cefeidi, era stato utilizzato quale mezzo ausiliario per accrescere il peso delle determinazioni di distanza ottenute per altra via.

Come già abbiamo accennato, una prima determinazione della luminosità delle supernovae era stata fatta da Baade nel 1938. Ricavata la magnitudine al massimo per 18 oggetti fotometricamente ben studiati (fra cui anche la famosa S And, apparsa in M31 nel 1885) confermò il giudizio di 4 anni prima: esser le supernovae un fenomeno pienamente distinto da quello delle novae, senza casi intermedi. E per 10 di queste, apparse in galassie di distanza nota dalle misure di Hubble, ricavò la magnitudine assoluta

[4] Riferimento inerziale assoluto, secondo il principio enunciato da E. Mach nel XIX secolo

$M = -14{,}4 \pm 1{,}27$ (e. m.). Si noti che tale luminosità è circa 100 volte inferiore a quella adottata oggi, e corrisponde approssimativamente al rapporto tra la scala attualmente adottata per le distanze extragalattiche e quella dei tempi di Hubble. La dispersione era assai minore che per le novae, ma ciò grazie alla fortuita assenza dal suo campione di supernovae che due anni dopo saranno classificate di tipo II.

Nel 1941 Minkowski distinse infatti le supernovae nelle due categorie che già conosciamo. Quelle che mostrano nello spettro le righe di assorbimento della serie di Balmer dell'idrogeno e che chiamò di tipo II (SNII) e quelle con spettro del tutto enigmatico senza traccia di idrogeno, che chiamò di tipo I (SNI). Le SNI risultavano anche sistematicamente più luminose. Ma ancora all'inizio degli anni '60 le supernovae con curva di luce ben definita erano poche: nel 1964 Minkowski da 9 SNI ricavava la magnitudine assoluta fotografica in $-19{,}0$ con l'incertezza di 0,7.

Le supernovae cominciarono ad essere considerate valide candele-campione nel 1968, quando Ch. Kowal (AnJ 73, 1021), valendosi delle distanze di varie galassie determinate in via provvisoria in base al *redshift* assumendo per H_0 il valore 100 km/s/Mpc, stabilì la magnitudine assoluta fotografica di 22 supernovae di tipo I e di una diecina di tipo II ottenendo dalla media

SNI: $M_{\mathrm{pg}} = -18{,}6 + 5\log(H_0/100)$

SNII: $M_{\mathrm{pg}} = -16{,}5 + 5\log(H_0/100)$

con una dispersione di 0,6 (come sappiamo, la presenza del termine con H_0 mostra che la distanza per dedurre la luminosità è stata ricavata dal *redshift* della galassia ospite).

L'autore precisò di aver corretto le magnitudini per l'assorbimento interstellare galattico della quantità $\Delta m = 0{,}25 \operatorname{cosec} |b|$, ma di non aver portato alcuna correzione per l'assorbimento interno alla galassia madre, data l'incertezza dei procedimenti in merito. Pertanto le magnitudini assolute ricavate dovevano esser considerate un limite inferiore. Kowal mise in evidenza che le supernovae di tipo I, opportunamente calibrate, avrebbero potuto divenire i più potenti indicatori di distanza. Quelle di tipo II invece, oltre ad una minor luminosità, presentavano una notevole dispersione in magnitudine assoluta che le rendeva assai meno idonee come indicatori. Presentò anche con 16 delle supernovae di tipo I da lui studiate, un diagramma di Hubble costruito in base alla velocità media di galassie in Virgo e Coma ed alla magnitudine media delle supernovae di tipo I osservate in tali ammassi, tracciando la retta di pendenza 0,2 che approssimava nel modo migliore la congiungente questi due punti (Fig. 15). Come si vede, la dispersione è notevole, tuttavia le supernovae appaiono soddisfare la relazione di Hubble. Si manifestava la possibilità di stabilire la costante di Hubble mediante le supernovae; ma, come avvertiva lo stesso Kowal, ancora non era possibile, dato che non si disponeva di supernovae con distanze note indipendentemente dal *redshift* onde calibrare la magnitudine assoluta.

Le SNI si stavano rivelando candele campione affidabili, oltre che potenti. Ma occorreva verificare l'uniformità e soprattutto precisare meglio il valore della magnitudine assoluta (la dispersione media $\pm 0{,}6$ di Kowal essendo troppo forte: un 30% di incertezza nella distanza).

Negli anni '70 ebbe inizio la lenta, paziente operazione. Dapprima, sull'esempio di Kowal, si seguì il procedimento del diagramma di Hubble. Per un certo numero di supernovae, le magnitudini apparenti al massimo e le rispettive velocità della galassia madre vengono collocati nel diagramma logaritmo della velocità *versus* magnitudine. Se i punti definiscono con sufficiente precisione una retta di pendenza 0,2, questa è la retta di Hubble a meno di una costante

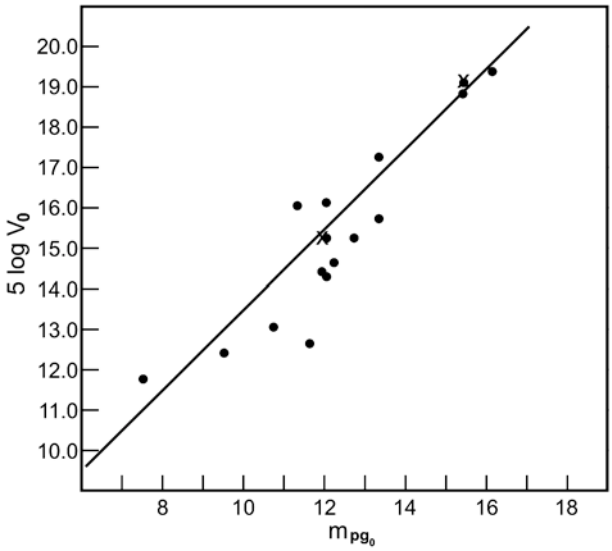

Fig. 15 Il primo diagramma di Hubble con supernovae è quello costruito da C. Kowal nel 1968 con 16 supernovae di tipo I e si spinge fino a $z = 0{,}026$. In ordinata il logaritmo della velocità corretta per il moto solare rispetto al Gruppo locale di galassie. Non essendo stata ancora distinta la sottoclasse Ia e trattandosi di magnitudini fotografiche, la dispersione è notevole. Le crocette rappresentano gli ammassi Virgo e Coma (AnJ 73, 1021).

che si sa essere H_0. Con ciò si hanno due possibilità: se si ammette nota la magnitudine assoluta almeno di una delle supernovae così utilizzate, si può ricavare H_0; viceversa, se si ammette nota H_0, si può ricavare la magnitudine assoluta media delle supernovae considerate. Quest'ultima fu la via seguita in quegli anni per determinare la luminosità di questi oggetti.

Ricorderemo il risultato ottenuto nel 1975 da R. Barbon, M. Capaccioli e F. Ciatti, dell'Osservatorio di Asiago. Da 32 supernovae di tipo I (il sottotipo Ia sarà introdotto solo nel 1985), con la magnitudine fotografica apparente al massimo e col *redshift* della galassia ospite costruirono il diagramma riportato in Fig.16 e che è spinto fino a $z \approx 0{,}02$. Le magnitudini erano state corrette per l'assorbimento galattico della quantità $\Delta m = 0{,}24 \operatorname{cosec} |b|$, ignorando per l'eccessiva incertezza quello interno alla galassia madre. Una distinzione vi viene fatta tra SNI rapide e lente, a seconda del tempo che impiegano a discendere di 2 magnitudini sotto massimo di luce. Questi autori, avevano, infatti, trovato indizi che le rapide fossero di due o tre decimi di magnitudine più luminose, ma il grafico ottenuto

non mostra tale diversità. Quale valore medio della magnitudine assoluta fotografica ricavarono:

$$M_{\mathrm{pg}} = -18{,}15 \pm 0{,}84 + 5\log(H_0/100).$$

I punti individuano una retta di pendenza 0,2 (come dev'essere se questa rappresenta la legge di Hubble) con una dispersione di 0,5 magnitudini.
La vera aspirazione non era però quella di calibrare le supernovae mediante il diagramma di Hubble, ma viceversa utilizzare le supernovae per stabilire tale diagramma. Solo queste si pensava avrebbero potuto permettere di spingere gli scandagli a distanze tali da consentire di rilevare lo scostamento della curva di Hubble dall'andamento rettilineo e ricavare il valore del parametro di decelerazione q_0 (si tenga presente, in proposito, che allora era ancora generalmente accettato il modello cosmologico standard, per cui la geometria dello spazio restava definita da questo parametro).

Sia Kowall che Barbon e colleghi avevano mostrato che le supernovae potevano divenire validi indicatori di distanza. Ma all'inizio degli anni '80 il metodo non era ancora maturo. La magnitudine assoluta delle supernovae era ancora conosciuta con precisione inadeguata. Si era ancora nella fase di sondaggio dell'affidabilità del metodo.

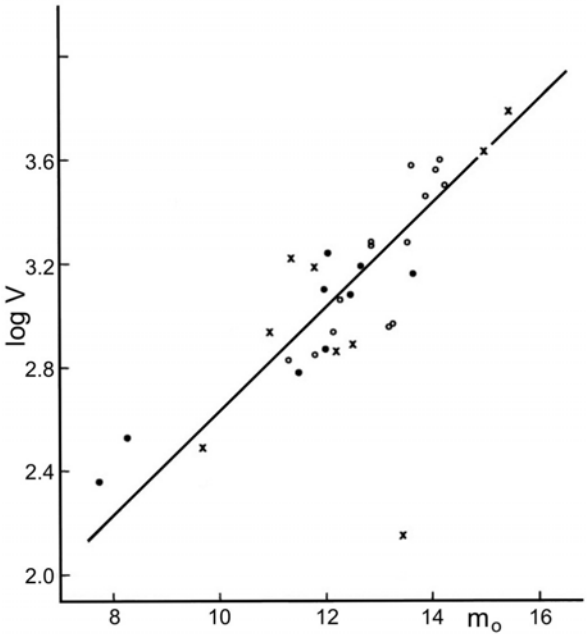

Fig. 16 Diagramma con 32 supernovae di tipo I costruito da Barbon, Capaccioli e Ciatti nel 1975. Magnitudini fotografiche. La retta è quella di pendenza 0,2 che dà il minimo scarto quadratico medio. I punti pieni rappresentano le supernovae rapide, i cerchietti quelle lente, le crocette quelle non classificate (A&A 44, 267).

L'introduzione della sottoclasse SNIa

Nel 1985 una nuova più precisa classificazione delle supernovae consentì di accrescere sensibilmente la precisione. Già vent'anni prima, F. Bertola, ad Asiago, aveva rilevato che alcune supernovae di tipo I (come tali le mostrava l'assenza, in tutte le fasi, delle righe idrogeniche) presentavano una particolare caratteristica spettroscopica: non appariva l'intensa riga rossa del silicio. E le classificò come supernovae di "tipo I peculiare". Nel 1985 J. Wheeler e R. Levreault mostrarono che tali supernovae peculiari erano mediamente di 1,5 magnitudini più deboli. Fu allora che il tipo I fu suddiviso in Ia, che comprende le supernovae di tipo I "normali", con la riga del silicio, e Ib che comprende quelle senza silicio e di minor luminosità. Le supernovae Ia mostravano una dispersione in luminosità molto minore e da allora in poi sono state privilegiate come indicatori di distanza, anzi sono rimaste come le uniche vere candele campione, lasciando alle altre supernovae un ruolo suppletivo. Con ciò si era ridotto sensibilmente la dispersione σ nei valori ottenuti per la magnitudine assoluta, cioè si era raggiunto un miglior accordo interno. Ma restava il problema della precisione esterna. Un piccolo valore di σ non esclude la presenza di sensibili errori sistematici.

Raggiungere una maggior precisione e attendibilità nella magnitudine assoluta delle supernovae di tipo Ia divenne un obbiettivo primario. E la soluzione migliore era tarare le supernovae Ia direttamente tramite il campione primario: le cefeidi. Ma in quegli anni ancora nessuna SNIa era apparsa in galassie con cefeidi note. Nel 1990, come abbiamo visto, fu allora tentata una calibrazione tramite le nebulose planetarie in galassie di Virgo dove erano apparse SNIa e si ottenne $M_{\mathrm{B}} = -18{,}7 \pm 0{,}2$ per la magnitudine assoluta al massimo. Una determinazione di scarso peso perché basata su vecchie magnitudini fotografiche corrette mediante un indice di colore ($\mathrm{B} - m_{\mathrm{pg}}$) medio. La via maestra si confermava sempre più esser quella delle cefeidi.

Ma le supernovae sono rare e per scoprirne un numero sufficiente occorreva tenere sotto assidua osservazione un gran numero di galassie. E ciò comportava scoprire e studiare cefeidi in galassie quanto più possibile lontane.

Il Key Project

Nel 1985 erano ancora ritenuti possibili per H_0 valori compresi fra 40 e 110 km/s/Mpc e una conciliazione fra i risultati delle due scuole - quella di Sandage e Tammann e quella di de Vaucouleurs - non si appalesava. Era solo chiaro che alla base di così divergenti risultati era la valutazione dei moti locali. Un problema che si cominciò a risolvere all'inizio degli anni '90 grazie al riferimento offerto dalla RCF. Accanto all'attenta revisione delle velocità, si avvertiva però anche la necessità di stabilire mediante le cefeidi - le più precise candele campione - le distanze di numerose galassie vicine, ma al di là del gruppo locale, onde ricalibrare metodi in grado di spingersi ben oltre, fino a profondità sufficienti a misurare q_0.

Allora non era ancora maturata appieno la consapevolezza dell'effettiva potenzialità delle supernovae. Tanto che c'era ancora chi propendeva a ritenere quale metodo più idoneo a raggiungere le grandi distanze il Tully-Fisher (si veda, ad esempio, Aaronson and Mould, ApJ 303, 1, 1986).

Col proposito di tarare i vari metodi tramite le cefeidi, nel 1985 fu varato il *Key Project on the extragalactic Distance Scale* cui aderirono numerosi astronomi di varie parti del mondo. Il programma si proponeva di porre le basi per il migliore sfruttamento a tal fine delle possibilità dell'*HST*, di imminente immissione in orbita. Innanzi tutto,

la ricerca delle cefeidi. Compito reso più facile da due innovazioni che proprio allora venivano introdotte in Astronomia: prima, il rivelatore CCD che a metà degli anni '80 sostituì la fotografia ed il fotomoltiplicatore; seconda, all'inizio degli anni '90, l'ottica adattiva che accrebbe notevolmente il potere risolutivo dei telescopi.

Il *Key Project* era articolato in due stadi. Nell'immediato, la ricerca e lo studio di cefeidi in galassie vicine per ricalibrare accuratamente i vari metodi di determinazione delle distanze. E insieme verificare l'universalità della relazione P/L, possibilmente anche in merito al difficile problema dell'effetto della metallicità. Poi, una volta entrato in orbita l'*HST*, la ricerca e lo studio di cefeidi in galassie più lontane, prevedibilmente fino a ~ 20 Mpc, al fine di calibrare direttamente ed efficacemente i metodi più idonei per spingersi oltre.

Allora le cefeidi erano state trovate quasi esclusivamente in galassie del gruppo locale: al di là si era arrivati da tempo fino alla spirale NGC2403, a 3,2 Mpc. Nel 1984 saranno scoperte nella M81 che risulterà distante 3,5 Mpc. Nel 1985 col 4 m del Kitt Peak munito di CCD, Cooke e Aaronson raggiunsero l'ambito traguardo della M101, la più vicina delle spirali di tipo ScI. Due cefeidi di 24ª magnitudine rossa che fornirono la distanza $7{,}1 \pm 0{,}7$ Mpc (Sandage e Tammann, 12 anni prima, avevano tentato invano fotograficamente col 200" e si erano dovuti contentare di valersi delle regioni HII e delle supergiganti rosse ottenendo tuttavia l'ottimo valore $7{,}2 \pm 1$ Mpc). 7 Mpc era la distanza massima raggiunta con le cefeidi quando il *Key Project* prese il via.

Si noti che Cooke e Aaronson nella loro relazione affermano di porsi come fine della ricerca delle cefeidi in M101, la calibrazione delle supergiganti rosse che per la loro alta luminosità ritenevano le più efficienti candele campione per misurare il flusso di Hubble alle grandi distanze. In quegli anni per tal fine non si era ancora affermata decisamente la fiducia nelle supernovae.

Fu proprio mentre il *Key Project* muoveva i primi passi, che le supernovae divennero repentinamente protagoniste in campo cosmologico. La svolta avvenne grazie al sopraccennato riconoscimento, nel 1985, del sottotipo Ia che presentava un'assai minor dispersione in magnitudine assoluta (e fu attuata nell'arco di pochi anni con l' ideazione di tecniche, cui accenneremo tra breve, atte a ridurre tale dispersione al valore intrinseco). Con una luminosità 5 miliardi di volte il Sole, le supernovae divenivano le candele campione più potenti; e, con una dispersione di solo 0,2 magnitudini, anche le più precise.

All'inizio degli anni '90 l'obbiettivo principale del *Key Project* e di altri gruppi di ricerca era la calibrazione tramite le cefeidi delle SNIa. Il progetto però continuò a ritenere opportuna anche la ricalibrazione di altri metodi di determinazione delle distanze. Sia in prospettiva per valersi di galassie prive di supernovae, sia per mediare l'errore sistematico connesso a ciascun metodo.

Nel 1992 una vasta e approfondita discussione condotta da un gruppo di astronomi anglo americani e canadesi sull'affidabilità e sui risultati ottenuti con i numerosi metodi disponibili per la valutazione delle distanze, concludeva che il valore più attendibile di H_0 era da ritenersi attorno a 83 ± 11 km/s/Mpc (PASP 104, 599).

Ricordiamo che obbiettivo finale era la determinazione di H_0 con la precisione del 10% e l'estensione del diagramma di Hubble a distanze tali da poter finalmente rivelare la deviazione dall'andamento rettilineo onde stabilire i parametri di densità.

Le supernovae per la loro inuguagliabile potenza di penetrazione cominciavano ad apparire le candidate più adatte per raggiungere tale decisivo risultato. Ma c'era un problema. La taratura, per quanto accurata, non bastava. La dispersione in luminosità fra una SNIa e l'altra era ancora troppo forte per affrontare la determinazione di q_0. Ma la situazione migliorò proprio nel 1992 quando M. Phillips mise in evidenza una relazione fra magnitudine assoluta al massimo e rapidità del primo declino delle SNIa, nel senso che quelle che s'indeboliscono più lentamente sono più luminose. In altre parole, nelle supernovae più luminose la curva di luce attorno al massimo appare più larga (come parametro di misura del tasso di declino era stato preso l'aumento di magnitudine Δm_{15} nei primi 15 giorni dopo il massimo). Nel campione studiato, la differenza fra le più rapide e le più lente risultò di ben 2,4 magnitudini in luce B, di 1,7 in V e di 1,0 in I, cosicché le più deboli sono anche più rosse. Può sorprendere che con tale scarto si fosse potuto fin allora, considerando le Ia come una classe omogenea, raggiungere la precisione di 0,6 magnitudini. Si deve considerare, sia che sovente gli autori escludevano dal computo le supernovae che scartavano troppo, ritenendole anomale, sia il fatto che in un campione, come quasi sempre avviene, limitato in magnitudine, gli oggetti più deboli diminuiscono in percentuale perché i più luminosi si arrivano a vedere più lontano: è il *Malmquist bias* che già conosciamo. Normalizzando le curve di luce delle supernovae Ia ad un medesimo tasso di declino secondo la relazione di Phillips, divenne possibile ridurre l'incertezza mediamente da 0,8 a 0,36 magnitudini in V e da 0,6 a 0,28 in B.

Determinazione della magnitudine apparente

Quale che sia il metodo seguito, per ottenere la magnitudine assoluta osservata si deve sempre partire dalla magnitudine apparente. E per ottenere questa occorre apportare varie correzioni al crudo dato strumentale. È opportuno soffermarci un po' sul lavoro di riduzione necessario nel caso di una supernova.

Innanzi tutto la correzione K, cui abbiamo più volte accennato, resa necessaria, per z non trascurabile, dalla diversità fra la banda passante usata per osservare una stessa configurazione spettrale in una supernova vicina ($z = 0$, e quindi in quiete quanto a velocità di espansione) e la banda usata per una supernova ad alto z. Ciò viene ottenuto con procedimenti standardizzati. La necessità di tale correzione è illustrata dalla Fig. 17 (nelle pubblicazioni specialistiche la precisazione "in quiete" viene espressa dalla dizione "*in rest frame*").

C'è poi la correzione per l'assorbimento interstellare. Per quello galattico si ricorre per lo più, come abbiamo visto, ad una correzione standard, ponendo $\Delta m = k \operatorname{cosec} |b|$ dove k è un coefficiente dell'ordine di

0,3 magnitudini (abbiamo già visto che l'incertezza insita in tale procedimento ha poco peso data l'alta latitudine galattica della stragrande maggioranza delle supernovae). Molto problematica è la correzione per l'assorbimento interno, quello operato dalla galassia madre. Trascurabile nelle galassie ellittiche, può essere però notevole nelle spirali per la presenza del pulviscolo interstellare. Ed è più difficile da compensare perché dipende dalla posizione della supernova e dall'inclinazione della spirale. Fino ai primi anni '90 si ricorreva ad una valutazione in base appunto a tali elementi dedotti dall'immagine; valutazione talvolta sostenuta da informazioni fornite dalla fotometria in più colori. Infatti, l'assorbimento comporta un arrossamento della sorgente: arrossamento che viene rivelato fotometrando in tre o più bande spettrali opportunamente scelte.

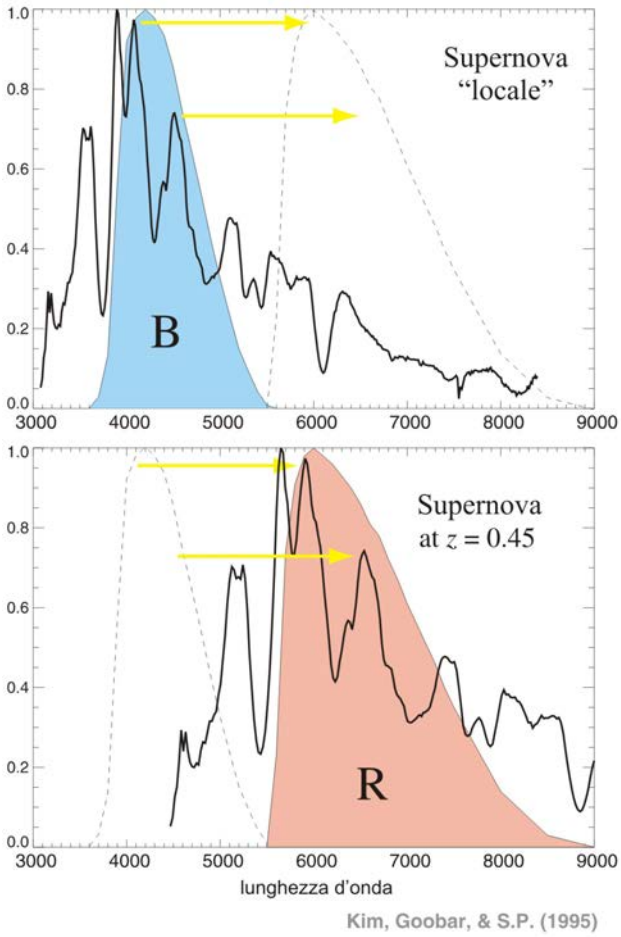

Fig. 17 Esemplificazione della correzione K. Una data configurazione spettrale, che appare nella banda passante B quando si osserva una supernova locale ($z \approx 0$), in una supernova a $z = 0{,}45$, dove tutte le configurazioni sono spostate nel rapporto 1,45 in lunghezza d'onda, appare nella banda R che ha un profilo alquanto diverso. Ciò, insieme alla diversa sensibilità del recettore (lastra fotografica o CCD), comporta una diversa risposta.

Il decisivo contributo dell'*HST*: l'ancoraggio diretto delle SNIa alle cefeidi

Nel 1991 i cosmologi-osservatori B. Madore e W. Freedman scrivevano: "La calibrazione delle supernovae Ia è problematica. Le loro altissime luminosità le rendono potentissime candele campione fino a distanze cosmologicamente significative; ma la bassa frequenza di questi eventi li rende difficili da scoprire e ne rende estremamente incerta la calibrazione. Nessuna supernova Ia è stata osservata in galassie con distanza stabilita in base alle cefeidi" (PASP 103, 933).

Ma proprio allora entrava in campo l'*HST*, messo in orbita il 24 aprile 1990. Le prerogative del Grande Telescopio Spaziale per la scoperta e lo studio delle cefeidi erano essenziali. Oltre al potere risolutivo portato al limite della diffrazione, offriva la possibilità di proseguire osservazioni senza le discontinuità dovute al ciclo diurno ed a quello lunare, e quelle aleatorie dovute alle condizioni atmosferiche. Ciò che consente una programmazione ottimale per scoprire cefeidi e per stabilirne il periodo.

Mentre l'équipe del *Key Project* era intenta ad affrontare la calibrazione tramite le cefeidi di vari indicatori di distanza, fra cui le supernovae, con l'intento di raggiungere 100 megaparsec, un primo successo fu raggiunto da un gruppo di astronomi euro-americani che si era proposto un obbiettivo iniziale più limitato: un'analoga calibrazione ristretta a SNIa in galassie molto vicine, entro una distanza di 5 megaparsec. Un successo dovuto anche ad uno sfruttamento più razionale del tempo-telescopio disponibile all'*HST*. Osservazioni con la *Wide Field and Planetary Camera* estese lungo 47 giorni da gennaio a marzo di quell'anno, in una ristretta banda spettrale attorno a 5550 Å, con tempi di posa 35 minuti, consentirono di scoprire e ottenere le curve di luce per 28 cefeidi nella spirale IC4182, nei *Canes Venatici*, dove nel 1937 era apparsa una supemova Ia: la SN1937C, di magnitudine apparente fotografica al massimo 8,2. Il confronto fra coppie di immagini per scoprire queste variabili, che apparivano di magnitudine visuale media compresa tra 22 e 25, non era certo più fatto col tradizionale metodo del *blink microscope* su coppie di lastre; ma col ricorso ad algoritmi che trattano le informazioni digitalizzate estratte dal CCD. Trasformate le magnitudini strumentali, in magnitudini B, V e fotografiche (queste ultime necessarie per utilizzare le osservazioni della supernova del 1937), i ricercatori dello *Space Science Institute* poterono ricavare le relazioni P/L (i periodi andavano da 3 a 45 giorni). La relazione in V risultò in ottimo accordo con quella ricavata da Sandage e Tammann 24 anni prima. La distanza dell'IC4182 fu stabilita in $4{,}94 \pm 0{,}2$ Mpc e la magnitudine assoluta della supernova risultò

$$M_V = -19{,}72 \pm 0{,}13 \qquad M_B = -19{,}51 \pm 0{,}14$$

Si noti che non appare più il termine con H_0. La distanza, infatti, non è ormai più ricavata in base al *redshift*. Questa supernova era già stata utilizzata da Baade nella sua ricerca del 1938 e ne aveva determinata la magnitudine assoluta fotografica $-16{,}6$.

Fino ad allora di nessuna galassia, all'infuori di M31 e delle Nubi di Magellano, si conosceva la distanza con tale precisione. In M31 era apparsa la supernova del 1885, ma per questa si disponeva di fotometria del tutto inadeguata. Quanto alla famosa supernova, visibile ad occhio nudo, apparsa nel 1987 nella Grande Nube di Magellano, era di

tipo II e quindi fuori causa. La SN1937C è stata quindi la prima supernova Ia di cui si è potuto stabilire la distanza con la precisione consentita dal confronto diretto con le cefeidi.

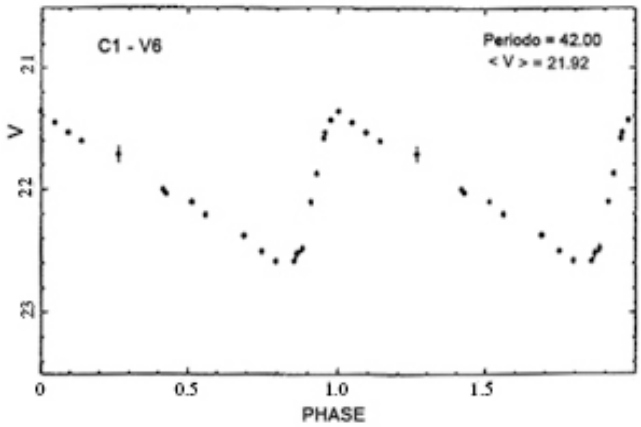

Fig. 18 Curva di luce di una delle 28 cefeidi scoperte nella spirale IC4182 con osservazioni dell'*HST* estese lungo 44 giorni.

Tale successo, ottenuto nell'ambito dello *Space Telescope Science Institut* di Baltimora, fu annunciato nel dicembre 1992 e pubblicato in versione definitiva nel 1994 (ApJ 425, 14).

Fu poi la volta della NGC5253, una galassia amorfa appartenente al vicino gruppo del Centauro e dove erano apparse le supernovae 1895B e 1972E, quest'ultima indubbiamente di tipo Ia. Un gruppo - quello del Centauro - di distanza allora molto incerta, andando le valutazioni da 2,5 a 8 Mpc. Mediante osservazioni effettuate con l'*HST* nell'arco di 49 giorni fra gennaio e maggio 1993, vi furono scoperte 11 cefeidi di periodo compreso fra 3 e 15 giorni. Fu quindi possibile costruire solo un troncone della relazione P/L, sufficiente però a mostrare che si accordava ottimamente con la relazione galattica. La distanza fu stabilita in $4{,}1 \pm 0{,}15$ Mpc. La luminosità delle supernovae risultò:

SN1972E $M_V = -19{,}46 \pm 0{,}12$; $M_B = -19{,}53 \pm 0{,}12$

SN1895B $M_B = -19{,}69 \pm 0{,}21$

Per quest'ultima niente magnitudine V, dato che si disponeva, ovviamente, solo di magnitudini fotografiche, abbastanza ben convertibili in B ma non altrettanto in V.

Il gruppo che ottenne questi successi era guidato da Sandage e Tammann e ne facevano parte vari altri studiosi di chiara fama, fra cui mi piace ricordare i nostri Duccio Macchetto e Nino Panagia. Quest'ultimo aveva appreso i rudimenti della fotometria stellare fotoelettrica a Teramo, sotto la mia guida, a metà degli anni '60. Più d'uno degli studenti dell'Università di Roma che avevano fatto pratica di osservazione astronomica all'Osservatorio di Collurania, come esercitazione di laboratorio o tesi di laurea, hanno poi occupato posizioni di rilievo in Istituti astronomici di fama mondiale, come lo *Space Science Institute* di Baltimora ed i vari Istituti *dell'European Southern Observatory*.

Ben presto risultò che ogni volta che ulteriori supernovae Ia (tutte a *redshift* > 1000 km/s per ridurre al minimo gli effetti dei moti peculiari) venivano collocate nel diagramma di Hubble con le loro magnitudini apparenti $m_{\max}$, risultavano disposte con modesti scarti lungo la solita retta di pendenza 0,2. Con questo si otteneva in primo luogo la miglior prova della loro piccola dispersione in magnitudine assoluta; in secondo luogo, si confermava la validità della legge di Hubble entro la distanza considerata e ovviamente entro i limiti di precisione dei dati utilizzati. Ciò, naturalmente, fin tanto che non si fossero raggiunte distanze tali da rendere sensibile l'effetto dei parametri di densità, la cui misura era del resto proprio l'obbiettivo finale della ricerca.

9. E finalmente la costante H_0 direttamente dalle supernovae

Un primo saggio sulle possibilità di ottenere con le SNIa diagrammi di Hubble in grado di rivelare i parametri cosmologici fu fatto da Sandage e Tammann nel 1993, subito dopo l'accennata calibrazione effettuata con la spirale IC4182. Si servirono di 34 supernovae apparse dal 1939 al 1990, tutte in galassie con velocità > 1179 km/s ritenuta dagli autori il valore del flusso di Hubble alla distanza di Virgo (un limite sufficiente per evitare gli effetti dei moti locali). Le magnitudini al massimo, furono ricavate applicando ai dati fotometrici pubblicati i procedimenti di riduzione alla curva standard qui sopra esposti. Siccome erano tutte espresse nel sistema fotografico (le più vecchie) o fotoelettrico B, furono ridotte a magnitudini V_0 correggendole con un indice di colore medio. Il diagramma di Hubble costruito con tali supernovae è mostrato nella Fig. 19. Le supernovae, a z compreso fra 0,004 e 0,05 (distanze fra 20 e 250 Mpc, circa), appaiono disposte lungo la linea di coefficiente angolare 0,2 con una dispersione $\pm 0{,}36$. Nonostante che siano tutte SNIa, il guadagno in precisione rispetto al diagramma costruito quasi vent'anni prima da Barbon e colleghi (Fig. 16) quando il tipo I non era ancora stato suddiviso in sottotipi, non è grande. Ciò è da ascrivere alla mancata correzione per assorbimento, all'errore nella trasformazione delle magnitudini da fotografiche o B in visuali, e nella rimanente dispersione nella magnitudine assoluta dopo la normalizzazione secondo il "fattore Phillips". Una dispersione quest'ultima che, come vedremo subito, verrà drasticamente ridotta negli anni immediatamente successivi. Tuttavia l'ottimo allineamento lungo la retta di Hubble confermò ancora una volta la piccola dispersione nella magnitudine assoluta delle SNIa e mostrò l'affidabilità di queste candele campione per la misura dei parametri cosmologici. E mostrò inoltre che l'assorbimento non produce, almeno fino alle distanze considerate, effetti sistematici (non cresce con la distanza).

Nella versione logaritmica del diagramma di Hubble, H_0 diviene, come sappiamo, una costante additiva. Per ricavare tale costante da un diagramma costruito con le magnitudini apparenti di supernovae come quelli di Figg. 15, 16 e 19 basta, in linea di principio e nella misura in cui siano da ritenere sicure candele campione, conoscere la magnitudine assoluta di uno di questi oggetti. Sandage e

Tammann, inserendo nel diagramma le magnitudini assolute delle supernovae in IC4182 e NGC5253 ottennero rispettivamente $H_0 = 52 \pm 9$ km/s/Mpc e $H_0 = 55 \pm 8$ km/s/Mpc
Ma erano ancora risultati interlocutori.

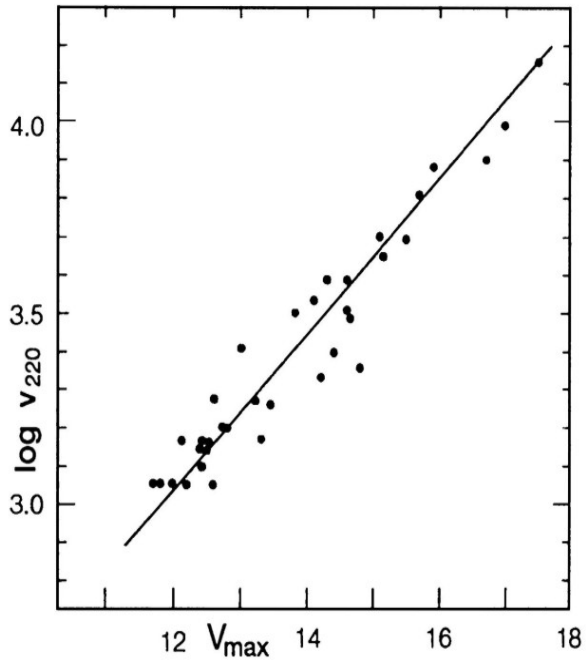

Fig. 19 Diagramma costruito da Sandage e Tammann nel 1993 per saggiare le possibilità di quel nuovo potente indicatore di distanza che erano le SNIa. v_{220} è la velocità di recessione corretta per la velocità di caduta verso Virgo, valutata in 220 km/s.

Da questo saggio gli autori trassero il convincimento che con un adeguato numero di calibrazioni, le SNIa avrebbero consentito di ricavare H_0 con la precisione del 10% e financo del 5%.

Ricordiamo qui, per inciso, che in quegli anni fu ottenuta una valutazione di H_0 anche mediante le SNII. Nel 1994 dalle distanze di 18 SNII determinate con l'EPM (vedi p. 23) ed estese da 4,5 a 180 Mpc, P. Schmidt ricavò $H_0 = 73 \pm 7$ km/s/Mpc. Il caso volle che con le disdegnate SNII si ottenesse un risultato assai più vicino al vero che non col primo tentativo con le blasonate SNIa!

L'anno 1994 annovera il primo notevole successo del Key Project. Il raggiungimento, nella ricerca delle cefeidi, dell'ambito traguardo della Vergine.

Su immagini fornite dal grande telescopio spaziale, un'équipe guidata da W. Freedman riuscì a identificare e studiare 20 cefeidi fra la 25ª e la 27ª magnitudine B nella spirale M100, ricavando una distanza di 17,1 ± 2 Mpc. Da una distanza così precisata, si poteva ricavare un valore di H_0, ma la velocità di Virgo fu considerata troppo inficiata dall'incerta componente locale (le varie determinazioni davano per il flusso di Hubble alla distanza di Virgo valori compresi fra 1200 km/s e 1600 km/s; solo alcuni anni più tardi si otterrà un valore pienamente affidabile tramite la RCF). Per aggirare l'ostacolo si ricorse al consueto artificio di utilizzare la velocità di Coma (assai meno inficiata da moti locali) adeguandone la distanza al nuovo valore ottenuto per Virgo (un procedimento che abbiamo già illustrato, vedi p. 31). La distanza di Coma veniva così ad essere basata sulle cefeidi, sia pure per via indiretta, ed acquistava una nuova affidabilità. D'altra parte la velocità di Coma (6900 km/s) è tale da non poter essere alterata da moti locali per più del 7%. Si ottenne $H_0 = 77 \pm 16$ km/s/Mpc (Nat 27 Oct 94). Si noti che nell'errore è compresa l'incertezza della posizione della spirale M100 rispetto al centro dell'ammasso.

Poco dopo, sempre tramite l'*HST*, un altro gruppo di ricercatori identificò e studiò 8 cefeidi nella spirale M96, appartenente ad un gruppo nel Leone. La distanza risultò 11,6 ± 0,8 Mpc. Ancora una volta si aveva una distanza nota con notevole precisione, e una velocità problematica (ripetiamo, non per difficoltà nella misura del *redshift* ma per l'incertezza sui moti locali). E ancora una volta fu utilizzata la velocità di Coma. Il rapporto fra le distanze di Coma e di M96 fu stabilito sia direttamente tramite vari indicatori secondari, sia tramite Virgo quale pietra miliare intermedia. Ne fu ricavato $H_0 = 69 \pm 8$ km/s/Mpc (Nat 7 Sept 95).

Con entrambi i risultati, ammettendo $\Omega_0 = 1$, come ormai voleva la teoria dell'inflazione (vedi Parte II), si otteneva per l'età dell'universo un limite inferiore all'età degli ammassi globulari. L'idea di ricorrere alla costante cosmologica che, fermi restando i valori delle due costanti tradizionali (q_0 e H_0), avrebbe potuto allungare convenientemente il tempo trascorso dal Big Bang, prendeva sempre più consistenza. Le relazioni analitiche che legano i parametri cosmologici mostravano che, accettando il modello standard, per ricavare q_0 occorreva spingersi, con le supernovae, a $z > 0{,}5$ con precisione di almeno 0,2 magnitudini, ma per la soluzione più generale, cioè per ottenere Ω_M e Ω_Λ, nei modelli di Fridman-Lemaître senza limitazioni, occorreva, con la stessa precisione, raggiungere $z \sim 1$.

Fin qui si era lavorato su supernovae già note. Ma se si voleva affrontare il problema delle costanti cosmologiche occorreva disporre di numerosi oggetti a distanze molto maggiori, diciamo a $z > 0{,}3$. Perciò parallelamente agli accennati lavori di taratura, procedeva in quei medesimi anni la ricerca di supernovae Ia sempre più lontane. La serie delle scoperte a grandi distanze cosmologiche era cominciata nel 1988 ad opera di un gruppo di astronomi danesi che col riflettore di 1,5 m, a La Silla, munito di recettore CCD, teneva da due anni sotto assidua sorveglianza 60 ammassi di galassie a z compreso fra 0,2 e 0,5. Nell'agosto di quell'anno in una galassia di uno di questi ammassi apparve l'immagine di una stella di 22ª magnitudine V che non appariva in registrazioni CCD di anni precedenti. Non si avevano spettri di quella galassia, ma era noto il *redshift* dell'ammasso: $z = 0{,}307$. Immediatamente messa sotto osservazione spettrografica col riflettore anglo-australiano di 3,8 m, al Mauna Kea, e con l'Herschel di 4,2 m alle Canarie, ne risultò lo spettro tipico di una SNIa una quindicina di giorni dopo il massimo, traslato verso il rosso di $z = 0{,}310$. *Redshift* concordante con quello già noto per l'ammasso. Classificazione confermata dalla curva di luce debitamente ricondotta al riferimento in quiete. Apportata cioè la correzione K e la riduzione al tempo proprio. A quella distanza diviene, infatti, sensibile la deformazione della curva causata dalla dilatazione co-

smologica del tempo che allunga la durata dei fenomeni visti da osservatori a distanza cosmologicamente grande dalla sorgente (vedi Parte II). Adattando la frazione di curva osservata ad una curva campione dedotta da supernovae vicine, si ottenne la magnitudine apparente B al massimo nonostante che le osservazioni fossero cominciate quando il massimo era stato superato. Inoltre, trovandosi l'ammasso in un'area scelta[5], era stato possibile apportare anche una precisa correzione per l'estinzione galattica[6]. Si poté così valutare in 22,4 la magnitudine corretta B_0 al massimo. Questa succinta illustrazione del procedimento seguito esemplifica il lavoro che ogni singola supernova comporta. Tale risultato fu comunicato su *Nature* nel giugno 1989.

"Infornate" di supernovae

Per tracciare un diagramma di Hubble che risolvesse il problema dei parametri cosmologici non bastavano però una o due supernovae molto lontane; ne occorrevano molte, a varie distanze, onde tracciare con sicurezza la curva del diagramma e discriminare tra le varie possibilità. Gli astronomi danesi avevano speso 2 anni per trovare, nel 1988, una sola supernova: quella ora menzionata a $z = 0,31$. Era chiaro che occorreva escogitare metodi ben più produttivi. Per la scoperta e lo studio di supernovae Ia sempre più lontane e la conseguente determinazione dei parametri cosmologici Ω_M e Ω_Λ, si costituirono in seno al *Key Project* due gruppi di ricerca. Uno, denominato *Supernova Cosmology Project*, guidato dall'americano S. Perlmutter. L'altro, denominato *High Z Cosmology Project*, guidato da B. Schmidt, pure americano ma professore all'*Australian National University*. Il programma prevedeva di tenere sotto assidua sorveglianza migliaia di lontane galassie mediante telescopi medio-grandi muniti di sensori CCD. Per ogni supernova così scoperta si sarebbe poi misurato, con strumenti più potenti, della classe degli $8 \div 10$ m, quali il Keck, il VLT e possibilmente l'*HST*, il *redshift* della galassia ospite e stabilita la curva di luce.

Si dirà che non era altro che l'ormai affermato procedimento di ricerca e studio delle supernovae. Vero. Però questa volta il problema veniva affrontato con spirito "industriale". Siccome una singola supernova è un ago nel pagliaio, si mise in atto un procedimento a "infornate" (*batch approach*). Puntando il telescopio verso una'areola del cielo lontana dal piano della Galassia e apparentemente priva di stelle e tenendo aperto l'otturatore per un tempo sufficiente, il recettore CCD ci mostrerà, in un campo - diciamo - di $10' \times 10'$, centinaia di debolissime galassie. Facciamo ciò, attorno ad una certa epoca, per diecine di areole. Torniamo poi ad osservare in tal modo le medesime areole dopo due settimane (aggiustando le epoche in modo da avere sempre il cielo illune). Nelle migliaia di galassie poste sotto tale sorveglianza appariranno mediamente una o due diecine di supernovae esplose entro quella ventina di giorni. E per lo più si troveranno ancora nella fase di premassimo. É l'*infornata* da offrire ai grandi telescopi per l'osservazione spettroscopica e fotometrica.

Si sa che i tempi di osservazione con i massimi telescopi vengono assegnati con largo anticipo. Addirittura, per ottenere il tempo all'*Hubble Space Telescope* si dovrebbe non solo prevedere la data di scoperta di ciascuna supernova, ma anche in quale regione del cielo la supernova apparirà! Col procedimento ora descritto ciò è reso possibile. Tale operazione messa in atto una volta per semestre consente agli osservatori di andare ai grandi telescopi con un'infornata di una o due diecine di eventi! Spettroscopicamente, ai due Keck di 10 m, all'MMT di 4,5 m equivalenti, al 3,6 m dell'ESO, a La Silla; fotometricamente a telescopi medi, dal 4 m del Cerro Tololo, all'1,5 m dell'ESO. Telescopi tutti equipaggiati con filtri atti a isolare le regioni corrispondenti alle bande B e V spostate verso il rosso di $1 + z$. Il *redshift* è stabilito possibilmente in base allo spettro della galassia madre (righe di emissione dell'idrogeno (H_α) e dell'ossigeno (OII e OIII); altrimenti confrontando certe configurazioni spettrali della supernova lontana con quelle di una supernova "locale" (un metodo, questo, che soffre però dell'incertezza dovuta alla dispersione di circa 2500 km/s nelle velocità di espansione dell'atmosfera della supernova, velocità che sovrammettono a quella cosmologica).

Questo procedimento ebbe inizio nel 1992. Una prima tornata di osservazione fu fatta fra il 24 ed il 28 marzo col telescopio Isacco Newton di 2,5 m, alle Canarie, su 54 campi ad alta latitudine galattica in gran parte centrati su ammassi ad alto *redshift*, con 10 minuti di esposizione nella banda R (dato il forte *redshift*) su pixel di 0,57".

La seconda ripresa delle immagini ebbe luogo fra il 21 aprile e il 2 maggio. E subito fu ottenuto un brillante successo. Fra i vari eventi rilevati come possibili supernovae, un punto luminoso apparve il 24 aprile ad 1",5 dal nucleo di una galassia 21ª magnitudine R. Mentre l'oggetto continuava ad essere osservato fotometricamente con lo stesso telescopio, il riflettore Herschel di 4,2 m ottenne spettri della galassia ospite dove risultò evidente una stretta emissione a 5437 Å che fu identificata con la riga dell'OII a 3727 Å: un *redshift* di 0,458! La fotometria consentì di tracciare la curva di luce estesa oltre un anno. Apportata questa e le altre correzioni che sappiamo, la curva di luce risultò quella di una SNIa tipica dilatata nella coordinata temporale per il fattore 1,458.

Candele campione sempre più precise e affidabili

I vantaggi offerti dall'*HST* erano importantissimi per stabilire in tempi ragionevoli precise curve di luce per numerose cefeidi. Per sfruttare adeguatamente la calibrazione diretta con le cefeidi era necessaria però ridurre ulteriormente la dispersione residua nella magnitudine assoluta delle SNIa.

---

[5] Secondo un piano proposto da Kapteyn nel 1906, in 206 aree celesti di 3,5° x 3,5° dislocate sui paralleli di declinazione ± 90°, ± 75°, ± 60°, ± 45°, ± 30° e 0°, si dovevano studiare a fondo fino ai limiti delle possibilità strumentali tutte le stelle osservabili. L'impresa fu affrontata da vari osservatorî e nel 1953 nei cinque volumi della *Bergedorfer Spektral Durchmusterung* furono pubblicati magnitudine e tipo spettrale di tutte le stelle fino alla 13ª magnitudine fotografica per le 115 aree comprese fra 0° e +90°.

[6] Si dice estinzione l'indebolimento di luce misurato in magnitudini stellari.

In quegli anni la relazione di Phillips fu ripetutamente verificata e precisata. Dipendendo la luminosità di una supernova Ia dalla larghezza della curva di luce attorno al massimo, fu introdotto un procedimento per ottenere le differenze di magnitudine assoluta rispetto ad una curva di riferimento convenuta. Con la larghezza convenzionalmente fissata dal parametro Δm_{15}, furono predisposti un conveniente numero di profili (*templates*) in modo da poter individuare a quale di questi corrispondesse al meglio la curva osservata e stabilire così la correzione ΔM da apportare. In pratica era come allargare o restringere la curva di luce per portarla alla larghezza di riferimento. Venne perciò introdotto un parametro s detto fattore di stiramento (*stretching factor*) tale che $\Delta m = a(s^{-1} - s)$ dove a è una costante ricavata da numerose supernovae Ia vicine e normali (escludendo cioè alcune che risultassero peculiari). Per $s < 1$ si ha un allargamento della curva, per $s > 1$ un restringimento. L'effetto di tale procedimento si rivelò decisivo: la dispersione nella magnitudine assoluta delle SNIa scese da 0,4 a 0,15.

Un contributo notevole alla dispersione delle magnitudini assolute era l'incertezza nella correzione per l'assorbimento, soprattutto quello interno alla spirale madre, anche se Della Valle e Panagia avevano mostrato, nel 1992, che nelle spirali di tipo avanzato il rapporto tra l'estinzione nella banda B e l'eccesso di colore è non molto diverso da quello generale galattico. Quindi si sarebbe potuto risalire all'assorbimento dall'eccesso di colore rilevabile con un'opportuna fotometria in più colori. Il problema era divenuto ancor più pressante col raggiungimento delle grandi distanze, dato che all'arrossamento provocato dal pulviscolo interstellare si aggiunge in forte misura l'arrossamento cosmologico causato dalla velocità di espansione.

Quest'incertezza fu notevolmente ridotta con l'introduzione, nel 1996 di un procedimento basato sulla fotometria in quattro colori (B, V, R, I) da effettuarsi nel corso dei primi 35 giorni dopo il massimo.

È il *metodo della forma della curva di luce in più colori*, abbreviatamente MLCS (*multicolor light curve shape*), basato sulla costatazione che il colore nei primi 35 giorni dopo il massimo è correlato alla luminosità, nel senso che le SNIa più luminose, oltre ad essere più lente (massimi più stretti: relazione di Phillips) sono anche più blu. E varia anche con la fase, divenendo uguale per tutte dopo 35 giorni. Per avere un'idea dell'entità della correlazione, si consideri che, in base ad una prima accurata valutazione, risultò che ad aumento di 0,10 magnitudini V della magnitudine assoluta al massimo, corrisponde un aumento (arrossamento) di 0,03 in (B − V).

Si noti che del Δm, che misura la larghezza della curva di luce attorno al massimo, parte è intrinseca e parte dovuta all'assorbimento interstellare. La normalizzazione fatta col semplice ricorso allo *stretching factor* non distingue questo contributo, che è casuale e quindi provoca un aumento nella dispersione dei risultati. Invece il metodo MLCS, con l'osservazione in più fasi entro i primi 35 giorni, distingue i due contributi, perché la variazione di colore dovuta all'estinzione è indipendente dalla fase. In tal modo risultò in gran parte risolto anche lo spinoso problema dell'assorbimento.

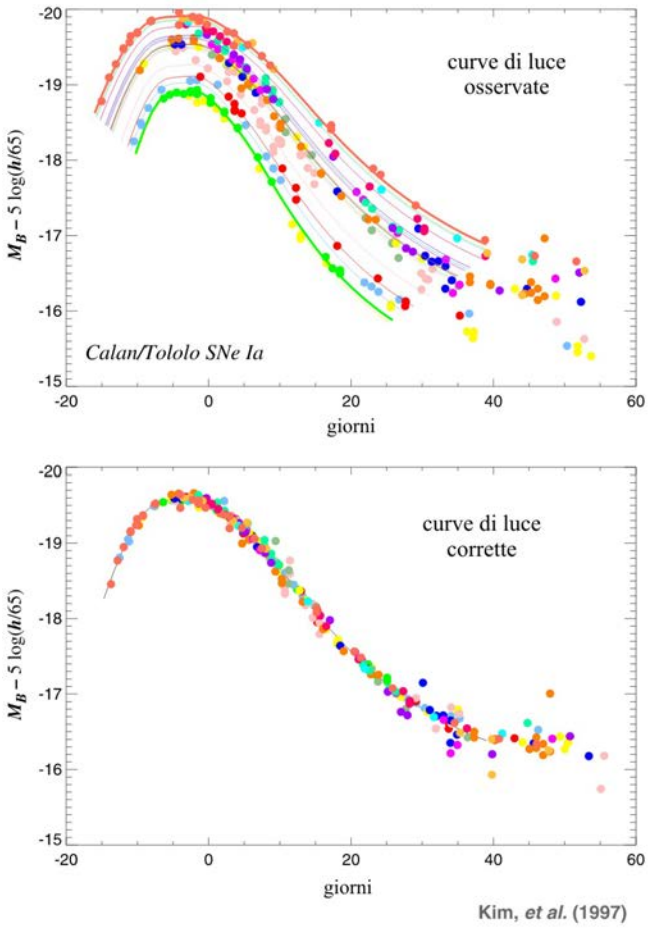

Fig. 20 In alto: curve di luce di SNIa a basso *redshift* corrette solo per effetto K e assorbimento interstellare, ma non per la relazione tra luminosità e velocità di declino. In basso: le stesse curve corrette mediante lo *stretching factor*.

Il procedimento MLCS fu ideato e applicato per la prima volta nel 1995 a 20 supernovae con z tra 0,07 e 0,1 da un gruppo dell'*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* guidato da A. Riess (ApJ 473, 88). La dispersione in magnitudine assoluta apparve ridotta a solo ±0,12. Il diagramma di Hubble, costruito con le magnitudini così corrette e con velocità riferite alla RCF in base ai risultati della sonda COBE, messa in orbita nel 1989 per studiare tale radiazione, mostrò un ottimo allineamento lungo una retta di pendenza $0{,}2010 \pm 0{,}0035$. Così fino a z circa 0,1 la relazione di Hubble risultò pienamente soddisfatta. Confrontando il grafico di Fig. 21 con i grafici di Figg. 16 e 19 si vede il progresso compiuto nell'arco di pochissimi anni.

Fu un risultato notevole. Il grado di allineamento lungo tale retta per valori di z abbastanza grandi da evitare l'effetto di moti locali, ma non tanto da risentire le deviazioni cosmologiche, è stata da allora considerata la miglior verifica empirica della piccolezza della dispersione in magnitudine assoluta ottenibile per le SNIa. E fu raggiunta piena fiducia di riuscire con queste a risolvere il problema dei parametri cosmologici. Si era nel 1996. Alla vigilia della scoperta epocale.

Si tenga presente che quelle direttamente ottenute col metodo MLCS sono luminosità relative, riferite alla luminosità attribuita alla curva di luce standard.

Ciò che si ottiene con si alta precisione è la pendenza della retta di Hubble. Per stabilire il punto zero occorre conoscere con adeguata precisione la magnitudine assoluta, ovverosia la distanza, di almeno una supernova. Riess e colleghi si valsero di tre supernovae la cui distanza era stata determinata per confronto diretto con le cefeidi; fra queste quella in NGC5253. In tal modo, unitamente alle velocità delle galassie ospiti riferite alla RCF, poterono, come prodotto secondario della loro ricerca ricavare un valore della. costante di Hubble: $H_0 = 64 \pm 6$ km/s/Mpc. Come abbiamo visto, ci avevano già provato due anni prima Sandage e colleghi con le primissime supernovae calibrate direttamente con le cefeidi nelle galassie NGC4182 e 5253, ottenendo un risultato che oggi sappiamo essere assai più lontano dal vero. Ma ciò è da ascrivere prevalentemente al fatto che le velocità non erano ancora riferite alla RCF.

10. Emergono i parametri di densità

A fianco del lavoro di calibrazione tramite le cefeidi, continuava la caccia a supernovae sempre più lontane. Nel 1996 il *Supernova Cosmology Project* era arrivato a scoprire 28 supernovae Ia con z compreso fra 0,354 e 0,458 ed ottenere la luminosità al massimo con una dispersione di 0,19 nella magnitudine B. Secondo il modello cosmologico odierno, si era raggiunta una distanza di 2 miliardi di parsec.

Tale distanza e tale precisione consentirono il primo tentativo di ricavare i parametri cosmologici tramite le SNIa: un diagramma di Hubble con le sette supernovae ad alto z ora dette, e con una diecina "vicine" ($0{,}01 < z < 0{,}06$; distanza < 250 Mpc). Il diagramma mostrò in corrispondenza ai massimi *redshifts* indicazione di una deviazione dalla retta. Deviazione quantificabile con grande incertezza. Tuttavia da un'accurata analisi si ricavò che i dati erano compatibili con una costante cosmologica non nulla.

La costante cosmologica, invocata già, come abbiamo visto, da alcuni anni, scaturiva ora quantitativamente dai dati di osservazione, sia pure con grande incertezza. Fu allora che si cominciò ad abbandonare l'uso del parametro q_0, valido nell'ambito del modello canonico, a favore dei parametri di densità Ω_M per la materia e Ω_Λ per la cosiddetta energia oscura. Era il 1997. I tempi incalzavano. In quel medesimo anno il *Supernova Cosmology Project* raggiunse il *redshift* 0,83. In un'infornata di 16 probabili supernovae individuate col 4 m di Cerro Tololo, una, risultata poi di magnitudine R = 24 al massimo di luce e che era apparsa particolarmente interessante, fu posta sotto osservazione spettrografica col Keck II (apertura 10 m): lo spettro risultò coincidere con quello di una SNIa fra 1 e 4 giorni (di tempo proprio) prima del massimo. Le osservazioni fotometriche confermavano che quelle spettrografiche erano state fatte nella fase immediatamente precedente il massimo. La curva di luce si adattava a quella di una supernova Ia stirata di un fattore 1,8 lungo l'asse del tempo: evidentemente per effetto della dilatazione del tempo. Lo spettro, ottenuto con 1,5 ore di esposizione, dette conferma: era stato raggiunto il *redshift* $z = 0{,}83$! Questa supernova, cui spettò la denominazione SN1997ap, fu inserita nel pro-

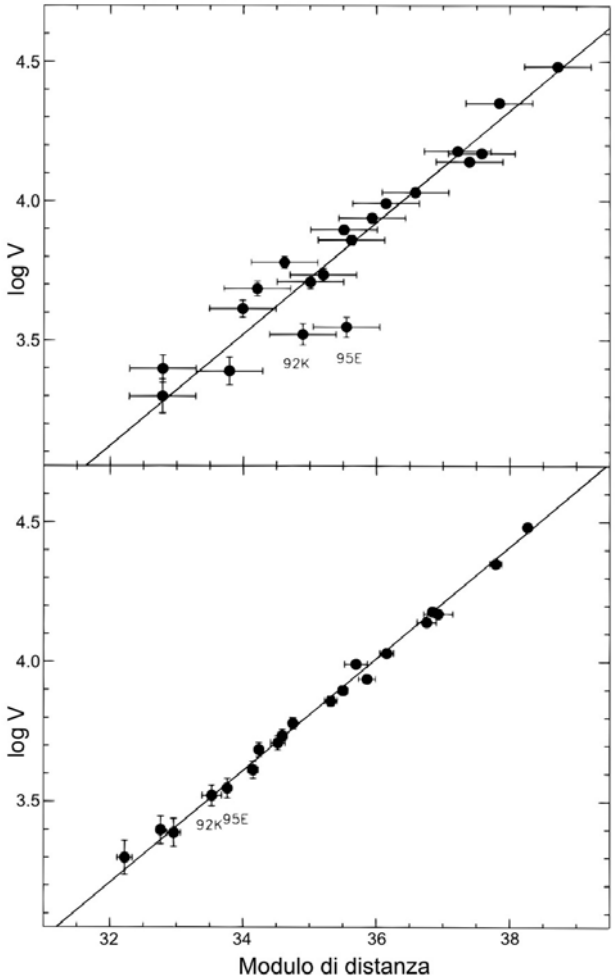

Fig. 21 Diagramma di Hubble (logaritmo della velocità versus modulo di distanza) costruito nel 1996 con 20 supernovae di tipo Ia, a z compreso fra 0,07 e 0,1. Le velocità sono riferite alla RCF in base ai risultati della sonda COBE. In alto i risultati senza correzione per l'estinzione. In basso, con le magnitudini corrette col metodo MLCS. Le barre di errore rappresentano un'ampiezza di 300 km/s che è una stima della velocità peculiare (casuale) media (Riess, Press e Kirshner ApJ 473,88; 1996).

gramma di osservazione fotometrica dell'*HST*, già prenotato genericamente per il campo sotto osservazione. Il telescopio spaziale riuscì anche a rivelare una debolissima immagine della galassia ospite centrata a 1" dalla supernova (magnitudine I integrata 25,2 di fronte a 23,2 per la supernova al massimo). La curva di luce, corretta per il fattore K, risultò sovrapponibile a quella di una SNIa non arrossata. E infatti la regione di cielo (nella Vergine) era nota per assenza di arrossamento galattico e la posizione molto periferica nella galassia ospite giustificava un trascurabile arrossamento *in loco*. Mediante lo *stretching factor* venne ricavata la magnitudine.

Ammettendo, come ipotesi di lavoro, che valesse il modello di Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$) e ponendo $H_0 = 65$) a tale distanza angolare corrispondeva la distanza lineare 6 kpc. Fu così possibile stimare l'estensione

dell'appena percettibile galassia e quindi la luminosità superficiale che, insieme alla magnitudine assoluta, dava indicazione di una spirale simile a quelle locali.

Analoghi risultati erano stati contemporaneamente ottenuti dall'altro gruppo, l'*High Z Cosmology Project*, anche se non era stato raggiunto il primato nell'alto valore di z.

Mentre queste *équipes* erano impegnate nella caccia a supernovae quanto più possibile lontane, un'altro gruppo operante a Cerro Calan (*Campus* dell'università del Cile) e all'Osservatorio interamericano di Cerro Tololo, si era addossato il compito di trovare e studiare con la massima precisione supernovae a distanze intermedie ($z < 0{,}5$). Un lavoro i cui risultati non avrebbero mai "fatto notizia", ma pure di fondamentale importanza perché avrebbero consentito di sfruttare pienamente il raggiungimento delle estreme distanze. Nel 1993 il gruppo, detto concisamente Calan-Tololo, era arrivato a scoprire 27 supernovae Ia con z compreso fra 0,01 e 0,1 (velocità di recessione da 3000 a 30.000 km/s e distanze, grosso modo, da 50 a 500 Mpc).

Al *redshift* 0,83 il limite per cominciare a discriminare fra i possibili valori dei parametri di densità era stato raggiunto decisamente. Infatti nel modello canonico (costante cosmologica $\Lambda = 0$) e con geometria piatta ($\Omega_M = 1$), un oggetto posto alla distanza corrispondente a tale valore di z appare di quasi mezza magnitudine più luminoso che con $\Omega_M = 0{,}1$. Dal diagramma costruito con le poche supernovae "lontane" e con quelle "vicine" di Calan-Tololo (Fig. 22) furono ricavate limitazioni ai valori delle costanti cosmologiche. Presumendo un universo piatto, come ormai indicavano anche i dati della RCF, per $\Lambda = 0$ si otteneva $\Omega_M = 0{,}2 \pm 0{,}4$, per $\Lambda \neq 0$ $\Omega_M = 0{,}6 \pm 0{,}2$ e $\Omega_\Lambda = 0{,}4$. Ciò con probabilità (*confidence*) 90%.

Circa la costante H_0, da queste poche supernovae ad alto z e da numerose a basso z, diversi autori (Sandage, Riess, R. Kirshner e altri) ricavarono valori compresi fra 57 e 64 km/s/Mpc con incertezza di $6 - 7$.

Il primato della distanza passò subito però nelle mani dell'*High Z Cosmology Project* con la scoperta di una supernova Ia a $z = 0{,}97$ (la 1997ck, di 25ª magnitudine B). Per non ripeterci, sorvoliamo i dettagli tecnici, che ricalcano quelli succintamente esposti qui sopra. Posta nel diagramma insieme con le altre ad alto z e con 27 supernovae vicine (quelle di Calan-Tololo, a $z < 0{,}15$) confermò la tanto attesa deviazione della curva dall'andamento rettilineo. La dozzina di supernovae a $z > 0{,}2$ venivano a trovarsi, nel diagramma magn. apparente *vs* z, nettamente al di sopra della retta, cioè più deboli, con andamento sistematico.

Ammettendo che quelle antiche supernovae fossero identiche a quelle attuali, cioè azzerando ogni effetto evolutivo, come del resto sembrano mostrare le caratteristiche fotometriche e spettroscopiche, si doveva dedurre che erano più lontane del $10 \div 15$ % di quanto deducibile dal modello cosmologico canonico, generalmente adottato, che prevedeva il rallentamento dell'espansione. Al contrario, l'espansione risultava accelerata! Ovviamente si era davanti ad un primo risultato, a una deduzione con un certo margine d'incertezza. Ma che appariva con significativa probabilità, dirimendo una pluridecennale controversia.

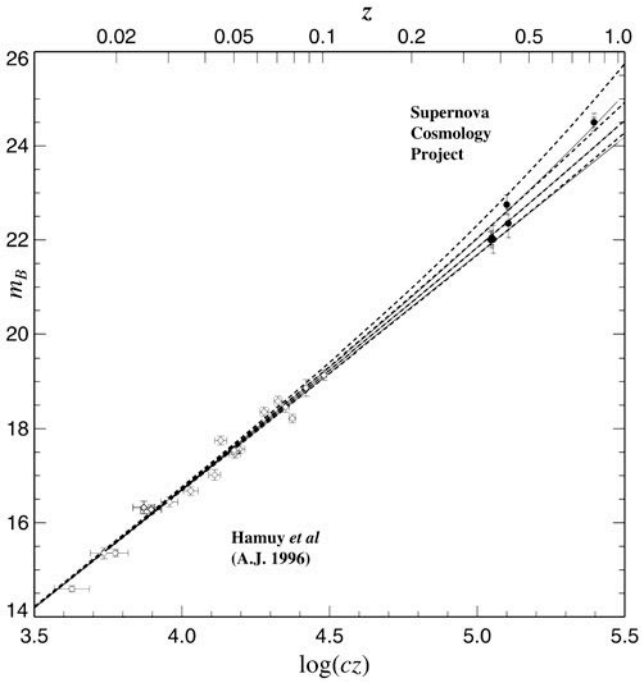

Fig. 22 La supernova a $z = 0{,}83$ (SN1997ap) e 5 delle prime 7 supernovae ad alto *redshift* (cerchietti pieni; alcuni punti si accavallano) scoperte dal *Supernova Cosmology Project*, unitamente a 18 a bassi *redshifts* (cerchietti vuoti) scoperte dal *Calan-Tololo Supernova Survey* (da Nat 391, 51 del 1 gennaio 1998). Le barre indicano l'error medio. Le linee sono le curve teoriche; quelle continue sono relative al modello standard e rappresentano dall'alto verso il basso (Ω_M; Ω_Λ) = (0 ; 0), (1 ; 0), (2 ; 0). Le tratteggiate rappresentano l'universo piatto con costante cosmologica: (Ω_M; Ω_Λ) = (0 ; 1), (0,5 ; 0,5), (1,5 ; −0,5). Solo nella parte più bassa si ha un'unica curva di pendenza 0,2. Nel 1997 si era arrivati finalmente a raggiungere il limite oltre cui le deviazioni dalla retta di Hubble divengono sensibili.

L'espansione dell'universo era accelerata! La notizia, inattesa e sorprendente, fu comunicata da Perlmutter e A. Filippenko il 18 febbraio 1998 in una conferenza stampa a Los Angeles.

Per spiegare l'accelerazione era necessario accettare l'introduzione della costante cosmologica Λ che rappresenta una forza che contrasta la gravità favorendo l'espansione. Le proprietà dell'universo non sono più in tal modo definite univocamente dal parametro di densità della materia Ω_M, ma da questo e dal parametro Ω_Λ congiuntamente.

Rimandando alla Parte II per le conseguenze di tale innovazione nei modelli cosmologici, qui ci limitiamo a dire che scompare ogni contraddizione tra il valore di H_0 e l'età dell'universo. Dosando opportunamente, nei limiti imposti dal diagramma di Hubble, i valori relativi di Ω_M ed Ω_Λ la funzione t= $f(\Omega_M, \Omega_\Lambda, H_0)$ che esprime, appunto, il tempo trascorso dall'istante iniziale, può assumere il valore indicato dagli astrofisici.

Questo epocale risultato fu esposto in due ampie relazioni. Nello stesso anno 1998 Riess e colleghi (tra cui Phillips e Schmidt) del gruppo *High Z Cosmology Project* pubblicarono (AnJ 116, 1009) uno studio di 10 supernovae a z fra 0,30 e 0,97 e 27 supernovae vicine (z fra 0,008 e 0,125). Il diagramma con le magnitudini attentamente cor-

rette col metodo MLCS, mostrava e giustificava i risultati annunciati, indicando chiaramente una cosmologia con $\Lambda > 0$, escludendo un universo chiuso dalla materia (cioè $\Omega_M = 1$) e rendendo assai poco probabile anche una cosmologia con $\Lambda = 0$ e $\Omega_M \to 0$.

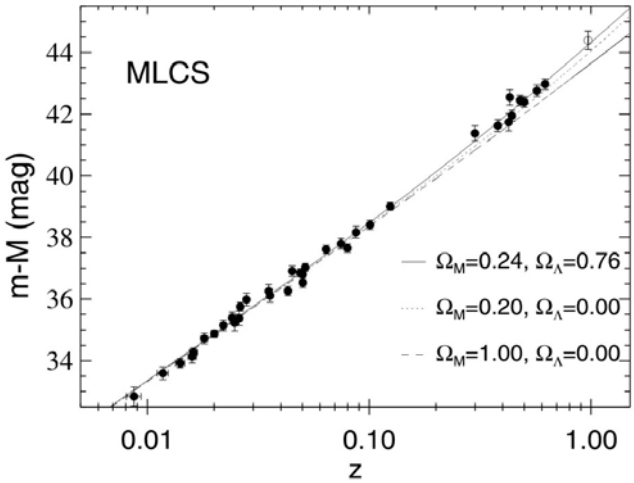

Fig. 23 Diagramma costruito con 10 supernovae ad alto *z* osservate studiate dal gruppo *dell'High z Cosmology Project* e 27 di quelle a basso *z* della *Calan-Tololo Survey*. Magnitudini tutte ridotte col metodo MLCS. Vi sono rappresentate le curve relative a tre diverse cosmologie, come indicato. Questo e quelli di Perlmutter (Figg. 22 e 37) furono i grafici che mostrarono che l'espansione è accelerata).

Nel 1999 apparve (ApJ 517, 565) l'analoga relazione da parte del *Supernovae Cosmology Project* firmata da Perlmutter e numerosi colleghi tra cui il nostro Panagia. Nel diagramma (Parte II, Fig. 41) la supernova più lontana è a 0,83: tuttavia, con 42 di un universo in accelerazione ($\Lambda > 0$), è ancor più pressante.

Per confermare ed eventualmente precisare il sorprendente risultato raggiunto bisognava spingersi a distanze ancora maggiori. Fra i motivi di cautela è da ricordare in particolare che all'epocale scoperta si era arrivati ignorando eventuali effetti evolutivi, per cui le supernovae ad alto *redshift* possono avere luminosità alquanto diversa da quelle vicine. La caccia a supernovae Ia ad alto z e di distanza misurabile con la massima possibile precisione proseguì alacremente.

Per assicurare la richiesta precisione nelle distanze che di volta in volta sarebbero state raggiunte, proseguì pure la ricerca e lo studio di cefeidi in galassie sempre più lontane. Nel 1999 furono raggiunte le cefeidi in una galassia dell'ammasso del Centauro, la cui distanza fino ad allora era molto incerta. Su immagini ottenute dall'*HST* nell'arco di 14 mesi, furono individuate una quarantina di cefeidi di magnitudine V fra 26 e 28. Per raggiungere la precisione fotometrica necessaria perché lo studio fosse proficuo si dovette ricorrere a raffinatissime tecniche di elaborazione delle immagini ed a speciali algoritmi. Ne risultò una distanza di 33 Mpc, la massima distanza raggiunta con le cefeidi. Fu così possibile un ulteriore raffinamento della calibrazione delle supernovae Ia.

Nel frattempo era sopraggiunta una nuova determinazione della distanza della Grande Nube di Magellano (da 50 a 49 Mpc), distanza sulla quale, come sappiamo, era consuetudine stabilire il punto zero della relazione periodo-luminosità. Tutto ciò portò ad ottenere, con una valutazione pesata delle più attendibili determinazioni recenti, il valore $H_0 = 74 \pm 6$ km/s/Mpc. Un'incertezza dell'8%. Questo fu il valore annunciato da Freedman all'Assemblea Generale dell'UAI nell'agosto 2000.

Pochi mesi dopo, su immagini di archivio dell'*HST*, Riess e P. Nugent scoprirono una supernova Ia apparsa nel 1997 in una debole galassia a $z = 1{,}7$. Posta con la sua magnitudine apparente nel diagramma di Hubble, questa supernova, che ricevette la denominazione 1997ff, apparve chiaramente al di sopra della curva corrispondente all'evoluzione del modello standard. E non lasciava equivoci: molto più al di sopra di quanto imputabile ad assorbimento neutro o ad effetti evolutivi. La cosmologia a $\Lambda \neq 0$ risultava così confermata. L'annuncio fu dato nell'aprile 2001. Da allora le ricerche sulle supernovae a sempre più alto *redshift*, unitamente allo studio della RCF, mirano in generale a stabilire i valori dei tre parametri cosmologici basilari: H_0, Ω_M e Ω_Λ. Dei clamorosi effetti dell'introduzione del parametro Ω_Λ , che rappresenta la densità della cosiddetta energia oscura, sulla geometria dello spazio e sulle possibili linee evolutive dell'universo, si parla della Parte II. Qui parliamo solo della determinazione della costante di Hubble.

11. Ultra

A metà degli anni '90 la prevalente fonte d'incertezza nelle determinazioni di distanza tramite le cefeidi stava ancora nel punto zero della relazione periodo-luminosità. Seguivano, di minor rilevanza, le incertezze nelle correzioni per assorbimento interstellare (arrossamento) e quella per l'effetto di metallicità.

Il *Key project* si era basato sulla relazione periodo-luminosità ricavata dalla Grande Nube di Magellano, come pendenza e termine costante (punto zero), quest'ultimo ottenuto accettando in 18,50 il modulo di distanza visuale corretto per l'assorbimento interstellare. La distanza della Grande Nube di Magellano era stata determinata con i più diversi metodi (*RR Lyrae*, variabili ad eclisse, TRGB, gli echi nebulari della supernova del 1987 e altri) ottenendo moduli tra 18,27 e 18,64: un'incertezza quindi di $\pm 0{,}3$ magnitudini. Purtroppo mancavano distanze di cefeidi stabilite col metodo astrometrico (in pratica, le parallassi trigonometriche). Nessuna cefeide è, infatti, più vicina di 250 pc e perfino quelle ottenute negli anni '90 tramite il satellite astrometrico Hipparcos erano risultate inadeguate. Riguardo all'assorbimento, l'osservazione sistematicamente effettuata dall'*HST* nelle bande spettrali V e I, consentì di ricavare più attendibili correzioni. Più ardua ad affrontare la correzione per metallicità. Considerazioni teoriche mostrano che il diverso contenuto di "metalli" nelle cefeidi (in diverse regioni di una spirale o in diverse spirali) modifica, sia pur lievemente, la relazione periodo-luminosità, ma la quantificazione è estremamente difficile. Solo nel corso dell'ultimo decennio del secolo, accuratissime osservazioni nel visuale e nell'infrarosso hanno portato ad una

prima valutazione, molto incerta: correzioni comunque dell'ordine di pochi centesimi di magnitudine. In tale lavoro di revisione della relazione periodo-luminosità il *Key project* ha preso in considerazione anche il *Malmquist bias* che qui si manifesta in modo particolare. Infatti, il campione di cefeidi osservato in ciascuna galassia è limitato in magnitudine a causa del rapporto segnale disturbo che per le cefeidi più deboli diviene troppo basso. E siccome col diminuire della luminosità diminuisce anche il periodo, la selezione svantaggia i periodi più corti influendo sulla pendenza della curva. A ciò si è rimediato ponendo al campione un limite inferiore di periodo anziché di magnitudine, limite che corrisponde alla più debole luminosità a cui ancora il rapporto segnale-disturbo è accettabile. Ma sul problema della relazione P/L torneremo fra breve.

Nel 2001 fu pubblicata la relazione finale su tale vasta opera di revisione (ApJ 553, 47). Su 31 galassie con cefeidi ben studiate (da un minimo di 7 fino a 98 in una singola galassia) e dislocate fra 2 Mpc (M31) e circa 20 Mpc, erano state tarate 8 SNIa (fra cui quelle nelle galassie NGC4182 e IC5253 di cui abbiamo già parlato), nonché i metodi TF, SBF e EPM (per quest'ultimo metodo, anziché di calibrazione é meglio però parlare di verifica, in quanto l'EPM fornisce direttamente la distanza). Con gli indicatori così tarati sugli indicatori primari, furono misurate distanze fino a *redshifts* circa 0,10 (450 Mpc) e fu ricavata la costante H_0 per ciascun metodo.

La Fig. 24 riporta il diagramma di Hubble (magnitudine apparente corretta *versus* $\log z$) costruito nel 2001 con le magnitudini V delle supernovae più affidabili. In tutto 36, avendo scartato quelle con velocità < 3100 km/s (cioè a $z < \sim 0{,}01$) onde eliminare gli effetti dei moti locali. I punti sono strettamente allineati lungo la retta di pendenza 5: la dispersione risulta infatti 0,14. Ora che i dati sulla RCF avevano consentito di stabilire le velocità in un riferimento cosmico, un diagramma esteso in z fino a 0,1 era sufficiente a stabilire valori di H_0 assai più attendibili dei vecchi diagrammi estesi a distanze assai maggiori (Sandage e Tammann nel 1972 avevano raggiunto $z \sim 0{,}5$). Le supernovae ad alto z, indispensabili per discriminare tra i vari modelli cosmologici, avevano ormai ben poco peso per quanto concerne H_0 (a inizio secolo si dava per certo che questa costante fosse stabilita con la precisione del 10%). Erano invece necessarie per stabilire i parametri di densità.

Come abbiamo detto, l'insostituibilità delle SNIa per le massime distanze, non aveva certo fatto abbandonare la calibrazione, tramite le cefeidi, di altri indicatori. La relazione finale del *Key Project* riporta i valori di H_0 ottenuti con vari metodi:

Metodo	N	H_0 Km/s/Mpc	Intervallo di distanza Mpc
SNIa	36	71 ± 4	da 56 a 450
SNII	4	72 ± 7	da 25 a 200
TF	21	71 ± 5	da 15 a 125
SBF	6	70 ± 5	da 50 a 80

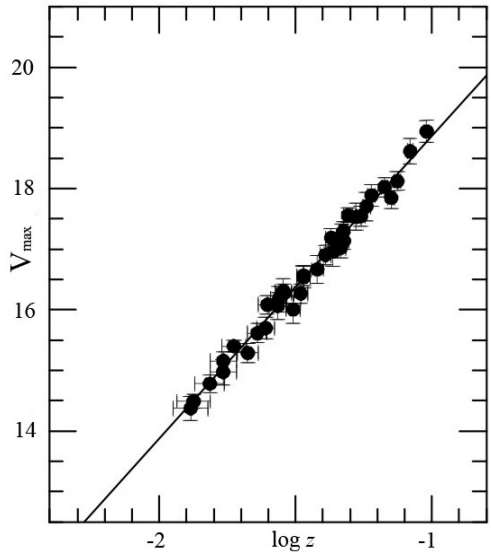

Fig. 24 Diagramma di Hubble costruito nel 2001, nell'ambito del *Key Project* con 36 SNIa a basso *redshift* e con velocità riferite alla RCF. La dispersione dei punti attorno alla retta di pendenza 5 è assai piccola.

Il valore adottato dagli autori - W. Freedman, B. Madore e numerosi colleghi - fu 72 ± 7 km/s/Mpc (errore comprensivo anche degli effetti sistematici): un'incertezza quindi del 10%.

In seguito, di volta in volta che utilizzando l'uno o l'altro dei vari indicatori di distanza si è ottenuto un nuovo risultato, il valore di H_0 è rimasto sempre entro i limiti fissati dal quadro qui sopra riportato. Nel 2006 dall'effetto Sunyaev-Zeldovich misurato in 38 ammassi di galassie a z compreso fra 0,14 e 0,89 fu ricavato, accettando $\Omega_M = 0{,}3$ e $\Omega_\Lambda = 0{,}7$, $H_0 = 76{,}9$ km/s/Mpc.

Le parallassi trigonometriche delle cefeidi e la galassia a maser

Comunque il problema dei parametri cosmologici è rimasto essenzialmente affidato alle supernovae e quindi, in definitiva, all'indicatore primario: le cefeidi.

La relazione P/L utilizzata nel *Key Project* era quella di Sandage e Tammann del 1968 (Fig. 9) ritoccata nel 1991 da Madore e Freedman per l'effetto di metallicità. Effetto che era stato potuto prendere in considerazione grazie alla sostituzione della fotografia con il recettore CCD che ha consentito la fotometria in più colori, dalle tradizionali bande B e V fino a quella infrarossa K (2,2 μm). Ottenuta la (piccola) correzione per metallicità, che sanava le diversità di pendenza rispetto alla GNM, restava il problema di una definitiva precisazione del punto zero.

Abbiamo accennato alla difficoltà di una soluzione. Ma un decisivo progresso si è avuto nel corso del primo decennio del presente secolo. Nel 2002 l'*HST* fornì per la δ Cephei la parallasse $0{,}003660'' \pm 0{,}00015''$ pari a 273 ± 11 pc: una precisione del 4%. La Grande Nube di Magellano è risultata allora a 52.000 pc, distanza giusto intermedia fra quelle fino ad allora trovate con vari metodi (escluse ovviamente le cefeidi, se sono queste che si vuol calibrare). Infine nel 2007 ci si è svincolati dalla GNM.

Dai dati dell'*HST* sono state ricavate le parallassi di 10 cefeidi galattiche a distanza compresa fra 250 pc e 460 pc con precisione fra il 4% e il 12%. Un solido ancoraggio per stabilire il punto zero della relazione periodo-luminosità, al di fuori della GNM.

Un altro solido ancoraggio è stato poi fornito dalla spirale a maser NGC4258 (vedi p. 26). Ne era appena stata portata a compimento la misura della distanza col metodo maser, che nel 1999 vi furono scoperte e studiate con l'*HST* le prime cefeidi che dettero immediatamente conferma della validità del metodo. Nel 2009 un ulteriore decennio di assidue osservazioni avevano accresciuto sensibilmente la precisione della misura del moto proprio rotazionale di questa spirale fissandone la distanza maser in $7{,}2 \pm 0{,}2$ Mpc e facendone scendere l'errore al 2,5%2. Distanza che è risultata coincidente entro i ristretti limiti di errore con quella ricavata assumendo per la relazione P/L il punto zero dedotto dalle 10 cefeidi galattiche ora dette. E anche con quella ricavata col metodo TRGB. Superato questo test, l'NGC4258 è divenuta un riferimento basilare per calibrare le cefeidi.

I vantaggi di queste nuove calibrazioni su quella tradizionale della GNM stanno non solo nella minor incertezza del punto zero, ma anche nel fatto che la metallicità delle cefeidi della Nube è diversa da quella delle cefeidi galattiche e delle galassie dove sono state reperite cefeidi.

Il riferimento alla Grande Nube di Magellano, rimasto basilare per oltre ottant'anni, dalla scoperta della relazione periodo-luminosità fino a pochissimi anni fa, è oggi abbandonato.

Un'équipe guidata da Riess ha recentemente ancorato alla galassia a maser altre sei galassie (distanti approssimativamente da 12 a 32 Mpc) mediante semplici misure differenziali tra le cefeidi, ricavando quindi le distanze con grande precisione (il solito metodo che abbiamo visto applicare con altre candele campione per stabilire il rapporto fra le distanze di vari ammassi e Virgo). Queste sei galassie rispondevano a ristretti criteri: a) tutte ospiti di SNIa osservate fin da prima del massimo di luce con tecniche recenti (esclusa quindi la fotografia); b) che mostrassero spettro tipico; c) e tutte, come la NGC4258, ospiti di numerose cefeidi ben osservate con l'*HST*. Le misure sono state effettuate nelle bande V e I al fine di minimizzare l'errore nella correzione per l'assorbimento interno di ciascuna galassia e per l'effetto dell'eventuale diversa metallicità delle cefeidi nelle diverse galassie, anche se già l'abbandono della Grande Nube di Magellano aveva sensibilmente migliorato la situazione.

La Fig. 25 (che non è un diagramma di Hubble) mette a confronto per queste 6 spirali le distanze dalla NGC4258 ricavate dalle supernovae (in ascissa) con quelle ricavate dalle cefeidi (in ordinata).

In ascissa sta la magnitudine apparente al massimo delle supernovae, debitamente corretta secondo il procedimento MLCS. Per le cefeidi, dato che la magnitudine assoluta dipende fortemente dal periodo, non è possibile esprimere la distanza in magnitudini apparenti come per le supernovae. Perciò in ordinata è riportato il modulo di distanza μ_{i} delle cefeidi della i-esima galassia, riferito a quello della spirale 4258: cioè $\mu_{\mathrm{i}} = \mu_{\mathrm{ic}} - \mu_{4258\mathrm{c}} + \mu_{\mathrm{maser}}$, dove μ_{ic} è il modulo della i-esima galassia dedotto dalle cefeidi, $\mu_{4258\mathrm{c}}$ è il modulo di NGC4258 pure dedotto dalle cefeidi e μ_{maser} quello dedotto col metodo maser. Con tale procedimento differenziale vengono eliminati molti effetti sistematici e il punto zero resta ancorato alla NGC4258. Il grafico mostra la stretta concordanza quali indicatori di distanza, fra cefeidi, supernovae e metodo maser.

La relazione P/L ora ha una calibrazione assoluta basata sulle 10 cefeidi galattiche con parallasse trigonometrica ottenuta tramite l'*HST*. Ciò, unitamente all'ormai diffusa pratica della fotometria nell'infrarosso, ha ridotto notevolmente le due principali fonti residue di errore sistematico: l'incertezza nel punto zero e l'effetto della metallicità.

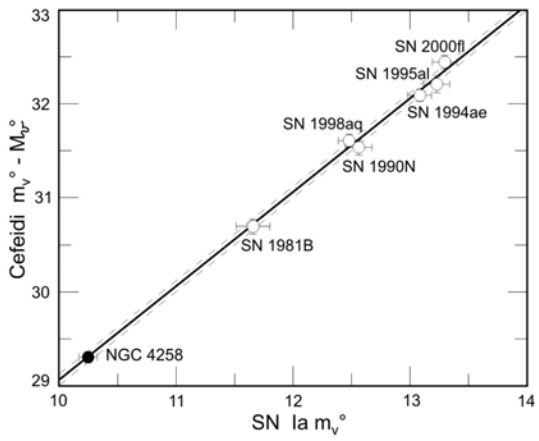

Fig. 25 Le distanze relative di 6 galassie ospitanti SNIa e della galassia a maser NGC 4258 dedotte sia dalle supernovae (ascissa) che dalle cefeidi (ordinata). Da ApJ 699, 539 (2009)

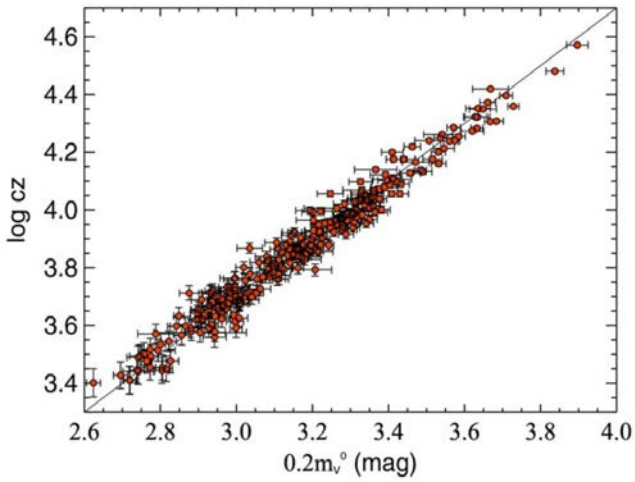

Fig. 26 Diagramma ottenuto nel 2009 con 240 supernovae a $z < 0{,}1$ (Riess ApJ 699, 539). m_{v}^{0} è la magnitudine apparente visuale corretta per l'assorbimento. La pendenza della curva soddisfa pienamente la relazione (3).

Con la doppia calibrazione del punto zero - quella fornita dalle 10 cefeidi galattiche e quella basata sulla NGC4258 - un'équipe guidata da Riess nel 2009 ha stabilito con alta precisione le distanze di 240 SNIa locali e precisamente a z compreso fra 0,023 e 0,1.

Le velocità, e quindi le z, sono riferite alla RCF secondo una formula ormai consolidata e ci si è valsi di recenti modelli per i moti peculiari locali. La Fig. 26 mostra il diagramma di Hubble costruito con tali supernovae. Da questi dati ha ricavato $H_0 = 74{,}2 \pm 3{,}6\ \mathrm{km/s/Mpc}$.

Abbiamo già visto che già trent'anni fa era stato avanzato il dubbio che al di là di 50 Mpc il valore della costante H s'innalzasse bruscamente; dubbio rapidamente eliminato. Recentemente l'ipotesi è stata di nuovo avanzata in forma più circostanziata: che ci si possa trovare entro una regione di forte deviazione generale dal flusso di Hubble: la cosiddetta *bolla di Hubble*. Secondo una ricerca del 1998, entro un raggio corrispondente a $z{\sim}0{,}025$, H_0 sarebbe del 6% maggiore che nello spazio esterno. Ci troveremmo quindi in una bolla di bassa densità. Oggi che il valore della costante H_0 è preciso al 5%, è possibile verificare tale risultato. L'esito di un'apposita ricerca pubblicato nel 2009, ha mostrato che ogni discontinuità nell'intervallo $0{,}015 < z < 0{,}060$, se esiste non può superare il 2%. Ciò ha accresciuto affidabilità all'uso per fini cosmologici di SNIa locali, giù fino a $z{\sim}0{,}01$.

Fin qui i valori di H_0 forniti direttamente dal diagramma di Hubble. Ma è possibile ricavarli dai dati sui picchi acustici della RCF forniti dalla sonda spaziale MAP (parte II) inserendoli nella relazione teorica fra i vari parametri cosmologici. Il più recente risultato ottenuto in tal modo ha dato $H_0 = 70{,}5 \pm 1{,}3\ \mathrm{km/s/Mpc}$.

Sul comportamento di H alle grandissime distanze c'è ancora molta incertezza. Per ridurla occorre riuscire a ottenere per z numerosi valori $> 1{,}5$ e con precisione superiore al 10%, per oggetti di distanza nota. È vero che si misurano *redshifts* molto maggiori (il primato, che era 4,43 verso la fine degli anni '80, è salito verso la fine dei '90 a 5,60 per una galassia di 27ª magnitudine); però tali valori non servono a verificare la legge perché non si conoscono le distanze di oggetti così lontani.

Tre metodi di misura delle distanze - cefeidi, TRGB e maser - confrontandosi reciprocamente nella spirale NGC4258 hanno mostrato una concordanza di alta precisione. E concordano nel risultato oggi ritenuto più attendibile: $H_0 = 73 \pm 5\ \mathrm{km/s/Mpc}$ (ARAA, 48, 673)[7].

L'incertezza di questa costante, valutata nel 50% nei primi anni '90 e scesa al 10% nel 2001, oggi si è ridotta al 5%.

[7] Un valore recente e accurato è $H_0 = 74{,}3 \pm 2{,}1\ \mathrm{km/s/Mpc}$, ottenuto da un gruppo di astronomi sotto la guida di W. Freedman, utilizzando il telescopio orbitante infrarosso Spitzer della Nasa, con osservazioni di cefeidi nella Galassia e nella GNM (E. Ricci, Le Scienze dic. 2012, p. 28) (n.d.r.)

PARTE II

LA CONCEZIONE ASTRONOMICA DEL COSMO NEL CORSO DELL'ULTIMO SECOLO

Un secolo fa l'età dell'universo era al di là di ogni possibilità di valutazione. Oggetto, a parte le sempre più screditate narrazioni mitologiche, di millenarie inconcludenti speculazioni filosofiche. Poi, nel corso di un ventennio, a seguito di una sorprendente scoperta astronomica e nell'ambito di una affascinante teoria di matematica eleganza inquadrata nelle leggi fondamentali della Fisica, è divenuta una quantità misurabile con sempre maggior precisione

Premessa

In tempi lontani il termine cosmologia è stato usato quale sinonimo di cosmografia, ma oggi sta a significare lo studio della struttura generale e dell'evoluzione dell'universo basato sui dati di osservazione astronomica interpretati alla luce delle leggi e dei principi generali della Fisica.

I modelli di universo oggi accettati dalla grande maggioranza dei cosmologi sono basati sulla Relatività generale. E qui tracciamo la storia della cosmologia relativistica, una storia che sta per compiere un secolo, avendo avuto inizio nel 1917, quando Einstein espose il primo "modello" di universo relativistico.

Nel novembre 1915 i Rendiconti dell'Accademia prussiana delle Scienze ospitano l'articolo di Einstein *Die Feldgleichungen der Gravitation* (Le equazioni del campo gravitazionale) che espone le fondamenta della Relatività generale. Pressoché contemporaneamente, appare l'articolo di David Hilbert, *Grundlagen der Physik* (Fondamenti della Fisica), che sviluppa in forma matematica originale vari concetti della gravitazione. Formulazioni che daranno un valido contributo alla teoria einsteiniana.

Nel 1916 Einstein pubblica nel vol. XLIX degli *Annalen der Physik* l'articolo *Die Grundlagen der Algemeinen Relativitätstheorie* (I fondamenti della Relatività generale) che espone la sua teoria in termini meno sintetici rendendola accessibile anche ai non specialisti. Le equazioni del moto dei corpi ricavate dalle equazioni di campo relativistiche generali spiegano l'eccesso di avanzamento del perielio di Mercurio rispetto alla teoria newtoniana; inoltre danno per la deflessione dei raggi luminosi nel campo gravitazionale del Sole un valore diverso da quello fornito dalla fisica newtoniana. Si presentarono così subito due possibili verifiche della rivoluzionaria teoria. Con l'osservazione della deflessione della luce nella misura prevista durante l'eclisse totale del 1919, la Relatività generale supererà la prima verifica e Einstein acquisterà fama e gloria.

La prima applicazione cosmologica apparve, nel 1917 ad opera dello stesso Einstein, con l'articolo, pubblicato ancora nei Rendiconti dell'Accademia prussiana delle scienze, *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie* (Considerazioni cosmologiche sulla Relatività generale).

Era nata la cosmologia relativistica.

1. I pionieri della cosmologia relativistica

Nell'universo newtoniano lo spazio è infinito ed il tempo scorre uniformemente ed eternamente. Spazio e tempo sono assoluti, al di là dello spazio e del tempo relativi che sono i soli accessibili ai sensi: il primo si avverte come distanza fra i vari corpi, il secondo per mezzo del moto relativo di questi. Si accetta inoltre il *principio cosmologico* secondo cui l'universo, su scala sufficientemente grande, appare identico ovunque si trovi l'osservatore. L'estensione infinita e l'omogeneità assoluta creano però gravi problemi. Qual è in ogni punto di tale universo la direzione della gravità? Ogni particella di materia dovrebbe essere attratta con la stessa forza in tutte le direzioni. Se l'espressione gaussiana della legge di gravitazione ($4\pi G\rho = 0$ sulla superficie racchiudente un volume V) deve valere per qualsiasi volume, la densità ρ della materia deve necessariamente essere 0. Da ciò il paradosso dell'universo newtoniano: l'unico universo che soddisfi rigorosamente il principio cosmologico è quello vuoto.

Verso la fine del secondo decennio del XX secolo si cominciarono a proporre le cosmologie relativistiche e nel decennio successivo le teorie dell'universo in espansione. Vediamo ora succintamente come progredì in quegli anni la descrizione dell'universo "osservato", cioè l'universo degli astronomi, quando furono proposti i primi modelli cosmologici relativistici. Descrizione con la quale i modelli generali escogitati dai cosmologi dovevano essere compatibili

Nel secondo decennio del '900, quando non si era ancora certi se la Galassia rappresentasse tutto l'universo oppure ne fosse solo una infinitesima parte, J. Kapteyn sulla base di un vasto studio su moti propri e velocità radiali nonché conteggi stellari, nel quale furono coinvolti astronomi di tutto il mondo, aveva costruito un modello tridimensionale della distribuzione delle stelle. Nel 1920, propose il modello cosmologico, poi detto *universo di Kapteyn*, costituito essenzialmente da un sistema stellare appiattito ed esteso per 100.000 pc, col Sole al centro. Al di fuori, lo spazio vuoto e infinito. Negli stessi anni H. Shapley, in base alla distribuzione asimmetrica degli ammassi globulari, le cui distanze, come esposto nella Parte I, erano state determinate da lui stesso, propose il suo modello di Galassia. Questi ammassi apparivano distribuiti in modo asimmetrico rispetto al Sole: gran numero in direzione del centro della Galassia e assai pochi e mediamente assai più vicini in direzione opposta. Shapley scartò l'ipotesi di una distribuzione eccentrica dell'insieme degli ammassi per accettare quella alternativa di una posizione eccentrica del Sole: l'universo di Shapley. Entrambe le costruzioni non erano altro però che modelli della Galassia e non dell'universo quale si appaleserà pochi anni dopo.

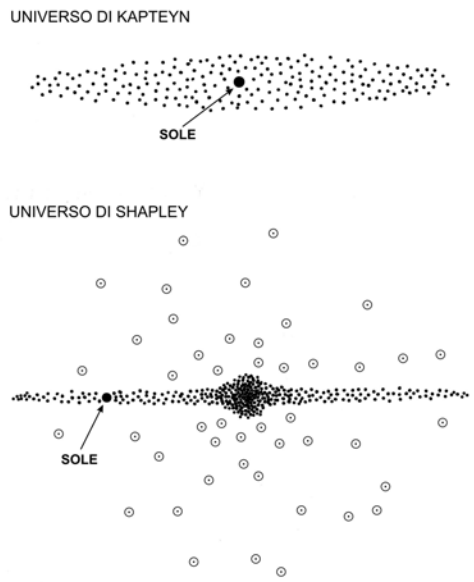

Fig. 27 Gli universi di Kapteyn e di Shapley. La galassia di Shapley appare concentrica al sistema degli ammassi globulari (⊙)

All'inizio del XX secolo, l'universo astronomico appariva infatti costituito dalla Galassia, rivelata nella sua struttura da W. Herschel oltre cento anni prima come un insieme di stelle entro cui ci troviamo, di forma appiattita e isolato nello spazio infinito. L'ipotesi dell'universo a isole, avanzata da Kant e da J. Lambert, era considerata tutta da provare. Il problema, se la Galassia costituisse l'universo stellare o ne fosse una piccolissima parte, nei primi due decenni del novecento era ampiamente dibattuto. Alla base della discussione era la natura delle "nebulose" spirali, scoperte, le prime, da Lord Rosse nel 1845, e poi, con l'introduzione della tecnica di osservazione fotografica, rivelatesi sempre più numerose. Erano sistemi stellari simili alla Galassia oppure oggetti interni a questa, la cui estensione veniva stabilita da Shapley proprio in quegli anni? Addirittura P. Lowell, famoso per la sua fiducia nella vita su Marte, dubitava che le spirali fossero sistemi solari in fase di formazione.

Il dilemma fu discusso pubblicamente nel 1920 a Washington in quello che è passato alla storia come il *"Grande Dibattito" fra H. Curtis che sosteneva le spirali essere altrettante galassie e quindi lontanisme e Shapley che sosteneva che fossero oggetti galattici.

Il primo considerava le nebulose spirali quali lontanissimi sistemi stellari simili alla Galassia, della quale Shapley aveva fornito appena tre anni prima le dimensioni in 80 mila parsec di diametro. Shapley sosteneva che le spirali fossero strutture di ordine inferiore alla Galassia, esterne a questa ma a piccole distanze. Nel suo moto attraverso lo spazio popolato di spirali la Galassia avrebbe spinto queste lontano dal piano galattico; siccome si possono vedere solo quelle più vicine, restava così spiegata l'assenza delle spirali a basse latitudini galattiche (la famosa *zone of avoidance*). In sostanza, per Shapley la Galassia era la struttura dominante nell'universo osservabile, per Curtis invece era valida la teoria kantiana degli universi-isola.

Fra il 1916 e il 1922 erano state fatte da Shapley, e vari altri, valutazioni della distanza della "nebulosa" di Andromeda (M31) ottenendo valori fra 50 mila e un milione di parsec. Risultati di scarsa attendibilità, essendo basati su ipotesi aleatorie e su dati di osservazione molto incerti. Ricorderemo C. Luplau che nel 1922 valutando in $-6{,}64$ la magnitudine assoluta media delle novae apparse qua e là per il cielo, dalla magnitudine apparente media delle 20 novae apparse in M31 (escludendo quella anomala del 1885 che in seguito infatti sarà riconosciuta come supernova) ricavò una distanza di circa 53 mila parsec. Nello stesso anno ci provò E. Öpik all'osservatorio di Tartu, in Estonia. Disponeva di una misura della componente radiale della velocità di rotazione, a 150" dal centro della spirale, ottenuta da F. Pease al Mt Wilson, e di una misura dell'inclinazione ricavata da fotografie ottenute a Tartu. Con questi dati, tenendo conto del rapporto fra luminosità e massa della Galassia valutato in base ai dati di Jeans e di Kapteyn, ricavò mediante considerazioni fotometriche e note relazioni dinamiche, la distanza di 450.000 pc. Merita seguire sulla relazione originale (ApJ 55, 406) l'ingegnoso procedimento che lo portò ad un risultato così sorprendentemente vicino al vero. Un risultato che accreditava l'ipotesi che M31 fosse un sistema stellare paragonabile alla Galassia; ma basato su tante ipotesi ed ammissioni arbitrarie che lasciarono ancora aperto il problema.

Com'è esposto nella Parte I, il problema sarà risolto nel 1924 da E. Hubble attraverso lo studio fotometrico, condotto col 100 pollici del M. Wilson, allora il più grande telescopio del mondo, di un certo numero di cefeidi da lui scoperte nelle spirali M31 (Andromeda) ed M33 nonché nella "nebulosa" irregolare NGC6822. La relazione tra periodo e luminosità, che fa delle cefeidi affidabilissimi indicatori di distanza, era stata calibrata giusto pochi anni prima. La "nebulosa" di Andromeda risultò, al di là di ogni ragionevole dubbio, distare 300.000 pc (secondo la scala di allora) e quindi essere un sistema esterno, un'altra galassia simile alla nostra. La notizia era circolata già nel corso del 1924 e ne aveva dato notizia perfino il *New York Times*, ma la relazione su tale fondamentale risultato fu letta il 1° gennaio 1925 durante un importante convegno a Washington dell'*American Astronomical Society*. Questa data segna una pietra miliare nella storia della scienza: l'umanità aveva acquisito la conoscenza del mondo extragalattico. Il mondo fino ad allora studiato era solo una porzione infinitesima dell'universo!

Le nebulose spirali erano quindi altrettante galassie e saranno chiamate da Hubble *nebulose extragalattiche*, nome rimasto in uso ancora per un trentennio prima di esser definitivamente sostituito dal termine *galassie*.

Le prime interpretazioni

La cosmologia moderna, come abbiamo già detto, ha inizio nel 1917 con l'articolo di Einstein *Cosmologische Betrachtungen* quando ancora era incerta la natura delle nebulose spirali. La geniale intuizione einsteiniana che la gravità determini la struttura dello spazio, precisata tramite la nuova geometria introdotta da Riemann cinquant'anni prima, viene ora applicata alla descrizione del cosmo.

In tale articolo Einstein espose il primo modello di universo ottenuto risolvendo le "equazioni di campo" della Relatività generale da lui formulata l'anno precedente. Però affinché il quadro, malgrado la gravità, fosse statico, come riteneva, Einstein dovette inserire un parametro detto *costante cosmologica* e indicata con Λ, che rappresenta un'opportuna forza repulsiva. Era palese che parti dell'universo si evolvono, come già da oltre un secolo avevano mostrato per la Terra la geologia e la paleontologia; ma l'universo nella sua struttura generale doveva rimanere immutato. È il *principio cosmologico perfetto*, secondo cui l'universo appare identico non solo in qualunque luogo, ma anche in qualunque istante passato o futuro si collochi l'osservatore.

Come vedremo meglio più avanti, nell'universo relativistico, che considera lo spazio-tempo con le sue quattro dimensioni, i casi di sistema legato, marginalmente legato e sciolto della fisica newtoniana, applicati al tutto, prendono il nome rispettivamente di universo *chiuso* (*closed*), *piatto* (*flat*) e *aperto* (*open*) e si distinguono per la geometria dello spazio.

L'universo chiuso è sferico e il raggio di curvatura (nella quarta dimensione) è positivo; la geometria non è euclidea, cioè non vi valgono i postulati di Euclide ed è detta ellittica: la linea più breve tra due punti (la geodetica) è un arco di cerchio massimo che è l'equivalente della retta nello spazio euclideo; non vi sono rette (cerchi massimi) paralle-

le; per la somma degli angoli interni di un triangolo si ha $\alpha + \beta + \gamma > 180°$; la circonferenza ha misura $< 2\pi r$.

L'universo aperto è infinito, ha raggio di curvatura negativo e la geometria è detta *iperbolica*: la misura della circonferenza è $> 2\pi r$, e nel triangolo sferico si ha $\alpha + \beta + \gamma < 180°$. L'universo piatto è pure infinito, ha curvatura nulla (raggio di curvatura infinito) e la geometria è euclidea, cioè vi valgono i postulati di Euclide e le conseguenti proprietà del comune spazio sensibile ($\alpha + \beta + \gamma = 180°$, ecc.).

Nell'ipotesi, per lungo tempo accettata, che l'universo sia dominato unicamente dalla materia, la curvatura dello spazio resta unicamente determinata dalla densità ρ di questa. Anticipando quanto in seguito sarà detto più estesamente, diciamo qui che esiste un valore critico ρ_c della densità per cui la geometria dello spazio è determinata dal rapporto $\Omega = \rho/\rho_c$, detto *parametro di densità*. Lo spazio piatto, o euclideo, si ha per $\Omega = 1$, cioè se la densità generale è quella critica. Se $\Omega > 1$ la curvatura è positiva, l'universo è chiuso e lo spazio è sferico. Se $\Omega < 1$ la curvatura è negativa, l'universo è aperto e lo spazio *iperbolico*.

Se la regione considerata è abbastanza piccola di fronte al raggio di curvatura, la differenza fra le varie specie di spazio è insensibile. Così come nel mondo tridimensionale la superficie di un piccolo lago è considerata piana e la minima distanza fra le due sponde opposte è un segmento di retta. Per una rotta oceanica però quella di percorso più breve è un arco di cerchio massimo.

Quando apparvero gli articoli fondamentali sulla Relatività generale e sulla sua applicazione alla Cosmologia, infuriava la prima guerra mondiale e gli *Imperi centrali* (quello germanico e quello austro-ungarico) erano isolati dal resto del mondo. Era perciò pressoché impossibile al tedesco Einstein comunicare i suoi risultati alla comunità scientifica internazionale. Essendo l'Olanda uno dei pochi paesi europei neutrali, poté però far avere all'olandese W. de Sitter, astronomo all'Osservatorio di Leida, copia delle sue pubblicazioni. Astronomi e fisici di Leida furono i primi a conoscere i fondamenti della Relatività generale e le sue applicazioni cosmologiche. E nello stesso anno 1917, de Sitter, considerando che la densità dell'universo risultava estremamente bassa, applicò le equazioni di Einstein al caso di densità nulla. Nel suo universo le stelle sono semplicemente "particelle di prova" e non generano campo gravitazionale a livello cosmologico. Diversamente da quello newtoniano, gli universi di Einstein e quello di De Sitter sono finiti, e precisamente sferici. Ciò significa che lo spazio ha proprietà analoghe a quelle della superficie sferica di uno spazio tridimensionale. Lo spazio tridimensionale è cioè la "superficie" di una sfera il cui raggio è nella quarta dimensione. Per questo, come una comune superficie sferica, può essere finito e senza limiti.

Entrambi gli universi sono statici. Nell'universo di Einstein il raggio, invariabile, è inversamente proporzionale alla radice quadrata della densità della materia e col tendere a zero della densità tende all'infinito. In quello di de Sitter è pure invariabile ed è inversamente proporzionale alla radice quadrata di una quantità, detta *costante cosmologica*. Il valore di tale costante è arbitrario: se è positivo è pure positivo il raggio di curvatura. Come si vede, per de Sitter la funzione di tale costante è diversa che per Einstein.

Questo modello di universo fu presentato da de Sitter sulla Rivista *Monthly Notices of the Royal Astron. Society* nel 1917 col titolo *Sulla teoria di gravitazione di Einstein e sulle sue conseguenze astronomiche*. Una proprietà caratteristica di tale universo è che il tempo appare rallentare con la distanza dall'osservatore, ovunque questo si trovi. Al crescere delle grandi distanze ogni moto appare tendere a zero. Si noti però che se l'osservatore terrestre si portasse in quelle lontane regioni non rileverebbe nessun fenomeno straordinario: l'estremo rallentamento del tempo gli apparirebbe verificarsi nella regione dove si trovava prima. Si noti inoltre che essendo le stelle, le nebulose ecc. solo particelle di prova, non contribuiscono a determinare la geometria dello spazio.

Nell'universo di Einstein la luce può fare un giro intero dello spazio, in quello di de Sitter invece il rallentamento nel tempo con la distanza dall'osservatore fa sì che la luce non raggiunge mai la distanza di quiete e l'osservatore ha la sensazione di trovarsi in un universo infinito. Inoltre il progressivo rallentamento del tempo con la distanza si traduce in una progressiva diminuzione della frequenza delle onde luminose e cioè un *redshift* crescente con la distanza. De Sitter mise in evidenza questa proprietà in relazione ai risultati pubblicati da V. Slipher nel 1915.

Riassumendo quanto è detto nella Parte I, qui ricordiamo che Slipher aveva scoperto, al *Lowell Observatory*, che gli spettri delle spirali presentavano mediamente forti *redshifts* che interpretati come effetto Doppler indicavano velocità di allontanamento sorprendentemente alte, fino oltre mille chilometri al secondo. Ancora più stupefacente la nuova visione dell'universo apparve quando lo stesso Slipher ed altri astronomi trovarono indizi per cui i *redshifts* sembravano mediamente crescenti con la distanza. Se in futuro il fenomeno fosse stato confermato - affermava de Sitter - la sua soluzione cosmologica sarebbe stata preferibile a quella di Einstein. Abbiamo visto nella Parte I che uno dei primi ad interpretare in chiave cosmologica i *redshifts* di Slipher fu Wirtz, che nel 1924, in base ad una sua analisi, gli parvero confermare una delle proprietà dell'universo di de Sitter. Ma, come vedremo subito, quando verrà enunciata la legge di Hubble, che afferma la proporzionalità fra *redshift* e distanza, saranno già apparsi modelli di universo in espansione dove tale legge risultava un aspetto dell'evoluzione del cosmo.

La fuga delle galassie e l'universo in espansione

Un'innovazione decisiva si ebbe quando Fridman generalizzò la soluzione delle equazioni di campo einsteiniane ammettendo che i coefficienti caratteristici anziché costanti fossero funzioni del tempo e trovò così che lo spazio poteva espandersi o contrarsi, partendo o arrivando ad una singolarità (universo puntiforme). La teoria fu pubblicata nel 1922 sulla rivista *Zeitschrift für Physik* con una nota dal titolo *Sulla curvatura dello spazio*, che segna l'inizio della cosmologia non statica.

Fridman è l'ideatore della teoria dell'universo in espansione. È meglio però dire ideatore dell'universo *non statico*. Infatti, con Fridman entra in gioco il tempo: l'universo si evolve espandendosi o contraendosi a seconda della densità cosmica della materia e dell'epoca considerata. Le soluzioni

di Fridman non richiedono necessariamente una forza repulsiva per impedire il collasso. L'equilibro non è statico, ma dinamico: l'energia iniziale (di origine non spiegata: è un dato *ad hoc*) consente l'espansione contro la forza gravitazionale; se l'energia è sufficiente l'espansione può proseguire, decelerando, fino all'infinito, altrimenti ad un certo punto si arresta e comincia una contrazione. L'opera di Fridman segnò, dopo l'avvento della Relatività einsteiniana, un'altra grossa rivoluzione culturale: viene introdotta nel concetto scientifico di universo l'idea di un inizio e di un'evoluzione nel tempo. Entrava così nella storia della scienza, il concetto di età dell'universo, fino ad allora rimasto nell'ambito filosofico e teologico. Per la prima volta un principio e una fine del cosmo vengono espressi tramite relazioni matematiche. L'età dell'universo era divenuto una grandezza fisica, concettualmente misurabile.

Fridman tenta anche alcune valutazioni quantitative basate sulle vaghe stime dell'epoca sulla densità cosmica della materia (Einstein non aveva fornito dati numerici per il suo modello di universo; solo successivamente, in pubblicazioni divulgative, aveva accettato per la densità della materia il valore $10^{-26}\ \mathrm{g/cm^3}$. "In mancanza di validi dati astronomici sarebbe fallace fornire delle cifre per i tempi di un universo variabile. Se tuttavia, per semplice curiosità, si vuole trovare il tempo trascorso dal momento in cui l'universo è stato creato a partire da un punto fino al momento attuale si trovano valori pari a qualche diecina di miliardi di anni" (riportato da J. Luminet in *L'invenzione del Big Bang*). Una conclusione ammirevole se si ricorda che si era nel 1922!

Si noti che la soluzione di Fridman precedé di sei anni l'enunciazione della legge di Hubble. A questo proposito, si dice che Einstein ritrattò la sua costante cosmologica quando seppe dei risultati di Hubble. In realtà la ritrattò nel 1924, non appena conobbe la soluzione generale di Fridman (si veda S. Weinberg in *Review Mod. Physics* vol. 61, p. 1, 1989).

Nella teoria di Fridman la costante cosmologica - indicata con Λ - non è necessaria. Ma se si introduce, si ottengono vari modelli di universo: se Λ è positiva e superiore ad un certo valore critico, il raggio dell'universo cresce da 0 con legge monotòna, quindi si ha una "singolarità" iniziale (l'universo ridotto a un punto); se Λ è positiva ma inferiore al valore critico il raggio cresce monotonicamente a partire da un valore iniziale diverso da 0; se $\Lambda \leq 0$ il raggio dapprima aumenta per poi tornare a zero: si ha l'universo oscillante, o periodico. Resta indeterminato se questa "parabola" è unica oppure se il ciclo si ripete (universo periodico, o oscillante).

Nel 1927 il matematico belga G. Lemaître, allievo di Eddington, ignorando l'opera di Fridman (che era stata alquanto sottovalutata dalla comunità scientifica) ritrovò la soluzione dinamica delle equazioni di Einstein. Pubblicata nel 1927, negli *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, porta infatti il titolo *Un universo omogeneo di massa costante e di raggio crescente che rende conto della velocità radiale delle nebulose extragalattiche.* Lemaître sostiene che la soluzione trovata è reale perché confortata dai dati di osservazione. Ovviamente si basava sui risultati di Slipher; quelli decisivi di Hubble sarebbero arrivati due anni più tardi. Un universo a curvatura positiva e con pressione della radiazione e densità non nulle. Lemaître con la sua soluzione aveva trovato teoricamente la proporzionalità delle velocità di allontanamento con la distanza, anticipando la legge di Hubble.

Per la prima volta era stata avanzata l'ipotesi che le velocità di allontanamento delle galassie, rilevate da Slipher, fossero una conseguenza dell'espansione dell'universo. L'unica ulteriore acquisizione di cui Lemaître aveva potuto valersi oltre i dati di Slipher, era il fatto accertato due anni prima da Hubble che le spirali sono oggetti extragalattici. Tuttavia l'opera innovatrice di *Lemaître* restò dapprima ignorata dai cosmologi (pochissimi) di allora.

In seguito, noti, nel 1929, i primi risultati di Hubble che mostrano la proporzionalità tra *redshift* e distanza, *Lemaître* studia una soluzione più generale delle equazioni di Einstein. Un modello che accoglie la costante cosmologica Λ introducente una forza che si contrappone alla gravità, ma ad un fine diverso da quello di Einstein: non per assicurare la staticità, ma per modulare opportunamente l'espansione. Una costante che non dipende dall'energia e dalla massa totali, ma bensì dalla densità. Secondo Lemaître, l'esistenza della Galassia e delle "nebulose" spirali, mostrava che almeno in passato ci sono stati processi cosmologici di contrazione della materia. Perciò egli ritiene che alla gravitazione si contrapponga una forza repulsiva, espressa, appunto, dalla costante cosmologica; la gravità diminuisce col crescere del raggio mentre la forza repulsiva si mantiene costante, e chiama *raggio di equilibrio* quel raggio dell'universo per cui le due forze si bilanciano. Con Λ lievemente superiore ad un valore critico, ottiene un'evoluzione caratterizzata da un'epoca iniziale di espansione rapida ma decelerata, seguita da un lasso di tempo, detto *tempo di stagnazione*, in cui il raggio dell'universo rimane costante, seguita da una ripresa dell'espansione, necessariamente, almeno in una prima fase, accelerata. Ed è nella fase di stagnazione che secondo Lemaître la gravità avrebbe preso, su scala locale, il sopravvento sulla repulsione dando origine alle galassie ed alle stelle. Il raggio corrispondente alla stagnazione è il raggio di equilibrio.

Come si vede, Lemaître inserisce nel modello matematico dell'evoluzione cosmica anche un rudimento di evoluzione fisica. "Dimenticato" per decenni, settant'anni più tardi questo modello sarà riscoperto dagli astrofisici e costituirà la base dell'attuale visione del cosmo

L'espansione dell'universo non comporta necessariamente l'esistenza di una singolarità iniziale, cioè un inizio dell'universo. Infatti entro opportuni limiti della costante Λ, facendo tendere il tempo a $-\infty$, l'universo di Lemaître tende asintoticamente all'universo statico di Einstein. Questo modello, riscoperto poi da Eddigton, rimarrà noto col nome di *modello di Eddington-Lemaître*

Ma Lemaître privilegia il caso della singolarità iniziale, non più però come un astratto concetto matematico ma come realtà fisica. L'universo che si genera dall'improvvisa espansione spazio-temporale di un "atomo" primordiale. Le cosmogonie di Kant, e più modernamente di Jeans, che contemplavano la lentissima evoluzione di un sistema diffuso in tutto l'universo che si condensa progressivamente in nebulose e poi in stelle, sono ribaltate. Questo concetto di un inizio dell'universo venne esposto nel 1931 sotto il titolo *The Expanding Universe* sulla Rivista inglese *Monthly Notices.* (vol. 91, p. 490).

La singolarità iniziale fu dunque interpretata fisicamente come un "atomo" primordiale, indescrivibile, a densità estrema, che improvvisamente esplode creando lo spazio in espansione. Fenomeno che riceverà molti anni dopo il nomignolo ironico di Big Bang, poi accettato come vero e proprio nome. Si deve ricordare però che l'esplosione è solo un'analogia. Non si tratta, infatti, di materia che da un punto viene proiettata nello spazio circostante: è lo spazio stesso che si crea.

Per quanto riguarda i *redshifts*, Hubble era entrato in scena nel 1928 con l'intento di verificare il risultato di Slipher e la teoria di de Sitter (*redshifts* crescenti con la distanza, come proprietà dello spazio-tempo). Nel 1929, sulla base di 46 *redshifts* (42 dei quali erano quelli di Slipher) mostrò che la velocità aumentava linearmente con la distanza (Fig. 1). È la famosa *legge di Hubble, che sarà poi universalmente espressa nella forma data dalla (1)

$$v = H\,d$$

Il valore allora trovato per la costante H fu di circa $500\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Tale risultato epocale fu confermato poi nel 1931 da ulteriori osservazioni spinte fino a $20.000\ \mathrm{km/s}$ e distanza $35\ \mathrm{Mpc}$ secondo la scala di allora ($35\ \mathrm{Mpc}$ secondo i dati odierni**).** La linearità della relazione apparve decisamente confermata (Fig. 2).

Fino ad allora la tendenza a interpretare i *redshift* delle galassie come l'effetto di rallentamento del tempo col crescere della distanza dall'osservatore, previsto dal modello di universo relativistico statico di de Sitter era molto diffusa. Un fenomeno che non aveva niente a che vedere col moto di allontanamento e con l'espansione dello spazio. Dal 1931 il grandioso fenomeno dell'espansione dell'universo venne invece considerato dalla grande maggioranza degli astronomi come un fatto accertato. Fenomeno grandioso e misterioso, giacché interpretato solo da astruse teorie matematiche che appaiono contraddire il buon senso. E nell'inevitabile corrente interpretazione newtoniana divenne popolare col nome di "fuga delle galassie".

Nondimeno ad alcuni le velocità misurate apparivano irrealistiche. Fra l'altro, c'era il fatto che considerando la costante di Hubble invariabile nel tempo risultava che 2 miliardi di anni fa tutta la materia dell'universo doveva essere raccolta in un punto. Un tempo che appariva loro inaccettabilmente piccolo, dato che proprio in quegli anni il notissimo astrofisico J. Jeans stimava l'età dell'universo in 10^{14} anni.

Però attorno al 1930 i grandi della cosmologia - Einstein, Eddington e de Sitter - cominciarono a inquadrare i risultati di Hubble nell'ambito dei modelli di universo in espansione. Lo stesso Hubble, che aveva iniziato la ricerca al fine di verificare l'esistenza dell'effetto de Sitter, nel 1930 in una lettera allo stesso de Sitter aveva scritto: "*Usiamo l'espressione velocità apparenti per enfatizzare la relazione empirica fra redshift e distanza. Penso che l'interpretazione vada lasciata a voi ed agli altri pochi competenti in tale materia*".

Una data significativa nella fase di passaggio dal vecchio antico paradigma dell'universo statico al nuovo paradigma dell'universo dinamico, è il 10 gennaio 1930 quando a Londra in un convegno della *Royal Astronomical Society* Eddington e de Sitter convennero che il risultato di Hubble rendeva necessario l'abbandono delle cosmologie statiche di Einstein e de Sitter e che si doveva ricorrere a cosmologie dinamiche. Si trattava ora di costruire adeguati modelli.

Ad Einstein, Eddington e De Sitter la nota di Lemaître del 1927 era sfuggita (sicuramente perché apparsa in una Rivista pochissimo diffusa). Però l'autore ne aveva mandata una copia a Eddington, senza ricevere risposta. Forse l'eminente astrofisico e cosmologo non aveva nemmeno letto quella nota di un suo ex allievo e per di più scritta in francese. Nel 1930, venuto a conoscenza della discussione di Eddington e de Sitter, in seno alla *Royal Astronomical Society*, Lemaître scrisse ad Eddington ricordandogli il proprio articolo di tre anni prima. Ecco ciò che in proposito dice Eddington in una lettera a de Sitter:

"*Lemaître è stato indotto a scrivermi dalla lettura del resoconto dei nostri interventi alla Royal Astronomical Society. In quel momento io ed un mio assistente stavamo arrovellandoci su quel problema ed avevamo fatto dei notevoli progressi. É stato uno choc scoprire che questo lavoro era già stato realizzato, e in modo molto più completo, da Lemaître (uno choc attenuato, per quanto mi riguarda, dal fatto che Lemaître è stato mio allievo).*"

Il 29 settembre 1931 nella sede della *British Association for the Advancemennt of the Science* venne tenuto un ampio dibattito cosmologico in cui vari eminenti cosmologi affermano di accettare la cosmologia relativistica con propensione verso il modello evolutivo di Lemaître. Secondo G. Macchia questa data è da considerare quella ufficiale di nascita della cosmologia evolutiva.

In quegli anni il dibattito sulla Relatività e sulla Cosmologia suscitava grande interesse ben al di fuori della ristretta cerchia degli specialisti e trovava sovente eco fin nella stampa quotidiana. Fra maggio a giugno del 1932 sul *Times* di Londra apparve una serie di ben 34 articoli a firma di cosmologi, fisici e matematici. La serie fu aperta da un articolo di S. Coleridge che sosteneva la necessità di rifarsi al «senso comune da opporre a certe "impossibili" teorie che lo sfidano: Sir James Jeans dice che l'universo si sta espandendo. Che cosa intende con 'universo'? Intende le stelle e lo spazio nel quale sono sparpagliate? Se è così, come può espandersi quell'entità collettiva? Lo spazio non può espandersi, essendo di necessità infinito. Il concetto di uno spazio limitato è assurdo: la mente infatti si chiede cosa c'è oltre quel limite rifiutandone così l'esistenza. Ciò a meno di rinunziare alla ragione, atteggiamento inammissibile per uno scienziato.» E respinge l'idea di una curvatura dello spazio, dato che il senso comune dice che la materia può e deve avere un forma, ma lo spazio non ha e non può averne una**.** La replica di Jeans arriva - sul *Times* - pochi giorni dopo: «Coleridge si comporta come gli indiani dell'America del nord che quando fu loro detto dagli europei che la Terra è tonda, la respingevano in quanto il buon senso mostrava loro essere piatta, come le praterie». E conclude che quando il punto di vista scientifico e quello del senso comune si scontrano, l'ultimo deve ovviamente piegarsi al primo, poiché la scienza ha conoscenza di tutti i fatti noti all'uomo della strada e di molti altri ancora[1]**.**

[1] Un'ampia relazione sul famoso dibattito sul *Times* è stata recentemente pubblicata da G. Macchia, Università di Urbino.

L'universo di Einstein-de Sitter

Nel 1932, Einstein e de Sitter in una breve comunicazione sui *Proceedings of the Nat. Acad. of Sciences* dal titolo *On the Relation between the Expansion and the mean Density of the Universe*, presentarono la loro conclusione: una soluzione con $\Omega = 1$, che comporta un universo a geometria piatta, che si espande all'infinito con velocità decelerata tendente asintoticamente a zero. Non è altro che il caso limite, discriminante fra la classe degli universi chiusi ($\Omega > 1$), a geometria sferica, e quella degli universi aperti ($0 \leq \Omega < 1$), a geometria iperbolica. Non avevano scoperto niente di nuovo: non era che un caso particolare delle soluzioni generali esposte da Fridman e poi da Lemaître diversi anni prima. Tuttavia questo modello è rimasto nella storia come l'*universo piatto di Einstein-de Sitter* (si faccia ben attenzione a non confondere questo modello con quelli precedentemente menzionati, uno di Einstein e l'altro di de Sitter, che sono universi chiusi e statici).

Nonostante che Lemaître avesse cercato continuamente di mostrare l'aspetto fisico delle sue soluzioni matematiche, l'introduzione della costante cosmologica non venne presa in considerazione. L'idea che si affermò era quella dell'universo in espansione, a costante cosmologica zero e quindi determinato unicamente dalla materia, sorto da un indescrivibile "atomo" primordiale.

È bene qui notare che nell'ambito della cosmologia relativistica l'interpretazione del *redshit* delle galassie come effetto Doppler non è corretta, ancorché sia stata in un primo tempo utilissima. Non è che le galassie si muovano nello spazio: è lo spazio che si dilata. Ciò che si misura non è la velocità radiale di una galassia, ma la velocità di espansione dell'universo. L'aumento di lunghezza d'onda non è dovuto alla velocità della sorgente rispetto all'osservatore, ma alla dilatazione cosmologica. La costante H misura il rapporto tra la velocità di variazione nel tempo $\dot{R}$ del raggio dell'universo ed il raggio stesso nell'istante considerato

$$H = \dot{R}/R \qquad (5).$$

Però, pur conservando l'usatissimo simbolo R, anziché di raggio è meglio parlare di *fattore di scala*, quale può essere, ad esempio, la distanza fra due galassie qualsiasi, molto lontane una dall'altra e non affette da moto locale. Più rigorosamente, tale fattore si può definire come la distanza fra due punti di date coordinate: infatti col tempo varia la distanza fra due punti mentre le coordinate restano fisse. L'analogia che solitamente si fa è quella del palloncino di gomma con sopra segnati tanti puntolini. Col progressivo gonfiarsi del palloncino i puntolini si allontanano uno dall'altro; però non si muovono rispetto alla gomma, che rappresenta lo spazio: è questa che si dilata (Fig. 28). In tal modo R ha significato anche nel caso di universo piatto, dove il raggio è infinito. Si potrebbe obbiettare che, quale sia il significato della velocità, la formula dell'effetto Doppler è comunque valida. Ma, com'è spiegato più ampiamente nel primo capitolo, ciò non è vero. Non appena le distanze superano un limite abbastanza piccolo, la formula non è più applicabile, nemmeno nella sua versione relativistica.

I cosmologi non parlano in termini di velocità, e la legge di Hubble è intesa come proporzionalità fra *redshift* z e *distanza*, che è il dato di fatto scoperto da Hubble. E vengono indagate le relazioni fra z, le distanze e i tempi. La velocità, data, secondo la ben nota formula dell'effetto Doppler, da

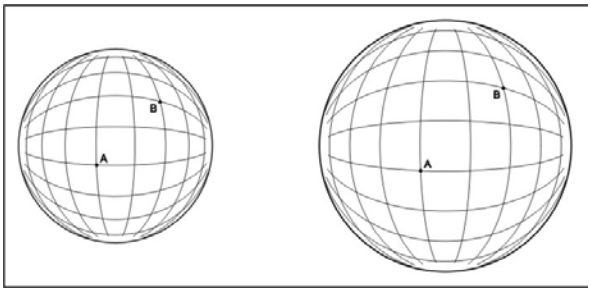

Fig. 28 In questa analogia bidimensionale (il solito palloncino dilatabile), a seguito dell'espansione della superficie sferica, i punti A e B (galassie) si allontanano ma le loro coordinate restano immutate.

$v = z\,c$, si trova spesso usata dai cosmologi osservatori per costruire i diagrammi di Hubble, cioè v in funzione della distanza, ma è una velocità simbolica, una quantità di comodo, senza un preciso significato fisico, se non per $z \longrightarrow 0$, utile solo per confrontare tra loro i vari diagrammi. A rigore, è accettabilmente valida solo per z sufficientemente piccolo ($< \sim 0{,}1$).

Ai *redshifts* delle galassie fu proposta anche un'altra interpretazione oltre che l'espansione dell'universo (a parte quella inerente al modello di de Sitter, fisicamente svanita insieme al modello stesso): una perdita di energia dei fotoni lungo il percorso. Si dovrebbe però escogitare un meccanismo che provochi tale effetto, dato che il *redshift* delle galassie è indipendente dalla lunghezza d'onda mentre quello prodotto da "stanchezza" del fotone dovrebbe variare con questa; cioè per una medesima galassia il *redshift* dovrebbe essere diverso nel rosso e nel violetto. Si dovrebbe quindi inventare un effetto nuovo da sostituire a quello noto, rinunciando ad una grandiosa teoria che scaturisce dai principi generali della fisica moderna. Teoria che potrà benissimo un giorno essere falsificata, ma per ora è feconda di risultati.

Negli anni '30, dopo l'enunciazione della legge di Hubble, i modelli di Fridman e di Lemaître nonché l'ipotesi fisica di quest'ultimo uscirono per tutti fuori dal mondo della Matematica e divennero teorie interpretative del mondo fisico. Ho precisato per tuti perché Lemaître, prima dell'enunciazione della legge di Hubble ed in base quindi ai soli risultati di Slipher, aveva già collegato il fenomeno della "fuga" delle galassie con i modelli matematici relativistici e immaginato un universo evoluto per progressiva differenziazione di materia primordiale omogenea generatasi in concomitanza con l'espansione dello spazio da un "*atomo" primordiale* indescrivibile.

Diversamente da Fridman, Lemaître con la sua teoria dell'universo in espansione tenta una vera e propria cosmogonia. Nella cornice della soluzione matematica, introduce idee ricavate dai principi della neonata fisica quantistica. Invece di lasciare l'inconcepibile istante iniziale nell'ambito matematico astratto, ne cerca una visione fisica: il cosiddetto "atomo primordiale" che raccoglie tutta l'energia dell'universo. Al di fuori di questo non esiste altro. Nemmeno il vuoto, che fa parte dell'universo. Dalla sua esplosiva disintegrazione si genera con lo spazio-tempo, la radiazione e la materia. Una concezione rivoluzionaria perché fino ad allora, a parte l'innovazione di Fridman, che era rimasta nell'ambito del mondo matematico, circa il mondo fisico si

era sempre pensato ad un'evoluzione che partisse da uno stato iniziale diffuso, magari infinito (il *caos* biblico).

Con Lemaître l'istante iniziale non è più solo una singolarità matematica, ma viene preso in considerazione fisicamente. Entra nella storia della scienza ciò che sarà poi chiamato Big Bang.

Attratto dalla meccanica quantistica, che in quegli anni muoveva i primi passi, Lemaître considera il suo "atomo primordiale" un "quanto di energia." Nel mondo atomico i concetti di spazio e di tempo - afferma egli in un articolo su *Nature* nel 1931 - sono puramente statistici: quando vengono applicati a fenomeni che coinvolgono soltanto pochi quanti, diventano indefiniti. Se il mondo ha avuto inizio con un quanto unico, al momento dell'inizio vero e proprio i concetti di spazio e tempo non dovevano avere significato. Ma devono aver acquistato significato via via che il quanto originario si è suddiviso in un numero sufficiente di quanti parziali.

Inoltre, per interpretare in qualche modo l'esplosione iniziale, ricorre al concetto di energia del vacuo (nome proposto da L. Gratton, e che useremo in questa trattazione, per distinguere il vuoto attivo della fisica quantistica da quello inerte della fisica classica) dal quale scaturisce anche l'energia rappresentata dalla costante cosmologica. Vedremo che a tale concetto ci si appiglierà settant'anni più tardi per interpretare una nuova descrizione dell'espansione scaturita dalle osservazioni.

Nella sua soluzione, Lemaître fa uso della costante cosmologica L. Il modello di Lemaître avrebbe consentito di risolvere il problema di un universo che appariva più giovane della Terra e anche, come apparirà pochi decenni più tardi, più giovane degli ammassi globulari. Ma col progressivo accrescimento del valore misurato per la scala delle distanze extragalattiche (raddoppiata un venticinquennio più tardi e quasi decuplicata dopo un cinquantennio), accrescimento che richiedeva un abbassamento della costante H ed un corrispondente allungamento dell'età dell'universo, si contava di arrivare alla soluzione senza ricorrere ad una forza di origine sconosciuta difficilmente esplicabile. E precisamente sperando in un convenientemente basso valore della costante H e del parametro Ω. Come accennato, la costante cosmologica tornerà ad essere riproposta oltre mezzo secolo più tardi, dapprima timidamente, poi, a fine secolo, decisamente.

2. Interpretazioni newtoniana e relativistica della "fuga delle galassie"

In questa parentesi del discorso useremo il termine *galassie* anche se all'epoca in cui siamo con la nostra storia non era ancora in uso. La "fuga " delle galassie (ma non propriamente l'espansione dell'universo) ed anche l'evoluzione del fenomeno nel tempo è inquadrabile anche nell'ambito della Fisica newtoniana.

Ricordiamo ancora innanzi tutto che nella cosmologia relativistica non sono le galassie che si allontanano, è lo spazio che si dilata. Nella fisica newtoniana sono invece le galassie che si allontanano muovendosi nello spazio, che è un semplice contenitore.

Se ammettiamo che le galassie si allontanino una dall'altra in proporzione alla distanza, l'osservatore ovunque si trovi si vedrà al centro della "fuga": il principio cosmologico è rispettato. Consideriamo ora un insieme sferico di galassie, isolato e di data massa con densità media ρ. Una generica galassia di tale insieme, di massa m e distante r dal centro se ne allontani con velocità v. L'energia totale E è data dalla somma dell'energia cinetica e di quella gravitazionale

$$E = \frac{1}{2}\, m\, v^2 - \frac{G\, M^*\, m}{r} = \frac{1}{2}\, m\, v^2 - \frac{4\,\pi}{3}\, m\, \rho\, r^2\, G \qquad (6)$$

dove M^* è la massa complessiva racchiusa nella sfera di raggio r. Il valore di E è una "condizione iniziale", cioè un dato di fatto a priori ignoto. Se $E < 0$, l'energia cinetica non supererà mai l'energia potenziale gravitazionale del sistema e la galassia considerata non potrà quindi mai allontanarsi all'infinito. Ciò vale per qualsiasi galassia e quindi il sistema non si dissolverà mai e si dice che è *legato* (*bound*). Se $E = 0$, una galassia potrà allontanarsi, con velocità tendente a zero, verso l'infinito dove tutta l'energia cinetica sarà trasformata in energia gravitazionale. La galassia considerata resta sempre vincolata, ma al limite, e perciò il sistema si dice marginalmente legato (*marginally bound*). Se $E > 0$, l'energia cinetica arriva a vincere l'energia gravitazionale, le galassie possono allontanarsi all'infinito: il sistema è destinato a dissolversi e si dice *sciolto* (*unbound*).

Poniamo ora che il sistema considerato sia l'universo con le galassie "in fuga". Per una galassia a distanza d si ha, per la legge di Hubble, $v = H_0\, d$ (dobbiamo qui cominciare ad usare il valore attuale della costante). E se è marginalmente legato ($E = 0$), tenendo conto che tal caso presume uno spazio newtoniano a geometria euclidea come pure lo spazio piatto relativistico, si ha dalla (6)

$$\rho = \rho_c = \frac{3\, H_0^2}{8\,\pi\, G} \qquad (7)$$

ove ρ_c, detta densità critica, è il valore determinante per stabilirere la specie di universo.

Come già accennato, si suole usare la quantità $\Omega = \rho/\rho_c$ detta *parametro di densità* che vale

$$\Omega = \rho/\rho_c = \frac{8\,\pi\, G\, \rho}{3\, H_0^2} \qquad (8)$$

ed è una quantità fondamentale in cosmologia.

L'universo (sistema) è quindi sciolto (*unbound*), marginalmente legato (*marginally bound*) o legato (*bound*) seconda che sia $\Omega < 1$, $\Omega = 1$, $\Omega > 1$. Solitamente si usa il simbolo Ω_0 per indicarne il valore all'epoca attuale (convenzione usata per tutte le quantità cosmologiche variabili col tempo).

Si noti che col passare del tempo la densità diminuisce, ma il carattere dell'universo (legato o sciolto) resta invariato perché diminuisce proporzionalmente anche ρ_c dovendo E restare costante. In base alla (7) ciò comporta però che diminuisca H. Infatti come l'energia cinetica si converte in energia gravitazionale, la velocità di allontanamento diminuisce e quindi, per la legge di Hubble, diminuisce anche H. Fenomeno noto come *decelerazione* dell'espansione.

Come riferimento utile, teniamo presente che ponendo $h_0 = H_0/(50\ \mathrm{km\ s^{-1}Mpc^{-1}})$, il valore discriminante ρ_c vale

$$\rho_c = \frac{7500\, h_0^2}{8\,\pi\, G} = 4{,}696 \cdot 10^{-30}\, h_0^2 \ \ \mathrm{g/cm^3} \qquad (7')$$

Cosicché con i valori estremi di H_0 proposti durante la seconda metà del secolo scorso dalle opposte scuole sostenitrici delle scale lunga e corta, e cioè circa 50 e 100 km/s/Mpc, ρ_c oscillava tra $5{\times}10^{-30}$ g/cm^3 e $2{\times}10^{-29}$ g/cm^3. La densità stimata dagli astrofisici con i più diversi metodi ammontava a non più di $5{\times}10^{-31}$ g/cm^3, un'indicazione di per sé verso un universo aperto e che è stata alla base di cinquant'anni di discussioni e polemiche nonché della incessante ricerca di materia mancante.

Sovente invece del parametro di densità Ω_0, si usava il cosiddetto *parametro di decelerazione* q_0 che misura la variazione di H_0 rispetto al tempo e che nei limiti della teoria qui esposta, vale $\Omega_0/2$. Per cui l'universo è aperto, marginalmente chiuso, o chiuso a seconda che si abbia $q_0 < 0{,}5$ $q_0 = 0{,}5$, $q_0 > 0{,}5$. Vedremo più avanti il significato più generale di q_0.

Com'è evidente dalla legge di Hubble, la costante H ha le dimensioni dell'inverso di un tempo: t^{-1}. Perciò, ammettendola invariabile, il reciproco, H_0^{-1}, dà il tempo trascorso da quando la materia era tutta concentrata in un punto: la *singolarità iniziale* (affermazione che ovviamente vale in generale nell'ambito di un'astrazione matematica). Sappiamo già che tale tempo è detto *tempo di Hubble* e rappresenta, come vedremo meglio, un limite superiore a quella che è detta *età dell'universo.*

Con la legge di Hubble l'età dell'universo era divenuta una grandezza fisica, concettualmente misurabile.

Fin qui ci siamo valsi unicamente di principi e leggi della Fisica classica. Abbiamo tracciato quindi una cosmologia newtoniana. Ciò al fine di verificare le equivalenze e le divergenze fra le visioni del mondo classica e relativistica.

Nella cosmologia relativistica lo spazio non è un inerte contenitore, ma un attore della fenomenologia secondo l'inerente geometria cui abbiamo accennato.

La geometria dello spazio era stata da sempre considerata euclidea. Geometrie non euclidee erano state costruite nella seconda metà dell'Ottocento, ma si trattava di costruzioni matematiche senza riscontro nel mondo fisico. Con Einstein, che attribuì queste proprietà matematiche alla realtà fisica, fu fatto un enorme balzo culturale.

Abbiamo già accennato che la geometria dello spazio relativistico è fissata dalla densità della materia e precisamente dal parametro Ω: se $\Omega > 1$, si ha lo spazio sferico; se $\Omega = 1$, si ha lo spazio piatto o euclideo; se $\Omega < 1$, lo spazio iperbolico. Nell'analogia bidimensionale è rappresentato rispettivamente dalla superficie di una sfera, da una superficie piana, da una superficie a forma di sella. Si ricordi che anche nella cosmologia relativistica l'espansione non modifica il carattere dell'universo (aperto o chiuso).

Alle caratteristiche dinamiche che distinguono le tre specie di universo newtoniano, corrispondono nella concezione relativistica rispettivamente le tre diverse geometrie dello spazio: sferica, piatta e iperbolica e le corrispondenti specie di universo: chiuso, piatto e aperto.

Le equazioni che descrivono l'universo relativistico si ottengono esprimendo le equazioni di campo einsteiniane nella geometria spazio-temporale descritta da un'opportuna

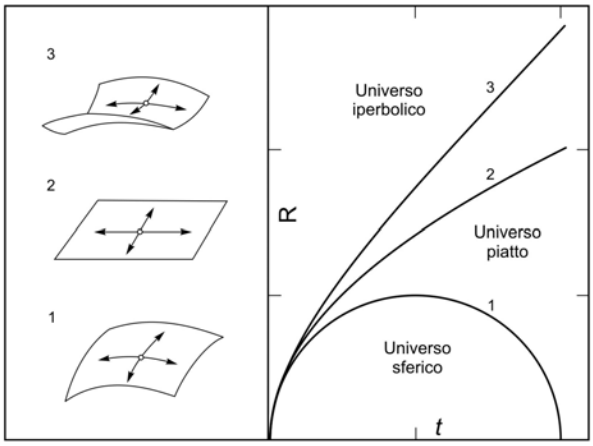

Fig. 29 A sinistra sono rappresentate le tre specie di geometria dello spazio. A destra i corrispondenti tipi di evoluzione dell'universo rappresentate attraverso la variazione nel tempo del fattore di scala R. (adattata da Gratton, *Cosmologia*, Zanichelli 1987)

"metrica", cioè dalla relazione che dà la distanza fra due punti dello spazio-tempo, il cosiddetto "intervallo". Gran parte delle relazioni matematiche che incontreremo in questa trattazione sono valide nell'ambito della metrica detta di Robertson-Walker che è la relazione più generale che descriva lo spazio-tempo in un universo omogeneo e isotropo. Ed è da ricordare che questa condizione - *omogeneità* e *isotropia* - è presupposto essenziale per tutto ciò che segue nella presente trattazione.

Caratteristica	Geometria dello spazio
Universo newtoniano:	
Legato (*bound*)	Euclidea
Marg. Legato (*marg. bound*)	"
Sciolto (*unbound*)	"
universo relativistico:	
Chiuso (closed)	Sferica (ellittica)
Piatto (flat)	Euclidea
Aperto (open)	Iperbolica

Nelle equazioni usate per i calcoli specifici viene usata una quantità, indicata con k e detta *parametro di curvatura*, che può assumere solo i valori -1, 0 oppure $+1$ a seconda che la geometria dello spazio è iperbolica, piatta o ellittica, In questa trattazione non faremo uso di tale parametro, utile per facilitare i calcoli, poiché, in considerazioni concettuali, la caratteristica geometrica dello spazio si desume dal valore del parametro di densità Ω_0 o, più in generale, come vedremo, da quello del parametro di decelerazione q_0.

3. Il Big Bang canonico

La concezione fisica dell'evoluzione del l'universo, da Lemaître semplicemente suggerita, fu poi sviluppata da G. Gamow nell'immediato dopoguerra, pochi anni dopo che

Bethe aveva individuato la catena di reazioni nucleari che trasmutando l'idrogeno in elio creano l'energia del Sole. Gamow, russo emigrato in America nel 1933, accettato il modello di universo in espansione di Fridman e Lemaître avanzò l'ipotesi che l'universo primordiale fosse estremamente denso e caldo: la "palla di fuoco" (*fireball*) iniziale, costituita da un plasma di neutroni, protoni elettroni e fotoni, da lui detto *ylem.*(nome dato da Aristotele allo stato ultimo della materia). Una temperatura enormemente più alta di quelle del nocciolo nucleare delle stelle, tanto che nei primi secondi poterono verificarsi solo le reazioni termo nucleari atte a convertire parte del plasma in deuteroni e nuclei di elio. Poi, entro pochi minuti, abbassatasi sufficientemente la temperatura in conseguenza dell'espansione, si sarebbero innescate, a catena, le successive reazioni che avrebbero sintetizzato per cattura di neutroni ed emissione di elettroni tutti gli altri elementi chimici. Per giustificare questi processi, Gamow e la sua scuola ammisero una temperatura T dell'ordine di 10^{11} K all'età $t = 0{,}01$ s, e decrescente in proporzione inversa al fattore di scala, cioè $T/T_0 = R_0/R$. Tale modello di evoluzione sarà chiamato *big bang caldo*, nome che rimarrà al modello modificato che escluderà, come vedremo subito, la sintesi primordiale degli elementi più pesanti del litio.

Questa teoria venne dapprima esposta da Gamow sulla *Physical Review* nel 1946 in un articolo dal titolo *Expanding Universe and the origin of chemical elements* (la dizione *nucleosintesi* non era ancora stata coniata). Fatti poi, insieme col suo allievo R. Alpher, i primi calcoli delle reazioni nucleari in questa nucleosintesi primordiale, i risultati vennero comunicati in una lettera alla stessa rivista. Apparsa il 1° aprile 1948, portava il titolo «R. Alpher, H. Bethe (in absentia), G. Gamow: *The origin of chemical elements* ». Il fisico Hans Bethe non aveva partecipato alla ricerca, ma Gamow, che era uno spirito ameno, lo volle inserire fra gli autori perché la teoria potesse chiamarsi $\alpha\beta\gamma$. E la teoria è rimasta nota con questo nome. In una breve nota aggiuntiva pubblicata su *Nature* nello stesso anno, Alpher, cui si era associato R. Herman, comunicavano che un ulteriore sviluppo dei calcoli aveva mostrato che ancor oggi l'universo deve esser permeato da una radiazione "da corpo nero" residua di quella che permeava l'universo, quando questo, raffreddatosi verso 3000 K, era diventato trasparente. Una radiazione puramente termica che secondo i loro calcoli avrebbe dovuto risultare oggi quella di un corpo nero a 5 K. Era la previsione della *Radiazione cosmica di fondo* (detta anche *Fondo cosmico su microonde* avendo la massima intensità su onde millimetriche), che quando vent'anni dopo è stata rivelata è risultata a circa 5 K! La previsione di questo residuo fossile del Big Bang solitamente si trova attribuita a Gamow: ciò perché, come precisa J. Luminet nell'opera già citata, per lo più gli scienziati per redigere le annotazioni storiche che frequentemente aprono le relazioni su ricerche, non consultano tutta la letteratura inerente, che spesso è enorme, e si rifanno agli scritti degli autori più noti, i quali non sempre citano correttamente.

I risultati di Gamow e collaboratori dettero grande notorietà alla teoria dell'espansione dell'universo da uno stato "puntiforme" iniziale. Fu in quello stesso anno che l'indescrivibile evento iniziale fu chiamato ironicamente da Fred Hoyle, che avversava la teoria, col nomignolo di *Big Bang.*

La teoria di Gamow però s'imbatteva in una grossa difficoltà. La nucleosintesi appariva in grado di formare dal protone, per acquisizione di neutroni, solo i nuclidi più leggeri: deuterio ed elio,: qui la catena di reazioni si arrestava. É la ben nota barriera dell'elio. Barriera mostrata dall'assenza nel sistema periodico degli elementi del numero di massa 5 (e anche 8): dall'elio 4 si passa al litio 6 ed al berillio 9. Infatti, in laboratorio è possibile ottenere, per cattura di un neutrone, la trasformazione di un nucleo di elio 4 in elio 5, ma solo per un tempo infinitesimo. Non appena formato, l'elio 5 decade immediatamente in elio 4. Analogamente si può ottenere l'isotopo 8 del berillio: ma questo immediatamente si disintegra in due nuclei di elio 4.

Eppure nelle stelle erano presenti elementi pesanti! Una via ci doveva pur essere per superare tale barriera. Il problema fu risolto nel 1952 da Hoyle e E. Salpeter con la scoperta del cosiddetto *processo α triplo*, nel quale dopo che due nuclei di elio (particelle α, appunto; numero atomico 2) per reazione termonucleare hanno formato un nucleo di berillio (elemento di numero atomico 4), quest'ultimo può reagire con un terzo nucleo di elio producendo carbonio (numero atomico 6): la barriera dell'elio è così superata e la catena di reazioni può proseguire, purché vengano assicurate temperature sempre più alte, producendo elementi vieppiù pesanti. L'ipotesi che gli elementi più pesanti dell'elio non siano primordiali ma si formino ancora oggi nel nocciolo nucleare delle stelle prendeva sempre più consistenza. La prova decisiva che processi di sintesi di elementi pesanti sono effettivamente in atto nelle stelle fu data nello stesso anno 1952 dalla scoperta di righe del tecnezio in giganti rosse: l'isotopo più stabile di questo elemento radioattivo ha una semivita di 2,6 milioni di anni e perciò non può esser stato prodotto nella nucleosintesi primordiale. Si dovette aspettare il 1957 perché fosse presentata una solida e completa teoria della sintesi dei nuclei pesanti nel nocciolo delle stelle e nell'esplosione delle *supernovae*. Solo gli elementi più leggeri - idrogeno, elio nonché berillio e litio - possono essere generati (e in gran parte sono) all'inizio dei tempi. Teoria esposta nella *Review of Modern Physics* con un'ampia relazione a firma Geoffrey Burbidge, Margaret Burbidge, W. Fowler e Hoyle dal titolo *Synthesis of elements in stars* e rimasta nota fra gli specialisti come B^2FH.

Tanto nel quadro astrofisico quanto in quello strutturale generale, cioè più propriamente cosmologico, veniva presa in considerazione solo la presenza di materia. La costante cosmologica Λ, che introduceva una forza contrastante la gravitazione, restava esclusa. Il parametro di densità Ω non aveva quindi bisogno di precisazioni. Solo da un paio di decenni, apparsa prima l'opportunità, poi la necessità di prendere in considerazione, oltre all'energia gravitazionale generata dalla materia, anche la presenza di una cosiddetta energia oscura, rappresentata dalla costante Λ, si è cominciato a distinguere Ω_M e Ω_Λ in relazione rispettivamente alla materia e all'energia oscura.

Il modello di universo in espansione, con Big Bang caldo e senza costante cosmologica, è rimasto noto col nome di Big Bang standard o canonico.

E torniamo, appunto, all'evoluzione generale nell'ambito di tale modello. Se $\Omega > 1$ (universo chiuso) l'e-

spansione rallenta fino a velocità zero, quando il primo termine del secondo membro della (6) si annulla. Da quell'istante inizia una contrazione con velocità invertita crescente e l'universo crolla su se stesso fino a ritornare alla singolarità iniziale (il grande crollo: big squeeze, o big crunch, in inglese). E ciò indipendentemente dalle recenti considerazioni quantistiche. L'universo in tal caso ha una fine. Vale però anche l'ipotesi che da quella singolarità si generi un altro big bang e si ripeta il ciclo (universo chiuso, oscillante). Ovviamente si tratta di soluzioni validissime nell'ambito matematico ma bisogna essere molto cauti nel considerare la loro aderenza alla realtà. Sono modelli che consentono di concepire e coordinare le conoscenze sulla struttura e sul divenire del mondo, ma vanno continuamente confrontati con i dati di osservazione man mano che si accumulano.

La relazione (6) nel caso che l'energia totale sia zero, e quindi $\Omega = 1$ (universo piatto), ricordando che $v = \mathrm{d}r/\mathrm{d}t$, si può scrivere

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \left(\frac{2\,G\,M^*}{r}\right)^{1/2}$$

equazione che può essere integrata tenendo presenti le condizioni dettate dalla teoria dell'espansione da una singolarità iniziale, cioè $r(0) = 0$ per $t = 0$. Chi ha un po' di pratica col calcolo infinitesimale trova facilmente l'integrale

$$\frac{2}{3}\,r^{3/2} = (2\,G\,M^*)^{1/2}t$$

E ricordando che al tempo presente $(2\,G\,M^*/r)^{1/2} = v_0 = H_0 r$, si ricava per l'età dell'universo, cioè per il tempo $\boldsymbol{t_0}$, trascorso dalla singolarità iniziale, la quantità trascorso dalla singolarità iniziale, la quantità $(2/3)H_0^{-1}$. Nel caso più generale, $\Omega = \pm 1$, il calcolo è alquanto più complicato e si trovano, ovviamente solo dei limiti per l'età, come mostra il seguente quadro

$\Omega_0 = 1$, ($E = 0$, univ. piatto): $\quad t_0 = \frac{2}{3}\,H_0^{-1}$

$\Omega_0 > 1$, ($E > 0$, univ. chiuso): $\quad 0 < t_0 < \frac{2}{3}\,H_0^{-1}$ (9)

$1 > \Omega_0 \geq 0$, ($E < 0$, un. aperto): $\quad \frac{2}{3}\,H_0^{-1} < t_0 \leq H_0^{-1}$

L'ultima relazione ci dice che H_0^{-1} è il limite cui tende l'età dell'universo per densità tendente a zero ed è il *tempo di Hubble*

$$t_\mathrm{h} = H_0^{-1} \qquad (10)$$

Quindi solo nel caso di un universo vuoto il tempo di Hubble corrisponde all'età dell'universo.
Se tale tempo si vuole in anni, essendo H_0 misurata in chilometri al secondo per megaparsec, i valori di t ottenuti con le formule date qui sopra vanno moltiplicati per $9.778\text{x}10^{11}$, coefficiente numerico che serve a trasformare i megaparsec in chilometri ed i secondi in anni. Per il tempo di Hubble si ha la semplice formula

$$t_\mathrm{h} = \frac{977{,}8}{H_0} \quad \text{miliardi di anni} \qquad (10')$$

Si tenga presente che la seconda e terza relazione del quadro stabiliscono limiti: i valori effettivi dei tempi si ottengono moltiplicando t_h per una funzione alquanto complicata di Ω_0 (o q_0, che nell'ambito del modello standard sappiamo valere $\Omega_0/2$). Si hanno così le età dell'universo, dette anche *tempi di Fridman*:

$$t_\mathrm{f} = f(q_0)\,H_0^{-1} \qquad (11)$$

In linguaggio matematico, t_f è il tempo trascorso dalla singolarità di Fridman. Per $\Omega_0 = 0$ il tempo di Fridman coincide col tempo di Hubble; altrimenti ci limitiamo ai dati della tabella 2 calcolata per due valori di H_0: $50\ \mathrm{km/s/Mpc}$ e $100\ \mathrm{km/s/Mpc}$ dove, diversamente dalla Tab. 1 (Parte I, pag. 28), sono esplicitati i valori della funzione $f(\Omega_0)$. Interpolando linearmente fra i valori tabulati si può avere un dato orientativo per i valori di H_0 compresi fra i due limiti.

Tab. 2 Età dell'universo, ovverosia tempi di Fridman, in funzione di H_0 e Ω_0 (Big Bang canonico)

Ω_0	$f(\Omega_0)$	$t(50)$	$t(100)$	Ω_0	$f(\Omega_0)$	$t(50)$	$t(100)$
0,0	1,000	19,6	9,8	0,8	0,696	13,6	6,8
0,1	0,898	17,6	8,8	1,0	0,667	13,1	6,5
0,2	0,846	16,6	8,3	1,5	0,611	12,0	6,0
0,4	0,779	15,3	7,6	2,0	0,571	11,2	5,6
0,6	0,732	14,3	7,2	3,0	0,513	10,0	5,0

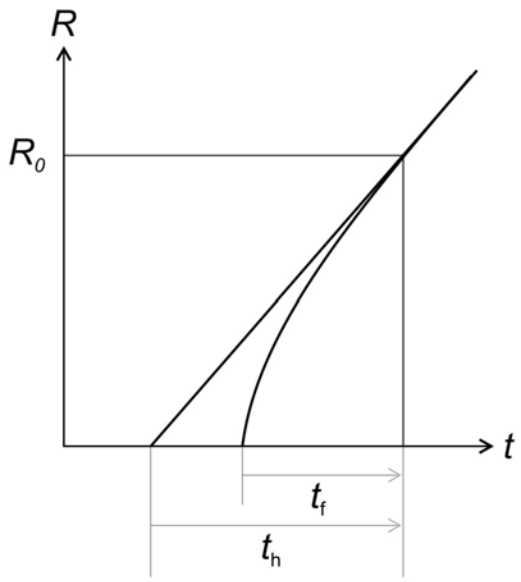

Fig. 30 Tempo di Hubble e tempo di Fridman

Per, $q_0 > {}^1/_2$ o ciò che nell'ambito del modello canonico è lo stesso, $\Omega_0 > 1$, lo spazio è ellittico e l'universo è finito nel tempo. Dalla singolarità iniziale il fattore di scala R cresce fino a raggiungere un massimo, poi decresce simmetricamente fino a ritornare a zero: la curva che rappresenta la funzione $R(t)$ è una cicloide. Ma la singolarità in cui ripiomba potrebbe anche essere insieme l'inizio di un nuovo

ciclo, aversi cioè un universo ciclico. La durata t_{cicl} del ciclo dipende da H_0 e q_0 secondo la relazione

$$t_{cicl} = T = 2\,\pi\, q_0/H_0\,(2\,q_0 - 1)^{3/2} \qquad (12)$$

Ad esempio, per $q_0 = 1$ (quindi una densità doppia di quella critica) e $H_0 = 70$ km/s/Mpc, la durata del ciclo sarebbe di 88 miliardi di anni. Per densità attuale di poco superiore a quella critica, diciamo $q_0 = 0{,}6$, la durata salirebbe a 990 miliardi di anni. Nel primo caso oggi ci troveremmo a circa un decimo del ciclo, nel secondo caso meno di un centesimo.

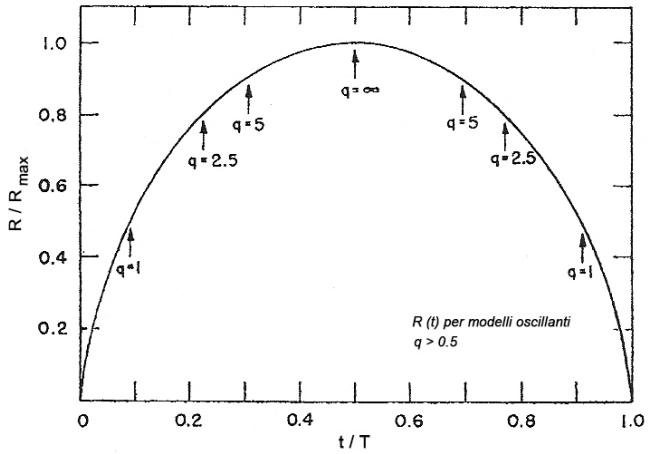

Fig. 31 La variazione di R nel tempo secondo il modello canonico nel caso $q > 0{,}5$. Se tale ciclo si ripete si ha l'universo ciclico. La fase in cui ci troviamo è data dal valore di q_0.

Si faccia ben attenzione che la tabella 2 vale per il modello del big bang canonico, o standard, dove l'evoluzione è condizionata unicamente dall'impulso iniziale e dal frenamento gravitazionale, che dipende dalla densità della materia. Solo con $\Omega = 0$ la velocità di espansione sarebbe invariabile nel tempo. Infatti, a densità zero non essendoci la gravità a contrastare l'energia cinetica, l'espansione continuerebbe all'infinito con la medesima velocità. Altrimenti la materia provoca un rallentamento e quindi una progressiva diminuzione di H. I soli parametri da prendere in considerazione perciò sono H_0 e Ω_0 (o l'equivalente q_0). Più avanti vedremo che negli anni '90 si è dovuto, mettere nel conto, come già accennato, oltre alla gravità anche l'effetto di un'*energia oscura* che permea lo spazio, per cui Ω non esprime più soltanto la densità della materia, ma anche quella della detta energia che è rappresentata nelle equazioni generali dalla costante cosmologica Λ; si ha allora $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$. Il tempo di Hubble ha allora perso il significato di limite superiore. Il Big Bang caldo sopra accennato resta incluso in entrambi i modelli, quello canonico e quello con costante cosmologica. Distanze e tempi per il modello di universo attualmente più accreditato sono dati nella tabella 3.

Nell'ambito della teoria canonica, con il valore 70 km/s/Mpc, molto vicino a quello oggi adottato per H_0, il limite estremo per l'età dell'universo risulta $13{,}7\times10^9$ anni; l'età vera sembrerebbe di poco inferiore, dato che da considerazioni dinamiche sugli ammassi di galassie la densità della materia risulta appena un ventesimo di quella critica ($\Omega_0 = 0{,}05$). Un'età compatibile quindi con quella degli ammassi globulari, valutata attorno a 12×10^9 anni.

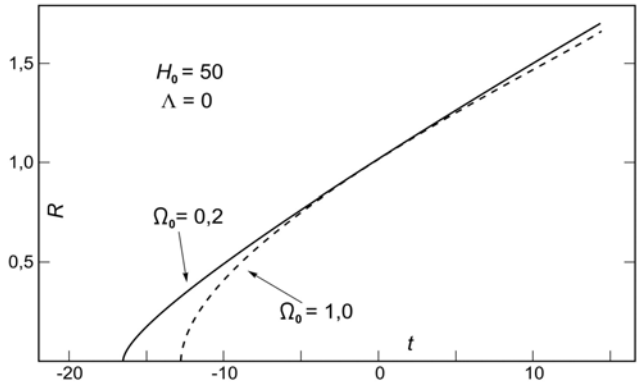

Fig. 32 R in funzione del tempo (miliardi di anni da oggi) nel Big Bang canonico con $H_0 = 50$ km/s/Mpc, nel caso che l'universo sia piatto, $\Omega_0 = 1$, oppure iperbolico con $\Omega_0 = 0{,}2$.

E ciò negli anni '60 avrebbe messo gli animi in pace se non fosse stato per la diffusa propensione a ritenere l'universo piatto ($\Omega_0 = 1$). Il limite superiore per l'età dell'universo scendeva quindi a 9 miliardi di anni. Decisamente troppo poco.

Ricordiamo che, nell'ambito della teoria canonica, l'universo piatto ($\Omega = 1$) non è altro, dal punto di vista della geometria dello spazio, che l'universo di Einstein-de Sitter. Ed è stato il modello privilegiato da gran parte di cosmologi e astronomi per oltre quarant'anni, da metà secolo fino agli anni '90, nonostante che le osservazioni tendessero a mostrare un valore di Ω decisamente minore di 1. La frazione di massa mancante veniva attribuita alla presenza della cosiddetta materia oscura, certamente esistente.

L'universo relativistico piatto potrebbe sembrare identico a quello dell'universo aperto della cosmologia newtoniana. Ma sono due modelli completamente diversi. In entrambi lo spazio è euclideo, però nella cosmologia relativistica l'essere euclideo dello spazio è fissato dalla densità della materia (e, come si sa da qualche anno, anche dalla densità dell'energia oscura). Nella cosmologia newtoniana lo spazio è tale per sua natura, indipendentemente dalla materia; è semplicemente un contenitore. Le specificazioni sciolto (o aperto), legato e marginalmente legato, si riferiscono al comportamento della materia ed in particolare delle galassie. È una specificazione meccanica né più né meno di quando si considera un qualsiasi sottoinsieme dell'universo, come una singola galassia o un ammasso stellare, che sono legati o sciolti a seconda che l'energia gravitazionale potenziale supera o no l'energia cinetica delle particelle componenti (equazione 6). E così, l'universo di Einstein-de Sitter va ben distinto dall'universo newtoniano, pur essendo entrambi piatti e infiniti.

Quanto esposto in questa sezione è stata ritenuta, sia pure con molte riserve e ultimamente numerose voci contrarie, valida descrizione dell'universo fino a un quindicennio fa; oggi, abbandonato definitivamente il modello standard, si sa che il parametro q_0 non basta per descrivere, insieme ad H_0, il divenire dell'universo.

La costante cosmologica inserita da Einstein per rendere statico il suo universo e da lui revocata con l'avvento del concetto di espansione, scomparve quindi dalla cosmologia per essere riesumata settant'anni più tardi rivalutando il pre-

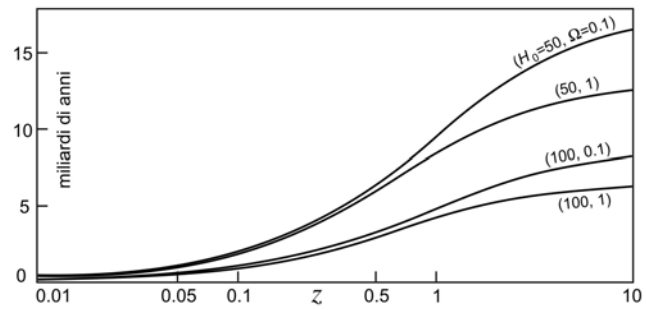

Fig. 33 Il tempo trascorso (*look back time*) nel modello cosmologico standard, in funzione di z e di diversi valori di H_0 e di Ω.

sunto errore. In realtà, con lo spazio che si espande, tale costante non risultava necessaria, ma sia Fridman che Lemaître se ne erano serviti ottenendo diversi modelli di espansione. Infatti, come vedremo meglio più avanti, Λ rappresenta un'energia di natura sconosciuta che si manifesta solo con una forza che contrasta la gravità favorendo l'espansione: nessun altro fenomeno ne rivela la presenza e da ciò il nome di energia oscura (*dark energy*) che le sarà dato quando in tempi recenti la sua reintroduzione apparve necessaria.

Secondo Lemaître, l'esistenza di tale energia si poteva dedurre dal fatto che le "nebulose extragalattiche" col loro redshift mostravano l'espansione dell'universo, ma la loro stessa esistenza mostrava la presenza, soprattutto in passato, di fenomeni di addensamento della materia. Con le nozioni odierne, diremmo che i fenomeni di addensamento, che nella presente era avvengono nel "piccolo" con la formazione delle stelle e dei pianeti, un tempo avvenivano in grande con la formazione delle galassie. Da ciò Lemaître arguiva l'esistenza di due forze contrapposte: la gravità e la contrastante repulsione, quest'ultima espressa dalla costante cosmologica.

Introdotta la costante Λ nelle equazioni relativistiche generali, Lemaître aveva potuto ottenere un modello di universo che partendo da una singolarità iniziale subisce una rapida espansione, poi attraversa una fase di costanza (stagnazione) per riprendere infine una più lenta espansione. La durata della fase di stagnazione dipendeva dal valore di Λ. Ovviamente in tal modo perdeva significato il tempo di Hubble e l'età dell'universo la quale poteva essere allungata quanto occorreva.

Dagli anni '30 la teoria dell'espansione è stata accettata dalla grande maggioranza degli astronomi. Accettazione basata essenzialmente sul fatto che consentiva di costruire un grandioso edificio scientifico di grande coerenza. Tuttavia per lungo tempo è mancata una vera prova. Dopo il 1965 verrà considerata tale la natura di radiazione di corpo nero del fondo cosmico a microonde o radiazione cosmica di fondo (RCF). Ma era ancora una prova indiretta, o meglio una conferma di notevole peso. Una solida verifica sarà fornita negli anni '90 dalla costatazione della dilatazione del tempo in lontane supernovae. L'apparente rallentamento dei fenomeni secondo il fattore $(1+z)$ conformemente alla relazione (2) aveva come unica spiegazione, senza ricorrere ad altre ipotesi, il progressivo aumento del fattore di scala. Si veda in proposito nella sezione 6.

4. La massa mancante e la materia oscura

Il concetto della massa mancante risale a metà degli anni '20 del secolo scorso, quando B. Lindblad e J. Oort costruirono il primo modello dinamico della Galassia: la massa di questa, dedotta dalle immagini ottiche considerando un medio rapporto fra luminosità e massa delle stelle[2], risultava molto inferiore a quella ricavata dalle velocità di rotazione.

Analogo risultato si ottenne successivamente dalle velocità di rotazione di altre spirali. Negli anni '30, F. Zwicky studiando numerosi ammassi di galassie trovò poi che i moti relativi delle galassie componenti erano così veloci che la massa totale dell'insieme, stimata in base alla luminosità ottica, non poteva bastare a tenere legato l'ammasso. Tali sistemi sembravano destinati a dissolversi. Perché la struttura fosse stabile, la massa totale doveva essere almeno 10 volte maggiore. Il problema della massa mancante si presentava così su scala cosmologica. Associando la massa alla materia, si parlò poi anche di materia oscura (*dark matter*). Parte di tale materia che manca all'appello, può essere sotto forma di stelle troppo deboli per contribuire in modo sensibile alla luminosità (nane bianche molto lontane, nane brune, masse gassose tenui e fredde che non si rivelano nemmeno per assorbimento della luce, ecc.), però parlare di materia che non si vede è troppo generico. Della materia oscura non si conoscono le proprietà, se non quella di possedere massa gravitazionale e di non interagire con la radiazione elettromagnetica (che è ciò che la rende invisibile).

Qui è da ricordare che la materia ordinaria è costituita essenzialmente, come massa, da protoni e neutroni che sono particelle pesanti, dette *barioni*, e per questo si chiama *materia barionica* (gli elettroni hanno massa trascurabile). Ora, secondo la teoria della nucleosintesi primordiale, l'abbondanza relativa degli elementi sintetizzati (idrogeno, deuterio, elio 3, elio 4 e litio 7), dipende fortemente dal parametro di densità barionica Ω_b, cioè dal rapporto fra la densità barionica cosmica e la densità critica ρ_c, quella necessaria per "chiudere" l'universo. Nel 1973 R. Wagoner mise in evidenza che ciò offriva un mezzo per valutare tale densità, cioè Ω_M. Il deuterio risultava particolarmente idoneo a tal fine: infatti risulta che se Ω_M aumenta di 100 volte, l'abbondanza di tale elemento diminuisce di un miliardo di volte. D'altra parte il deuterio non viene sintetizzato in nessun processo successivo, anzi viene consumato nelle reazioni nucleari nel nocciolo termonucleare delle stelle. Perciò l'abbondanza attuale nell'universo fornisce un limite superiore ad Ω_M. Osservazioni nell'ultravioletto tramite il satellite Copernicus permisero, nel 1973, di misurare l'intensità di righe interstellari del deuterio. Analogamente in anni successivi fu possibile misurare la quantità di litio 7 in stelle fra le più antiche di popolazione II. Da tali ricerche se ne ricavò

[2] Consideriamo il rapporto fra luminosità e massa per il Sole. Si ha $\mathcal{M}_\odot = 2\times10^{33}$ g, $L_\odot = 4\times10^{33}$ erg/s: quindi $\mathcal{M}_\odot/L_\odot = 0{,}5$. Fin oltre metà del secolo scorso, la massa della Galassia, valutata in base alla curva di rotazione, era ritenuta $2\times10^{11}\ \mathcal{M}_\odot$ e la luminosità, in base a valutazioni fotometriche, $2\times10^{10}\ L_\odot$; perciò il rapporto massa/luminosità risultava 10 volte quello solare. Determinazioni successive indicano per la massa della Galassia $2\times10^{12}\ \mathcal{M}_\odot$ per cui si ha $\mathcal{M}/L = 100$ in unità solari. Quindi il 99 % della massa della Galassia sarebbe dovuta a materia non visibile (da L. Gratton, *Cosmologia*, p. 536)

che la densità della materia barionica è appena il 6% della densità critica. Se, com'era allora prevalente opinione, la densità dell'universo fosse quella critica, c'era evidentemente materia non barionica per arrivare a $\Omega_M = 1$.

Tale valore di Ω_b fu confermato da valutazioni dirette. Uno di risultati più interessanti dell'Uhuru, il primo satellite per raggi X messo in orbita nel 1970, fu la scoperta della presenza di un'intensissima radiazione emessa dagli spazi intergalattici degli ammassi di galassie, così intensa da sommergere la luce delle galassie. Questi immensi sistemi risultarono così permeati da gas ad altissima temperatura ($10^7 - 10^8$ K) che si manifesta per Bremsstrahlung[3]. I successivi satelliti (Einstein; RoSat e altri) consentirono poi di studiare in numerosi ammassi la distribuzione di tale gas in pressione e temperatura, e di ricavarne la massa gravitazionale totale. E fu possibile valutare anche la componente barionica di tale massa. Infatti, dall'intensità della radiazione X si ricava la densità in numero di elettroni che la generano: noto il volume occupato si ricava il numero totale di elettroni. E poiché i protoni sono in ugual numero, si ha la massa barionica. Nella misura in cui questi immensi sistemi possono essere ritenuti rappresentativi della composizione della materia del cosmo si è ricavato che la massa barionica costituisce circa il 17% della massa gravitazionale (dedotta, come sappiamo, da considerazioni dinamiche). Siccome la materia barionica costituisce solo all'incirca il 4,5% della densità critica, si ha

$$\rho_b \approx 0{,}045\, \rho_c \approx 0{,}17\, \rho_g$$

da cui $\rho_g \approx 0{,}3\, \rho_c$.
La densità cosmica della massa gravitazionale sarebbe quindi grosso modo il 30% della densità critica.

Nonostante questo risultato, oggetto d'altra parte di molte critiche, si continuò dalla maggior parte dei cosmologi ed astrofisici a ritenere che la densità della materia fosse quella critica; si continuò ad aver fede in un universo piatto ascrivendo la massa mancante all'imprecisata materia oscura, che si manifesterebbe solo per l' effetto dinamico della propria massa e non per gli altri effetti (emissione e assorbimento della radiazione elettromagnetica, reazioni chimiche ecc.).

Quanto alla materia che bisognava aggiungere a quella barionica (il 25% se si riteneva $\Omega_M = 0{,}30$; il 95% se si riteneva $\Omega_M = 1$), cioè la materia oscura la cui natura è del tutto sconosciuta, si è tentato di identificarla con le più svariate particelle, sia note che ipotetiche: LSP (*Lowest mass supersymmetric particles*), WIMP (*weakly interacting massive particles*), neutrini con massa non zero, ecc.

Ecco la composizione della materia cosmica che trovo presentata nel 1991 sulla Rivista *Sky and Telescope*

Barionica: 6% della massa totale dell'universo

Visibile (stelle, nebulose ecc.)

Oscura

Nell'alone galattico
pianeti massicci, nane brune, buchi neri di massa stellare, ecc.

Nello spazio intergalattico
gas caldo (~100.000 K)
galassie abortite
altro?

Non barionica: 94% della massa totale

Calda

Neutrini tau

Fredda

WIMP (~100 GeV)
Assioni (~10^{-5} eV)
Buchi neri primordiali di massa planetaria
Altro?

Chiaramente tale quadro presuppone che la densità della materia sia quella critica: $\Omega = 1$ (non veniva precisato Ω_M dato che si riteneva l'universo essere costituito unicamente da materia, barionica o no che fosse). Essendo questo prospetto presentato da un'autorevole rivista divulgativa, mostra la concezione più accreditata all'epoca. Concezione che sarà falsificata appena sette anni più tardi, nel 1998.

5. Alcune relazioni fondamentali. Il flusso di Hubble

Ponendo $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, si ha $\lambda'/\lambda = 1 + z$. Ma λ'/λ è il rapporto fra la lunghezza d'onda ricevuta oggi e quella all'atto dell'emissione, cioè l'incremento relativo del fattore di scala nel tempo intercorso. Perciò si ha

$$1 + z = R_0/R \qquad (13)$$

relazione fondamentale di validità generale. Quinda $1 + z$ dà il rapporto tra il fattore di scala attuale e quello all'istante in cui la radiazione venne emessa. E si può dimostrare che vale sempre anche la relazione per la temperatura cosmica:

$$1 + z = R_0/R = T/T_0 \qquad (14)$$

Ribadendo quanto già accennato, nella cosmologia newtoniana z è un vero e proprio effetto Doppler e può esser tranquillamente trasformato in velocità tramite le ben note formule. Cosa che non può esser fatta così tranquillamente, come si trova in molti trattati divulgativi, nella cosmologia relativistica. Formalmente la trasformazione è possibile solo per piccoli valori di z. L'espressione relativistica dell'effetto Doppler usata quando v non è più trascurabile rispetto a c, è valida nell'ambito della Relatività ristretta, che postula uno spazio euclideo, ma non quando le grandi distanze non consentono più di considerare piatta la geometria dello spazio e si è nell'ambito della Relatività generale. Hubble era arrivato nel 1931 a $z = 0{,}07$ e circa 300 Mpc e le velocità risultanti avevano ancora significato. Ma non certo quando si è arrivati a raggiungere miliardi di anni luce.

In cosmologia, al posto delle distanze e dei tempi raggiunti si preferisce usare il corrispondente valore del *redshift* z. Infatti questo è il dato fondamentale, la variabile indipendente dell'espansione, e ci dà il fattore di scala R in unità relative. Nel modello canonico, per passare a tempi e distanze

[3] Bremsstrahlung significa radiazione da frenamento ed è quella prodotta da elettroni liberi rallentati da ioni positivi (per lo più protoni) cui passano vicino.

assoluti occorre conoscere anche Ω_0 (o q_0) ed H_0. Ad esempio, $z = 3$, ci dice, in base alla relazione (13) che R era $^1/_4$ del valore attuale. Questo è il dato di fatto. Poi, solo accettando uno specifico modello, cioè dati i valori per le dette costanti, da z si può ricavare la distanza (opportunamente precisata, come vedremo) nonché il tempo t_{LB} trascorso dall'emissione del segnale (*look back time*, come quello indicato dalla fig. 33) e quindi, se t_0 è l'età attuale dell'universo, l'età $t_0 - t_{\mathrm{LB}}$ che allora aveva l'universo.

Nel caso particolare $\Omega_0 = 1$ (universo piatto) per il tempo frazionario (rispetto all'età dell'universo) si ha

$$t_{\mathrm{fraz}} = (1 + z)^{-3/2} \qquad (15)$$

Ad esempio, la luce che ci perviene da una galassia caratterizzata da un redshift 3, è stata emessa quando l'età dell'universo era $4^{-3/2}$, cioè circa il 13% di quella attuale. Per z tendente all'infinito, t tende a zero e si ottiene l'istante iniziale. Per $z = 0$ si ottiene ovviamente 1, che è l'età attuale. Se poi il tempo si vuole in unità assolute (anni, secondi ecc.) occorre conoscere anche H_0.

Nel caso generale, $\Omega_0 \neq 1$, si hanno, come già detto, formule alquanto complicate. Quelle per avere l'età dell'universo, necessarie per passare dal tempo frazionario a quello assoluto, vengono ottenute facendo tendere z ad infinito nella relazione generale che esprime il tempo in funzione di z, Ω_0 e H_0. I risultati sono dati più sopra (tab. 2) in funzione di valori particolari di Ω.

Ricordiamo ancora che quanto ora detto vale per la teoria classica, o canonica, o modello standard del Big Bang - quella fin qui trattata - che prende in considerazione solo la materia. Fanno eccezione le relazione (13) e (14) che sono valide sempre. Al caso generale, con $\Omega_\Lambda \neq 0$, si accenna nella sezione 11.

A tutt'oggi la legge di Hubble è stata controllata fino a $z = 1{,}7$ e attorno a $z = 0{,}5$ comincia ad apparire una deviazione sistematica. Si tenga ben presente che il limite $z = 1$, è relativo a distanze misurate indipendentemente dal *redshift* e che quindi valgono per verificare la legge di Hubble. In effetti, come esposto nella Parte I, sono stati misurati *redshifts* molto maggiori, ma per oggetti di distanza non nota.

Qui occorre fare un'importante considerazione sul significato di z. Indipendentemente dall'espansione, le galassie si spostano una rispetto all'altra per condizioni cinematiche iniziali e per reciproca azione gravitazionale e questi moti provocano un effetto Doppler che si somma vettorialmente al *redshift* dell'espansione che è detto *redshift cosmologico.* Sono i cosiddetti *moti locali* o *peculiari.* Per galassie lontane (oltre 100 Mpc) gli spostamenti locali appaiono trascurabili di fronte all'allontanamento cosmologico, che cresce con la distanza, ma per quelle più vicine possono influire notevolmente, fino in certi casi a risultare un *blue shift* (galassia in avvicinamento, come quella di Andromeda). Per questo l'espansione non si osserva entro la Galassia e nemmeno entro il Gruppo locale di galassie[4] perché vi prevale la reciproca forza gravitazionale. Immediatamente al di fuori, l'espansione si manifesta in scala ridotta per l'effetto gravitazionale del super ammasso *Virgo* che con le sue 100 mila galassie si trova a soli 15 Mpc. Fino a poco meno di vent'anni fa, per galassie abbastanza vicine da consentire misure precise di distanza, le velocità di espansione, erano fortemente contaminate da effetti gravitazionali locali. Poiché i moti locali non superano $200 - 300$ km/s, per ridurre a meno del 5% l'incertezza dovuta a questi occorre spingere la misura dei *redshift* a valori maggiori di 6000 km/s e cioè a $z > 0{,}002$.

La velocità data dalla (1), cioè quella corrispondente al *redshift* cosmologico, costituisce il *flusso di Hubble.* Le velocità *locali* ora dette sono considerate, cosmologicamente, deviazioni da tale flusso. Com'è esposto più ampiamente nella Parte I, per decenni, spingendo gli scandagli sempre più lontano, le galassie continuavano ad allinearsi ottimamente sulla retta di Hubble. Scostamenti notevoli casuali apparivano solo per galassie vicine, ed abbiamo appena spiegato il perché. Solo verso la fine del secolo sono state raggiunte distanze alle quali comincia ad apparire una deviazione sistematica di natura cosmologica (effetto, come vedremo, del parametro di decelerazione q_0. Distanze alle quali il flusso di Hubble non è più rappresentabile con una retta, nemmeno in prima approssimazione.

La caduta verso Virgo

Un moto locale che fino a due decenni fa condizionava fortemente le misure della costante H_0 è quello dell'osservatore terrestre che è trascinato con la Galassia, in solido col Gruppo locale, per il già accennato effetto del campo gravitazionale dell'ammasso della Vergine. E' la cosiddetta *caduta verso la Vergine* (*Virgo infall*). Ma è una dizione impropria, in effetti non cadiamo verso quell'ammasso. Si ha solo, nella direzione di Virgo, una diminuzione della velocità di espansione: ci allontaniamo cioè da Virgo con velocità alquanto inferiore al flusso di Hubble corrispondente a quella distanza. Negli anni '70 si valutava in base a varie ricerche che il rallentamento dell'espansione del centroide del Gruppo locale rispetto a Virgo ammontasse a circa 200 km/s; successivamente è stato precisato in 220 km/s. Dai *redshift* misurati per numerose galassie di Virgo, la velocità radiale del baricentro dell'ammasso risultava circa 930 km/s. Tenuto conto di tale valore della "caduta", il flusso di Hubble corrispondente alla distanza di Virgo risulta circa 1150 km/s.

Si deve tener presente qui l'esistenza dei cosiddetti superammassi, cioè insiemi di ammassi e di gruppi di galassie dell'estensione di diecine di megaparsec. I grandi superammassi annoverano una diecina di ammassi ricchi e molte diecine di ammassi poveri ed hanno estensione dell'ordine di 100 Mpc. La Galassia, col suo gruppo locale, con l'ammasso della Vergine e qualche altro gruppo, come Leo II e altri, fanno parte di un superammasso detto *locale*, o anche **supergalassia*. Sembra che la gerarchia delle strutture dell'universo non vada oltre il superammasso.

L'insieme delle deviazioni locali dal flusso di Hubble è assai complesso. A districarsi in tale problema è sopravvenuta dopo il 1965 la RCF che ha offerto un riferimento che

[4] Gruppo di galassie di cui fanno parte la nostra, quella di Andromeda (M31), l'M33 e varie altre galassie minori. Consta di una trentina di membri, in gran parte galassie nane, e si estende per 3 milioni di parsec. La nostra galassia vi primeggia, un primato che per lunghi anni è sembrato conteso da quella di Andromeda.

si può ritenere assoluto. Come vedremo meglio più avanti (sezione 9), la RCF appare perfettamente isotropa eccetto un'anisotropia a dipolo dovuta dall'effetto Doppler causato dal nostro moto. Il polo caldo, che indica l'apice di tale moto, si trova nella costellazione del Leone e rivela una velocità di circa 380 km/s. Tale velocità è dovuta alla somma di numerosi moti locali. Quello del Sole rispetto alle stelle circostanti, cioè rispetto al *Local Standard of Rest* (LSR)[5], quello del LSR attorno al centro della Galassia a sua volta sommato al moto di questo rispetto al Gruppo locale e infine del centroide del Gruppo locale rispetto alla RCF. Quest'ultimo moto, di circa 460 km/s è addebitato in gran parte all'azione gravitazionale di un superammasso ad oltre 100 Mpc in direzione Hydra-Centauro (negli anni '80, quando non era ancora stato individuato questo superammasso, si ritenne che tale moto fosse causato da una massa nascosta, stimata in $10^{16}\ \mathcal{M}_{\odot}$, detta *Grande Attrattore*).

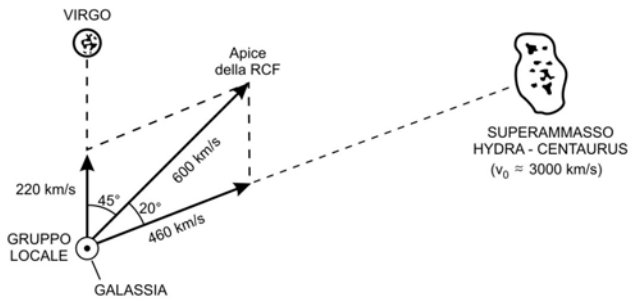

Fig. 34 La "velocità di caduta" verso l'ammasso della Vergine (220 km/s) si somma vettorialmente con la "velocità di caduta" verso il superammasso Hydra-Centaurus dando la velocità (~600 km/s) del Gruppo Locale di galassie rispetto alla radiazione cosmica di fondo. Questa è una delle varie combinazioni di moti che danno la velocità "assoluta" del Gruppo Locale.

Tutte queste velocità relative sono state determinate con vari metodi. Ad esempio, quella del LSR rispetto al Gruppo locale venne determinata negli anni '70 mediante le velocità radiali di tutte la galassie note del gruppo misurate sulla riga di 21 cm dell'idrogeno neutro. È chiaro che possono esser facilmente trasformate in assolute in base alla velocità assoluta del Sole fornita dall'anisotropia a dipolo della RCF. Un esempio delle relazioni di velocità è dato nella Fig. 34. Dalle velocità di caduta verso Virgo e del Gruppo locale verso il superammasso Hydra Centauro, è stata dedotta la velocità assoluta del centroide del Gruppo locale: circa 600 km/s. Dal 1993, dopo che apice e velocità del moto del Sole rispetto alla RCF erano stati ricavati con grande precisione dai dati forniti dalla sonda COBE (*Cosmic Background Explorer*), le velocità radiali alle grandi distanze ottenute per via spettroscopica vengono espresse in questo riferimento assoluto mediante la correzione $630 \cos\theta$ km/s, dove θ è l'angolo tra l'apice della velocità del Gruppo locale e la direzione in cui l'oggetto è visto.

6. Teorie alternative al Big Bang

Il fenomeno dell'espansione dell'universo è stato da sempre messo in dubbio da valenti astronomi che hanno preferito interpretazioni diverse del *redshift.* Dopo l'iniziale interpretazione alternativa come perdita di energia nel tragitto (un effetto proporzionale alla distanza), è stato suggerito da H. Arp e J. Narlikar che la legge di Hubble sia una conseguenza di un progressivo aumento della massa delle particelle elementari. Più in generale, sarebbe conseguenza di una proprietà intrinseca della materia la quale al passare del tempo si evolverebbe emettendo a pari temperatura su lunghezze d'onda sempre minori. Perciò quanto più una galassia è lontana, e quindi più antica, tanto maggiore è il *redshift* che presenta. E ciò in un universo del tutto statico. Solo gli scostamenti casuali dal flusso di Hubble sarebbero effetto Doppler e rappresenterebbero effettivi moti relativi delle galassie. Si introdurrebbero però ipotesi che porterebbe a sconvolgere tutta la fisica atomica. Ad esempio, una progressiva diminuzione del valore della costante di Planck, una variazione che dovrebbe esser sensibile in tempi cosmologicamente brevi (diecine di milioni di anni). E senz'altra giustificazione se non quella di interpretare il fenomeno**.**

Come si vede, si devono introdurre ipotesi specifiche prive di giustificazioni indipendenti. L'espansione dello spazio non è invece un'ipotesi *ad hoc*, ma una conseguenza possibile delle equazioni gravitazionali di Einstein che dà conto della proporzionalità del *redshift* con la distanza e permette di interpretare innumerevoli altri fenomeni.

Nel 1934 E. Milne e W. McCrea, rifiutando la Relatività generale ed il concetto di spazio in espansione ("*Questo concetto*" – scrive Milne – "*benché matematicamente valido, non possiede nessun contenuto fisico*") proposero di interpretare la recessione delle galassie come un vero e proprio moto nello spazio newtoniano. Ciò nell'ambito di una cosmologia che prende in considerazione lo spazio euclideo e la Relatività ristretta. In un insieme di N galassie distribuite nello spazio e animate da moti casuali, succede che le più veloci si lasciano addietro le più lente. Ne risulta una distribuzione con un nucleo centrale di particelle lente circondato da strati concentrici di particelle tanto più veloci quanto più lontane. Una teoria che però non ha mai riscosso ampio consenso.

Gli oppositori della teoria dell'espansione hanno come cavallo di battaglia il dato di fatto di vari casi di galassie riunite in gruppo o comunque con apparenti segni di collegamento fisico che mostrano *redshifts* molto diversi. Il caso più noto, quello del *quintetto di Stephan, è stato però risolto un decennio fa lasciando salva l'espansione. Un caso scoperto pochi anni fa è quello di due galassie (NGC7603 A e B di 17ª magnitudine), a z rispettivamente 0,029 e 0,057 che appaiono collegate tramite un filamento con altre due galassie di 22ª magnitudine a z pari a 0,243 e 0,391. Se il *redshift* misura l'espansione dell'universo, la coppia di galassie più vicine, si trova fra 125 e 250 Mpc; la coppia più lontana tra 1000 e 1700 Mpc. Se tra galassie e filamento esistesse

[5] Il sistema di riferimento detto LSR è costituito dalle stelle a bassa velocità circostanti il Sole (entro poche centinaia di parsec). La velocità del Sole in tale riferimento è quella che rende zero la somma delle velocità relative delle stelle considerate, e vale circa 20 km/s in direzione della costellazione di Ercole. Le poche stelle ad alta velocità (> 65 km/s) osservabili nel medesimo volume vengono escluse perché sono stelle dell'alone (Pop. II) che seguendo orbite fortemente eccentriche attorno al centro della Galassia si trovano in vicinanza del *perigalacticon*. Perciò essendo animate da velocità molto più bassa di quella del Sole, appaiono muoversi ad alta velocità in direzione opposta.

un legame fisico, gli oppositori alla teoria dell'espansione avrebbero di che esultare.

Si stima che il numero di "costellazioni" di galassie fino alla 22ª magnitudine apparentemente collegate tra loro come il caso ora citato, per effetto di prospettiva, possa ammontare a 500. Perciò la probabilità di trovarne alcune poche non è trascurabile. E non è il caso di demolire una teoria così coerente e poggiata su numerose verifiche per pochi casi problematici.

Negli anni '90, quando fu possibile disporre di curve di luce di supernovae ad alto *redshift*, fu raggiunta una verifica della teoria dell'espansione indipendente dalla legge di Hubble o più in generale dalla relazione fra *redshift* e distanza. Fra il tempo t misurato da un osservatore terrestre e quello t' misurato per un medesimo fenomeno da un osservatore solidale con una supernova a *redshift* z (t' è detto *tempo proprio* della supernova) c'è la relazione $t = t'(1+z)$. È la dilatazione cosmologica del tempo[6]. È evidente che per rilevare il fenomeno malgrado gli errori di osservazione e l'incompletezza delle curve di luce, occorre che z sia abbastanza alto. Infatti è stato osservato quando si è cominciato a raggiungere supernovae molto lontane e la curva di luce è apparsa dilatata nella direzione della coordinata temporale rispetto alla curva che mostrerebbe se fosse nell'ambito "locale".

Il primo caso è stato quello della SN1995K a $z = 0{,}479$ classificata spettroscopicamente come SNIa. Il tempo impiegato a discendere di 2,0 magnitudini dal massimo di luce è uguale a quello impiegato da una supernova dello stesso tipo in galassie vicine moltiplicato per 1,5. La curva di luce così corretta nei tempi risultò uguale a quella di una tipica SNIa locale, mentre la curva osservata non corrispondeva a quella di nessuna supernova, per quanto anomala.

Era la prima prova diretta della correttezza dell'interpretazione del *redshift* quale effetto dell'espansione: per ottenerla occorreva una supernova non solo a grande distanza cosmologica ma anche ben classificabile fotometricamente e spettroscopicamente, quale appunto la SN1995K. Una conferma fu poi ottenuta con la SN 1997ck, pure di tipo Ia, apparsa in una galassia situata a $z = 0{,}97$: per tornare da 2 magnitudini sotto il massimo in salita a 2 sotto il massimo in discesa, ha impiegato 64 giorni invece dei 33 impiegati da una supernova vicina dello stesso tipo. Oggi questa relazione è stata costatata per diecine di supernovae e ciò mostra che le distanze si accrescono col tempo, come vuole la teoria dell'espansione. Di questo fenomeno si è dovuto ben tener conto nei recenti scandagli cosmologici tramite lontanissime supernovae che hanno condotto a ritenere che l'espansione dell'universo sia accelerata.

Si è tentato di invalidare tale prova dando a questo stiramento della curva di luce una spiegazione diversa dalla velocità relativa. D'altra parte, nella teoria di Arp e Narlikar, questo fenomeno, data la proporzionalità della dilatazione a $(1+z)$, resterebbe spiegato. Naturalmente tutti i tempi dei fenomeni atomici vengono modificati nella stessa proporzione: come il decadimento del cobalto 56 in ferro che origina la luce di una supernova durante il primo affievolimento. Il tempo di discesa della luminosità di una supernova lontana, e quindi antica, è più lungo per il fattore $(1+z)$ rispetto al tempo che la medesima supernova mostrerebbe se fosse locale. Però questo aumento progressivo della massa non è stato ancora sperimentalmente provato: è quindi un'ipotesi *ad hoc*.

Per contro altri fenomeni, a parte i *redshifts*, resterebbero inspiegabili in un universo statico. Ad esempio, quale spiegazione possono dare del fenomeno detto Foresta Lyman[7] i negatori della teoria dell'espansione? La teoria del Big Bang è quella che riunisce nel modo più coerente un grande insieme di fenomeni; una teoria avvincente e feconda che un giorno potrà forse essere sostituita da un'altra del tutto diversa e ancor più omnicomprensiva, ma oggi ritengo che debba essere accettata come la più valida interpretazione della realtà.

La teoria dell'universo stazionario

Una teoria che invece per quasi un ventennio ha rivaleggiato con quella dell'espansione e del Big Bang venne esposta nel 1948. Considerando il paradosso, quale appariva allora, di un universo più giovane della Terra, F. Hoyle, Th. Gold e H. Bondi esposero la teoria di un universo immutato nel tempo, senza principio e senza fine (a parte naturalmente l'evoluzione dei suoi costituenti, come la Terra stessa ed il sistema solare): la teoria detta dello stato stazionario (*steady state*). La diminuzione di densità conseguente all'espansione viene esattamente compensata dalla continua creazione di materia. Per questo basta la formazione di un atomo di H per anno ogni 10^{10} m^3 (oggi, con la teoria dell'energia del vuoto una tale ipotesi apparirebbe meno fantasiosa). La teoria dello stato stazionario, che tra l'altro soddisfaceva il principio cosmologico perfetto, rivaleggiò con quella del Big Bang fino al 1965, quando fu scoperta la RCF.

Hoyle e colleghi tentarono interpretare la RCF come fotoni di bassa frequenza (dal lontano infrarosso alle micro onde) emessi da lontanissime galassie e distribuiti su un'assai più vasta regione spettrale dall'interazione con materia interstellare fredda. Ma la distribuzione della radiazione così ottenuta dovrebbe mostrare forti deviazioni da quella

[6] Essendo $1+z = \lambda_{oss}/\lambda_e = R_0/R$, (ove λ_{oss} è la lunghezza d'onda della radiazione osservata, affetta dall'espansione dell'universo, mentre λ_e è il valore della lunghezza d'onda della radiazione all'atto dell'emissione, quale è misurata da un osservatore solidale con l'oggetto) si ha che la lunghezza d'onda si allunga come il fattore di scala dell'universo. D'altra parte λ vale il prodotto del periodo P per la velocità della luce. E siccome la velocità della luce è la stessa per tutti gli osservatori, si ha $P_{oss}/P_e = \Delta t/\Delta t' = 1+z$. Un fenomeno che per un osservatore locale (cioè in quiete rispetto alla sede del fenomeno) dura $\Delta t'$, per un osservatore a distanza corrispondente al *redshift* z vale $\Delta t = \Delta t'(1+z)$. Il tempo $\Delta t'$ è *detto tempo proprio*.

[7] Fenomeno per cui la radiazione corrispondente alla riga ultravioletta Lyman α emessa da lontanissimi quasar appare nello spettro sotto forma di numerose righe di assorbimento spostate leggermente l'una dall'altra (una foresta di righe). Ciò perché attraversando nubi intergalattiche interposte fra il quasar e noi subisce assorbimenti che appaiono tanto più spostati verso il rosso quanto più la nube è lontana. Spostamenti che corrispondono al *redshift* cosmologico di ciascuna nube.

del corpo nero, deviazioni sempre più decisamente escluse dalle sempre più precise osservazioni che si sono succedute nel corso dei decenni. Dopo il 1965 la teoria dello stato stazionario perse rapidamente ogni credito.

Nel 1992 Hoyle e colleghi presentarono, tuttavia, una nuova versione della loro teoria. Sostanzialmente differiva dalla prima nel fatto che la materia non veniva creata uniformemente in tutto lo spazio, ma in episodi esplosivi in regioni circoscritte caratterizzate da intensissimi campi gravitazionali e coinvolgendo grandi masse ($10^{15}\ \mathcal{M}_{\odot}$) talmente compatte da superare di poco il *raggio di Schwartzschild. Masse che non sarebbero costituite da materia barionica, ma da ipotetiche particelle, dette di Planck, di dimensioni 10^{-33} cm, massa 10^{-5} g e tempo di decadimento 10^{-43} s . Ipotesi fatte perché i valori ottenuti per grandezze osservabili coincidano con quelli effettivamente misurati (come, ad esempio la temperatura della RCF). Sedi di tali eventi potrebbero essere i nuclei delle *galassie attive.

Come si vede, la teoria richiede molte ipotesi *ad hoc*. Tuttavia è bene tener presente che anche quando recentemente per conciliare la teoria dell'espansione con nuovi dati di osservazione, si è dovuti ricorrere all'introduzione dell'energia oscura, un'entità fisica non ben definita e con proprietà attribuite ad hoc. Ma più che le obbiezioni di principio sono i dati di osservazione che hanno affossato la teoria dello stato stazionario che nell'ultimo ventennio, col rapido progredire, grazie alle supernovae ed alla RCF, della conoscenza dei parametri cosmologici ha perso ogni residuo credito. Anche un'obbiezione basata sulla statistica delle galassie e che quarant'anni fa appariva debole, oggi ha acquistato peso. Infatti, secondo la teoria dello stato stazionario le galassie si formano in tutte le epoche. Perciò oggi nello stesso volume di spazio alcune dovrebbero apparire vecchie, altre giovani. Distinguibili per certe proprietà globali quali colore, rapporto massa-luminosità ecc. Già alla fine degli anni '60 le ricerche in tale campo su numerosi ammassi di galassie non avevano messo in evidenza una congrua dispersione di tali grandezze: un'indicazione quindi che questi sistemi sono coevi. Ma ci si era limitati a distanze medie ($z \leq 0{,}5$). Negli ultimi anni sono state osservate galassie fino a redshifs 7 e 8, quindi quali erano 12 o 13 miliardi di anni fa. E sono apparse galassie giovanissime, come dev'essere in un universo in evoluzione.

Come abbiamo già accennato, all'inizio degli anni '30 del XX secolo, con l'enunciazione della legge di Hubble e la teoria fisica dell'universo in espansione di Lemaître, entrò nel dominio della scienza, divenendo quantità ipoteticamente misurabile, un concetto fino ad allora rimasto nell'ambito delle speculazioni filosofiche: l'età dell'universo.

7. L'età dell'Universo

Hubble era arrivato a misurare velocità di allontanamento fino a $42.000\ \mathrm{km/s}$ su distanze fino a $700\ \mathrm{Mpc}$ (secondo la scala odierna) deducendo per la sua costante H_0 il valore di $550\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Come sappiamo, il reciproco della costante di Hubble costituisce il limite superiore all'inizio dell'espansione e quindi, nel quadro di Fridman-Lemaître, all'età dell'universo. Limite che con tale valore risultava 2 miliardi di anni: in palese contraddizione con l'età della Terra che i geologi stimavano allora in 3 miliardi di anni e poco dopo in 4 miliardi. L'assurdo che la Terra risultasse più vecchia dell'universo gravò sulla scienza astronomica per oltre un ventennio e ciò con esultanza dei creazionisti, nonché dei moderni sanfedisti sostenitori della parola della Bibbia di fronte all'empietà della scienza. Ancora oggi ne esistono, 400 anni dopo Galileo. In America ce n'è a bizzeffe!

Rimandando all'Enciclopedia, voce *Astronomia*, per le concezioni precedenti l'era contemporanea, è da dire che fino all'inizio del novecento l'età che si considerava in campo scientifico era quella della Terra e del Sole. Chi sosteneva un universo molto più antico della Terra, non disponeva di alcun mezzo per stimarne l'età, impresa che appariva al di là delle possibilità umane. Si riteneva coevo o non si aveva alcuna idea di quanto antico fosse.

La prima valutazione scientifica dell'età della Terra, si deve ad Halley, che in base alla salinità dei mari ricavò tempi di centinaia di migliaia di anni, brevissimi rispetto a quanto si appurerà due secoli dopo, ma pur sempre, grandissimi rispetto a quelli calcolati in base alla narrazione biblica. In precedenza la valutazione più accreditata nel mondo occidentale era infatti quella ottenuta sommando le generazioni bibliche elencate nella Genesi: *"Adamo aveva centotrenta anni quando generò a sua immagine, a sua somiglianza, un figlio e lo chiamò Set. . . . . L'intera vita di Adamo fu di novecentotrenta anni; poi morì. Set aveva centocinque anni quando generò Enos . . . . Enos aveva novanta anni quando generò Kenan" . . .* e così la genealogia prosegue fino a Noè, che quando Dio mandò il diluvio aveva 600 anni di età. Fatti i conti con le generazioni elencate, il diluvio avvenne 1656 anni dopo la creazione. Superato il diluvio, con altre dieci generazioni si arrivò ad Abramo, il grande patriarca dei popoli ebraico-cristiano e islamico: si era a 2436 anni dalla creazione. Delle generazioni dopo Abramo raramente la Bibbia indica la durata, ma i cronologisti biblici ricorrevano a varie supposizioni quali considerare 100 anni ogni tre generazioni (a quanto pare, dai tempi di Noè la vita media si era decisamente accorciata) in modo da arrivare a datazioni storiche profane, come quella delle Olimpiadi o della fondazione di Roma. Per la tradizione ebraica il mondo ha avuto inizio nel 3762 a. C.; per la tradizione cristiana la datazione più famosa è quella di J. Ussher, arcivescovo di Armagh, che nel 1650 fissò la creazione al 4004 a. C.. Valutazioni mitologiche che persero rapidamente credito nel secolo dei Lumi.

Un secolo e mezzo dopo Halley, Lord Kelvin in base a calcoli termici considerando la conduttività della crosta terrestre, stimò per la Terra un'età di 20 milioni di anni.

Circa l'età del Sole, nel XIX secolo, scartata immediatamente l'ipotesi che l'energia irradiata fosse originata da combustione (se costituito per intero da carbone, il Sole si sarebbe spento in capo a duemila anni), resse per qualche tempo l'ipotesi meteoritica di J. Mayer secondo cui la fonte dell'energia solare sarebbe una continua caduta di meteoriti. Negli anni 1840-1850 l'energia era divenuta una grandezza fisica ben precisata, e, ad opera dello stesso Mayer, di H. Helmholtz e J. Joule, era stata scoperta l'equivalenza tra energia meccanica e calore (si deve ad esperimenti condotti da Mayer, la quantificazione nel 1842 dell'equivalente meccanico della caloria). Poiché 1 kg di materia che cade sul Sole dall'infinito trasforma in calore $2\mathrm{x}10^{18}$ erg di forza viva (oggi si direbbe energia cinetica), per produrre il flusso

di energia solare risultava sufficiente la caduta di $6x10^{22}$ kg per anno. Una quantità che appariva enorme, ma non inverosimile. Però l'ipotesi crollò di fronte all'obbiezione che in alcune diecine di milioni di anni l'apporto di massa sarebbe uguale alla massa attuale del Sole, quindi l'ipotesi meteoritica potrebbe render conto di non più di pochissimi milioni di anni di irraggiamento. Senza contare che l'accrescimento della massa solare avrebbe portato ad un sensibile accorciamento dell'anno siderale nell'arco di alcuni secoli. L'ipotesi fu ben presto abbandonata. Sempre nella seconda metà dell'ottocento fu proposta la scala di tempo di *Kelvin-Helmholtz ottenuta considerando che il Sole irradiasse energia gravitazionale liberata per contrazione. Ne risultava un limite superiore di una ventina di milioni di anni.

Età del Sole e della Terra cominciavano così ad apparire abbastanza compatibili, ma tuttavia di gran lunga inferiori ai tempi già allora richiesti da geologi e naturalisti. Quando si proporranno scale di tempo più adeguate, quella di Kelvin-Helmholtz sarà detta scala breve.

La larga inadeguatezza delle fonti di energia pensabili fu confermata nel secondo decennio del novecento, con l'avvento della datazione radioattiva delle rocce (la radioattività era stata scoperta da H. Becquerel nel 1896 e la prima datazione con tale metodo fu ottenuta da B. Boltwood nel 1907), alla Terra veniva attribuita un'età di 3,2 miliardi di anni. In seguito, considerando anche le datazioni delle meteoriti e delle rocce lunari, alla Terra ed al sistema solare sono state attribuite età rispettivamente 4,3 e 4,6 miliardi di anni. Una recente datazione del Sole basata sui metodi dell'eliosismologia (campo d'indagine sviluppato meno di quarant'anni fa, basato sullo studio delle oscillazioni radiali del globo solare) ha fornito $4{,}5 \pm 0{,}1$ miliardi di anni.

Nel 1904 il fenomeno della radioattività indusse il fisico E. Rutherford ed il chimico F. Soddy (che pochi anni dopo introdurrà il termine *isotopi* per indicare quelle specie atomiche di identico comportamento chimico ma di diverso peso atomico) a ritenere che entro l'atomo fosse racchiusa una quantità di energia enorme in confronto a quella che era possibile liberare nelle reazioni chimiche, come la combustione. E con ammirevole preveggenza proposero di cercare in tale energia subatomica la chiave del problema dell'energia solare. *Subatomica* e non *nucleare* dato che ancora la struttura dell'atomo era sconosciuta.

Dopo che, nel 1905, la teoria della Relatività ristretta aveva mostrato la relazione $E = m\,c^2$ tra energia e massa, si cominciò a pensare che la fonte dell'energia irradiata dal Sole fosse da individuare nell'annichilamento della materia. La riserva di energia risultava largamente sufficiente: l'intera massa solare, convertita in energia radiante, avrebbe consentito al Sole di irradiare, con l'attuale tasso di emissione, per 10 mila miliardi di anni!

Si riteneva di avere, forse, individuata la fonte, ma restava da individuare il processo fisico della conversione. Quando, nel 1911, Rutherford scoprì il nucleo, dove è quasi esclusivamente raccolta la massa atomica, all'energia ricavata da conversione della massa fu dato il nome di energia nucleare. Mentre scrivo, si compie quindi giusto un secolo da quando questo termine oggi così popolare è entrato nella storia.

Quanto al processo di conversione, a metà degli anni '20 si era costatato che quando protoni ed elettroni si uniscono per formare un atomo più complesso (il neutrone sarà scoperto solo nel 1932) la massa dell'atomo così formato risulta alquanto inferiore alla somma delle masse delle singole particelle. Se ne venivano a perdere circa 8 millesimi e la massa scomparsa si convertiva in energia. Quindi l'energia irradiata dal Sole poteva esser generata dalla trasmutazione di certi elementi chimici in altri. Per quanto se ne sapeva allora, l'8‰ della massa solare poteva in tal modo convertirsi in energia e quindi ce n'era largamente a sufficienza.

Negli anni '20 comunque si era raggiunto il generale convincimento che la sorgente dell'energia stellare fosse di origine nucleare. E si presentavano tre possibilità: 1) il decadimento radioattivo; 2) l'annichilazione della materia; 3) la sintesi di elementi pesanti da elementi leggeri (quest'ultima via non era, in fondo, che una modalità specifica della alternativa 2).

La radioattività fu però rapidamente esclusa, sia perché il fenomeno si verifica indipendentemente dalle condizioni fisiche e quindi non c'era ragione che fosse ristretto al nocciolo stellare, sia perché - si pensava - se l'abbondanza cosmica di torio e uranio è quella del sistema solare, tale sorgente di energia non avrebbe potuto durare per i tempi richiesti (ancora non si conosceva la radioattività indotta). La seconda alternativa guadagnava sempre più consensi, dopo che Rutherford nel 1919 aveva ottenuto, al *Cavendish Laboratory* dell'Università di Cambridge, la prima trasmutazione nucleare trasformando nuclei di azoto in nuclei stabili di ossigeno e realizzando così l'antico sogno degli alchimisti. A chi si domandava se fosse realistico ritenere che tali reazioni innescate artificialmente in laboratorio potessero verificarsi spontaneamente nella misura richiesta dal flusso di energia solare, nel 1920 Eddington dette la famosa risposta: *Ciò che è stato possibile nel Cavendish Laboratory può essere non troppo difficile nel Sole*.
Ma la soluzione del problema era tutt'altro che facile.

La reazione nucleare che libera l'energia solare fu individuata nel 1938, indipendentemente, dai fisici tedeschi C. von Weizsäcker e H. Bethe in una catena di reazioni nucleari che trasmuta l'idrogeno in elio. Nel 1942 gli astrofisici trovarono che solo una determinata frazione della massa di idrogeno di una stella poteva trasmutarsi in elio: è il limite di Schönberg-Chandrasekhar che nel caso del Sole risultava circa il 10%. Perciò il Sole risultava in grado di irradiare, con l'attuale luminosità, per 10 miliardi di anni. Ricordiamo che lo stadio dell'evoluzione stellare in cui l'energia è tratta dalla conversione dell'idrogeno in elio è detta fase di sequenza principale perché nel diagramma HR la stella resta nella regione che porta questo nome.

Esaurito l'idrogeno disponibile, subentra la fase di trasmutazione dell'elio in carbonio mentre la stella esce dalla sequenza principale migrando verso il "ramo delle giganti rosse". Poi subentrano stadi sempre più brevi, di trasmutazione in altri degli elementi via via prodotti fino al collasso in nana bianca (caso del Sole) o in stella neutronica (per stelle di assai maggior massa). Ma a questo quadro dell'evoluzione stellare si arriverà solo a metà del secolo.

I processi in corso e la linea evolutiva delle stelle furono individuati nei primi anni '50 unendo alle acquisizioni della fisica nucleare lo studio del diagramma HR. Soprattutto quando con la scoperta del processo triplo alfa fu trovato l'anello mancante nella catena di reazioni che forniscono l'energia stellare. Fra l'altro fu trovato che la trasmutazione

di idrogeno in elio, che assicura la fase più lunga della vita di una stella può verificarsi secondo due processi; a bassa temperatura il ciclo protone-protone (ciclo p-p), ad alta temperatura il ciclo carbonio-azoto. Il primo prevale perciò nelle stelle della bassa sequenza principale, come il Sole la cui luminosità è assicurata per il 98% dal ciclo p-p; il ciclo carbonio-azoto prevale nelle stelle di alta sequenza. Come abbiamo detto (sezione 3), la teoria dell'evoluzione stellare e della sintesi degli elementi pesanti trovò una prima completa esposizione nel 1957 con la relazione nota come B^2FH. E, per quanto concerne il nostro discorso, divennero noti i tempi dell'evoluzione; la fisica delle particelle ed i principi della termodinamica consentiranno poi di valutare i tempi lunghissimi richiesti dalle nane bianche per raggiungere l'estinzione.

Circa l'età dell'universo, si erano fatte fino ad allora solo considerazioni generali basate sulla teoria della gravitazione e sulla termodinamica. Considerazioni che davano risultati molto opinabili, privi com'erano di possibilità di falsificazione.

Basterà ricordare che nel 1928, considerazioni termodinamiche generali avevano indotto Jeans a sostenere in una visione cosmogonica laplaciana, che all'inizio sarebbe esistita solo una nebulosa universale. Da certe disomogeneità che si sarebbero formate (come non si sa: è un postulato) si sarebbero generate le galassie e da queste le stelle. Un processo di condensazione lentissimo per il quale Jeans richiedeva diecimila miliardi di anni. Può sembrare un tempo strabiliante, ma si rifletta che non è niente rispetto alle età infinite richieste dai modelli di Einstein e de Sitter e più recentemente dalla teoria dello stato stazionario di Hoyle e Bondi.

Quando, all'inizio degli anni '30, la teoria dell'universo in espansione offrì l'insperata possibilità di valutare un'età cosmologica, ci si trovò, come abbiamo detto, con un universo di non più di 2 miliardi di anni di fronte a una Terra di 4 miliardi di anni. Inoltre alla fine degli anni '30 varie considerazioni (rotazione della Galassia, distribuzione spaziale delle stelle negli ammassi aperti, età presumibile per le stelle più antiche, ecc) richiedevano per la Galassia un'età non inferiore a 10 miliardi di anni: la scala di tempo detta *intermedia*. Una situazione paradossale. Tanto che si era giunti a dubitare che il tempo di Hubble non avesse niente a che vedere con l'età dell'universo e c'era chi si domandava se non fosse il caso di accettare la scala lunga di Jeans di migliaia di miliardi di anni. Richiamo qui l'attenzione a non confondere quest'incertezza sulle scale *dei tempi* con la polemica su scala lunga e la scala corta *delle distanze* legate al valore della costante Hubble e di cui si parla nella Parte I.

Tale paradosso, come sappiamo, gravò sulla scienza astronomica fino al 1952, quando W. Baade dette a Roma l'improvviso annuncio del raddoppiamento della scala delle distanze extragalattiche in conseguenza delle sue osservazioni fotometriche della galassia di Andromeda (vedi Parte I). Da tali osservazioni, condotte col 200" del Palomar, inaugurato tre anni prima, aveva dedotto che le cefeidi che da allora in poi saranno dette classiche erano 4 volte più luminose di quanto fino ad allora ritenuto. Ciò comportava il raddoppiamento di tutte le distanze extragalattiche e quindi riduzione a metà della costante di Hubble. L'età dell'universo veniva quindi ad essere di colpo raddoppiata e nacque la fiducia in una conciliazione del dato cosmologico con quelli astrofisici e geologici.

L'evoluzione stellare e gli ammassi globulari

Da allora il problema dell'età rimase assiduamente attaccato su entrambi i fronti, quello cosmologico e quello astrofisico. I cosmologi intrapresero con rinnovato vigore la determinazione della costante di Hubble trovando valori sempre più bassi, come illustrato nella Parte I, e quindi tempi di Hubble sempre più alti. All'inizio degli anni '60 si era scesi a $100\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Il tempo di Hubble era salito così a 10 miliardi di anni. Dal canto loro gli astrofisici, grazie al progresso tecnologico e all'accumulo delle osservazioni, ed escogitando sempre nuovi metodi, riuscivano ad ottenere sempre nuove datazioni per le stelle e per la Galassia. I risultati cosmologici ed astrofisici talvolta risultavano concordanti, tal'altra del tutto incompatibili. E ciò non solo secondo una successione temporale, ma anche contemporaneamente, secondo le diverse linee d'indagine. È il problema dell'età dell'universo, che, come già accennato nella Parte I e come vedremo meglio più avanti, in questa forma concreta e non più vaga come in passato, è stato oggetto di un acceso dibattito dagli anni '60 fino al 1998.

Nel 1952 i 4 miliardi di anni della Terra e del Sole davano ancora un limite inferiore. Ma all'inizio degli anni '50 era già stato costruito un primo quadro delle fasi dell'evoluzione stellare e conseguentemente era cominciata la lettura in chiave evolutiva del diagramma HR.

Le stelle appena formatesi al termine del processo di condensazione dalla materia diffusa interstellare si collocano lungo una linea che attraversa il diagramma dalle stelle di alta luminosità ed alta temperatura (giganti e supergiganti azzurre) in alto a sinistra, a quelle di bassa luminosità e bassa temperatura (nane rosse) in basso a destra; linea che è detta *sequenza principale all'età zero*, nota agli specialisti come ZAMS (*Zero Age Main Sequence*). La luminosità delle neonate stelle dipende fortemente dalla massa (mediamente, per massa compresa fra 0,5 e $20\,\mathcal{M}_\odot$ si ha $L = k\,\mathcal{M}^4$) per cui lungo la sequenza principale si scende da alte verso piccole masse.

Il tempo di permanenza in sequenza principale è funzione rapidamente decrescente della luminosità (e quindi della massa): ad esempio una stella di $10\,\mathcal{M}_\odot$ esaurisce la riserva utile di idrogeno ed abbandona la sequenza cominciando a salire il ramo delle giganti dopo 50 milioni di anni; una di massa solare dopo 10 miliardi di anni e una di $0{,}5\,\mathcal{M}_\odot$ dopo ben 200 miliardi di anni. Ma anche durante la fase di bruciamento dell'idrogeno una stella subisce lievi modifiche di luminosità e di temperatura superficiale per cui si distacca alquanto dalla ZAMS per poi, esaurita la riserva utile di idrogeno, evolversi rapidamente verso lo stato di gigante rossa, abbandonando la sequenza. Se consideriamo un insieme di stelle coeve, col passare del tempo vedremo la sequenza principale da una linea divenire una fascia e inoltre erodersi progressivamente cominciando dalle stelle più luminose, cosicché la sequenza appare troncata in alto. Il punto di troncamento è detto punto di svolta, o più comunemente *turn-off point*, perchè ivi forma un gomito di ripiegamento verso l'alto. È chiaro che se la teoria fornisce i tempi di evoluzione in funzione della massa o della luminosità, dalla posizione del *turn-off* si può ricavare l'età dell'insieme.

Se consideriamo invece un insieme di stelle sparse nella Galassia e selezionate solo per la loro vicinanza a noi, avremo stelle di qualsiasi età, da quelle appena nate a quelle vecchie di dieci e più di miliardi di anni. E il diagramma HR assume l'aspetto tradizionale, completo con le sue varie ramificazioni, tipico della popolazione I (Fig. 6).

Un insieme di stelle coeve è quello degli ammassi stellari. Nel caso degli ammassi aperti (come le Plejadi, le Jadi, il Presepe) la sequenza principale appare pressoché intatta, tutt'al più con solo un po' di erosione in alto e quindi pochissime stelle evolute in giganti rosse (Fig. 35). Ciò ci dice che questi ammassi sono giovani: età valutate per lo più da alcune decine ad alcune centinaia di milioni di anni. Per alcuni particolarmente giovani, addirittura meno di un milione di anni, come per l'NGC2362 per cui il limite superiore della sequenza principale è alla magnitudine assoluta -7. Per gli ammassi globulari invece la sequenza principale appare troncata in corrispondenza a luminosità molto più basse (Figg. 10 e 11): siamo in presenza di sistemi molto antichi.

La sequenza principale degli ammassi aperti si presenta come una fascia molto più stretta di quella del diagramma generale delle stelle circostanti il Sole. Ciò sia perché, eccetto che nella parte più alta, è ancora sostanzialmente la ZAMS, sia perché tutte le stelle, essendo nate dalla stessa nube molecolare, hanno la stessa composizione chimica e la ZAMS, dipendendo da un unico parametro (la massa), risulta una linea.

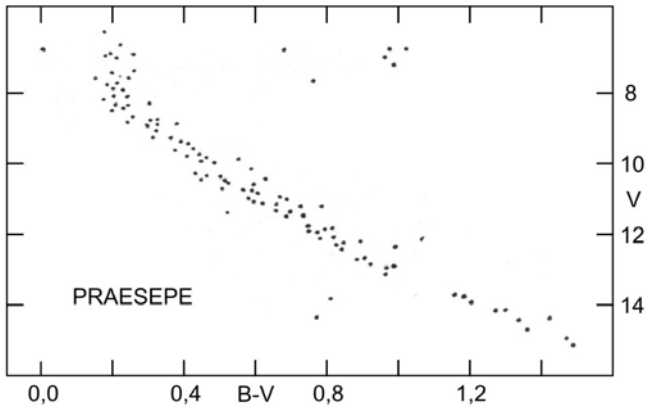

Fig. 35 Diagramma colore-magnitudine dell'ammasso aperto detto il Presepe. Solo poche stelle - un tempo le più luminose della sequenza principale - sono evolute in giganti gialle. Il punto di *turn-off* corrisponde alla magnitudine assoluta $+0{,}5$ e l'età è valutata 500 milioni di anni.

La teoria dell'evoluzione stellare fornisce i tempi di permanenza nella sequenza principale in funzione della luminosità, cioè della magnitudine assoluta. Una volta tarata la relazione fra magnitudine assoluta del *turn-off point* e l'età, basta misurare la magnitudine apparente di questo punto e conoscere la distanza di un ammasso globulare per ricavarne l'età.

Dalla magnitudine apparente del *turn-off* si può ricavare l'età anche se si ignora la distanza purché si disponga del diagramma colore-magnitudine completo nelle sue grandi linee. Infatti la magnitudine assoluta del tratto del ramo orizzontale dove si trovano le *RR Lyrae* (Fig. 11) è nota (circa $+0{,}5$). La differenza di magnitudine apparente fra questo tratto ed il *turn-off point* dà immediatamente la magnitudine assoluta di questo punto e quindi l'età dell'ammasso.

Abbiamo visto che la sequenza principale nel diagramma HR degli ammassi globulari fu raggiunta per la prima volta nel 1953 da A. Sandage per l'M92 e l'M3 (Fig. 10) raggiungendo la magnitudine assoluta fotovisuale 4,5 per il primo e 5,5 per l'M3. Era arrivato quindi fino a stelle di luminosità solare. Una delle differenze più evidenti fra il diagramma che Sandage aveva rivelato e quello tradizionale, notissimo ormai da decenni (il diagramma generale di pop. I di Fig. 6 e quello di ammassi aperti di Fig. 35), era il troncamento della sequenza principale, la quale, per l'M3, appariva dalla magnitudine apparente 19,0 in giù.

Nel 1953, quando Sandage ottenne questo risultato, la scala dei tempi era ancora però alquanto incerta. Un'idea del livello di conoscenze in merito, a quell'epoca, si può avere leggendo quanto, circa il detto troncamento, dice l'autore.

Ecco le parole di Sandage: " . . . In un sistema stellare vecchio, come un ammasso globulare, dove le stelle non nascono, la sequenza principale deve esser priva di stelle di luminosità superiore ad un certo limite. Stelle che si sono portate nella regione delle giganti. Se il punto di *turn-off* di M3 e di M92 è da identificare col limite di Schönberg-Chandrasekhar, questa teoria offre un mezzo per valutare l'età degli ammassi" (ApJ 58, 61, 1953) (si tenga presente in proposito che la relazione massa-luminosità per le stelle di sequenza principale era stata formulata da Eddington nel 1924). Non disponendo di una relazione calibrata fra magnitudine assoluta del *turn-off point* ed età, Sandage considerò la luminosità del gomito della sequenza principale fissata dal limite di Schönberg-Chandrasekhar alla frazione di massa stellare utilizzabile per la conversione di idrogeno in elio, calcolando il tasso di conversione della massa in energia in funzione della luminosità. Dal fatto che nella sequenza principale dell'ammasso M3 non ci sono stelle più luminose della magnitudine assoluta 3,5, ottenne 5 miliardi di anni per il tempo trascorso da quando tutte le stelle dell'ammasso si trovavano sulla sequenza principale. Una delle prime datazioni galattiche. Anche se il risultato risulterà poi sensibilmente in errore, la via era stata tracciata.

Negli anni immediatamente successivi arrivò a maturazione la teoria della sintesi degli elementi chimici nella fornace nucleare delle stelle. I tempi delle varie fasi evolutive cominciarono ad essere valutati e conseguentemente anche le età degli ammassi globulari che si confermarono sistemi antichi formatisi fra 12 e 16 miliardi di anni fa. I più antichi sistemi stellari galattici.

Per la valutazione di un limite inferiore all'età dell'universo è stato applicato anche il metodo della datazione radioattiva già usato per le rocce terrestri. Con risultati tuttavia ben più incerti. Si fa uso di nuclidi radioattivi con lunghissimo tempo di dimezzamento, come il torio 232 ($1{,}4\times10^{10}$ anni), l'uranio 238 ($4{,}5\times10^{9}$) e l'uranio 235 ($7{,}1\times10^{8}$), nuclidi che si formano, come tutti gli elementi più pesanti del ferro, in fasi avanzate delle stelle molto massicce e prevalentemente nell'esplosione delle supernovae. Siccome la teoria della nucleosintesi fornisce le proporzioni iniziali fra tali nuclidi, le misure dei contenuti relativi attuali (nelle rocce terrestri, lunari e marziane e nelle meteoriti) hanno permesso di stabilire il tempo trascorso dalla loro

formazione. C'è però il problema che la generazione dei nuclidi in questione non è avvenuta tutta insieme, in una sola volta. In realtà le esplosioni di supernovae si sono succedute nel tempo. Comunque si può ricavare un limite inferiore all'età dell'universo. L'incertezza può essere ristretta considerando l'assenza di sostanze radioattive di assai minor tempo di dimezzamento, come l'iodio 129; ma soprattutto ci sono forti indizi che in epoca primordiale ci sia stata una produzione di supernovae enormemente maggiore di quella attuale. Nelle prime applicazioni il metodo dette risultati molto discordanti. Mediamente indicarono però età comprese fra 8 e 19 miliardi di anni, mediamente compatibili quindi con quelle ottenute tramite gli ammassi globulari. Più avanti accenneremo ad una più recente applicazione del metodo che ha fornito un dato in buon accordo col nuovo quadro cosmologico rivelato nel 1998.

É interessante notare che nei decenni del diffuso generale consenso verso il modello standard, non mancarono di quando in quando voci che pur restando nell'opinione ortodossa dell'universo in espansione misero in dubbio le età indicate dai parametri cosmologici. Fra queste ricordiamo I. Shklovsky e N. Kardashev che nel 1967, basandosi su dati spettroscopici dei quasar (scoperti appena quattro anni prima) si domandarono se l'età dell'universo non dovesse essere notevolmente innalzata al di sopra del limite di una diecina di miliardi di anni fissato dalla costante H_0. Infatti i quasar presentavano righe di emissione fortemente spostate verso il rosso mostrando così di essere oggetti molto lontani, alcuni più lontani delle più lontane galassie. Però molti presentavano anche sottili righe di assorbimento il cui *redshift* appariva uguale per tutti i quasar. Tale assorbimento fu ritenuto causato da galassie interposte (e direttamente invisibili). Data l'estrema improbabilità che tutte queste galassie nelle più varie direzioni si trovassero alla stessa distanza, proposero di spiegare l'uguaglianza dei *redshifts* ammettendo che per un conveniente lasso di tempo l'espansione si fosse arrestata per poi riprendere, come oggi appare. Fenomeno possibile in presenza della costante cosmologica (la stagnazione di Lemaître). Valutarono necessaria una pausa di una cinquantina di miliardi di anni ed un'età di circa 70 miliardi di anni.

La nuleosintesi primordiale e le antiche ere cosmiche

Il termine nucleosintesi si trova usato per la prima volta da Hoyle e Fowler in un articolo del 1960 titolato *Nucleosynthesis in supernovae* dove vengono precisati alcuni concetti esposti nella monumentale opera B^2FH. In precedenza si era usato *sintesi degli elementi*, o *genesi degli elementi* o anche *nucleogenesi*. Però genesi è più appropriato per la creazione dei nucleoni, mentre sintesi sta correttamente a indicare costruzione di nuclei pesanti partendo da quelli leggeri. Il primordiale processo di formazione dei nucleoni è stato chiamato *bariogenesi*.

Abbiamo visto che Gamow verso la fine degli anni '40 aveva teorizzato la sintesi degli elementi chimici durante il Big Bang caldo da lui proposto. Un decennio più tardi, i princìpi della fisica nucleare e della termodinamica applicati ai dati di osservazione astronomica (essenzialmente le masse stellari e il diagramma HR) consentiranno di costruire una solida teoria della nucleosintesi stellare, lasciando al Big Bang, oltre la bariogenesi, solo la sintesi primordiale dei nuclidi più semplici e di gran lunga più abbondanti, cioè quelli dell'idrogeno e dell'elio (più una piccola percentuale di deuterio, litio e berillio). Secondo la già citata teoria B^2FH , portata a compimento nel 1957, gli elementi chimici più pesanti dell'elio e che gli astrofisici sono soliti chiamare *metalli* si formano esclusivamente in processi termonucleari nel forno nucleare delle stelle oppure, in specie gli elementi molto pesanti, nei processi altamente energetici innescati dall'esplosione delle supernovae. Elementi che vengono poi riversati nello spazio circostante attraverso il "vento stellare" o eiettati come masse di gas in espansione nella fase di formazione delle nebulose planetarie e soprattutto nell'evento supernova. Sostanze che vanno ad arricchire la materia diffusa da cui nasceranno altre generazioni di stelle vieppiù ricche di metalli. Il basso contenuto di metalli, rivelato dall'analisi spettroscopica delle atmosfere stellari, è il più tipico indice dell'antichità di una stella.

Sappiamo che la comune popolazione più antica è detta popolazione II, quella più giovane popolazione I. Il Sole, con i suoi 5 miliardi di anni di età, e in grandissima prevalenza le stelle circostanti, appartengono alla popolazione I. La separazione delle due popolazioni non è così rigorosa nello spazio: ad esempio entro centinaia di parsec attorno al Sole si trovano anche stelle antiche: si tratta di "intrusi", stelle che si trovano a passare nei nostri paraggi nel corso della loro ampia orbita galattica. E infatti si tratta sempre di oggetti veloci rispetto al Sole. Le stelle più antiche finora analizzate hanno una bassissima percentuale di metalli, fino a circa un millesimo di quella del Sole. Le stelle di primissima generazione, con metallicità zero, sono dette di pop. III. Ma non se ne sono ancora trovate. In ogni caso, per non essere ancora spente, quelle cosmologicamente vicine (entro alcune centinaia di milioni di anni-luce) dovrebbero essere di bassissima massa onde sopravvivere dopo un tempo dell'ordine almeno di $10 - 12$ miliardi di anni. Ed a tali distanze anche una stella 10 mila volte più luminosa del Sole è al di là degli attuali limiti di osservazione.

Vediamo ora sommariamente i tempi dell'evoluzione fisica *in toto* del cosmo.

Tornando alla nucleosintesi, partiamo dal fatto che a 4 minuti dalla singolarità iniziale, con la temperatura scesa a 10^9 K, si erano formati i nuclei di idrogeno ed elio (cioè protoni e particelle α) nonché deuterio, litio e berillio. Ancora la densità del nascente universo era essenzialmente dovuta alla radiazione. Non appena sintetizzati, gli atomi erano tutti ionizzati (sarebbe meglio dire che si erano formati i nuclidi) e quindi l'universo nascente era permeato da plasma ad alta densità, del tutto opaco alla radiazione (il cammino libero medio dei fotoni era estremamente piccolo). Quando però per l'espansione la temperatura scese sotto 4000 K, gli elettroni liberi cominciarono a combinarsi con i nuclei ed il gas, neutro, divenne trasparente (eccetto che in corrispondenza alle righe spettrali). È l'epoca detta *della ricombinazione* o anche *era del disaccoppiamento* fra materia e radiazione (*ricombinazione* fa pensare che in una precedente era fossero esistiti atomi neutri di idrogeno, ciò che non è vero). I fotoni allora hanno potuto propagarsi liberamente attraverso lo spazio e alcuni raggiungere la Terra. Siccome la ricombinazione fu un fenomeno globale, in qualunque direzione osserviamo possiamo perciò captare questi fotoni, le cui lunghezze d'onda sono nel frattempo

fortemente aumentate per effetto dell'espansione e che sappiamo costituiscono la RCF che si può ritenere risalga a quando la temperatura era scesa a circa 3200 K. L'aumento di lunghezza d'onda si manifesta con una proporzionale diminuzione di temperatura della radiazione (si tenga presente che si tratta di radiazione in equilibrio termico, cioè di corpo nero). La temperatura attuale, ricavata dalla distribuzione in lunghezza d'onda, risulta circa 3 K: per la legge di Wien, il massimo d'intensità, che all'emissione era a circa 9500 Å (vicino infrarosso), ora si trova attorno ad 1 mm.

Il calcolo del tempo trascorso dall'epoca della ricombinazione è facile considerando le temperature, in base alla relazione (14). Con un computo grossolano si ha $T/T_0 = 3200/3 = R_0/R = 1 + z = \sim 1100$: la ricombinazione risale quindi all'epoca corrispondente a $z = \sim 1100$. E questo è un orizzonte dell'universo: limite che possiamo raggiungere solamente tramite la RCF; al di là con l'osservazione diretta non possiamo andare. Ottenuto z, per passare al tempo t trascorso occorre adottare un modello di universo. Con la temperatura della RCF precisata in 2,735 K, nel modello più recente (vedi più avanti) che fissa l'età dell'universo in 13,7 miliardi di anni, la ricombinazione sarebbe avvenuta 400 mila anni dopo il Big Bang.

A parte questa radiazione primordiale, che andava lentamente diluendosi, dopo la ricombinazione, mancando sorgenti di luce, l'universo scese nell'oscurità. È la cosiddetta *era oscura* che sarebbe durata fino all'accendersi delle prime stelle. Quelle prime stelle cominciarono con la loro intensa radiazione ultravioletta a ionizzare l'idrogeno, totalmente neutro dall'epoca della ricombinazione: sopraggiunse così l'*epoca della reionizzazione.* Collocare tale epoca nel tempo significa sapere quando si sono formate le prime sorgenti di luce localizzate, quasar o stelle che fossero. Ed è uno dei principali problemi della cosmologia fisica.

L'epoca della reionizzazione può essere individuata osservando lontanissimi quasar. Se un quasar è ancora circondato da idrogeno neutro (o parzialmente neutro), l'emissione continua deve risultare troncata al di sotto di 1215 Å, lunghezza d'onda della riga Lyman α, che corrisponde alla transizione dallo stato energetico fondamentale dell'atomo di idrogeno al primo (più basso) livello di eccitazione. I fotoni di lunghezza d'onda minore vengono tutti assorbiti. È il cosiddetto *effetto Gunn-Peterson*. Siccome è sufficiente una bassa percentuale di idrogeno neutro perché tale assorbimento sia completo, se osserviamo quasar a distanze crescenti, ad un certo valore di z l'indebolimento deve apparire e crescere subito rapidamente con z, consentendo una datazione abbastanza precisa. Per questo all'alba del presente secolo è stata intrapresa con i massimi telescopi la caccia a quasar lontanissimi. È risultato che tale indebolimento è presente già a z poco superiore a 5 e osservazioni effettuate nel 2002 col *Very Large Telescope* di 8,2 m dell'ESO, hanno mostrato un effetto Gunn-Peterson totale in un quasar a $z = 6{,}28$, il più lontano allora conosciuto (naturalmente viene osservato nell'infrarosso: per $z = 6$ la lunghezza d'onda è aumentata di 7 volte e la Lyman α viene a trovarsi a 8500 Å). Se ne è concluso che la corrispondente epoca sia quella della fine della reionizzazione (Mess 108, 25). Per passare poi da z agli anni occorre, come ben sappiamo, scegliere il modello di universo. Nel modello or ora menzionato, l'età a $z = 6$ è 900 milioni di anni.

Nello spettro di questo e di altri quasar lontanissimi sono state individuate righe di "metalli" evidentemente generate in bolle di gas che li circondano. Metalli certamente sintetizzati da stelle di grande massa rapidamente evolute. Dai tempi forniti dalla teoria della nucleosintesi stellare, ne segue che generazioni di stelle dovevano essersi formate attorno ai quasar nell'arco di alcune centinaia di milioni di anni. Perciò le prime stelle risalirebbero all'epoca corrispondente a $z \geq 8{,}5$ e cioè ad un'età cosmica minore di 500 milioni di anni.

Ci si è spinti oltre, a tempi cosmici più lontani, con i *lampi gamma: nel 2009 ne è stato osservato uno a $z = 8{,}2$. Un lampo emesso quando l'universo aveva 600 milioni di anni, comunque, come vedremo subito, sempre dopo l'epoca della formazione delle prime stelle.

Più recentemente, da risultati ottenuti da vari gruppi di ricerca, l'epoca della ricombinazione è stata collocata ad un'età fra 200 e 400 mila anni e quella della reionizzazione sarebbe finita tra 900 milioni e 1,2 miliardi di anni. Per confermare e precisare occorre spingere le osservazioni a *redshifts* almeno 7, ma non è impresa facile. Un'altra via, aperta dalla sonda MAP[8] messa in orbita nel 2001 per l'osservazione con alta precisione della RCF, è la misura del grado di polarizzazione di tale radiazione. Questa sonda ha infatti mostrato che la radiazione di fondo è debolmente polarizzata e ciò è attribuibile a riflessione da parte di elettroni liberi, fenomeno possibile solo dopo iniziata la reionizzazione.

Essendo, per effetto dell'espansione, ormai fortemente diminuita la densità, gli elettroni non impedivano più il propagarsi dei fotoni come avveniva prima della ricombinazione, e anzi solo una piccola frazione di questi veniva riflessa. Conseguentemente piccolo è il grado di polarizzazione, che tuttavia la MAP è riuscita a rivelare. Ma su ciò torneremo più avanti.

Per indagare quelle epoche primordiali è percorribile anche un'altra strada: l'osservazione della riga idrogenica a 21 cm che potrebbe rivelare un universo permeato di idrogeno neutro mostrandone l'epoca attraverso il suo *redshift* (dovrebbe apparire attorno a 7×21 cm=~2 m, appannaggio quindi dei radio astronomi, che hanno progettato a tal fine appositi insiemi di antenne). Al diminuire di z, cioè progredendo verso tempi più recenti, da un certo punto in poi il segnale dovrebbe cominciare a indebolirsi fino ad estinguersi, segnando così la fine dell'epoca della reionizzazione.

Le prime stelle avrebbero cominciato a formarsi in seno alle proto-galassie non prima dell'età di 100 milioni di anni. Stelle necessariamente costituite da idrogeno ed elio con una piccolissima percentuale di litio e deuterio: la materia quale era stata sintetizzata nel Big Bang. Sono le stelle di popolazione III, le stelle primigenie, tanto ricercate e mai trovate con certezza. Considerazioni teoriche sulle condizioni di equilibrio tra gravitazione e pressione di radiazione, dato il grado di opacità della materia, nonché simulazioni al

[8] Nel 2003 fu deciso di rinominare questa sonda WMAP in ricordo del cosmologo David Wilkinson, scomparso l'anno precedente. A mio parere si poteva ricordare il valente studioso in altro modo che non rendendo ostica la pronuncia di un acronimo già così semplice e significativo!

computer, hanno indicato che quelle stelle prive di metalli potevano raggiungere masse assai maggiori che non le stelle attuali: si valuta fino a 500 masse solari. In capo ad una rapidissima evoluzione sarebbero collassate in *supernovae* con esplosione enormemente più potente di quelle delle comuni supernovae che conosciamo: sarebbero le ipotetiche *ipernovae* che, diversamente dalle supernovae originate da stelle di generazioni successive, non avrebbero lasciato né residuo stellare né buco nero ma avrebbero disperso nello spazio tutta quanta la loro materia, arricchita di "metalli" sintetizzati sia nella loro fornace nucleare sia nell'esplosione. Da tale materia non potevano più formarsi stelle di grandissima massa. Fu così ben presto la fine dell'era della popolazione III e si ebbe il rapido avvento di generazioni di stelle di composizione chimica arricchita e di "piccola" massa.

Stelle di minor massa di quelle prime generazioni, ancor oggi sopravvivono da quell'epoca lontana e costituiscono la popolazione II. Si ritiene che tali stelle abbiano cominciato a formarsi quando nelle nubi proto-stellari la percentuale di metalli raggiunse un decimillesimo di quella del Sole. E dalla materia elaborata da queste stelle di seconda generazione, si sono poi formate le successive generazioni sempre più ricche di metalli.

Nessun telescopio oggi è in grado di mostrare stelle di popolazione III. Ma forse abbiamo rilevato dei loro resti fossili, quali - si ritiene siano - certi *lampi gamma che ci giungono da quelle lontane epoche. Come quello qui sopra citato osservato nel 2009.

La via dei parametri cosmologici

Come sappiamo, l'età (cosmologica) dell'universo può essere determinata, nel modello canonico del Big Bang, conoscendo H_0 e q_0. Concettualmente, sempre nell'ambito del Big Bang canonico, basterebbe quindi conoscere, oltre ad H_0, la densità dell'universo, ma era proprio questo il dato più incerto del problema. La determinazione diretta della densità cosmica della materia dava risultati molto incerti soprattutto perché comportava il problema della massa nascosta. Risultati che oscillavano fra un decimo, che era il dato prevalente, fino, in qualche caso, al doppio della densità critica. A parte ovviamente l'opinione molto diffusa che la densità fosse proprio uguale a quella critica, che rende piatta la geometria dello spazio. Ma era un'opinione in gran parte aprioristica. Per questo, come abbiamo visto nella Parte I, invece di misurare direttamente la densità, si tentava di ricavare l'equivalente parametro q_0 dal diagramma di Hubble. E precisamente dallo scostamento del diagramma di Hubble dall'andamento rettilineo, scostamento crescente sempre più rapidamente con la distanza. Nel 1961 q_0 era considerato incerto fra 0 e 3 con il valore più probabile compreso fra 0,5 e 1,5 (ApJ 133, 355).

Per dare un'idea dei vari tentativi che si sono susseguiti, ricorderemo quello fatto da Sandage nel 1975 rovesciando il problema, cioè dando come nota l'età dell'universo, o, per essere più precisi, il tempo di Fridman. Per stabilire un limite inferiore a tale età considerò quella degli ammassi globulari M15 ed M92 - date allora da varie ricerche in $14{,}1 \pm 1$ miliardi di anni - e vi aggiunse un miliardo di anni per il tempo di formazione della Galassia dal gas protogalattico ottenendo il presunto tempo di Freedman: $15{\times}10^9$ anni. Altro dato a sua disposizione era il valore di H_0, da lui stesso stabilito in $55\ \mathrm{km/s/Mpc}$. Poteva ora applicare la relazione (11), dalla quale, ponendo $t_\mathrm{f} = 15$ e $H_0^{-1} = 17{,}78$ (espressi entrambi in miliardi di anni) ricavò $f(q_0) = 0{,}844$ ottenendo 0,1 come limite superiore di q_0 (il Lettore può verificare tramite la Tab. 2).

Un valore cui attribuì l'errore medio $\pm 0{,}2$ ma che in realtà era assai più incerto dato che tale errore è solo una misura della precisione interna. Un'incertezza assai maggiore deriva, infatti, dal valore di H_0, dall'età dell'universo adottata, dalla validità del modello (la densità veniva ancora ritenuta unicamente dovuta alla materia). Tuttavia questo risultato fu considerato un'indicazione verso un universo aperto ($q_0 < 0{,}5$).

Ricorderemo anche il metodo basato sulla variazione con la distanza d delle dimensioni angolari θ di oggetti-campione. Mentre nello spazio newtoniano col crescere della distanza, θ diminuisce progressivamente tendendo a zero, nell'universo in espansione la relazione fra θ e d dipende da q_0. Tanto che, per $q_0 > 0$, oltre una certa distanza l'angolo θ cessa di diminuire e comincia aumentare. Solitamente al posto della distanza si usa il *redshift* z. Quindi, secondo la teoria, il valore di z per cui si ha l'inversione è funzione di q_0. Del resto anche il metodo classico - quello basato sul diagramma di Hubble - si fonda sul fatto che la magnitudine apparente di un oggetto non varia secondo la legge fotogeometrica dell'inverso del quadrato della distanza, ma secondo una relazione che dipende da q_0.

Il procedimento non è però di facile attuazione. In primo luogo occorre l'adeguata classe di oggetti-campione, cioè un insieme di oggetti che abbiano uguali dimensioni lineari e che si prestino nel modo migliore a misure angolari fino a distanze cosmologicamente significative. Nel campo ottico oggetti utilizzabili potrebbero sembrare determinate classi di galassie; ma, a parte il problema dell'omogeneità delle dimensioni lineari e l'individuazione del limite dell'immagine, c'è il fatto che le dimensioni angolari già attorno a $z = 1$ sono di pochi secondi d'arco per cui la misura resta molto incerta. Una classe più adeguata è stata individuata nelle radio-sorgenti compatte le quali a $z = 1$ presentano le stesse dimensioni angolari delle galassie ora dette, ma la tecnica VLBI consente misure della necessaria precisione. Nota così la lunghezza in termini assoluti, dalla lunghezza apparente (angolo sotteso) si può stabilire la geometria dello spazio.

Un saggio delle possibilità del metodo fu fatto da Sandage nel 1971 misurando, su lastre fotografiche ottenute con lo Schmidt di 48" del Palomar e per le maggiori distanze col 200", il diametro angolare delle galassie più luminose di una ventina di ammassi, da $z = 0{,}003$ (Virgo) a $z{\sim}0{,}4$. Misure delicatissime, sia quelle angolari, avendo a che fare con diametri di appena 1,5" per gli ammassi più lontani, sia quelle fotometriche, occorrenti per stabilire la magnitudine apparente onde ricavare la distanza da luminosità (vedi più avanti). Il metodo ovviamente presuppone che la dispersione in luminosità delle galassie utilizzate sia sufficientemente piccola. Sandage non ricavò alcun valore di q_0 ma mostrò la possibilità di successo che si sarebbe ottenuto utilizzando un maggior numero di ammassi lontani.

Nel 1992 K. Kellerman del *National Radio Astronomy Observatory*, in Virginia, tentò questo procedimento con

tecniche radioastronomiche, usando 82 sorgenti compatte associate con galassie attive o quasar. L'estensione angolare θ venne definita come la distanza fra il nucleo centrale e la componente più lontana la cui luminosità di picco superi il 2% di quella del nucleo. Le misure con la VLBI si spingevano fino a $z = 3$ e : il risultato è mostrato nella Fig. 36 dove oltre ai dati di osservazione sono tracciate le curve teoriche corrispondenti a tre valori di q_0 nonché quella relativa alla teoria dell'universo stazionario. La conclusione dell'autore fu che la densità di massa dell'universo non si scosta molto dal valore critico.

Ci vorranno ancora 25 anni per riuscire, con tecnologie più avanzate e con l'apporto dell'*Hubble Space Telescope*, ad ottenere, tramite il diagramma di Hubble, un valore di q_0 più attendibile. Nella Parte I abbiamo visto come nel 1974, Sandage e Tammann arrivati a misurare la distanza di Virgo in 19,5 Mpc, ne deducessero per la costante di Hubble un valore attorno a 57 ± 6 km/s/Mpc, 10 volte inferiore rispetto a quello trovato da Hubble quarant'anni prima. Ed abbiamo visto come i due ricercatori in numerosi tentativi, fra gli anni '70 e '80, utilizzando, oltre al metodo classico delle candele-campione, vari altri metodi come quello di Tully e Fisher, ottennero costantemente valori compresi fra 50 e 60 km/s/Mpc.

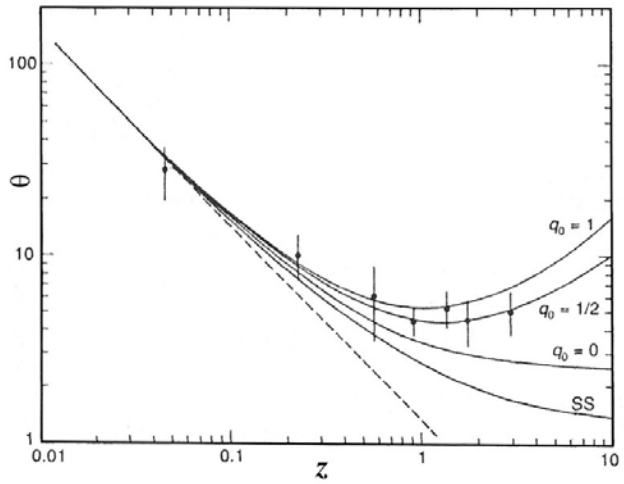

Fig. 36 Relazione $\theta = f(z)$ costruita nel 1992 con 82 radio sorgenti compatte. I punti rappresentano i valori medi di osservazioni raggruppate per intervallo di *z*. La curva SS rappresenta il caso dello *steady state*. La retta tratteggiata rappresenta il caso dello spazio newtoniano. (da Nat 361, 135)

Ogni volta l'errore indicato (pochi chilometri al secondo) teneva conto solo degli errori di misura, gli errori accidentali. Ben più gravi potevano essere gli errori sistematici dovuti ai moti locali - i moti gravitazionali che causano deviazioni dal flusso di Hubble - moti difficili a valutare. Poiché il flusso di Hubble cresce con la distanza, il miglior modo per ridurre al minimo l'effetto di tal moti è misurare la costante di Hubble alle massime distanze possibili. Sandage e Tammann nel 1984 mediante vari indicatori arrivarono a stabilire la distanza dell'ammasso della Coma in 120 Mpc e determinare conseguentemente per H_0, il valore 58 ± 10 km/s/Mpc. L'error medio era alquanto aumentato, ma l'incertezza effettiva diminuita, dato il minor disturbo delle perturbazioni locali al flusso di Hubble. Un valore quindi ritenuto molto affidabile.

In quei medesimi anni però altri ricercatori stavano ottenendo per H_0 valori decisamente più alti: fra 80 e 100 km/s/Mpc. Il più noto fra questi è de Vaucouleurs, che lavorava al *Mc Donald Observatory*, nel Texas, ma ricorderemo anche M. Aaronson, M. Pierce ed R. Tully. Mentre i $50 - 60$ km/s/Mpc, adottando valori convenientemente bassi per la densità della materia, potevano conciliarsi con l'età astrofisica dell'universo, gli $80 - 100$ km/s/Mpc erano del tutto inconciliabili, perfino ammettendo densità zero (Ω_0=0). Alla base della diversità dei risultati era la determinazione delle distanze, i *redshifts* essendo incomparabilmente più precisi. I 55 km/s corrispondevano a distanze quasi doppie rispetto a quelle dei 90 km/s. Sono stati gli anni del dibattito fra *scala lunga* e *scala corta*.

Abbiamo visto nella Parte I che il problema dell'età dell'universo divenne particolarmente acceso negli anni '80. Dopo che de Vaucouleurs, nel 1982, aveva comunicato come suo ultimo valore di H_0, 95 km/s/Mpc e confermato con serrate argomentazioni la validità della scala corta, ecco quanto scrive in un fondo titolato *Dispute over the scale of the universe* J. Maddox, direttore di *Nature*, nello stesso numero della Rivista (26 gennaio 1984), in cui appariva la pubblicazione in cui Sandage e Tammann riferivano il sopra accennato risultato dell'estensione della verifica di H_0 fino all'ammasso Coma. *Nell'ultimo quarto di secolo il valore di H_0 di volta in volta trovato, ha ostinatamente rifiutato di assestarsi entro un ristretto intervallo per convergere verso quello che potesse essere considerato il vero valore. Al contrario, le successive stime fluttuano attorno a due estremi differenti per un fattore circa 2 . . . . Il problema è estremamente difficile, come lo stesso Hubble riconobbe più che mezzo secolo fa. Essenzialmente si tratta del tentativo di costruire una scala di distanza applicabile ad oggetti così lontani che i campioni validi su più piccola scala (ad esempio entro la nostra galassia) non sono direttamente utilizzabili, ma devono essere trasferiti in campioni secondari mediante procedimenti che non sono mai esenti da ipotesi sulla natura fisica di oggetti extragalattici e perfino dello spazio che li separa. Inoltre, mentre l'espansione uniforme (nello spazio) e costante (nel tempo) definita dalla costante di Hubble, può essere una buona approssimazione per l'universo in generale, negli ultimi quindici anni è apparso evidente che noi guardiamo all'universo da una posizione eccezionale: abbastanza vicina all'ammasso della Vergine da indurre le galassie vicine (sulle quali sono largamente basati i trasferimenti dei campioni di distanza) a fluire verso il suo centro di gravità e che inoltre siamo trascinati dal moto della nostra galassia come mostrato dall'anisotropia della RCF. . . . . Sembra che si sia abbandonata la fiducia, ancora forte fino a una diecina di anni fa, di riuscire nell'immediato futuro ad andare oltre la prima approssimazione lineare dell'espansione. La questione se l'universo è aperto o chiuso è stata interamente abbandonata ai teorici.* Si era nel 1984.

Malgrado tale pessimistica posizione, la ricerca di H_0 da parte degli osservatori proseguì alacremente. Nel 1990 G. Jacoby, usando come indicatori alcune nebulose planetarie opportunamente calibrate, ricavò per Virgo la distanza di 14,7 Mpc. Quanto al *redfshift*, c'era il problema di valutare la velocità peculiare di Virgo rispetto al flusso di Hubble e la nostra "velocità di caduta" verso l'ammasso. Il valore di H_0 gli risultò compreso fra 81 e 95 km/s/Mpc, a seconda

dei valori adottati per queste velocità "peculiari". Risultato che allarmò gli astrofisici. Né riuscì consolante un risultato di segno opposto ottenuto sfruttando l'effetto di lente gravitazionale sul quasar doppio 0957+561. Il metodo presuppone, infatti, la conoscenza del parametro q_0: Jacoby ottenne 46 o 42 km/s/Mpc, con l'incertezza interna di 14, a seconda che si accettava per q_0 il valore 0 oppure $0{,}5$. Un dato che eliminava il problema, ma di attendibilità assai minore del risultato di Jacoby.

Si tenga presente che il problema era acuito dal fatto che prevaleva la fede nella piattezza dell'universo, cioè nel valore 1 per il parametro di densità.

8. L'universo inflazionario

L'accettazione della piattezza dello spazio-tempo si trovò giustificata da un'ardita ipotesi che postula un grandioso fenomeno avvenuto nell'universo nascente. L'ipotesi dell'*universo inflazionario*, proposta all'inizio del 1981 da A. Guth.

Prima di 10^{-43} s dall'istante iniziale, cioè entro il *tempo di Planck*, l'universo è inconoscibile. Ma da tale istante le leggi della fisica consentono di tentare una descrizione delle proprietà generali. Risulta che per evolversi verso lo stato attuale, la densità in quell'istante doveva essere esattamente quella critica. Un'inezia in più e sarebbe immediatamente collassato per effetto della gravità; un'inezia in meno e si sarebbe espanso in un universo aperto destinato all'eterna espansione. Si valuta che la densità doveva essere uguale a quella critica fino alla cinquantesima cifra decimale! L'estrema improbabilità di un universo con densità iniziale calibrata con tale precisione sul valore critico che separa lo spazio-tempo aperto da quello chiuso è un'obbiezione che può essere fatta alla teoria classica del big bang e che negli anni '70 si presentava con forza. Inoltre in quegli anni si presentava con crescente evidenza il problema dell'isotropia della RCF.

Entrambi i problemi possono essere risolti ammettendo che l'universo appena uscito dal tempo di Planck abbia subìto un'espansione esplosiva che in 10^{-32} s avrebbe aumentato il fattore di scala R di 20 o 30 ordini di grandezza. Questa fu l'ipotesi avanzata da Guth. L'energia necessaria per tale imponente fenomeno sarebbe quella, enorme, che secondo la Fisica quantistica è contenuta nel vacuo. Con l'inflazione la curvatura divenne praticamente zero: ne uscì un universo piatto, a geometria euclidea, quindi con $\Omega = 1$. Inoltre tale fulminea dilatazione portò regioni che al tempo t dell'inizio della fase inflazionaria erano casualmente connesse (cioè che potevano scambiarsi segnali essendo separate da distanze inferiori a ct), a trovarsi del tutto sconnesse all'epoca a cui risale la fine dell'evento inflazionario. La velocità di aumento del fattore di scala superava infatti di gran lunga la velocità della luce.

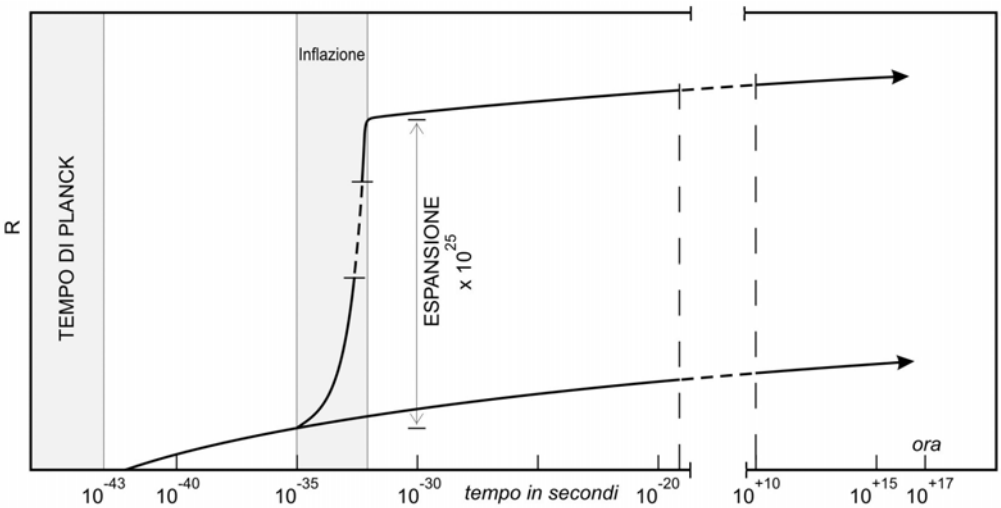

Fig. 37 Schema dell'inflazione. Dal termine del fenomeno, durato circa 10^{-32} s e che ha aumentato il raggio dell'universo di $10^{25} \div 10^{30}$ volte, l'espansione ha proseguito col ritmo imposto dai parametri cosmologici.

Nel Big Bang canonico l'uniformità doveva essere assunta come un puro dato di fatto. Per ragioni inspiegabili lo spazio in tutti i suoi punti, avrebbe dovuto cominciare ad espandersi, esattamente nello stesso istante e nello stesso modo benché non ci fosse possibilità di comunicazione fra loro. Nel Big Bang inflazionario basta l'ipotesi di una forza scaturita dal falso vuoto, cioè dal vacuo, per spiegare tutto. Al termine dell'inflazione, la curvatura era ridotta a zero; ma piccole preesistenti fluttuazioni locali di densità ingigantite dall'inflazione rimasero come "seme" delle future stelle e galassie.

La teoria dell'inflazione non ha trovato smentite dalle osservazioni. Le predizioni che consente sono state tutte verificate soprattutto mediante lo studio della RCF. Le argomentazioni contro la teoria sono di natura logica. Secondo alcuni però la probabilità del verificarsi delle condizioni atte a scatenare l'inflazione è più bassa della probabilità dell'esistenza di un universo piatto senza inflazione. Il problema è aperto.

Con la teoria dell'inflazione sembrava venir meno ogni valida ragione per rifiutare un universo piatto. Con $\Omega = 1$ restava però il problema di un universo più giovane di certi suoi componenti!

A meno che risultasse $H_0 < 60$ km/s/Mpc. Tanto più che i risultati di varie ricerche propendevano verso valori

più alti di H_0: 60 e anche 70 km/s/Mpc. E allora la scala dei tempi diveniva decisamente troppo corta.

Per risolvere la contraddizione fra l'età dedotta dai cosmologi con quella "osservata" dagli astrofisici, si levò qualche voce a suggerire di risuscitare, dopo mezzo secolo, la costante cosmologica Λ di einsteiniana memoria. Se c'è una forza repulsiva che abbassa il tasso di rallentamento dell'espansione, l'età dell'universo è maggiore di quella calcolata in base alla sola densità della materia. Comunque per affrontare tutta questa problematica era essenziale ridurre fortemente l'incertezza nel valore della costante di Hubble. Un'incertezza ancora troppo grande. Ma ancora nel 1990 nel trattato *"Introduzione alla Cosmologia"* del cosmologo F. Lucchin si dice che il valore della costante di Hubble è conosciuto con grande incertezza, risultando nell'intervallo $40 \div 100$ km/s/Mpc.

Comunque la teoria dell'universo in espansione da una singolarità iniziale poggiava ormai su tre solidi pilastri:

1) La legge di Hubble
2) L'abbondanza degli elementi leggeri (idrogeno, deuterio, elio e litio). Quella calcolata in base alla teoria della nucleosintesi primordiale corrisponde ragionevolmente, tenuto conto dei processi evolutivi, a quella attuale
3) L'esistenza di una RCF in equilibrio termico ed a temperatura corrispondente, tenuto conto dell'espansione, a quella dell'epoca della ricombinazione.

Restava il problema della conciliazione dell'età cosmologica con l'età astrofisica dell'universo e cioè arrivare ad un valore definitivo della costante H_0 e a stabilire il parametro di decelerazione q_0, ancora assai incerto. Si era all'inizio degli anni '90.

9. La radiazione cosmica di fondo

Qui è opportuno soffermarci su quella fondamentale acquisizione che ha segnato un pietra miliare nella storia della cosmologia: la radiazione cosmica di fondo, detta anche *radiazione cosmica a 3 K*, oppure *radiazione di fondo a microonde* o ancora *fondo cosmico a microonde*, cui abbiamo fatto riferimento numerose volte usando l'acronimo RCF. Nella terminologia inglese si trova CBR (*Cosmic Background Radiation*) oppure CMB (*Cosmic Microwave Background*). Questa debole radiazione termica, che ha la massima intensità su onde millimetriche, è ritenuta un fossile dell'universo primordiale, di appena 400 mila anni di età, quando scesa la temperatura a circa 3000 K, nel plasma primordiale gli elettroni si ricombinarono con i protoni rendendolo un gas trasparente (eccetto, ovviamente, che in corrispondenza alle righe idrogeniche) e lasciando la radiazione libera di propagarsi. Solo i fotoni emessi da quell'epoca in poi possono pervenirci direttamente.

La scoperta della RCF ricorda quella delle radio onde cosmiche fatta da Jansky trent'anni prima. A. Penzias e R. Wilson, ricercatori presso i *Bell Research Laboratories*, calibrando sul cielo un piccolo radio telescopio rilevarono sulla lunghezza d'onda di 10 cm un debole rumore di fondo presente in tutte le direzioni del cielo e che restava dopo aver eliminato ogni possibile fonte terrestre, solare, galattica ecc. La distribuzione spettrale, assimilata a quella del corpo nero, risultava corrispondere a un temperatura assoluta di circa 3 K. Poco prima, i fisici R. Dicke e P. Peebles rielaborando la teoria del Big Bang per stabilire la nucleosintesi primordiale, avevano calcolato la temperatura necessaria all'epoca della ricombinazione per render conto dell'abbondanza dell'elio ed avevano concluso che la radiazione, in equilibrio termico a quella temperatura, doveva ancora permeare l'universo a temperatura ridotta a pochi gradi Kelvin in conseguenza dell'espansione e quindi con un massimo d'intensità su onde millimetriche. La scoperta del 1965, di cui i due studiosi ebbero notizia proprio mentre stavano progettando un radio telescopio adatto alla ricerca di tale radiazione, apparve una brillante conferma della loro previsione. Penzias e Wilson per la loro serendipica scoperta ricevettero nel 1978 il premio Nobel.

Alle lunghezze d'onda millimetriche la radiazione è fortemente assorbita dal vapore acqueo atmosferico. Perciò le osservazioni possono esser fatte da sonde spaziali o almeno da palloni stratosferici o da stazioni di alta montagna in modo da lasciar al di sotto gli strati atmosferici più umidi. E sempre usando ricevitori raffreddati quasi allo zero assoluto, dato che dovendo misurare una radiazione a 3 K, la temperatura ambiente, anche in alta atmosfera, appare quella di un forno. Ben presto tutte le osservazioni dettero costante indicazione di una radiazione planckiana a circa 2,75 K. Cioè le misure nelle più diverse lunghezze d'onda costantemente indicarono una distribuzione di intensità uguale a quella del corpo nero alla detta temperatura.

Altra informazione particolarmente significativa era l'isotropia della radiazione: intensità uguale entro lo 0,01% da tutte le aree del cielo eccetto una variazione sistematica fra due opposte direzioni (la più volte citata anisotropia a dipolo). La RCF è considerata una prova che, un tempo, l'universo era denso e caldo, così - disse Peebles - come le impronte fossili dei dinosauri ci dicono quanto diversa era la fauna terrestre 100 milioni di anni fa.

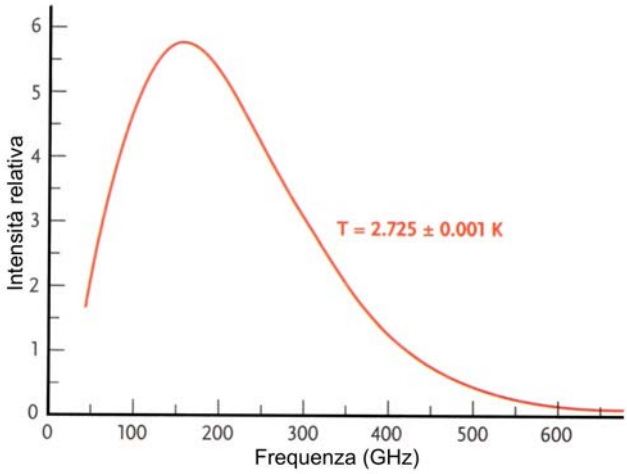

Fig. 38 Distribuzione spettrale della RCF come rivelata dalla COBE nel 1992. (da SkT Maggio 2008)

L'interpretazione della RCF come residuo di una radiazione in equilibrio termico in una fase primordiale di un universo in espansione ha poi soddisfatto numerose verifiche. E soddisfa pienamente il criterio del rasoio di Occam in quanto è l'interpretazione più semplice. Altre ipotesi avanzate richiedono infatti l'assunzione di numerose ipotesi *ad hoc*, mentre questa richiede solo l'assunzione del Big Bang caldo, teoria che già soddisfaceva al meglio la legge di Hubble e l'abbondanza cosmica degli elementi.

La scoperta della RCF fu infatti considerata una prova della teoria del Big Bang caldo. La teoria rivale dell'universo stazionario perse immediatamente ogni credito, malgrado tentativi di Hoyle di una diversa interpretazione. Ogni argomentazione in contrario si trovava davanti al muro invalicabile della natura perfettamente termica della radiazione. E ogni progresso nella precisione delle misure dava sempre lo stesso responso: radiazione mediamente in equilibrio termico, da ogni direzione del cielo.

Un'elegante verifica della validità dell'interpretazione sarà inoltre ottenuta trent'anni dopo la scoperta, confrontando la temperatura della RCF misurata a varie epoche, cioè a varie z, con quella risultante dalla relazione (14): $T = 2{,}73\ (1 + z)$. Nel 1994, con uno spettrografo ad alta risoluzione applicato al telescopio Keck furono misurate in un quasar, situato a $z = 2{,}90$, le intensità relative di livelli di struttura fine nello spettro del carbonio; rapporti di intensità che sono molto sensibili alla temperatura. Fu trovato il limite superore 13,5 K, di fronte alla temperatura teorica 10,3 K. Analogamente per due nubi contenenti carbonio, entrambe situate a $z = 1{,}77$ sulla visuale di un quasar a $z = 2{,}08$, furono misurati i limiti superiori $(7{,}4 \pm 0{,}8)$ K e $(10{,}4 \pm 0{,}5)$ K, di fronte al valore teorico 7,56 K. Quindi, nessun limite minore del valore teorico (si tenga conto dell'incertezza $\pm 0{,}8$): la teoria del Big Bang risultò così, non provata, ma nemmeno falsificata, come sarebbe accaduto se i tre limiti fossero risultati inferiori ai valori teorici.

L'esistenza nella RCF di un'anisotropia a dipolo in conseguenza del moto del Sole e della Galassia, prevista da Peebles come nuova deriva dell'etere di vecchia memoria, era già stata costatata da R. Muller nel 1976 mediante un apposito radiometro differenziale posto su un aeroplano U2 della NASA. Ne risultò un massimo di temperatura di 0,0035 K (rispetto a quella media) in direzione di un punto nella costellazione del Leone ed un minimo di uguale entità in direzione opposta, nell'Acquario. Un risultato confermato poco dopo mediante osservazioni da palloni stratosferici. Inoltre la variazione fra il massimo e il minimo appariva continua e sinusoidale, giusto come dev'essere se tale variazione è causata dal moto dell'osservatore.

È facile rendersi conto di come l'effetto Doppler possa nel nostro caso manifestarsi come variazione di temperatura. Siccome la RCF è planckiana, vale la ben nota relazione di Wien secondo cui la lunghezza d'onda del massimo di intensità è inversamente proporzionale alla temperatura

$$\lambda_{\max} = 2900/T$$

con λ espressa in micrometri. Perciò la variazione di lunghezza d'onda provocata dall'effetto Doppler può esser espressa, nel nostro caso, come variazione di temperatura. Se l'osservatore si avvicina alla sorgente, $\lambda_{\max}$ appare diminuita e quindi la corrispondente temperatura aumentata.

Il "polo caldo" nel Leone corrisponde ad una velocità in quella direzione di $(0{,}0035/2{,}7)\ c = \sim 380\ \mathrm{km/s}$. E sempre la formula dell'effetto Doppler ci dà la variazione della temperatura in funzione della distanza angolare θ dall'apice del moto

$$\Delta T = T_0\, v \cos\theta / c$$

una variazione quindi cosinusoidale col massimo (polo caldo) in corrispondenza all'apice e minimo in direzione opposta. T_0 è evidentemente la temperatura inalterata a 90° dall'apice.

Questa anisotropia globale, rappresentabile con una semplice formula trigonometrica, sarà poi confermata nel 1990 dalla COBE. All'infuori di questa, la RCF risulterà ancora isotropa entro 0,00001 K.

Come già sappiamo, la velocità così trovata è data dalla somma vettoriale della velocità del Sole attorno al centro della Galassia, di questo rispetto al Gruppo locale, del Gruppo locale rispetto a Virgo e infine di Virgo rispetto alla RCF.

L'isotropia, ritenuta una proprietà connaturata di questa radiazione fossile, fa della RCF un riferimento indipendente da effetti gravitazionali locali quale ne sia l'estensione e l'intensità. Per questo negli ultimi decenni è stata utilizzata come riferimento assoluto per i *redshifts* e conseguentemente per la determinazione dei parametri cosmologici. Inoltre come residuo fossile dell'era della ricombinazione ha consentito di rintracciarvi le "impronte" lasciate dalle microfluttuazioni di densità dalle quali hanno tratto origine le galassie. Impronte che oggi, dilatate dall'espansione, si sono rivelate come "macchie di temperatura" nelle mappe fornite nei primi anni '90 dalla COBE e dieci anni più tardi, con assai maggiore potere risolutivo, dalla MAP. E ciò ha consentito, come vedremo subito, unitamente ai dati ricavati dalle supernovae, di valutare i parametri cosmologici.

L'origine delle galassie

Da tempo si poneva il problema dell'origine della struttura dell'universo su grande scala. Le rassegne del cielo profondo mostravano ammassi di galassie disposti in filamenti, "muraglie", nodi, separati da vuoti (vedi Fig. 39). Eppure secondo la teoria del Big Bang caldo, il plasma primordiale da cui si è generata tutta questa struttura era perfettamente omogeneo e uniforme. Indubbiamente in una certa fase devono essersi formate piccolissime disomogeneità, verosimilmente originate da fluttuazioni quantistiche prima dell'inflazione e che sono state i semi delle future galassie. Questi addensamenti, enormemente dilatati dall'inflazione, dovrebbero aver lasciato il loro segno, quali disomogeneità nella distribuzione della temperatura, nella radiazione cosmica di fondo quando questa è emersa, all'epoca della ricombinazione. La mappa della RCF avrebbe dovuto quindi apparire disomogenea, a macchie "calde" e "fredde" che darebbero l'impronta lasciata dalle differenze di densità (e quindi di temperatura) nel plasma primordiale

La teoria mostra che a tale epoca erano in atto vari meccanismi di ampliamento delle fluttuazioni di densità, e il prevalere di certi meccanismi su altri dipende dal rap-

porto fra materia ordinaria (barionica) e materia oscura proprio in conseguenza della scarsissima interazione fra quest'ultima e la radiazione elettromagnetica. Ma fino all'inizio degli anni '90 tutte le misure della RCF rivelavano una distribuzione del tutto isotropa, a parte l'anisotropia da dipolo ora detta. Ciò dipendeva sicuramente dall'insufficiente potere risolutivo termico: si valutava che occorresse la precisione di almeno 1 su 10.000. Precisione che sarà raggiunta dalla sonda COBE.

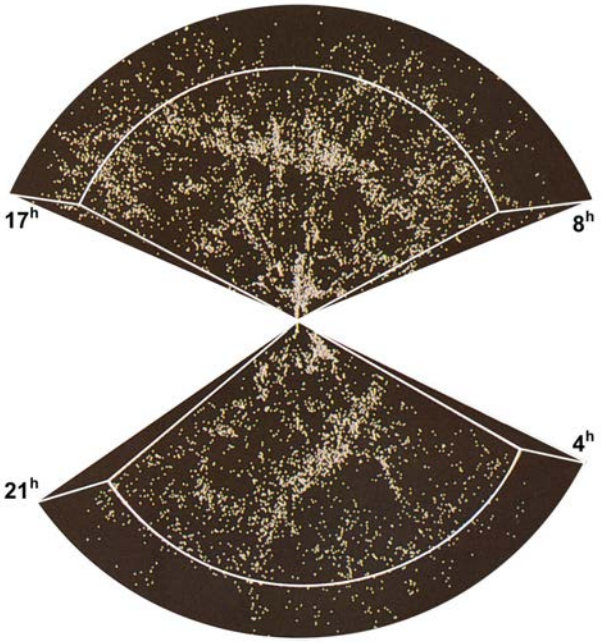

Fig. 39 La struttura ad agglomerati di galassie è mostrata in questa mappa tridimensionale per due spicchi di universo di 150 Mpc di raggio, ottenuta nell'ambito di uno studio portato a compimento dal *Center for Astrophysics* (Cambridge, USA) nel 1994. I due settori sono stati ricavati da osservazioni effettuate rispettivamente nell'emisfero boreale ed australe. Sono indicate le ascensioni rette che delimitano i settori. (grafico adattato da SkT)

La COBE era stata messa in orbita nel 1989 proprio per tentare di rivelare tali "semi" della struttura attuale del cosmo. Munita di radiometri differenziali per microonde, fu in grado di mappare l'intera volta celeste con la precisione del micro Kelvin. Nell'aprile 1992 fu dato l'annuncio dei primi risultati completi. Eliminate le numerose cause di disturbo (quali l'attività solare, la radiazione a microonde di origine galattica, ecc.) ne risultò una prima mappa termica del cielo a macchie di leopardo, chiazze a $\pm 0{,}00003$ K estese da 10° a 90°. Era apparso ciò che ci si attendeva! Un altro importante risultato della COBE fu la precisazione che lo spettro della RCF combacia con quello della radiazione di corpo nero alla temperatura di $(2{,}725 \pm 0{,}001)$ K. Una precisione che invalidava definitivamente ogni interpretazione non cosmologica della RCF.

Uno studio statistico mostrò che la distribuzione delle macchie non era completamente casuale. In parte questa distribuzione termica era contenuta nel segnale. Non si aveva a che fare con puro e semplice rumore. La rivelazione della struttura maculata della mappa fu considerato un trionfo della teoria del Big Bang caldo (vedi Fig. 40).

Le differenze di temperatura (e quindi di densità) di tali agglomerati primordiali sono talmente esigue che appariva impossibile potessero essersi evolute

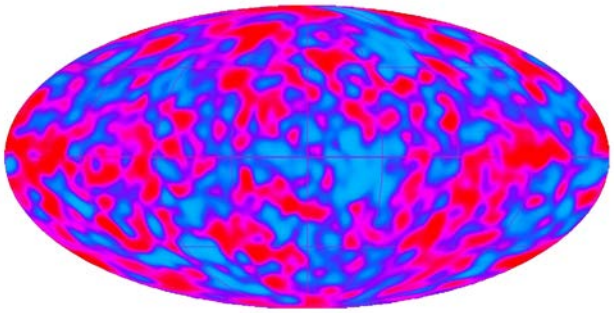

Fig. 40 Mappa della RCF su 5,7 mm fornita dalla COBE nel 1992.

per effetto della gravità negli attuali ammassi di galassie: evoluzione possibile se si suppone che tali addensamenti fossero formati in gran parte da materia che non interagisce con la radiazione elettromagnetica e quindi senza lasciar traccia nella RCF. Un'ulteriore indicazione, questa, favorevole all'esistenza della materia oscura.

I teorici attribuiscono queste differenze di densità a diversi meccanismi. Prevalente fra questi la produzione di onde acustiche. Data per nota la percentuale di materia (barionica e non barionica), è possibile calcolare la lunghezza delle onde acustiche generatesi nell'universo primordiale (era della ricombinazione, cui risale la RCF).

Gli orizzonti

Nel contesto delle informazioni desumibili dalla RCF è basilare il concetto di orizzonte, termine che ha varie accezioni. Una prima è quella considerata dai fisici: il cosiddetto orizzonte degli eventi, il limite oltre il quale è concettualmente impossibile osservare qualsiasi fenomeno; in particolare la superficie sferica di raggio $r = 2\,G\,\mathcal{M}/c^2$ che delimita un buco nero. Questo si manifesta attraverso l'azione gravitazionale che esercita ma non rivela alcunché del suo interno. In Cosmologia è un orizzonte degli eventi il valore di z corrispondente all'era della ricombinazione dalla quale ci perviene la RCF. Nessun evento precedente è direttamente osservabile per via di radiazione elettromagnetica. Si parla anche di fotosfera cosmica, per analogia con la fotosfera solare, che è la superficie da cui la radiazione comincia a pervenirci direttamente.

Orizzonte cosmologico in generale è il limite cui si può giungere con l'osservazione. In un universo statico infinito ed eterno, l'orizzonte è puramente tecnico, fissato cioè dalla capacità di penetrazione dei mezzi di osservazione e quindi si allarga sempre più col progredire delle tecniche.

Se però l'universo ha avuto un inizio, c'è un limite posto dal tempo. Consideriamo, ad esempio, l'epoca di formazione delle galassie. Se t è il tempo oggi trascorso da tale evento, possiamo osservare soltanto le galassie che si trovano a distanza $\leq ct$. Da quelle più lontane la luce non ha

ancora avuto il tempo di pervenirci. Tale orizzonte quindi si allontana col tempo e se ct è minore del raggio dell'orizzonte tecnico sempre nuove galassie attraversano questa barriera rendendosi visibili. Col passare del tempo arriveremo a vedere galassie sempre più lontane e sempre più giovani.

Più complesso è il caso nell'universo in espansione. Anche senza il fenomeno dell'inflazione, per un certo tempo iniziale la velocità di espansione è maggiore della velocità della luce per cui una vasta parte dell'universo diviene causalmente disconnessa dalla rimanente. Cioè non è possibile il reciproco scambio di segnali (ad esempio, non è possibile uno scambio di calore e un conseguente livellamento di temperatura). Nel modello canonico, col progressivo rallentamento della velocità d'espansione, ad una certa epoca il raggio ct dell'orizzonte comincia a crescere più rapidamente del "raggio", o fattore di scala R e quindi col passare del tempo nuove galassie attraversano l'orizzonte. Perciò si vedranno galassie sempre più lontane e sempre più giovani perché le vedremo come erano al tempo dell'emissione della loro luce. Un orizzonte che oggi si colloca a $15 - 20$ miliardi di anni-luce, sempre nel modello canonico.

Con l'espansione accelerata, quale oggi si ritiene che sia, si ha però l'effetto contrario: da una certa epoca in poi sempre più galassie attraverseranno l'orizzonte in senso opposto, sparendo oltre.

Basilare è il concetto di *orizzonte delle particelle* cioè la distanza massima r_{h} a cui, ad una data età del'universo, può essersi verificata una comunicazione causale. Nell'era dominata dalla radiazione, e quindi fino all'epoca della ricombinazione, cui risalgono le "impronte fossili" in questione, si aveva $r_{\mathrm{h}} \sim ct$ dove t è il tempo trascorso dalla singolarità iniziale. Infatti la velocità di propagazione delle onde acustiche era assai vicina a quella della luce (per la precisione, $v_{\mathrm{ac}} = c/\sqrt{3}$).

Nei 400 mila anni che all'epoca della ricombinazione erano trascorsi dall'istante zero, nella porzione di spazio casualmente connessa, ed estesa al massimo 300 mila anni-luce, un'onda con 1.200.000 anni di periodo, si trovava proprio al massimo di ampiezza e quindi doveva lasciare nella RCF un'impronta di massima temperatura e di estensione dell'ordine di grandezza ora detto. Per armoniche di basso ordine l'effetto è notevolmente minore, per quelle di ordine più elevato addirittura trascurabile. In altre parole, durante il processo di disaccoppiamento fra materia e radiazione (tra barioni e fotoni) le increspature sono state tanto più facilmente compensate quanto minore la loro estensione. Perciò nella RCF devono essere rimaste più marcatamente fossilizzate quelle di 300 mila anni-luce.

Ora una configurazione di tale estensione vista a distanza corrispondente a $z = 1100$, se l'universo è piatto, deve apparire di circa 1°. Onde di doppia o tripla frequenza daranno macchie meno intense e di circa 0,5° e 0,3° di estensione. Onde ancora più corte risulteranno in grande proporzione livellate. Riscontrare nella mappa della RCF macchie delle dette dimensioni angolari con tale proporzione di intensità avrebbe confermato la piattezza dell'universo. Il potere risolutivo angolare della COBE era 7°: occorreva raggiungere una risoluzione almeno 10 volte maggiore. E a tal fine fu progettata la sonda MAP che sarà messa in orbita nel 2001.

Un metodo di ricerca sul divenire dell'attuale struttura del cosmo fu reso possibile dai supercomputer. Fissata una percentuale di materia barionica e di materia oscura (l'energia oscura all'inizio degli anni '90 non veniva ancora presa in considerazione), nonché ampiezza e distribuzione delle irregolarità iniziali che fossero compatibili con i dati della COBE, si cercò ricorrendo a vari modelli di sviluppo, di ottenere la struttura odierna del cosmo mostrata dalle grandi rassegne del cielo, quale quella riportata nella Fig. 39.

10. La reintroduzione della costante cosmologica

I problemi, strettamente interconnessi, dell'età e della piattezza dell'universo inducevano sempre più ad invocare il ricorso alla costante cosmologica. Nel dicembre 1990 *Nature* titolava *Einstein's blunder resurrected* (La "papera" di Einstein risuscitata), tanto inevitabile appariva ormai la reintroduzione della controversa costante. Anche se c'erano difficoltà sul fronte dei fisici. Infatti l'energia richiesta dai cosmologi era infinitesima di fronte alla densità dell'energia del vuoto prevista dalla fisica delle particelle: un rapporto dell'ordine di 10^{120}! In precedenza, una cosi estrema discordanza era considerata un valido argomento a favore dell'universo canonico piatto: si presumeva che qualche simmetria nella fisica delle particelle avesse provocato la cancellazione di questa energia del vacuo. Però ora bisognava spiegare in qual modo tale energia fosse così estremamente piccola eppure diversa da zero. Le resistenze alla reintroduzione della controversa costante non erano prive di giustificazione.

Nel 1994 gli inglesi P. Coles e G. Ellis pubblicarono su *Nature* una serrata critica del diffuso convincimento che la densità della materia fosse esattamente quella critica ($\Omega_{\mathrm{M}} = 1$), ciò che portava, per avere un'età dell'universo compatibile con i dati astrofisici, a ad esigere un valore molto basso per H_0. Secondo i due autori, tale convincimento era essenzialmente basato non solo sul fatto che il modello Einstein-de Sitter è la soluzione più semplice per un universo in espansione, ma anche su una considerazione di ordine filosofico. E precisamente, considerando che in un universo contenente solo materia ordinaria l'espansione è necessariamente decelerata, se inizialmente si ha $\Omega_{\mathrm{M}} \neq 0$, la quantità $|1 - \Omega_{\mathrm{M}}|$ cresce col tempo. Perciò se la densità odierna differisce così poco da quella critica, si valuta che quella iniziale doveva essere calettata su quest'ultima con probabilità infinitesima, dell'ordine $1/10^{50}$. Solo se $\Omega = 1$, l'uguaglianza resta invariata perennemente. E inoltre $\Omega = 1$ che resta invariato soddisfa il principio cosmologico perfetto. Queste le ragioni del convincimento. Non esisteva quindi alcuna prova che in realtà si avesse $\Omega_{\mathrm{M}} = 1$. Perfino il modello ad inflazione - sottolineavano i due autori - non porta a tale risultato, ma solo ad un universo piatto e ciò si può ottenere anche con $\Omega_{\mathrm{M}} < 1$ accettando l'esistenza nelle equazioni relativistiche generali di un termine contenente Λ, la famosa costante cosmologica.

Con la reintroduzione di questa costante e della corrispondente energia oscura che sembra pervadere l'universo, le richieste dell'età e di un universo piatto, potevano essere soddisfatte entrambe attribuendo opportuni valori alla densità ϱ_{M} della materia ed a quella ϱ_{Λ} dovuta alla misteriosa energia rappresentata dalla costante Λ

$$\varrho_{\Lambda} = \frac{\Lambda\, c^2}{8\,\pi\, G} \qquad (16)$$

Tenendo conto che Λ ha le dimensioni del reciproco di una lunghezza al quadrato, il Lettore può verificare che la quantità così definita ha le dimensioni di una massa divisa per un volume: appunto una densità volumica. Ricordando la (7), il relativo parametro di densità risulta

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{\rho_{\Lambda}}{\rho_{\mathrm{c}}} = \frac{\Lambda\, c^2}{3\, H_0^2} \qquad (17)$$

Si tenga presente però che la costante cosmologica non solo fornisce ciò che manca alla densità osservata per arrivare al valore critico, ma, a pari densità totale, modifica la legge di variazione di H nel tempo.

E nel 1995 Nature titolerà ancora *Conflict over the age of the universe* dopo che un'accurata ricerca sull'età dell'ammasso globulare M92 aveva fornito il valore 15,8 miliardi di anni, contrastante anche con la scala lunga se si ammetteva, sempre restando nel modello standard, che la densità cosmica fosse uguale a quella critica, come continuava ad essere opinione prevalente.

Nel 1992 il rilevamento tramite il satellite COBE di "macchie" di temperatura nella mappa della RCF era stato accolto come un'ulteriore conferma della teoria del Big Bang e ci si era resi conto che se ne sarebbe potuto trarre indicazione sulla geometria dello spazio. Però, come abbiamo già detto, le macchie mostrate dalla COBE erano troppo grandi per essere quelle effettivamente dovute alle disomogeneità (fluttuazioni, o increspature) del plasma all'epoca della ricombinazione: occorreva aumentare la risoluzione di almeno di 10 volte per arrivare a verificare se fossero presenti quelle previste dalla teoria. Ulteriori osservazioni con strumenti di maggior potere risolutivo angolare su palloni stratosferici o basati nell'Antartide (ottima collocazione per la grande siccità atmosferica) daranno poi indicazione di disomogeneità su estensione angolare di appena 0,5° confermando in tal modo la piattezza dell'universo. Ma su ciò torneremo.

Frattanto, se si voleva tentare di risolvere il problema, la via maestra era, come abbiamo già detto, il tracciamento del diagramma di Hubble fino a distanze molto maggiori di quelle fino ad allora raggiunte, *mantenendo però la precisione delle misure.* Solo così si poteva rendere trascurabile l'effetto dei moti locali e verificare anche la deviazione dalla linearità onde ricavare il valore del parametro di decelerazione q_0 (si riteneva ancora che fosse sufficiente). Ecco qualche dato per avere un'idea quantitativa del problema. Dalle equazioni fondamentali che esprimono la geometria dello spazio in funzione della densità della materia, risulta che per q_0 che passa da 0,1 a 0,5 la magnitudine apparente di un oggetto situato $z = 0{,}3$ subisce una variazione $\Delta m = 0{,}13$ dalla retta di Hubble. Per un oggetto a $z = 0{,}5$ si ha invece $\Delta m = 0{,}13$. Se si voleva un responso affidabile occorreva spingersi fin oltre $z = 0{,}5$, ma con continuità, senza lasciare ampie lacune in modo da tracciare con sicurezza la curva del diagramma.

1998: l'espansione accelerata

Il richiamo in vita della costante Λ, prospettato dapprima timidamente per risolvere le discordanze nell'età dell'universo, poi insistentemente tra gli anni '80 e '90 per giustificare l'indicazione sempre più cogente verso il valore 1 per Ω, sarà infine accettato nel 1998, quando, tramite le supernovae, si è arrivati a misurare con sufficiente precisione distanze di miliardi di parsec ed è apparsa l'inattesa indicazione che l'espansione non decelera ma accelera.

Se a metà degli anni '90 l'introduzione della costante Λ appariva ormai inevitabile, mancava tuttavia la verifica diretta, che poteva venire unicamente dalla misura del parametro di decelerazione q_0 da decenni invano tentata. Bisognava spingere ancora più lontano le misure accoppiate di distanza e *redshift*, cioè bisognava spingere a distanze molto maggiori il diagramma di Hubble, allora noto con adeguata precisione fino alla distanza di Virgo, cioè fino a $z{\sim}0{,}004$ (era stato spinto ben oltre, ma con precisione ben lungi da quella richiesta per tentare di determinare q_0).

Il mezzo più efficiente era ormai offerto dalle supernovae di tipo Ia, i più potenti indicatori di distanza, che con la loro uniforme luminosità $5{\times}10^9$ volte quella del Sole potevano consentire di spingere gli scandagli del cosmo fino alle necessarie distanze.

Il lungo assalto alla misura della decelerazione dell'universo arriverà al successo per il concorso di un repentino avanzamento tecnologico (i grandi telescopi ad ottica adattiva, l'*HST*, il CCD da 100 mega pixel), dell'accurata calibrazione delle SNIa e di una programmazione delle osservazioni capace di accelerare notevolmente il tasso di scoperta di queste potenti candele-campione. Con i nuovi recettori CCD a grande campo (mosaici) applicati a telescopi della classe 2-4 m, furono messi sotto assidua sorveglianza numerosi ammassi di galassie. Le *infornate* di supernovae di cui abbiamo parlato nella Parte I. Le supernovae così scoperte venivano immediatamente affidate per le osservazioni spettrografiche a più adeguati strumenti quali il Keck I (e più tardi il Keck II) con i suoi 8 m e l'*HST*.

Abbiamo visto (Parte I, sez. 10) che il primo tentativo di ricavare i parametri cosmologici dalle supernovae fu fatto nel 1996 da un'*équipe* del *Supernova Cosmology Project* utilizzando 7 supernovae Ia lontane, più un'altra diecina "locali" ($z < 0{,}06$). Il risultato fu molto incerto, ma con indicazione verso Ω_{Λ} (ApJ 483, 565, 1997). E fu in questa occasione che Perlmutter considerando essere ormai caduta la presunzione che fosse valida una cosmologia con $\Lambda = 0$ invitò ad abbandonare il vecchio parametro di decelerazione q_0, a favore di Ω_{M} e Ω_{Λ}, riferiti rispettivamente alla materia ed a quella che sarà chiamata energia oscura. Nel modello standard q_0 è perfettamente equivalente ad Ω_0, mentre nelle cosmologie con $\Lambda \neq 0$ è del tutto insufficiente e creerebbe confusione. Infatti il modulo di distanza $(m - M)$ è funzione dei due parametri Ω_{M} ed Ω_{Λ} e non solo della loro somma.

Riassumendo quanto esposto nella Parte I, dopo il successo ottenuto nel 1992 dal *Supernova Cosmology Project* con il raggiungimento del *redshift* 0,458 (il precedente record era 0,307), nel 1997 con la supernova 1997ap si arrivò a 0,83. Nel modello standard a geometria piatta, a $z = 0{,}83$ corrisponde l'età $(1+z)^{-3/2} = 1{,}83^{-3/2} = 0{,}40$: questa supernova risultava quindi esplosa quando l'età dell'universo era 4 decimi di quella attuale. *Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe* è infatti il titolo che *Nature* del 1 gennaio 1998 dette alla relazione della scoperta firmata da Perlmutter e da numerosi collaboratori. Ma quando questo risultato fu pubblicato, già era stata scoperta dal rivale *High z Cosmology Project* un'altra supernova a $z = 0{,}97$! Si era arrivati in tal modo a distanze dell'ordine di 8 miliardi di anni-luce.

Lo studio di questi due eventi mostrò che poche altre supernovae ad alto z con dati di osservazione di alta qualità come questi, avrebbero reso possibile la determinazione simultanea dei parametri Ω_M e Ω_Λ. Intanto si poté dedurre $\Omega_M = 0{,}6 \pm 0{,}2$ se si ammetteva un universo piatto ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$); $\Omega_M = 0{,}2 \pm 0{,}4$ se invece $\Omega_\Lambda = 0$.

Il successo arrivò appena due anni più tardi. Spintisi a $z = 0{,}83$ e $z = 0{,}97$, con sorpresa risultò che quelle antiche supernovae apparivano più deboli, e quindi più lontane, di quanto competeva, secondo la teoria canonica, a quei valori di z. Ciò poteva significare che l'espansione dell'universo anziché decelerare come fino ad allora si riteneva, accelera!

Si era finalmente trovato un valore attendibile per l'ormai obsoleto parametro q_0: ma - sorpresa! - il parametro risultava negativo! Un risultato sensazionale, che ribaltava il convincimento di lunga data che l'espansione fosse rallentata, come sembrava ovvio per la presenza della materia (palese ed oscura), per cui la gravità si mangia l'energia cinetica dell'espansione.

L'annuncio di questo sorprendente risultato fu dato nel 1998 dai rappresentanti delle due *équipes* di astronomi americani che avevano condotto indipendentemente la ricerca.

La notizia campeggiò immediatamente in tutte le riviste di divulgazione della scienza e trapelò fin nei quotidiani: un dato unanimemente accettato per quasi settant'anni - che l'espansione fosse in perenne rallentamento - si era rivelato erroneo. Il generale convincimento era d'altra parte giustificato dal fatto che per abbandonarlo si doveva pagare quale prezzo l'accettazione della presenza di una forza generata da un'energia di natura sconosciuta e dominante nel cosmo. Per spiegare l'accelerazione era infatti necessario accettare l'introduzione della costante cosmologica Λ che rappresenta una forza che contrasta la gravità favorendo l'espansione. Le proprietà dell'universo non sono più in tal modo definite univocamente dal parametro di densità della materia Ω_M, ma da questo e dal parametro Ω_Λ, congiuntamente. La densità che entra in gioco è, infatti, quella totale, somma della densità della materia (barionica ed oscura) e quella della misteriosa energia.

La costatazione che l'espansione accelera fu accolta come una sconcertante novità. Ma in realtà c'erano state varie precognizioni che erano rimaste sommerse dal diffuso convincimento che non essendoci una forza concordante col moto, questo doveva necessariamente rallentare. Già nel 1967 V. Petrosian, E. Salpeter e P. Skekeres della *Cornell University*, a proposito di un'anomalia che allora appariva nella distribuzione dei quasar in funzione di z, avevano mostrato che l'anomalia poteva sparire se si ammetteva un modello di universo con costante cosmologica diversa da zero. L'anomalia nei quasar risultò poi inesistente, ma comunque era stata ventilata la possibilità di una forza che si contrapponesse, a livello cosmologico, a quella gravitazionale.

Un decennio più tardi, James Gunn e Beatrice Tinsley, rispettivamente degli osservatori del *Palomar* e del *Lick*, si erano domandati se non fosse venuto il momento di rispolverare (*dust off*) la costante cosmologica. Una richiesta basata sul risultato di allora recenti ricerche che avevano portato ad un valore negativo del parametro di decelerazione e l'errore complessivo di osservazione e di calcolo era molto minore di $|q_0|$. Tale valore negativo comportava un'espansione accelerata e quindi una forza repulsiva, che nell'ambito della Relatività generale poteva essere ottenuta solo introducendo nelle equazioni di campo la costante Λ.

An Accelerating Universe è il titolo del loro articolo su *Nature* del 9 ottobre 1975. Gunn e la Tinsley si dichiaravano consapevoli della difficoltà di interpretare fisicamente tale forza repulsiva. Ma - affermavano - la maggior parte dei cosmologi respingono la costante cosmologica per principio aprioristico e non come conseguenza dei dati di osservazione: la sua introduzione guasterebbe una teoria estremamente bella nella sua semplicità. E i due autori sostenevano con varie argomentazioni che il diagramma di Hubble, attentamente confrontato con vari dati di osservazione, suggeriva, già allora, il ricorso alla controversa costante.

Non mi risulta che nel 1998 qualcuno, nella generale espressione di meraviglia per l'inattesa e sorprendente scoperta dell'espansione accelerata, si sia ricordato dei precursori di due e tre decenni prima (senza contare Lemaître, 60 anni prima).

L'epocale risultato fu esposto in due ampie relazioni. Nello stesso anno 1998 Riess e colleghi (tra cui Phillips e Schmidt) del gruppo *High Z Cosmology Project* pubblicarono sull'*Astronomical Journal* (vol. 116, p. 1009) uno studio del diagramma di Hubble costruito con 10 supernovae a z compreso fra 0,30 e 0,97 e 27 supernovae vicine con z fra 0,008 e 0,125). Diagramma qui riportato nella Fig. 23.

L'anno successivo Perlmutter e colleghi (fra cui il nostro Nino Panagia) pubblicarono sull' *Astrophysical Journal* (vol. 517, p. 565) i risultati del *Supernova Cosmology Project* ricavati analogamente da 42 supernovae ad alto *redshift* (z fra 0,18 e 0,83) e 18 "vicine" ($z < 0{,}1$) con le quali costruirono il diagramma riportato nella Fig. 41. Le supernovae "vicine" erano necessarie per tracciare l'intera curva della relazione $m = f(z)$ fino al massimo valore di z raggiunto, in modo da esplicitare così la funzione.

I diagrammi di Hubble, costruiti dalle due équipes, mostravano entrambi chiaramente la deviazione dalla curcurva va relativa al modello canonico con $\Omega_M = 1$.

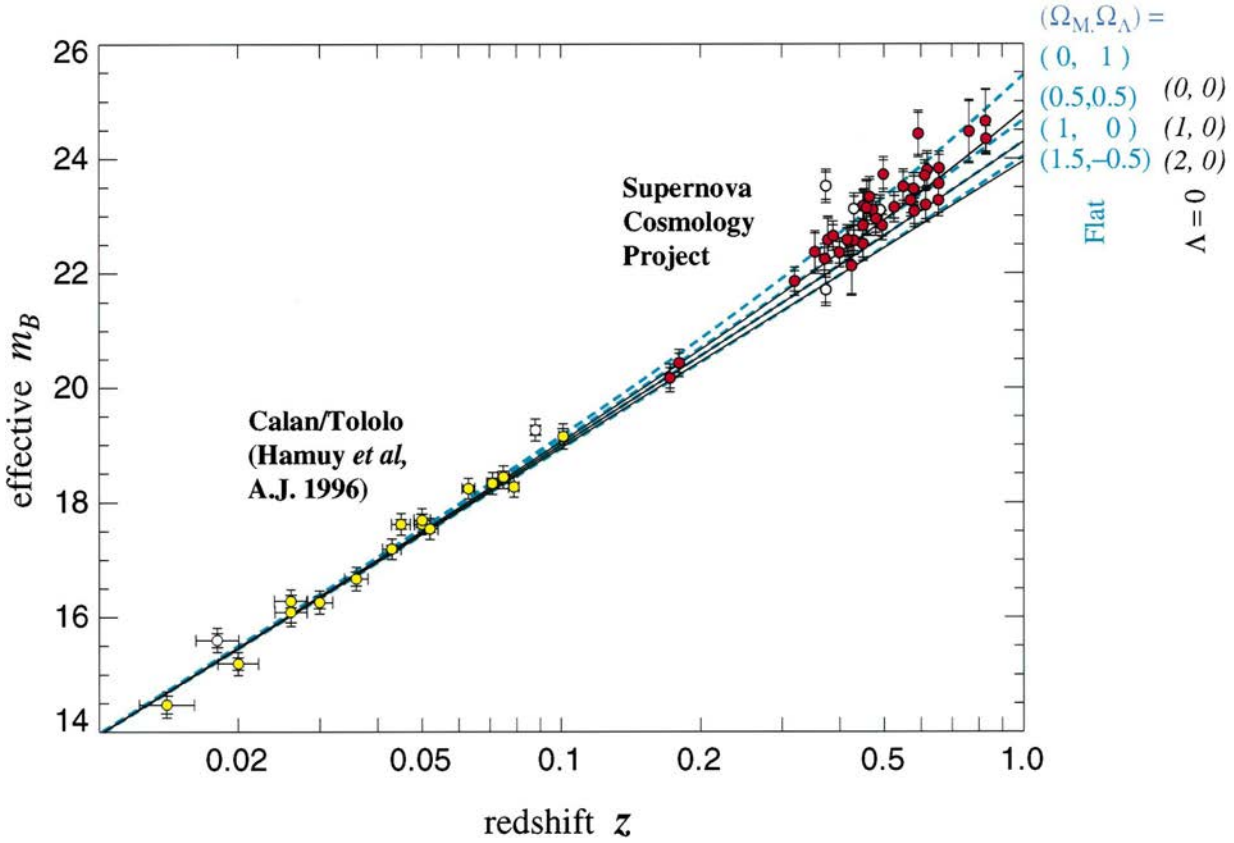

Fig. 41 Il diagramma di Hubble costruito con 42 supernovae a alto z (da 0,172 a 0,830) studiate dal *Supernovae Cosmology Project* e 18 vicine (da 0,014 a 0,101) osservate dal gruppo *Calan-Tololo.* Le linee continue nere rappresentano modelli a costante cosmologica zero. La magnitudine effettiva è quella apparente dedotta da quella assoluta non mediante la consueta ben nota relazione che tien conto solo della distanza, ma tenendo conto anche dei valori dei parametri z, Ω_M e Ω_Λ (vedi testo). Le sbarrette verticali indicano l'errore quadratico medio nella magnitudine; quelle orizzontali la velocità di 300 km/s che è la media delle velocità peculiari. Si vede come l'effetto di tale velocità diminuisce rapidamente col crescere di z. (da Perlmutter et al. (ApJ 517, 565, 1999))

L'universo di Einstein-de Sitter, il preferito fino a pochi anni prima, restava così escluso. In generale restavano esclusi i modelli con $\Omega_\Lambda = 0$. Il risultato $\Omega_\Lambda > 0$ restava accertato con probabilità 99%: la costante cosmologica Λ rientrava decisamente in gioco e praticamente certo era il risultato $q_0 < 0$: un valore negativo per il parametro di decelerazione, voleva dire, appunto, che l'espansione dell'universo è in accelerazione.

11. La nuova visione del cosmo

Così la costante cosmologica, invocata negli anni '80 sia per ottenere l'universo piatto indicato dalla RCF e dalla teoria dell'inflazione, sia per risolvere il problema dell'età dell'universo, nel 1998 veniva di necessità introdotta per spiegare l'accelerazione dell'espansione.

Precisando quanto accennato, con l'introduzione di tale costante nelle equazioni generali, la geometria dell'universo non dipende più soltanto dalla densità ρ_M della materia; a questa va sommata la cosiddetta densità ρ_Λ dell'energia oscura. Secondo la teoria quantistica dei campi, tale energia è propria del vacuo e per analogia con la materia oscura è stata chiamata dai cosmologi *energia oscura* (*dark energy*).

Con l'introduzione della costante cosmologica, il tanto ricercato parametro q_0 non era più sufficiente a stabilire (con H_0) l'evoluzione dinamica dell'universo, ma occorrevano Ω_M ed Ω_Λ. La nota condizione $\Omega = 1$ per l'universo piatto viene precisata in $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. Allora variando i valori dei due termini complementari si possono costruire modelli di universo a raggio sempre crescente, oppure con un massimo seguito da una fase di decrescita che porta l'universo al collasso, oppure a crescita infinita ma con una fase di stasi. È chiaro che in tal modo è possibile trovare, quale che sia il valore di H_0, un'età compatibile con quella fissata dagli astrofisici. E ciò pur restando nel modello piatto; se poi si toglie questo vincolo, accettando anche il caso $\Omega_M + \Omega_\Lambda \neq 1$, il ventaglio delle soluzioni accettabili diviene molto più ampio.

È in ogni caso evidente che il tempo di Hubble H_0^{-1} non rappresenta più un limite superiore all'età dell'universo, come avveniva nel modello standard. Esprimendoci in linguaggio più matematico, con $\Lambda \neq 0$ il fattore di scala R, dapprima crescente col tempo, può passare per un flesso e ricominciare a crescere. Con opportuni valori di Ω_M/Ω_Λ, il flesso si può trasformare in un'epoca più o meno lunga di stasi nell'espansione: la stagnazione di Lemaître, più volte ricordata. Così la funzione $t = f(\Omega_M,\ \Omega_\Lambda,\ H_0)$ che esprime il tempo trascorso dall'istante iniziale, può assumere il valore indicato dagli astrofisici per l'età dell'universo. Ad esempio, il grafico di Fig. 42 riporta il fattore di scala R per il modello standard e per un caso con $\Lambda \neq 0$.

Dopo oltre sessant'anni, l'acceso problema dell'età dell'universo aveva trovato così soluzione. Ecco i risultati essenziali ricavati dal diagramma di Hubble da supernovae, spinto, nel 1998, alle massime distanze.

Il valore $\Lambda = 0$ restava escluso col 99% di probabilità. Se, come vuole la teoria dell'inflazione, l'universo è piatto, allora Λ deve essere significativamente > 0. Quindi $q_0 < 0$, per cui l'espansione attualmente accelera. Secondo Perlmutter, l'indicazione era per Ω_Λ attorno a $1{,}5\ \Omega_M$. Come si vede, non era stata trovata una soluzione certa del problema, ma un ventaglio di soluzioni, ciascuna col suo grado di probabilità.

Per renderci meglio conto del significato dei risultati ottenuti è bene veder un po' meglio il procedimento seguito.

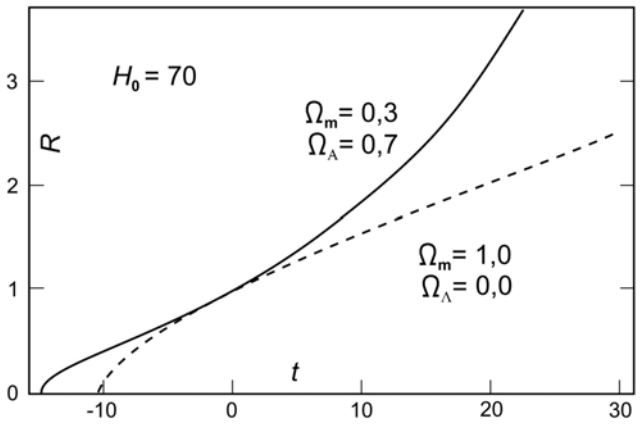

Fig. 42 Il tempo t è contato dall'epoca attuale. La tratteggiata rappresenta, evidentemente, il modello standard. Con $\Omega_\Lambda = 0{,}7$, all'incirca il valore che rappresenta al meglio i dati di osservazione, inizialmente la densità di materia è tale che l'espansione rallenta. Ma dopo alcuni miliardi di anni la densità dell'energia oscura, che con l'espansione resta invariata, comincia a prendere il sopravvento sulla gravità e la curva, superato un flesso, prosegue a pendenza crescente (l'espansione accelera). Come si vede, l'età attuale dell'universo nei due casi è notevolmente diversa.

La distanza che viene implicitamente presa in considerazione nel diagramma di Hubble costruito con la magnitudine apparente è quella data dal modulo di distanza. Però in cosmologia la ben nota relazione $m - M = 5 \log d - 5$ usata in ambito galattico, è sostituita dalla:

$$m - M = 5 \log d_L + K + 25 \qquad (18)$$

dove d_L è detta *distanza da luminosità*, essendo ricavata in base alla legge fotogeometrica (torneremo su ciò più avanti); il termine K è la correzione che sappiamo esser resa necessaria dallo spostamento della banda spettrale causata dal *redshift* (vedi Fig. 17) e il termine numerico tiene conto che si è soliti misurare le distanze extragalattiche in megaparsec.

Nei modelli di Fridman-Lemaître d_L è funzione oltre che di z e di H_0, anche dei parametri di densità:

$$d_L = f(z,\ H_0,\ \Omega_M,\ \Omega_\Lambda) \qquad (19)$$

È risolvendo un sistema di tali equazioni che le due *équipes* di Riess e Perlmutter ottennero il clamoroso risultato. Essendo z un dato di osservazione e considerando nota H_0, restano le incognite Ω_M e Ω_Λ. Se il problema fosse puramente matematico, per risolverlo sarebbero sufficienti due osservazioni complete (m e z) per due indicatori (poniamo due supernovae) a distanze diverse. Ma il problema è fisico, e ci sono gli inevitabili errori di osservazione; perciò la soluzione che si trova è quella più probabile, ottenuta trattando con gli opportuni metodi un numero di osservazioni molto superiore a due. Metodi che forniscono anche il grado di incertezza del risultato.

Un'idea di come si ricavino Ω_M e Ω_Λ, si può avere considerando che i due parametri contribuiscono alla distanza secondo potenze diverse di z, come si vedrebbe esplicitando la (19). Perciò in un diagramma (Ω_M, Ω_Λ), al variare di z la curva rappresentativa della (19) ruota, come mostrato dalla Fig. 43 che presenta le curve relative a due supernovae a differente z.

Vediamo meglio. Fissato nella (19) un valore di z, si ha nel piano (Ω_M, Ω_Λ) una famiglia di curve che corrono quasi parallele, ciascuna individuata dalla magnitudine apparente m di una data candela campione. È chiaro che m, in base alla (18), sostituisce d_L. Ciascuna curva di questa famiglia corrisponde quindi a una distanza d_L ed è il luogo delle coppie di valori Ω_M e Ω_Λ che soddisfano, nelle date circostanze, l'equazione (19). Variando progressivamente z, la famiglia di curve appare progressivamente ruotare, per cui le curve di diverso z s'intersecano. L'intersezione di due curve (m_i, z_i) e (m_j, z_j) dà la soluzione dell'equazione.

Bisogna quindi disporre dei dati di osservazione di due candele campione poste a distanze sufficientemente diverse. La Fig. 43 dà un esempio del procedimento considerando non dati di osservazione ma un caso ipotetico ad uso didattico: due supernovae Ia osservate ai *redshift*: $z = 0{,}5$ e $z = 1{,}0$. Si suppone che per la supernova a $z = 0{,}5$ si sia dedotta la magnitudine apparente $22{,}17 \pm 0{,}05$ e per quella a $z = 1{,}0$ la magnitudine $25{,}20 \pm 0{,}05$. L'intersezione fra le due curve $(22{,}17; 0{,}5)$ e $(25{,}20; 1{,}0)$ dà la soluzione $\Omega_M = 1{,}0$ e $\Omega_\Lambda = 0$: il modello canonico, l'universo di Einstein de Sitter. Questa è la soluzione più probabile: l'incertezza di $0{,}05$ nella magnitudine porta a ritenere la soluzione per $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ incerta rispettivamente fra $(0{,}6; -0{,}7)$ e $(1{,}1; 0{,}3)$ e l'incertezza è rappresentata dalla losanga nera. Il caso, riportato nel 1999 da Perlmutter a uso didattico, quale esempio del procedimento, si è rivelato poi irrealistico. E in pratica, come già detto, si usano numerose supernovae.

La coppia di valori così ottenuta è la soluzione più probabile. Ogni altra è caratterizzata da una probabilità, inferiore a questa, ma determinabile. Alle varie coppie di valori Ω_M e Ω_Λ corrispondono vari modelli di universo: chiusi o aperti; con tempi di evoluzione infiniti oppure finiti (eventualmente ciclici); con espansione perennemente rallentata; oppure dapprima rallentata e successivamente accelerata, con le due fasi separate da un semplice flesso oppure da una fase di stagnazione. L'esposizione verbale delle varie situazioni in funzione delle due costanti sarebbe complicata e di difficile comprensione. Assai più chiaro è lo studio del grafico nel piano $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ riportato nella Fig 44. Le percentuali segnate mostrano le regioni entro cui la probabilità (*confidence level*) che una soluzione $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ dell'equazione (19) non superi il valore indicato.

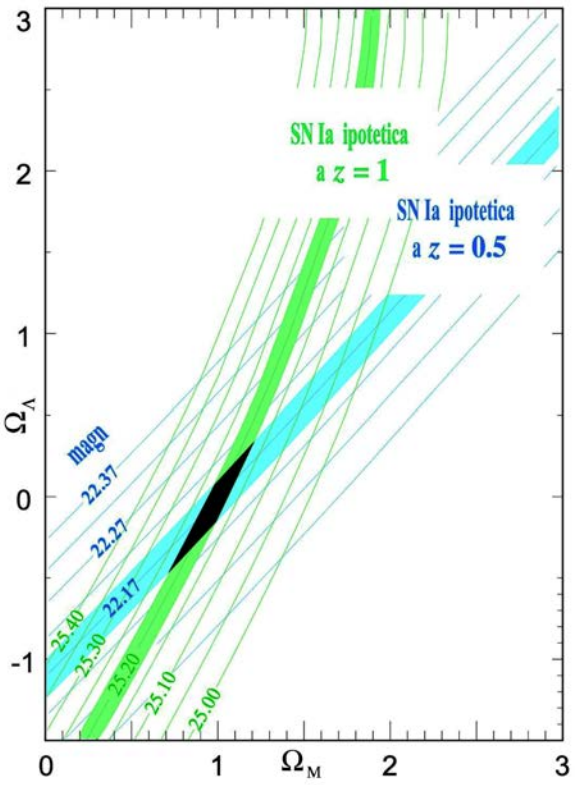

Fig. 43 Illustrazione del metodo per separare il parametro di densità di massa da quello dell'energia oscura mediante l'osservazione di supernovae. Il grafico dà per due valori di z, la relazione fra Ω_Λ e Ω_M espressa dalla relazione (19). La distanza d_L è indicata, in forma parametrica, dalla magnitudine apparente corretta. La losanga nera indica la regione delle possibili soluzioni ammettendo l'incertezza di 0,05 nella misura delle due magnitudini apparenti. (da Perlmutter: *Proccee-dings of the Int. Symp. held Aug. 1999 at the Stanford University*)

Si noti innanzi tutto la retta diagonale che separa l'universo aperto da quello chiuso. Si vede subito che per $\Omega_\Lambda < 0$ l'universo è destinato ad un collasso finale, anche se è "aperto" (a meno che Ω_M non superi 1,5 nel qual caso si può avere il collasso anche con Ω_Λ positivo per pochi centesimi o decimi). La durata finita o infinita dell'universo non è più legata alla geometria dello spazio. Nel modello standard si sapeva che spazio euclideo o iperbolico comportava un futuro eterno, spazio ellittico comportava un futuro limitato. Con l'introduzione della costante cosmologica può essere eterno sia l'universo aperto che quello chiuso. La linea $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$, cui corrisponde l'universo piatto (*flat*), attraversa sia la regione del tempo infinito (quella superiore) sia la regione del tempo finito. il destino dell'universo non è più unicamente fissato dalla curvatura, cioè dal parametro $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$, ma anche dai singoli addendi della somma.

Si noti ancora che il modello standard piatto, $\Omega_M = 1$ e $\Omega_\Lambda = 0$, cioè l' universo di Einstein-De Sitter, è rappresentato da un punto. E' chiaro ora perché risultasse estremamente bassa la probabilità di trovarci in una tale situazione e qualcuno faceva ricorso al principio antropologico. Nel grafico sono rappresentate le regioni corrispondenti a determinate probabilità. Si vede come c'è probabilità 99% che $\Omega_M < 1{,}7$ e $0 < \Omega_\Lambda < 2{,}6$ e probabilità 68% per $\Omega_M < 1{,}3$ e $0{,}3 < \Omega_\Lambda < 2{,}3$. Dati questi che naturalmente riflettono la situazione al 1998.

Il grafico mostra tra l'altro che esiste anche per Ω_Λ un valore critico $\Omega_{\Lambda\,c}$ che dipende da Ω: il Big Bang è possibile solo se $\Omega_\Lambda \geq \Omega_{\Lambda\,c}$ altrimenti l'universo esiste da tempo infinito. Ad esempio, per $\Omega_M = 0{,}2$ si ha $\Omega_{\Lambda\,c} = +1{,}4$.

La soluzione più probabile non dava necessariamente un universo piatto. Provvisoriamente ci si attestò su tale condizione (come sempre preferita), con bassa densità di materia (Ω_M fra 0,1 e 0,3). Accettando per H_0 il valore 65 km/s/Mpc, l'età più probabile dell'universo, in miliardi di anni, risultava $14{,}6 \pm 1{,}7$ per l'*équipe dell'High z SN Project* e $14{,}9 \pm 1$ per quella del *Cosmology SN Project.*

La regione ombrata in basso a destra corrisponde, per $H_0 > 50$ km/s/Mpc, ad un universo più giovane dei più antichi elementi chimici.

Come appena detto, tali valori dati come i più probabili da entrambe le équipes dei *SN Cosmology Projects* erano basati sulla presunzione di uno spazio piatto, non ricavata dalle loro osservazioni.

Da queste avevano dedotto la probabilità 99% per $\Lambda \neq 0$, ma non che si avesse $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. In ciò erano rimasti nel solco di una tradizione pluridecennale, confortati solo dalle numerose conferme della validità della teoria dell'universo inflazionario e dal risultato, molto incerto, della ricerca sulla variazione delle dimensioni angolari di un campione lineare che nel 1992 aveva dato un'indicazione a favore alquanto vaga **(**Fig. 36). Vedremo che la piattezza dello spazio sarà mostrata pochissimi anni dopo dalla RCF.

La nuova visione del cosmo non era però esente da critiche. Si suggerì che l'indebolimento delle supernovae di Perlmutter e di Riess potesse esser dovuto ad effetto di diffusione della luce da parte di pulviscolo presente nei vasti aloni di galassie. Con opportune dimensioni dei granuli (la cosiddetta polvere "grigia"), l'assorbimento non sarebbe selettivo, ma neutro (costante rispetto alla lunghezza d'onda) e perciò spettrofotometricamente non rilevabile. C'era inoltre anche il dubbio che si trattasse di un effetto evolutivo. Ricordiamo, infatti, quanto detto nella Parte I. Cioè, nel caso specifico, se la minor luminosità delle supernovae in quei tempi lontani non fosse stata minore di quella attuale. A quei *redshifths* si osserva addietro 6 o 7 miliardi di anni e le supernovae potevano allora esser meno luminose, essendo generate da stelle con minor abbondanza di metalli. Nel 1999 Riess, ritenne di aver trovato che per le supernovae Ia "vicine" la salita al massimo fosse del $10 - 15$ % più lenta che per quelle più lontane. Anche le luminosità quindi potevano differire. E sarebbe bastata una differenza di 0,3 magnitudini per far crollare l'evidenza dell'espansione accelerata e la necessità della costante cosmologica. Le nane bianche progenitrici forse avevano, a quell'epoca, una composizione chimica diversa (forse una diversa abbondanza di carbonio e ossigeno). Per eliminare questo dubbio si dovrebbe trovare un effetto della costante cosmologica indipendente dalle supernovae. Una ricerca tutt'altro che facile.

Frattanto siccome la prodigiosa costante risolveva, oltre al problema dell'età, anche il problema della piattezza dello spazio, la sua reintroduzione venne accettata dai co-

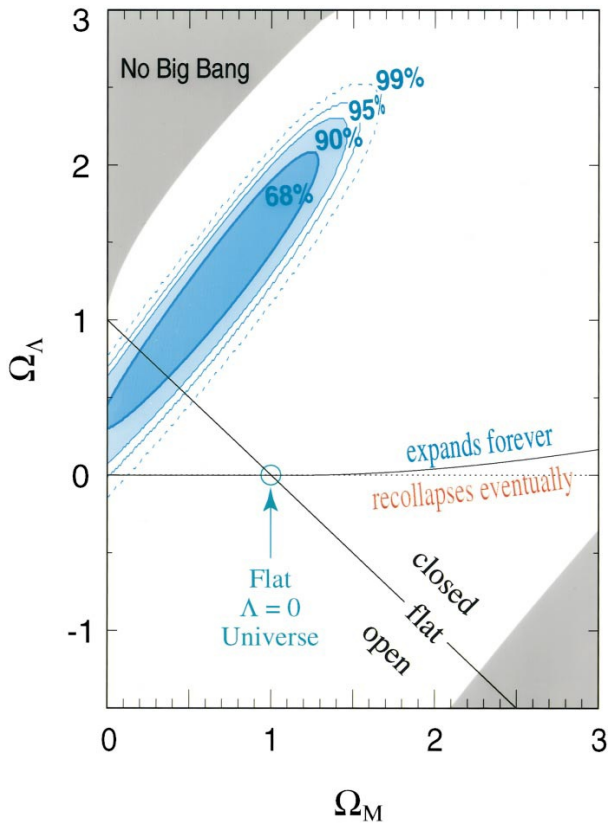

Fig. 44 Proprietà dell'universo in funzione dei parametri Ω_M e Ω_Λ. Le percentuali indicano la probabilità che le coppie di valori comprese entro le regioni limitate hanno di essere i veri valori. (ApJ 517, 565, 1999)

smologi almeno come validissima ipotesi di lavoro (ApJ, 221, 383, 1988).

L'unico modo per eliminare ogni dubbio era l'osservazione di supernovae a distanze ancora maggiori, in modo che nel diagramma di Hubble le linee corrispondenti alle varie alternative divergessero in misura tale da consentire la discriminazione. E la caccia a supernovae sempre più lontane, insieme all'inseguimento di una sempre maggiore precisione fotometrica, proseguirono alacremente.

Le proposte alternative persero peso quando, nel 2001, fu scoperta e studiata una SNIa a $z = 1{,}7$ e negli anni immediatamente successivi vennero scoperte altre supernovae con z compreso fra 1 e 1,8 che confermarono il convincimento dell'accelerazione dell'espansione.

L'obbiezione che invocava l'assorbimento interstellare neutro perse consenso. Infatti, anche ammessa una composizione del pulviscolo adeguata per l'effetto richiesto, la distribuzione cosmica generale di questo pulviscolo intergalattico dovrebbe essere stranamente uniforme per provocare un uguale effetto in tutte le direzioni. L'alternativa della polvere "grigia" risultò esclusa.

Restavano tuttavia alcuni problemi, tutt'oggi insoluti. In primo luogo, come fece notare lo tesso Perlmutter, il valore della costante cosmologica corrisponde ad una frazione infinitesima dell'energia del vacuo richiesta dalla fisica quantistica. Abbiamo visto che ciò in precedenza era stato considerato un argomento a favore del modello standard, a $\Lambda = 0$, ricorrendo ad una sconosciuta legge di simmetria che avrebbe cancellato l'energia del vuoto. Ma ora si doveva spiegare perché il suo valore è estremamente piccolo, ma non zero. Inoltre il valore del parametro di densità Ω_Λ è dello stesso ordine di grandezza dell'analogo parametro per la materia. Ora mentre la densità della materia diminuisce col cubo del fattore di scala, la densità dell'energia oscura, che è generata dal vacuo, rimane invariabile, perciò inizialmente il rapporto fra le densità doveva essere infinitesimo di ordine 10 o anche 100.

Tempi e distanza

Si deve qui precisare il concetto di distanza che in presenza dell' espansione non ha significato univoco come in un universo statico. Conosciamo già la *distanza da luminosità*

$$d_L = \left(\frac{L}{4\,\pi\,F}\right)^{1/2} \qquad (20)$$

dove L è la luminosità assoluta ed F la densità di flusso ricevuto. Questa formula esprime semplicemente la legge fotogeometrica (il ben noto fenomeno dell'indebolimento della densità di flusso col reciproco del quadrato della distanza). Sappiamo che in pratica ciò che si misura è la magnitudine apparente m di una candela campione di magnitudine assoluta M e d_L si ricava secondo la formula ora data. Formula che però vale solo in un universo statico, altrimenti entro distanze cosmologicamente piccole.

La teoria dell'universo in espansione considera altre due definizioni di distanza. Quella che un oggetto aveva all'epoca dell'emissione della luce e quella che ha oggi, quando la luce emessa ci raggiunge. La prima è detta *distanza all'emissione*: d_e; la seconda *distanza attuale comovente*: d_a. Poiché la dilatazione è proporzionale a $(1+z)$, si ha la relazione $d_a = (1+z)\,d_e$. La distanza da luminosità vale $(1+z)^2\,d_e$. Infatti si deve considerare che i fotoni durante il percorso subiscono un arrossamento pari a $(1+z)$.

Quando fu rivelata l'accelerazione dell'espansione si era arrivati con le supernovae a $z = 0{,}97$.
Secondo la ricetta cosmica oggi largamente accettata ($H_0 = 70$ km/s/Mpc, $\Omega_M = 0{,}28$, Ω_Λ =0,72) si era raggiunta la distanza comovente di 3,3 Gpc.

Nonostante che il valore della costante H_0 si fosse ormai attestato attorno a 70 km/s/Mpc, l'introduzione dell'energia oscura consentì di portare l'età dell'universo a 13,5 miliardi di anni. Recenti modelli evolutivi costruiti dagli astrofisici avevano nel frattempo portato l'età degli ammassi globulari a 12,5 miliardi di anni. Siccome si ritiene che per la formazione di questi sistemi sia occorso non oltre un miliardo di anni ($\pm 10\%$), si è arrivati ad un ottimo accordo fra l'età astrofisica e quella cosmologica. Ma qui è opportuno inquadrare in un contesto più generale quanto già detto a proposito del modello standard.

Il tempo trascorso dalla singolarità iniziale, cioè l'età t_z dell'universo all'epoca z (intendendo con ciò l'epoca in cui è stata emessa la luce da un oggetto a *redshift* z) si ottiene dal prodotto di H_0^{-1} per l'integrale da z a $+\infty$ di una funzione alquanto complessa, di z, dei parametri di densità e del valore w dell'equazione di stato dell'energia oscura

$$t_z = H_0^{-1} \int_z^{+\infty} f(z,\ \Omega_M,\ \Omega_\Lambda, w\ )\ dz\ . \qquad (21)$$

w è una quantità difficile a valutare, controversa, poiché dell'energia oscura, che è scesa in campo astrofisico come un jolly, si sa poco o niente. Si sa però che se Ω_Λ discende dalla costante cosmologica, e quindi è il parametro di densità dell'energia scaturita dal vacuo, si ha $w = -1$. Se invece, come alcuni hanno proposto, Ω_Λ rappresenta la densità di una sostanza - la quintessenza - di proprietà strane quale una pressione negativa, si deve avere $0 > w > -1$. Il problema è ancora ampiamente discusso tra fisici delle particelle e astronomi. Il verificarsi dell'una o l'altra delle due alternative comporta una sostanziale diversità nell'evoluzione dell'universo.

Il calcolo dell'integrale (21) è solitamente affidato al computer. Diviene semplice nel caso particolare del modello di Fridman-Lemaître piatto (universo di Einstein-de Sitter), dove $\Omega_\Lambda = 0$, $\Omega_M = 1$, $w = 0$. Allora si ha

$$t_z = -H_0^{-1} \int_z^{+\infty} (1+z)^{-5/2} dz = \frac{2}{3} H_0^{-1}\ (1+z)^{-3/2} \quad (22)$$

Volendo il tempo trascorso dalla singolarità iniziale, cioè l'età dell'universo oggi, basta integrare fra 0 e $+\infty$, ritrovando il valore già noto

$$t_u = \frac{2}{3}\ H_0^{-1} \qquad (22')$$

Per il tempo t_{LB} trascorso dall'epoca dell'emissione (*look back time*) da un oggetto a *redshift* z si integra fra z e 0 ottenendo, abbastanza ovviamente:

$$t_{LB} = \frac{2}{3}\ H_0^{-1} - \frac{2}{3}\ H_0^{-1}\ (1+z)^{-3/2}\ . \qquad (22'')$$

Se questi tempi si vogliono in anni occorre moltiplicarli, come sappiamo, per il fattore di trasformazione delle unità di misura 9,778x10^{11}.

Spesso s'incontra l'espressione $t_z = (1+z)^{-3/2}$: è evidente che in tal caso si tratta del tempo frazionario, quale frazione dell'età attuale dell'universo ($t_z = t_{fraz}$).

Si tenga ben presente che la (21) è una relazione generale, mentre le (22) valgono per il modello particolare con $\Omega_L = 0$, $\Omega_M = 1$.

Ad esempio, la più lontana supernova usata da Perlmutter nel 1998 si trova a $z = 0{,}83$ e quindi risale a quando l'età dell'universo era 4 decimi di quella attuale. Per passare ad unità assolute occorre conoscere il valore di H_0. Sempre nel caso particolarissimo $\Omega_L = 0$ e $\Omega_M = 1$. Oggi sappiamo che quando questa supernova è esplosa, l'universo era vecchio di 6,7 miliardi di anni e cioè circa 7,0 miliardi di anni fa.

La quintessenza

Con l'introduzione dell'energia oscura sono divenuti di attualità due problemi. Uno è che secondo la teoria quantistica, la densità dell'energia del vacuo supera, come abbiamo già detto, di moltissimi ordini di grandezza quel-

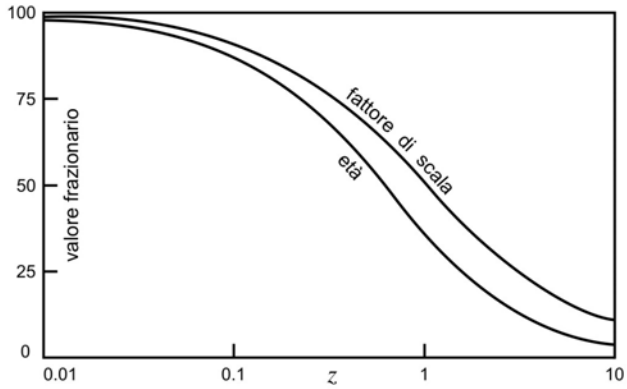

Fig. 45 Si noti che qui è riportata l'età di dell'universo in funzione di z e non il tempo trascorso dall'emissione della luce ad oggi, come ad esempio nella Fig. 33. Il fattore di scala R vale ogni caso $(1+z)^{-1}$, quale che sia il modello di universo. Per quanto concerne i tempi (l'età), qui è rappresentato il caso dell'universo piatto nell'ambito del modello standard, dove si ha $t_{fraz} = (1+z)^{-3/2}$ come frazione dell'età attuale. Per trasformare tale frazione in anni occorre fissare H_0 e moltiplicare per $\frac{2}{3}\ H_0^{-1}$ 9,778×10^{11}.

la richiesta, cioè quella corrispondente a $1 - \Omega_M$. E ciò era stato un argomento a favore del modello canonico, con $\Lambda = 0$. Una risposta soddisfacente non è stata ancora data. L'altro problema è l'alta inverosimiglianza che l'energia oscura sia esattamente quella giusta per dare un universo piatto. Si può ricorrere per questo al principio antropico debole: se non fosse così, non esisteremmo. Si è proposto anche di individuare l'agente che rende piatto l'universo e che eventualmente può arrivare ad accelerarne l'espansione, in una sostanza aliena, di caratteristiche straordinarie, dotata di massa e di pressione negativa, cui è stato attribuito il nome aristotelico di *quintessenza*. Secondo la teoria di Aristotele, infatti, oltre ai quattro elementi corruttibili - terra, aria, acqua e fuoco - che costituiscono il mondo terrestre, esiste un quinto elemento incorruttibile ed eterno, detto *etere*, che costituisce gli astri e in generale il mondo celeste.

Il concetto di etere, scomparso con l'avvento dell'Astronomia copernicano-galileiana, quando la Terra è divenuta anch'essa un astro, è rientrato nella scienza prima subdolamente con l'introduzione dell'ottica ondulatoria, poi più palesemente, a metà del XIX secolo con la scoperta delle onde elettromagnetiche (onde hertziane). Queste onde che si propagano anche nel vuoto si riteneva che abbisognassero di un substrato per la loro stessa esistenza, l'etere appunto. La teoria della Relatività generale mise poi il concetto di etere nel museo della scienza, anche se il nome, per comodità di espressione, è rimasto nell'uso corrente (trasmissione via cavo o via etere). Ma verso la fine del XX secolo il nome di *quintessenza* è stato richiamato per indicare un ipotetico *quid* che gode delle strane proprietà sopra dette. *Quid* che permeerebbe il cosmo condizionandone fortemente l'evoluzione.

Una sostanza - *la quintessenza* - molto più strana della "materia oscura" che deve fornire la massa mancante agli effetti gravitazionali. Diversamente dall'energia oscura che si esprime tramite la costante cosmologica, la *quintessenza* non è generata dallo spazio, ma si trova *nel-*

lo spazio. Mentre con l'espansione dell'universo la densità dell'energia oscura non varia (al crescere del volume cresce nella stessa proporzione la quantità di energia prodotta), la densità della quintessenza diminuisce in proporzione a R^{-3}, come quella però esercita una pressione negativa. Tale diversità di comportamento ha, su tempi lunghi, conseguenze sconvolgenti sull'evoluzione cosmica. Perciò una discriminazione può essere tentata spingendo le osservazioni del *redshift* a distanze molto maggiori di quelle finora raggiunte. La grande maggioranza di cosmologi respinge tuttavia l'ipotesi della *quintessenza*.

Qualcuno ha usato il termine *quintessenza* in un significato più specifico. Poiché, come abbiamo già detto, secondo la fisica quantistica l'intensità della forza repulsiva generata dal vacuo è di almeno 100 ordini di grandezza maggiore di quella richiesta dai cosmologi ed attribuita alla costante cosmologica, la *quintessenza* sarebbe un misterioso campo di forze che permea il vacuo compensando quasi esattamente il campo quantistico generato dalle particelle virtuali: la differenza residua sarebbe quella rappresentata dalla costante cosmologica.

La materia oscura, quella che si doveva aggiungere alla materia ordinaria (barionica) per far quadrare i conti con i principi della dinamica, abbiamo visto che è stata ipoteticamente identificata nel corso degli anni con particelle le più strane che la fantasia potesse ideare. Ma tutte avevano in comune con la materia ordinaria due proprietà: massa e pressione entrambe positive. La *quintessenza* è caratterizzata invece dalla strana proprietà di avere massa positiva, ma pressione negativa. Cosicché è in grado di addensarsi in grumi che diano origine agli ammassi di galassie, ma su grande scala è in grado di accelerare l'espansione dell'universo.

Le due alternative sono caratterizzate da una diversa equazione di stato w, che esprime il rapporto fra pressione e densità: $w = p/\rho$. Mentre per l'energia oscura si ha esattamente $w = -1$, per la quintessenza si ha $0 > w > -1$. Il problema è ancora ampiamente discusso tra fisici delle particelle e astronomi. Il verificarsi dell'una o l'altra delle due alternative comporta una sostanziale diversità nell'evoluzione dell'universo. Infatti, come abbiamo visto, la densità che scaturisce dal vuoto resta invariata con l'espansione; la densità della *quintessenza* invece diminuisce con l'espansione esattamente come la densità della materia ordinaria. E' da dire tuttavia che l'ipotesi della *quintessenza* è respinta dalla maggior parte degli astronomi.

È da precisare che nei modelli cosmologici esposti nella presente cronistoria non abbiamo mai preso in considerazione la pressione. Infatti questa ha avuto un ruolo nell'evoluzione dell'universo solo in una fase iniziale, quando la temperatura era altissima e la densità della radiazione superava quella della materia. Ma ad una certa epoca quest'ultima ha preso il sopravvento e si è passati dall'era del predominio della radiazione a quella del predominio della materia. Il passaggio si è verificato all'epoca della ricombinazione. Oggi, con una densità dell'ordine di 10^{-30} g/cm^3, la pressione della materia è praticamente nulla e, con la temperatura cosmica (quella della RCF) scesa a 3 K, il contributo da parte della radiazione è ancor minore: su scala globale $\rho_{\mathrm{rad}} \ll \rho_{\mathrm{M}}$, per cui la pressione (esercitata in pratica solo dalla radiazione) è molto piccola rispetto alla densità di energia (dovuta solo alla materia). L'espansione procede come se la pressione fosse zero. L'era del dominio della radiazione è durata poche centinaia di migliaia di anni, un'epoca ben lungi da quella raggiungibile con le osservazioni (dovremmo spingerci a z oltre 1000 e invece a malapena arriviamo a 6 o 7). La pressione può quindi esser considerata nulla. Ciò però nella teoria canonica: se entra in gioco l'energia oscura, il discorso cambia.

12. I risultati della MAP

Dal 1998 in poi il lavoro di precisazione dei parametri cosmologici fondamentali è proseguito alacremente soprattutto su due fronti: quello delle supernovae e quello della RCF, ma anche su altri, come quello dei lontani ammassi di galassie.

Quando fu scoperto che l'espansione è accelerata, la piattezza dell'universo era ancora presunta: la teoria dell'inflazione non ne era una prova, solo la rendeva plausibile. Si faceva affidamento sulla RCF, ma, come abbiamo visto, la mappa fornita dalla COBE, acquisita nel 1992, non aveva risoluzione sufficiente per dare l'attesa risposta in merito. Risposta che ha cominciato ad arrivare all'inizio del presente secolo, con i dati di osservazione ottenuti tramite strumenti posti nell'Antartide. Decisivi furono quelli forniti dall'esperimento *Boomerang* (*Balloon Observations of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics*) attuato con un pallone stratosferico, rilasciato dalla base americana di Mc Murdo nel dicembre 1998. Dalla quota di 35 km, munito di uno specchio primario di 1,3 m, con bolometri e rivelatori CCD, il *Boomerang* consentì di verificare su una mappa di 30° la presenza di chiazze fredde dell'estensione angolare assai vicina a quella prevista per un universo piatto. Risultato che fu annunciato nell'aprile 2000: lo spettro di potenza mostrava chiaramente un massimo di estensione di 1° e indicava un massimo secondario attorno a 0,3°: finalmente era stata ottenuta la conferma della piattezza dell'universo e con questa della teoria dell'inflazione.

I risultati così ottenuti, ricavati dall'osservazione di piccole aree del cielo, avevano dato una prima risposta a gran parte dei quesiti oggetto degli esperimenti. Risposta che ora attendeva conferma e precisazione dalla MAP che era in grado di fornire una mappa completa della RCF sull'intera volta celeste. Venne lanciata il 30 giugno 2001 e messa in orbita nel punto lagrangiano L_2 del sistema Terra-Sole, a 1.500.000 km dalla Terra dalla parte opposta al Sole. Munita di due antenne per onde millimetriche (5 bande fra 23 e 94 GHz) che puntavano a 140° una dall'altra, era in grado di misurare, su lunghezze d'onda da 13 a 3,3 mm, la differenza di temperatura nelle due direzioni con una sensibilità di 0,00001 K e con potere risolutivo da 1° a 15′. In un giorno arrivava ad osservare il 30% della volta celeste; ma per infittire a sufficienza le coppie di punti confrontati, il completamento della mappa del cielo richiedeva sei mesi.

L'11 febbraio 2003, con una conferenza-stampa della NASA, a Washington, furono annunciati i risultati ricavati dalla prima mappatura completa. Una data memorabile. La mappa (Fig. 46) fu resa pubblica, diramata su Internet e riprodotta da numerose Riviste scientifiche.

Ma il risultato basilare fu la conferma dell'esistenza di *chiazze* di temperatura a livello di differenze del centomillesimo di Kelvin e di estensione angolare $\leq 1°$ e ricoprenti l'intera mappa. Risultato ottenuto grazie al grande aumento del potere risolutivo angolare su grande scala, fattore decisivo per rivelare le disomogeneità, le "macchie" rivelatrici della struttura dell'universo primordiale. Lo spettro di potenza mostrava un picco principale di poco inferiore a 1° e due picchi secondari attorno a 0,4° e 0,2° definiti con precisione assai maggiore dei precedenti esperimenti.

Il valore 1 per il parametro di densità Ω trovò così decisiva conferma.

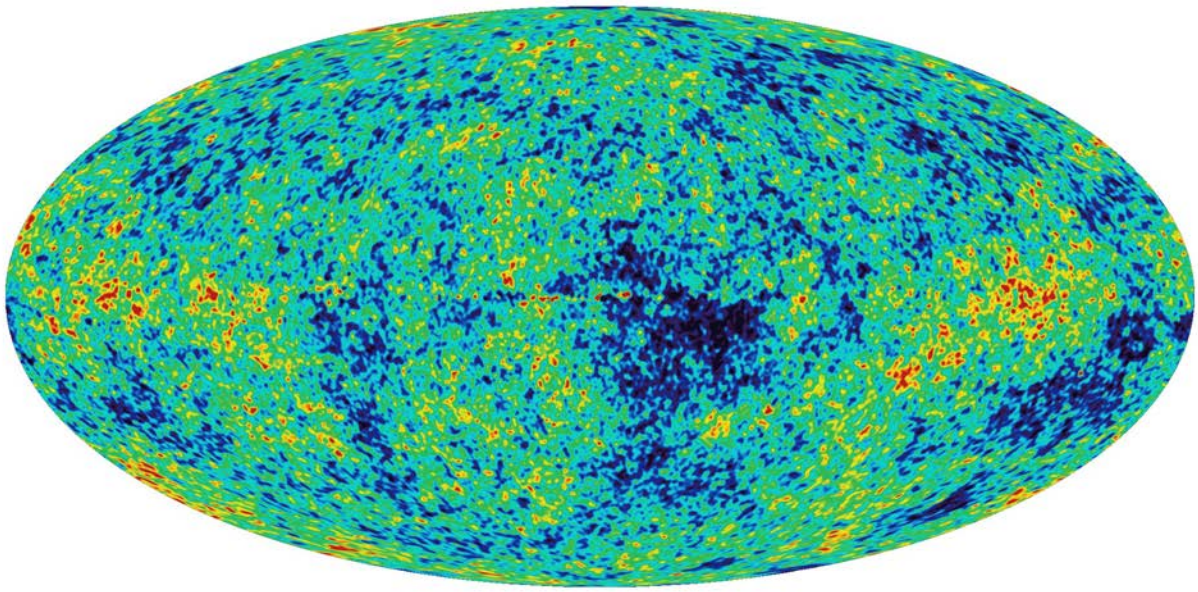

Fig. 46 Mappa della RCF ottenuta dal satellite MAP nel 2002 e diramata nel 2003.

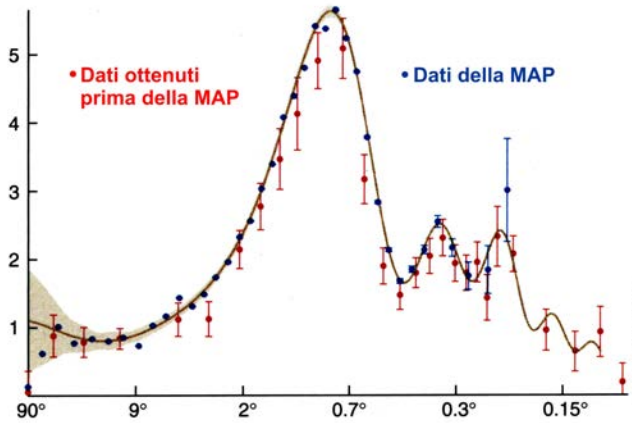

Fig. 47 Spettro di potenza della radiazione cosmica di fondo costruito nel 2003 in base al primo anno di rilevamenti della MAP. In ordinata è la differenza di temperatura.

Ecco il quadro dei risultati acquisiti al 2003.

1) Conferma della piattezza dello spazio.
2) Precisazione della percentuale dei vari componenti: materia barionica, materia oscura, energia oscura.
3) valore della costante di Hubble fissato in 74 ± 4 km/s/Mpc.
4) Come conseguenza dei predetti risultati, l'età dell'universo resta fissata in 13,7 miliardi di anni.
5) Natura "fredda" della materia oscura. Cioè assenza di particelle ad alta velocità. In particolare i neutrini non possono costituirne più dello 0,8% e conseguentemente che il neutrino ha massa minore di 2 milionesimi di quella dell'elettrone.
6) Accertamento che le prime stelle si sono formate ad un'età fra 200 e 400 milioni di anni (da 1,5% a 3% dell'età attuale; $z = 30 \div 11$).

Le prime stelle si sarebbero formate per frazionamento e condensazione in seno a grandi aggregati di materia detti proto-galassie che si ritiene abbiano cominciato a prender forma quando l'età dell'universo era di solo una o due diecine di milioni di anni.

Nel 2006 l'équipe della MAP renderà poi noti i risultati ottenuti utilizzando non solo altri due anni di mappatura ma anche dati sul grado (leggerissimo) di polarizzazione della radiazione di fondo. I dati ricavati dalla prima mappatura completa dell'intero cielo venivano confermati e precisati: la temperatura della radiazione di fondo, risulta-

va fissata in 2,7250 K con un fattore 10 di aumento della precisione. Ed abbiamo già accennato (p. 72) che i dati sul grado di polarizzazione consentirono di arretrare l'epoca della formazione delle prime stelle all'età $200 - 400$ milioni di anni.

Ulteriori Informazioni sull'origine delle galassie potranno esser ottenute tramite il LISA (*Laser interferometer Space Antenna*) il futuro rivelatore spaziale di onde gravitazionali che si ritiene in grado di rivelare tra l'altro le onde emesse dai buchi neri centrali di galassie in orbita reciproca.

Le supernovae nel nuovo secolo

Riguardo all'altro fronte di ricerca, quello delle supernovae, ricorderemo che nel 2001 un gruppo di ricercatori capitanato da W. Freedman e B. Madore, degli osservatori di Mt. Wilson e Palomar, presentarono il risultato finale del *Key Project.* La distanza di galassie tramite le cefeidi era stata spinta fino a 21 Mpc. Da tali distanze, e da altre determinate con vari metodi calibrati su queste, unitamente ai connessi *redshifts*, ricavarono come valore più probabile $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc (ApJ 553, 47).

Ma soprattutto i dati ricavati dalle supernovae comparati con quelli della MAP hanno consentito una progressiva precisazione e affidabilità dei vari parametri cosmologici.

Nel 2006 veniva inoltre precisata la composizione della sostanza cosmica: materia barionica 4%; materia oscura 22%; energia oscura 74%. Inoltre i vari risultati richiedevano per il parametro w dell'equazione di stato dell'energia oscura il valore -1 (con l'incertezza del 10%) e ciò comporta che l'effetto dell'energia oscura è uguale a quello della costante cosmologica Λ di Einstein, la quale rappresenta una proprietà intrinseca dello spazio-tempo. Con $w = -1$, l'universo non sfocerà mai in un'espansione esponenziale (il *grande sfascio*) né in una contrazione inarrestabile (il *grande crollo*).

Per consolidare i risultati era importante disporre oltre alle poche supernovae osservate alle massime distanze, di più numerose supernovae Ia a basso z e con dati fotometrici della massima precisione. Un'équipe dell'*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* è arrivata nel 2009 a disporre di oltre 400 supernovae Ia a z compreso fra 0,015 e 1,54 (solo 18 con $z > 1{,}00$: per omogeneità del trattamento dei dati di osservazione non venne utilizzata la supernova del 1997 a $z = 1{,}7$). Lo studio di questo materiale, unitamente ai risultati della MAP sulla RCF, hanno consentito di precisare per l'equazione di stato il valore $w = -0{,}987 \pm 0{,}0067$ (ApJ 700, 1097) Un'ulteriore e forte indicazione, questa, che l'energia oscura è originata dal vacuo e quindi è rappresentata nelle equazioni generali dalla costante cosmologica. La *quintessenza* sarebbe quindi esclusa e ciò ha notevoli implicazioni sul lontano futuro dell'universo.

Per un universo piatto con $\Omega_M = 0{,}28$, la transizione dall'era dominata dalla massa all'era dominata dall'energia oscura si è verificata a $z = 0{,}37$.

L'epoca del passaggio dalla fase di decelerazione a quella di accelerazione si può calcolare ricordando che questa si ha per $\Omega_\Lambda > \Omega_M/2$. Perciò sarebbe sopravvenuta quando, col progressivo diminuire di Ω_M, restò soddisfatta la relazione

$$\frac{1}{2}\,\Omega_M - \Omega_\Lambda = \frac{1}{2}\,\frac{8\,\pi\,G\,\rho}{3\,H_0^2} - \frac{\Lambda\,c^2}{3\,H_0^2} = q = 0 \qquad (23)$$

Siccome andando addietro nel tempo la densità ρ cresce come $(1+z)^3$, l'espansione avrebbe cominciato ad accelerare quando $(1+z)^3\ \Omega_M/2 = \Omega_\Lambda$ e quindi a $z = 0{,}73$: circa 6 miliardi di anni fa se si utilizza il valore $H_0 \sim 70$ km/s/Mpc.

Si noti che la (23) fornisce la definizione generale del parametro di decelerazione q. Come già sapevamo, mostra che nel modello standard $(\Lambda = 0)$ risulta $\Omega/2$. E mostra anche che nel modello più generale q_0 non è sufficiente per stabilire la natura geometrica dello spazio.

Mentre per verificare l'accelerazione dell'espansione si continua a cercare supernovae sempre più lontane con i telescopi disponibili, è stato progettato un apposito telescopio spaziale per estendere la ricerca ancora al di là: portato dal satellite *Supernovae Acceleration Probe*, lo SNAP, che dovrebbe esser lanciato entro il 2020. Oltre all'osservazione di migliaia di supernovae a $z > 1{,}5$, a questa sonda sarà affidato anche il compito di osservare l'effetto lente gravitazionale operato da numerosi ammassi di galassie. Un diagramma di Hubble di alta precisione, esteso a tali distanze per così numerose supernovae e l'effetto lente studiato su varie distanze e quindi su varie epoche cosmologiche ci può informare sulla dipendenza dal tempo del parametro Ω_Λ e quindi sulla natura dell'energia oscura.

Nuovi metodi di datazione astrofisica

Contemporaneamente a questi risultati, dopo la svolta epocale del 1998 si sono avuti significativi progressi anche sull'altro fronte, quello della datazione astrofisica dell'universo.

Sono da ricordare in particolare alcuni dati ottenuti tramite l'osservazione di ammassi di galassie. Questi lontani sistemi consentono infatti di stabilire la variazione nel tempo di alcuni parametri cosmologici. La maggior parte della materia direttamente osservabile negli ammassi è costituita da gas intergalattico "caldo", a temperatura 100 milioni di Kelvin, che emette intensa radiazione X (la scoperta di tale radiazione dagli ammassi era stata fatta nel 1976 tramite il satellite Uhuru). Nel 2004 astronomi dell'Università di Cambridge (Inghilterra) utilizzando i dati forniti dal satellite per raggi X *Chandra*, hanno potuto esprimere, in base all'intensità di tali raggi, la massa barionica del gas caldo in funzione del raggio, sconosciuto, della nube che compenetra ed avvolge ciascun ammasso. Ed è stata espressa, sempre in funzione del raggio, la massa totale (materia barionica ed oscura) necessaria per evitare col suo potenziale gravitazionale la dispersione della nube. Quindi sfruttando il dato empirico da tempo noto che negli ammassi la materia oscura sta alla materia barionica nel rapporto $6:1$, è stato adottato come raggio quello che introdotto nelle due espressioni forniva tale rappor-

to. Noto così il raggio lineare, dal confronto con quello angolare hanno dedotto la distanza dell'ammasso.

Tale procedimento, applicato a 26 ammassi, ha consentito di mettere in relazione distanze e *redshifts* e tracciare un po' di storia dell'espansione. I dati così ottenuti, combinati con i risultati della MAP e dell'*HST*, consentirono di stabilire la ricetta cosmica in $(73 \pm 4)\%$ come energia oscura, 22% come materia oscura e 5% per la materia barionica. Inoltre hanno confermato che dopo una prima fase di rallentamento, l'espansione avrebbe iniziato ad accelerare all'epoca $z \sim 0{,}7$. E sono apparsi coerenti con l'ammissione che la densità dell'energia oscura rimanga costante nel tempo.

È da ricordare una recente applicazione del metodo basato sull'evoluzione delle nane bianche. Uno studio su centinaia di tali stelle nell'ammasso globulare M4, compiuto su immagini ottenute mediante l'*HST* nel 2003. Spingendosi al limite delle prestazioni strumentali si è riusciti, infatti, ad ottenere immagini stellari visuali ed infrarosse fino alla magnitudine 30 in una regione periferica dell'ammasso. Vi furono individuate 602 nane bianche e chiaramente risultò che si erano raggiunte le più deboli ivi esistenti, cioè il limite inferiore della sequenza di luminosità e temperatura (l'*white-dwarf cutoff*) e quindi le più vecchie nane bianche contenute nell'ammasso. Dalla teoria dell'evoluzione delle stelle normali progenitrici e dalla legge temporale di raffreddamento delle nane bianche risultò che queste stelle erano nate $12{,}7 \pm 0{,}7$ miliardi di anni fa. Valutando in un miliardo di anni il tempo trascorso fra il Big Bang e la nascita dell'ammasso, ne è risultata un'età dell'universo fra 13 e 14 miliardi di anni. Lo stesso criterio applicato a nane bianche galattiche ha fornito per l'età del disco della Galassia $7{,}3 \pm 1{,}5$ miliardi di anni.

Si è ricorsi pure ai metodi di datazione radioattiva. Ricorderemo il tentativo di R. Cayrel che nel 2001, su spettrogrammi ottenuti col *Very Large Telescope*, è riuscito a misurare in una stella dell'alone galattico, di metallicità particolarmente bassa (un millesimo di quella solare) e quindi molto antica, l'intensità di una debole riga dell'uranio e confrontarla con quella di righe del torio. Ne ha ricavato un'età di $12{,}6 \pm 3$ miliardi di anni. L'incertezza del risultato sta non solo nell'errore nelle misure su righe estremamente deboli, ma soprattutto nell'incertezza sulla quantità iniziale dei due nuclidi. Per valutare il rapporto iniziale fra uranio e torio, è ricorso a modelli evolutivi teorici. Tale risultato fornisce un limite inferiore all'età della Galassia. Non si sa infatti il tempo trascorso fra lo stadio di agglomerato di gas e la formazione delle prime stelle. Comunque dalla scarsezza di elementi pesanti e dalla posizione nell'alone si deduce che la stella così studiata sia fra le più antiche della galassia.

I massimi telescopi ci mostrano galassie e quasar fino a 10 miliardi di anni-luce (per $H_0 = 70\ \mathrm{km/s/Mpc}$ e $\Omega_0 = 1$): press'a poco la massima distanza raggiungibile (orizzonte tecnico). Il record è stato ottenuto dall'*HST*, che in diecine di ore di posa con l'*Advanced Camera for Surveys* ha raggiunto la magnitudine 30,7 mostrando numerosissime galassie distanti 13 miliardi di anni-luce. Nel 2009 è stato però osservato un lampo gamma a $z = 8{,}2$: secondo il modello di universo oggi più accreditato, saremmo arrivati a vedere un oggetto distante circa 30 miliardi di anni-luce (distanza radiale comovente) e andare addietro nel tempo fino a quando l'universo aveva l'età di 600 milioni di anni. Secondo il Big Bang canonico, entro tale orizzonte ci sarebbe una frazione notevole dell'universo; secondo la teoria dell'inflazione ce ne sarebbe invece solo una parte estremamente esigua. Gran parte della sostanza (materia e radiazione) che si trovava vicinissima (in unità $c\,t$) alla nostra posizione venne dall'inflazione portata al di là dell'orizzonte di allora. Ma siccome l'orizzonte si allarga con la velocità della luce, mentre, cessata l'inflazione, l'espansione avviene con "velocità" assai minore, il limite dell'universo esplorabile l'orizzonte si allarga continuamente. Fra 10 miliardi di anni si potrebbe esplorare un volume 8 volte più grande, ma sarebbe ancora poca cosa. Quanto al destino oggettivo dell'universo, fin tanto che si riteneva esser solo la materia a governarne l'evoluzione, tutto dipendeva da due soli parametri: H_0 e Ω_0 (o q_0, indifferentemente). Da H_0 dipendevano i tempi, dal parametro di densità dipendeva se avevamo davanti a noi un tempo infinito oppure se, invertita l'espansione, il cosmo sarebbe alla fine collassato nella stessa condizione (matematica) iniziale. Quanto allo stato fisico in questa nuova singolarità, ignoranza assoluta: sarebbe stata la fine del tempo oppure un nuovo tempo zero, l'inizio di un altro ciclo?

Questa la prevalente visione del futuro fino a una quindicina di anni fa.

Un cenno succinto alla visione attuale. Per quanto riguarda il nostro mondo terrestre, nulla è cambiato con l'introduzione del parametro Ω_Λ. Sappiamo di avere davanti a noi il limite invalicabile posto dall'evoluzione del Sole: pochi miliardi di anni.

Circa lo stato fisico generale è da tener presente che una galassia può generare stelle fin tanto che dispone della materia prima, cioè del gas e del pulviscolo interstellare. Secondo certe valutazioni, presumibilmente l'esaurimento di tale materia si verificherà fra 10^{14} anni. Un universo in eterna espansione che da allora in poi sarà costituito da una popolazione di corpi degeneri: nane bianche e stelle neutroniche in lentissimo raffreddamento e buchi neri in lenta evaporazione. E infine un universo freddo e nero, senza sorgenti di luce eccetto, ogni mille miliardi di anni, il lampo, locale, di una supernova generata dalla collisione di due nane bianche. In capo a 10^{100} anni anche i buchi neri più massicci saranno evaporati. E dopo? Secondo alcune teorie di Grand'unificazione, anche i protoni, ritenuti particelle estremamente stabili, hanno un tempo di decadimento dell'ordine di $10^{30} \div 10^{40}$ anni, dando origine a neutrini, pioni, fotoni gamma. Sarà la fine dei corpi materiali. Più oltre, anche con queste previsioni di sapore un po' fantascientifico, non si può andare. Subentra il buio totale della conoscenza.

Comunque le varie alternative richiedono adeguati tempi. Fino ad una ventina di anni fa, quando la concezione prevalente era quella di un universo piatto costituito da sola materia, era sufficiente il valore di H_0 per fissare i tempi futuri.

Con l'introduzione della costante cosmologica, la situazione è più complessa: ricordiamo che il futuro eterno o finito non è più fissato dalla geometria dello spazio (sferi-

ca, parabolica, iperbolica), e quindi solo dall'essere $q_0 > 0{,}5$ oppure $q_0 \leq 0{,}5$, ma dal rapporto Ω_M/Ω_Λ e dalla funzione di stato w dell'energia oscura. Solo quando avremo per queste quantità valori molto più precisi di quelli attuali, si potrà tentare di fornire delle risposte più precise. Inoltre, come abbiamo appena detto, nel modello standard, con l'espansione infinita, l'orizzonte cosmico si sarebbe allargato sempre più includendo sempre nuovi oggetti, per quanto lontani. Con l'energia oscura che favorisce l'espansione, l'allargamento dell'orizzonte dovuto alla velocità della luce arriverà a non essere più in grado di competere con la velocità di espansione: fra 20 o 30 miliardi di anni solo le galassie più vicine, entro la distanza dell'ammasso della Vergine saranno visibili. Il rimanente universo sarà al di là dell'orizzonte. Da tale epoca ogni superammasso gravitazionalmente legato, che con la propria gravità rallenta l'espansione locale, apparirà all'osservatore interno come un universo Per un osservatore nella nostra galassia, l'universo sarebbe il superammasso Virgo.

H_0	$70{,}1 \pm 1{,}3$ km/s/Mpc
Materia barionica	$4{,}6 \pm 0{,}15$ %
Materia oscura	23 ± 1 %
Energia oscura	$72 \pm 1{,}5$ %

Sotto forma parametrica:

Ω_{BM}	$0{,}0456 \pm 0{,}0015$
Ω_{DM}	$0{,}23 \pm 0{,}01$
Ω_{Λ}	$0{,}726 \pm 0{,}015$
Ω_0	$0{,}996 \pm 0{,}020$

Con tale ricetta ecco i tempi cosmologici più significativi.

t_0 (età dell'universo)	$(13{,}72 \pm 0{,}12)\ 10^9$ a.
t_{disacc}	380.000 ± 8000 a.
z_{disacc} (*redshift della* RCF)	1089 ± 1 a.
t_{r} (era della reionizzazione)[9]	$220^{+200}_{-80} \times 10^6$ a.
z_{r} (*redshift* all'epoca della reionizz.)	20 ± 10

Passaggio dalla fase di decelerazione a quella di accelerazione a $z = 0{,}73$ (circa 6 miliardi di anni fa).

Costanti e relazioni cosmologiche fondamentali
(tra parentesi quadre, dimensione)

$z = \Delta\lambda/\lambda$ *redshift*
Per $z \to 0$: $z = v/c; v = z\,c = H\,d$ (legge di Hubble)

R	$[l]$	fattore di scala
H	$[t^{-1}] = \dot{R}/R$	costante di Hubble
Λ	$[l^{-2}]$	costante cosmologica

$\lambda'/\lambda = R_0/R$
$1 + z = (\lambda + \Delta\lambda)/\lambda = R_0/R$ (dove R è il valore corrispondente a z e R_0 l' attuale)

Per la temperatura cosmica T si ha $T/T_0 = R_0/R$
Per la materia:

$\rho_{\mathrm{c}} = \dfrac{3\,H_0^2}{8\,\pi\,G}$ densità critica

$\Omega_{\mathrm{M}} = \rho/\varrho_{\mathrm{c}} = \dfrac{8\,\pi\,G\,\rho}{3\,H_0^2}$ parametro di densità

q_0 $\left(= \dfrac{1}{2}\,\Omega_{\mathrm{M}} \text{ se } \Lambda = 0\right)$ parametro di decelerazione

Analogamente, per l'energia oscura:

$$\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda\,c^2}{8\,\pi\,G}$$

$$\Omega_{\Lambda} = \rho_{\Lambda}/\rho_{\mathrm{c}} = \frac{\Lambda\,c^2}{3\,H_0^2}$$

$$q_0 = \frac{1}{2}\,\frac{8\,\pi\,G\,\rho}{3\,H_0^2} - \frac{\Lambda\,c^2}{3\,H_0^2}$$

Tab. 3 Tempi e distanze secondo il modello cosmologico oggi più accreditato (fra le varie valutazioni che si sono succedute negli ultimi anni ho preferito per H_0 un prudenziale valore arrotondato)

$H_0 = 70$ km/s/Mpc $\quad \Omega_{\mathrm{M}} = 0{,}28 \quad \Omega_{\Lambda} = 0{,}72$

z	Età a z ($\times 10^9$ a.)	LBT ($\times 10^9$ a.)	DRC (Mpc)	DRE (Mpc)
0,0	13,722	0,00	0,0	0,0
0,02	13,447	0,275	85,3	83,6
0,04	13,179	0,543	169,9	163,3
0.06	12,919	0,804	253,7	239,3
0,08	12,665	1,057	336,8	311,8
0,1	12,419	1,303	419,1	381,0
0,2	11,283	2,439	819,1	682,6
0,3	10,290	3,433	1199,6	922,8
0,4	9,417	4,305	1560,4	1114,6
0,5	8,649	5,073	1901,8	1267,9
0,6	7,970	5,753	2224,4	1390,2
0,7	7,367	6,355	2528,9	1487,6
0,8	6,831	6,891	2816,3	1564,6
0,9	6,353	7,369	3087,6	1625,0
1,0	5,924	7,798	3343,7	1671,8
1,2	5,192	8,530	3814,5	1733,8
1,4	4,593	9,129	4236,3	1765,1
1,6	4,097	9,625	4615,9	1775,3
1,8	3,682	10,040	4959,1	1771,1
2,0	3,331	10,391	5270,9	1757,0
2,5	2,657	11,065	5938,1	1696,8
3,0	2,182	11,541	6484,0	1621,0
3,5	1,831	11,891	6698,9	1542,0
4,0	1,565	12,157	7325,6	1465,1
4,5	1,358	12,365	7659,2	1392,6
5,0	1,192	12,530	7950,9	1325,1
6,0	0,946	12,776	8438,3	1205,5
7,0	0,774	12,948	8831,8	1104,0
8,0	0,649	13,073	9158,0	1017,6
9,0	0,554	13,168	9434,0	943,4
10,0	0,480	13,242	9671,6	879,2
11,0	0,421	13,301	9878,9	823,2
12,0	0,373	13,349	10061,7	774,0

LBT *Look back time* (t_{LB}): *separazione temporale tra "qui, ora" e "là, allora"*
DRC *distanza attuale radiale comovente* (d_{a})
DRE *distanza radiale all'emissione* (d_{e})

[9] epoca dell'accensione delle prime stelle

INDICE

PARTE I

Premessa p. 4

1. I pionieri 6
La legge di Hubble 8

2. Inizia la lunga caccia al valore di H_0 11

3. La gara dei *redshifts* 13

4. Principali metodi per stabilire le distanze extragalattiche 14
Cefeidi 15
Stelle di alta luminosità 21
Galassie più luminose di un ammasso 21
Novae 21
Supernovae 21
Nebulose planetarie 24
Relazione Tully-Fisher 24
Relazione $D_n - \sigma$ 25
Fluttuazioni di luminosità, SBF 25
Righe nebulari 25
Effetto Sunyaev- Zeldovich 25
Maser 25
Ammassi gobulari 26
Tip of the Red Giants Branch (TRGB) 26
Lente gravitazionale 27

5. Le forche caudine dell'età dell'universo 27

6. Si prepara l'assalto alle grandi distanze cosmologiche 28
Il programma di Sandage e Tammann 28

7. La scalata verso le grandi distanze cosmologiche ha inizio 32
La polemica fra scala lunga e scala corta 32

8. Entrano in campo le supernovae 34
L'introduzione della sottoclasse SNIa 36
Il Key Project 36
Determinazione della magnitudine apparente delle supernovae 37
Il decisivo contributo dell'*HST*: l'ancoraggio diretto delle SNIa alle cefeidi 38

9. E finalmente la costante H_0 direttamente dalle supernovae 39
"Infornate" di supernovae 41
Candele campione sempre più precise e affidabili 41

10. Emergono i parametri di densità 43
Ultra 45
Le parallassi trigonometriche delle cefeidi e la galassia a maser 46

Parte II

Premessa 51

1. I pionieri della cosmologia relativistica. 51
Le prime interpretazioni 52
La "fuga delle galassie" e l'universo in espansione 53
L'universo di Einstein-de Sitter 56

2. Interpretazione newtoniana e relativistica della "fuga delle galassie" 57

3. Il Big Bang canonico 58

4. La massa mancante e la materia oscura 62

5. Alcune relazioni fondamentali. Il flusso di Hubble 63
La caduta verso Virgo 64

6. Teorie alternative al Big Bang 65
La teoria dell'universo stazionario 66

7. L'età dell'universo 67
L'evoluzione stellare e gli ammassi globulari 69
La nucleosintesi primordiale e le antiche ere cosmiche 71
La via dei parametri cosmologici 73

8. L'universo inflazionario 75

9. La radiazione cosmica di fondo 76
L'origine delle galassie 77
Gli orizzonti 78

10. La reintroduzione della costante cosmologica 79
1998: l'espansione accelerata 80

11. La nuova visione del cosmo 82
Tempi e distanze 85
La quintessenza 86

12. I risultati della MAP 87
Le supernovae nel nuovo secolo 89
Nuovi metodi di datazione astrofisica 89

Quadro dei parametri cosmologici 92

Indice 93