
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI
RENDICONTI

LIVIO GRATTON

Stato attuale della cosmologia

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 83 (1989), n.1, p. 361–390.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1989_8_83_1_361_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)
SIMAI & UMI*

<http://www.bdim.eu/>

LIVIO GRATTON

STATO ATTUALE DELLA COSMOLOGIA (*)

1. INTRODUZIONE.

Gli studi sulla struttura e l'evoluzione dell'Universo hanno ricevuto negli ultimi due decenni un impulso senza precedenti. Basta pensare ai numerosi congressi, *workshop* e scuole estive dedicati alla *Cosmologia* durante gli ultimi due o tre anni [1]. Ciò si deve sia allo straordinario sviluppo di *nuove tecnologie osservative*, che hanno esteso le osservazioni a tutta la gamma delle radiazioni elettromagnetiche, e sia alla migliore comprensione della natura della materia (*Particelle e campi* elementari o fondamentali).

Oggi è impresa disperata seguire la massa enorme di lavori che riguardano direttamente la *Cosmologia*; io ho tenuto negli ultimi anni diversi corsi e seminari in molte Università italiane e straniere, ma la compilazione di un manuale aggiornato è quasi impossibile, perché la materia cresce quasi di giorno in giorno. In questa conferenza ho deciso di limitarmi a parlare di solo pochi argomenti scelti tra quelli che mi sembrano i più importanti ed a citare solo pochi lavori, per lo più di rassegna (contenenti sempre una copiosa bibliografia), tra il migliaio di estratti, *preprint* e fotocopie, che riempiono diversi scaffali della mia biblioteca.

Benché sia mia intenzione illustrare principalmente risultati raggiunti dalle osservazioni, è opportuno fare riferimento ad un modello cosmologico particolare. Il modello oggi accettato dalla maggior parte dei cosmologi è il *modello standard o canonico*, chiamato popolarmente il «*bing bang (caldo)*». Tra i modelli proposti è quello che descrive il maggior numero di fatti con il minor conduttore nella descrizione dei risultati.

2. IL MODELLO CANONICO.

Il modello canonico parte dalle tre ipotesi seguenti:

(a) Lo stato dell'*Universo* è funzione di una sola variabile indipendente: il *tempo cosmico* o universale t (*principio cosmologico*). I valori medi delle grandezze di stato — cioè della densità, ρ , della pressione, P , della temperatura, T , e di altri eventuali parametri, quali quelli che definiscono la composizione chimica — presi entro un volume abbastanza grande dipendono solo da t . In conseguenza di questa ipotesi si trova che la distanza, r , di un oggetto — stella, galassia, ... — da un'origine, comunque definita, a prescindere da altre cause di moto, deve variare proporzionalmente ad un *fattore di scala*, $R(t)$, cioè, indicando con χ una costante (*coordinata co-movente*) caratteristica dell'oggetto,

$$(1) \quad r = \chi R(t).$$

(*) Conferenza tenuta nella seduta del 10 dicembre 1988.

Da questa, si ricava che — sempre prescindendo da altre cause — la velocità, V , degli oggetti relativa all'origine è diretta in senso radiale (espansione o contrazione) ed è proporzionale a r

$$(2) \quad V = H(t) r$$

essendo

$$(3) \quad H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$$

dove, come sempre in seguito, il punto indica la derivazione rispetto a t .

La (2) — o più precisamente l'equazione corrispondente al caso in cui si trascura la variazione di H con t , cosa lecita finché r non è eccessivamente grande — è detta *legge di Hubble* e il valore della funzione $H(t)$ nell'istante attuale, H_0 , è uno dei parametri cosmologici fondamentali, detto *costante di Hubble*. Conviene ricordare che la legge empirica fu scoperta da Hubble nel 1929 [2], osservando il moto di alcune galassie, quando egli ignorava che questa equazione era stata predetta teoricamente qualche anno *prima* da Friedmann [3] e, indipendentemente, da Lemaître [4], in base al modello canonico.

Attualmente $H > 0$ (espansione), ma non è detto a priori che nel futuro non si avrà una fase in cui $H < 0$ (contrazione).

(b) La materia si comporta localmente come un *gas perfetto* (non-viscoso) di *atomi o particelle elementari* (in media) in quiete; il *campo gravitazionale* è rappresentato dalle equazioni della *Teoria della Relatività generale*. Queste equazioni hanno come conseguenza la *conservazione dell'energia*.

In equilibrio termodinamico, se ρ e s sono la massa e l'entropia dell'unità di volume e T la temperatura si ha

$$(4) \quad \rho c^2 = \frac{g}{2} a T^4$$

$$(5) \quad s = \frac{2g}{3} T^3$$

dove c è la velocità della luce, a la costante di Stefan-Boltzmann e g il *peso statistico efficace*

$$g = \sum_{\text{bosoni}} f + \frac{7}{8} \sum_{\text{fermioni}} f.$$

In questa equazione $f = 2S + 1$ ($S = 0$ o 1 per i bosoni, $= 1/2$ per i fermioni) e le somme sono estese a tutte le specie di particelle presenti (per i fotoni $f = 2$, benché essi siano bosoni).

L'evoluzione del cosmo è una successione di espansioni (o contrazioni) adiabatiche, durante le quali $g = \text{cost}$, separate da intervalli di tempo assai brevi corrispondenti a valori critici di T , in cui g varia rapidamente a seguito della distruzione o creazione di particelle.

(c) I processi elementari — entro un volume di spazio-tempo in cui il campo gravitazionale non varia troppo rapidamente — sono governati dai campi *elettrodinamico, debole e forte (cromodinamico)*, descritti dalla *teoria quantistica dei campi*. I campi

elettrodinamico e debole sono «*unificati*» quando l'energia media per particella supera 1 Gev; si presume che quando essa supera 10^{14} o 10^{15} Gev, avviene l'unificazione anche del campo forte e del campo elettro-debole (*grande unificazione, GUT*).

La teoria attuale della gravità — la teoria della Relatività generale — non è una teoria quantistica. Ciò implica una limitazione alla possibilità di descrivere il Cosmo mediante la Fisica conosciuta, perché la Teoria della Relatività generale e la teoria dei campi divengono incompatibili quando la massa m delle particelle diviene superiore alla cosiddetta *massa di Planck*,

$$(6) \quad m_p = \sqrt{\frac{hc}{G}} = 2.18 \cdot 10^{-5} \text{ g}$$

dove G è la costante della gravità e h la costante di Planck (ridotta).

Normalmente per le particelle fondamentali $m \ll m_p$; per $m > m_p$, la teoria della Relatività e la teoria quantistica non possono essere applicate contemporaneamente, perché viene meno l'idea di «particella», come un oggetto puntiforme, che manifesta la sua presenza interagendo con il resto del mondo mediante i campi fondamentali (il raggio d'azione dei campi diversi dalla gravità sarebbe minore del suo raggio gravitazionale).

In un insieme di particelle ad una temperatura T molto grande la massa (relativistica) media è

$$(7) \quad m = \frac{kT}{c^2}$$

essendo k la costante di Boltzmann. Pertanto, se si ha ragione di pensare che in una certa regione dello spazio-tempo

$$T > T_p = \frac{m_p c^2}{k} = 1.4 \cdot 10^{31} \text{ K}$$

la Fisica oggi nota non è in grado di descrivere la situazione corrispondente; per farlo sarebbe necessario modificare la teoria della gravità o la teoria dei campi (o tutte e due). Per temperature più basse non vi sono ragioni serie di pensare che siano necessarie modificazioni, salvo naturalmente il ragionevole desiderio di descrivere tutti i campi, incluso quello gravitazionale, mediante una teoria unitaria.

Oggi peraltro manca ancora una teoria soddisfacente della grande unificazione (che dovrebbe verificarsi a un'energia 10^{-4} volte quella corrispondente alla massa di Planck) e questo è uno dei punti deboli del modello canonico.

L'espansione è decelerata, perché rallentata dal campo gravitazionale della materia. Essendo attualmente $H > 0$, anteriormente l'espansione era molto più rapida; quindi, risalendo nel passato, si incontrano densità e temperature sempre più alte ed eventualmente in un'epoca molto remota $T > T_p$. L'istante in cui $T = T_p$ rappresenta un'epoca critica, perché le teorie attuali non possono descrivere la situazione fisica che esisteva precedentemente. Allora è naturale assumere come $t = 0$ l'istante in cui $T = T_p$ e limitare le nostre considerazioni cosmologiche a $t > 0$, senza preoccuparsi di quello che può essere avvenuto prima [5].

Successivamente, al diminuire di T l'Universo deve avere attraversato varie epoche critiche, in cui g varia rapidamente. L'ultima di esse in ordine di tempo è avvenuta

quando la temperatura è discesa al di sotto di 4500 K circa e la materia, che si trovava precedentemente allo stato di un gas ionizzato (*plasma*), opaco alla radiazione elettromagnetica, è divenuta un gas neutro trasparente; in un plasma un fotone, appena emesso, è immediatamente assorbito, a causa della diffusione da parte degli elettroni liberi, mentre un gas neutro può assorbire ed emettere solo le lunghezze d'onda delle righe spettrali e quindi è praticamente trasparente.

Dall'istante della *ricombinazione del plasma* l'Universo ha acquistato la struttura attuale con la formazione di stelle, galassie, ..., in cui l'emissione e l'assorbimento da parte della materia sono divenuti trascurabili. Dal punto di vista termodinamico materia e radiazione sono divenuti due sistemi completamente disaccoppiati.

Nel tempo immediatamente successivo a $t = 0$ il modello canonico predice una relazione assai semplice tra densità, ρ e tempo cosmico, t

$$(8) \quad \rho = \frac{3}{32\pi G} \frac{I}{t^2} = \frac{4.5 \cdot 10^{-2}}{t^2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

se t è dato in secondi.

Questo si deve al fatto che la massa propria m di tutte le particelle è minore di kT/c^2 (particelle «relativistiche»). La (8) cessa di essere valida, quando le particelle stabili con $m > kT/c^2$ contribuiscono in modo apprezzabile alla densità.

Attualmente le sole particelle relativistiche sono i fotoni (ed eventualmente i neutrini); il contributo alla densità dovuto alla radiazione è ($T = 2.74$ K, vedi il paragrafo 5.2)

$$\rho_{\text{rad}} = \frac{a}{c^2} T^4 \approx 5 \cdot 10^{-34} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Il contributo dovuto alla materia è più difficile da valutare; come ordine di grandezza (v. par. 5.1) è, quasi certamente

$$5 \cdot 10^{-31} < \rho_0 < 5 \cdot 10^{-30} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Questa è la densità totale (incluso il contributo dovuto alla radiazione), ma si vede che attualmente la densità è praticamente dovuta tutta alla materia non relativistica.

D'altra parte attualmente

$$\rho_{\text{mat}} \propto T^3$$

perché non si verifica in misura considerevole creazione o distruzione di particelle e T è sempre inversamente proporzionale a R . Invece

$$\rho_{\text{rad}} \propto T^4.$$

I contributi della radiazione e della materia alla densità totale erano perciò presso a poco uguali quando

$$T = T_0 \frac{\rho_0}{\rho_{\text{rad},0}}$$

cioè per un valore della temperatura tale che

$$10^3 < T < 10^4 \text{ K}.$$

(Il fatto che la temperatura di ricombinazione del plasma è compreso entro questi limiti

è casuale.) A temperature più alte il contributo alla densità è dovuto praticamente solo alla radiazione elettromagnetica, cioè ai fotoni, oppure a particelle relativistiche, e quindi deve valere l'equazione (8), salvo i ricordati momenti critici.

In prossimità dell'epoca di Planck il peso statistico efficace g doveva essere dell'ordine di 100 ed è andato diminuendo successivamente fino ad un valore dell'ordine dell'unità. Per una valutazione degli ordini di grandezza questa variazione può essere ignorata ($100^{1/4} = 3.16$) e quindi nelle ipotesi fatte si trova per la temperatura

$$T \approx \frac{10^{10}}{\sqrt{t}} \text{ K.}$$

Da un tempo compreso tra 10^5 o 10^6 anni ad oggi l'espansione è dominata dalla materia, che dall'istante della ricombinazione è disaccoppiata dalla radiazione. Da questo momento, mentre la temperatura della radiazione continua a decrescere come R^{-1} fino al valore attuale, quella corrispondente alla materia precipita praticamente a 0 K. La densità, ρ , che è praticamente quella della sola materia, decresce come R^{-3} ; oltre alla materia ordinaria (*barionica*), contribuiscono ad essa i *neutrini* ed altre eventuali particelle (*non-barioniche*).

In questa situazione le equazioni del modello canonico si possono ancora risolvere in forma finita, ma la soluzione è un poco più complessa di quella corrispondente alla (8). In particolare la funzione $H(t)$ è ora completamente determinata dal suo valore attuale H_0 e dal cosiddetto *parametro di decelerazione* Ω_0 , il quale dipende dalla densità totale (media) e da H_0 secondo l'equazione

$$(9) \quad \Omega_0 = \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_0}{H_0^2} = 5.3 \cdot 10^{32} \frac{\rho_0}{H_0^2}$$

se la densità è data in g/cm^3 e H_0 in km/s per Mpc. Si trova poi che, se $\Omega_0 = 1$, gli spazi di contemporaneità, S_3 , sono euclidei e, se $\Omega_0 > 1$ o < 1 , la loro curvatura è positiva oppure, rispettivamente, negativa.

Ω_0 è ancora molto mal conosciuto; il suo valore è molto probabilmente compreso tra 0.1 e 1 (la curvatura degli spazi S_3 è negativa o al più nulla).

Il valore attuale del tempo cosmico, t_0 , calcolato mediante la soluzione corrispondente ad un Universo dominato dalla materia non relativistica, — cioè l'età dell'Universo, se si trascura il tempo precedente (relativamente breve) in cui esso era dominato dalla materia relativistica — dipende da H_0 e da Ω_0 ; questa relazione è rappresentata nella fig. 1.

Ora, la teoria della struttura e dell'evoluzione delle stelle ha raggiunto oggi un livello di attendibilità così elevato da consentirci di assegnare un'età abbastanza sicura alle stelle più antiche della Galassia: *15 miliardi di anni* [6]. Pertanto t_0 non può superare $15 \cdot 10^9$ anni e quindi, se $\Omega_0 = 0.1$, H_0 deve essere minore di 60 e, se $\Omega_0 = 1$, H_0 non deve superare 45 km/per Mpc . La determinazione di H_0 rappresenta perciò un *test* molto severo per la teoria. Essa sarà discussa nel paragrafo 5.1.

Nella descrizione dello stato osservabile dell'Universo (dopo la ricombinazione) è conveniente impiegare come variabile indipendente, invece del tempo cosmico, il cosiddetto *redshift* z (spostamento delle righe spettrali verso il rosso) di oggetti che si

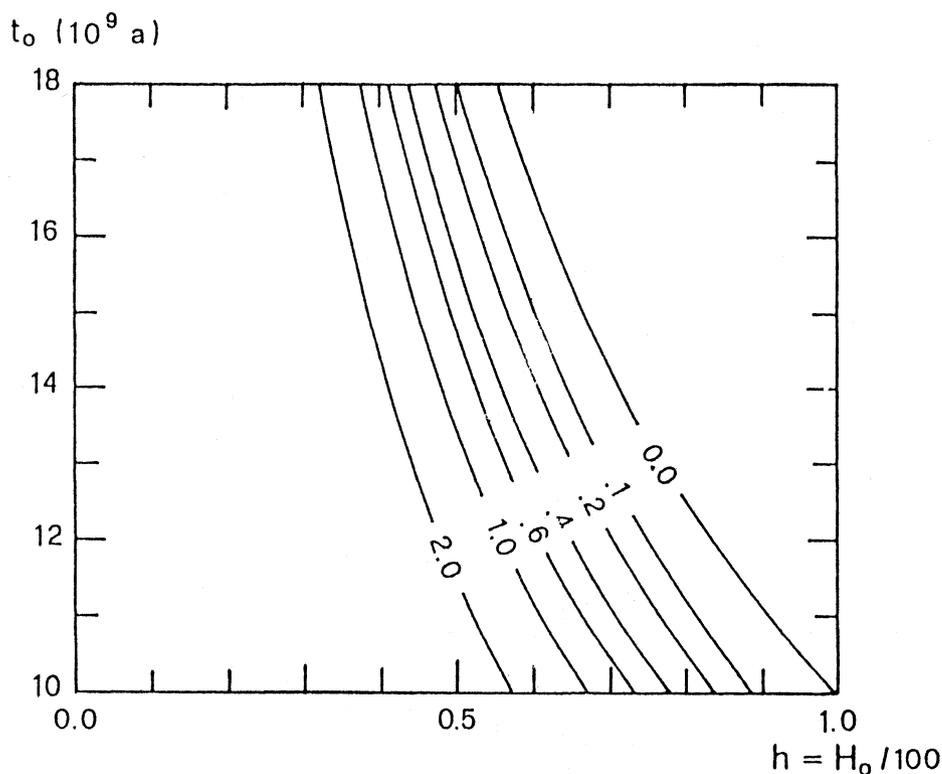


Fig. 1. - Relazione tra l'età dell'Universo, t_0 e la costante di Hubble normalizzata, $h = H_0/100$; le curve sono contrassegnate con i valori del parametro Ω .

TABELLA 1. - Valori del tempo cosmico in funzione del redshift.

$\Omega_0 =$	0.1	0.2	0.5	1
$t_0(10^9 \text{ a.})$	17.6	16.5	14.8	13.04
z	t/t_0	t/t_0	t/t_0	t/t_0
0.00	1.000	1.000	1.000	1.000
0.01	0.989	0.988	0.987	0.985
0.03	0.968	0.966	0.961	0.957
0.10	0.899	0.893	0.881	0.867
0.3	0.745	0.731	0.704	0.675
1.0	0.4536	0.4306	0.3895	0.3536
3	0.1968	0.1759	0.1460	0.1250
10	0.0531	0.0438	0.0334	0.0274
100	0.00225	0.00175	0.00123	0.00098
1000	73.9 [6]	55.5 [6]	39.5 [6]	31.6 [6]
(1500)	40.3 [6]	30.3 [6]	21.5 [6]	17.2 [6]

I numeri entro le parentesi quadre indicano le potenze negative di 10 per cui si deve moltiplicare il numero che li precede.

muovono seguendo l'espansione generale. z , che è la grandezza misurata direttamente per via spettroscopica, è proporzionale a V secondo l'equazione (valida per $z \ll 1$)

$$(10) \quad V = cz.$$

L'utilità dell'impiego di z deriva dal fatto che esso è legato alla scala R ed alla temperatura T (della radiazione) dalle semplici relazioni

$$(11) \quad z + 1 = \frac{R_0}{R} = \frac{T}{T_0}$$

valevoli anche per valori molto più grandi di 1 (fino all'istante della ricombinazione), perché la temperatura dei fotoni della radiazione termica è inversamente proporzionale alla loro lunghezza d'onda.

La Tabella I contiene il rapporto t/t_0 in funzione di z per alcuni valori interessanti di Ω_0 e $H_0 = 50 \text{ km/s per Mpc}$; si noti come per tutti i valori di Ω_0 il valore di t/t_0 corrispondente agli oggetti più lontani (z dell'ordine di 3 o 4) è molto piccolo, cioè l'osservazione di questi oggetti si riferisce ad un'epoca in cui l'Universo e, quindi, gli oggetti stessi erano molto giovani.

3. STELLE E GALASSIE; MATERIA INVISIBILE.

Come è ben noto le osservazioni astronomiche mostrano che fino al limite dovuto alla potenza dei telescopi e dei rivelatori attuali lo spazio è popolato da *galassie*, cioè da sistemi stellari più o meno simili a quello di cui fa parte il Sole (che sarà sempre distinto con l'iniziale maiuscola: Galassia).

Una galassia contiene, oltre alle *stelle* una quantità più o meno grande di *materiale interstellare* (gas e polvere), la cui massa è peraltro solo una piccola frazione della massa delle stelle.

Inoltre nel centro di quasi tutte le grandi galassie esiste una regione (*nucleo galattico*) sede di una particolare attività, che si manifesta come una intensa emissione elettromagnetica non-termica nelle bande radio, infrarossa, ottica e di raggi X, accompagnata spesso da moti violenti di plasm; la natura di questa attività è ancora alquanto oscura [7].

Alcune galassie, specialmente le ellittiche giganti, sono anche sorgenti di radiazioni elettromagnetiche nella banda metrica e centimetrica (*radiogalassie*). Gli oggetti più lontani finora rivelati sono le cosiddette sorgenti quasistellari o *quasar*; queste sono quasi certamente galassie il cui nucleo è eccezionalmente attivo.

A loro volta le galassie sono per lo più riunite in *ammassi (cluster)* da qualche decina a qualche migliaio di membri. Tra i membri di un cluster (specialmente di quelli più ricchi), le galassie ellittiche sono assai più frequenti che tra le galassie di campo; esse sono anche le galassie più luminose e di maggiore massa e occupano posizioni vicine al centro del cluster, dando l'impressione di dominarne la struttura.

Le regioni centrali dei cluster ricchi contengono anche un'abbondante quantità di *materia intergalattica*, sotto la forma di un plasma di elevata temperatura, messo in evidenza soprattutto dall'intensa emissione di raggi X [8]; la massa della materia intergalattica di un cluster è dello stesso ordine di grandezza della massa totale dei suoi

membri. All'infuori di queste regioni non esiste nessuna indicazione di materia intergalattica (osservabile).

Una delle scoperte più importanti degli ultimi anni è quella che la massa totale di una galassia, ricavata dai movimenti stellari, è in media circa 50 volte maggiore della somma delle masse delle stelle e della materia interstellare che ne fanno parte [9].

La massa di una galassia si determina naturalmente dai moti delle stelle e (nel caso delle spirali) specialmente delle nubi di materia interstellare; queste ultime, infatti, descrivono orbite circolari intorno al centro di massa, perché qualunque altro tipo di moto sarebbe rapidamente distrutto dalle collisioni. La velocità dei moti delle nubi si misura molto convenientemente mediante l'osservazione della cosiddetta *riga di 21 cm*, dovuta a una transizione iperfina dell' H , che è il componente principale delle nubi interstellari.

Se la massa di una galassia fosse tutta riunita nel centro, il moto delle nubi sarebbe kepleriano e in generale ci si aspetterebbe una diminuzione della velocità di rotazione al crescere della distanza dal centro. Le osservazioni mostrano invece che la velocità va

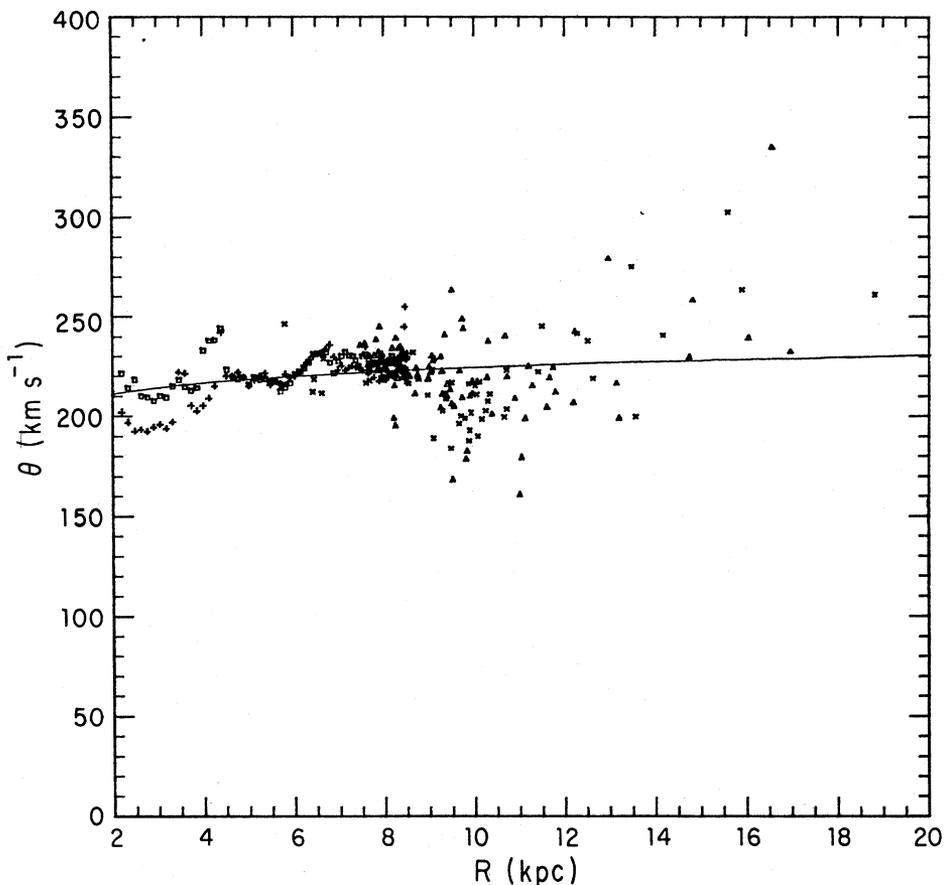


Fig. 2. - Variazione della velocità circolare θ in km/sec con la distanza dal centro della Galassia, R in kpc (da Burton, v. nota nella bibliografia).

sempre aumentando, o per lo meno non diminuisce, con la distanza, almeno fino al punto in cui la riga è osservabile [10] (v. fig. 2).

Ciò suggerisce, per esempio nel caso della Galassia [11], che la massa interna a 30 kpc sia dell'ordine di 3 o $4 \cdot 10^{11} M_0$ [12] e che a distanze galattocentriche maggiori esista ancora una massa molto considerevole, mentre il raggio del disco occupato da stelle non supera i 15 kpc. Invero lo studio dei moti di ammassi globulari e di alcune galassie nane fino ad una distanza galattocentrica di 60 kpc indica una massa compresa tra 4 e $8 \cdot 10^{11} M_0$ [13] e un risultato analogo si trova per M 31 (la spirale più vicina alla Galassia) dal moto di alcune galassie satelliti [14].

L'elevato valore della massa associata ad una spirale è confermato dalle discussioni statistiche di sistemi di due galassie in manifesta interazione gravitazionale (galassie binarie), dalle quali si trova una massa media di circa $2 \cdot 10^{12} M_0$ [15]. Lo stesso valore si ricava per le masse della Galassia e di M 31, nell'ipotesi che la loro velocità relativa (che è negativa) differisca da quella corrispondente alla legge di Hubble per effetto della loro mutua azione gravitazionale [16].

In definitiva la massa di una grande spirale è certamente dell'ordine di $10^{12} M_0$ ed occupa un volume molto maggiore di quello in cui si osservano stelle e materia interstellare. Siccome la *luminosità* di una grande spirale è di circa $2 \cdot 10^{10} L_0$ [17], il *rapporto massa-luminosità* di una grande spirale è circa $M/L = 50$ (unità solari).

Per le galassie ellittiche si trovano valori ancora più alti delle masse, superiori a $10^{13} M_0$, specialmente dallo studio dell'emissione in raggi X [18]. In questi casi l'emissione si deve ad un involucro di plasma molto più esteso dell'immagine ottica, il quale sfuma nella materia intergalattica, che occupa talora gran parte del cluster in cui si trova la galassia [19]. Anche per le ellittiche il rapporto massa-luminosità è dell'ordine di 50 in unità solari.

Ricapitolando, solo una piccola frazione della massa di quei sistemi fisici che chiamiamo galassie corrisponde a materia rivelata dalle osservazioni ottiche; la parte di gran lunga maggiore si trova sotto la forma di enormi *aloni invisibili*, la cui densità va diminuendo molto lentamente con la distanza dal centro.

La natura di questa *massa invisibile* è ancora sconosciuta; un'opinione molto diffusa è che essa sia *non-barionica*, cioè formata da particelle (neutrini?) che non fanno parte della materia atomica ordinaria; è anche possibile che esistano due tipi diversi di massa invisibile. Comunque la sua esistenza ha certamente un significato cosmologico molto importante (v. par. 6.2).

4. STRUTTURA DELL'UNIVERSO A MEDIE E GRANDI DISTANZE.

Grazie soprattutto all'entrata in funzione di nuovi grandi telescopi ed alla diffusione di sensori fotoelettrici (CCD), che hanno consentito la misura di un grande numero di velocità radiali di galassie fino a limiti di luminosità apparente molto più bassi (e quindi fino a distanze molto maggiori) di quelli prima raggiungibili, la *struttura dell'Universo* si può oggi ritenere ben conosciuta fino a distanze dell'ordine di qualche centinaio di Mpc.

Fin dagli anni '50 de Vaucouleurs [20], dal fatto che più del 70% delle galassie più brillanti di $m = 13.5$ si trova nell'emisfero boreale (v. fig. 3), con una grande

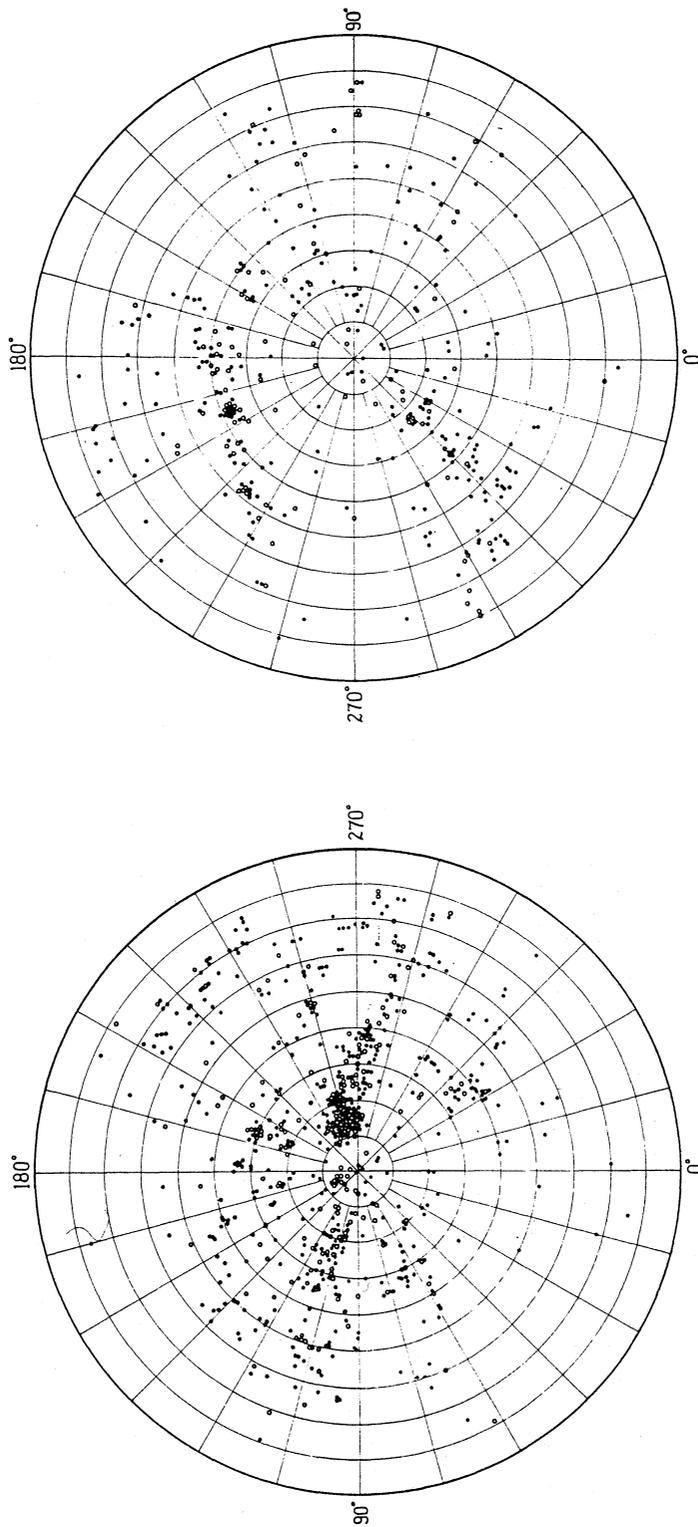


Fig. 3. - Distribuzione delle galassie più luminose di $m = 13$ sulla sfera celeste (coordinate galattiche); sinistra: emisfero galattico nord; destra: emisfero galattico sud. Si noti la grande concentrazione di galassie nell'emisfero nord tra $b = 70^\circ$ e $b = 80^\circ$ intorno a $l = 55^\circ$, dovuta al supercluster locale (Virgo). L'assenza di galassie in prossimità dell'equatore galattico si deve all'assorbimento interstellare.

concentrazione nella regione della costellazione Virgo, aveva dedotto l'esistenza di un agglomerato di galassie molto maggiore di un cluster tradizionale, un «*Supercluster*», con un diametro dell'ordine di almeno 50 Mpc. Anche la Galassia fa parte di questo grande agglomerato, detto il *Supercluster locale*, il cui centro coincide con il cluster tradizionale detto *Virgo* dalla costellazione omonima, alla distanza di circa 20 Mpc. Egli suggerì anche l'esistenza di altri sistemi simili [21], ma queste idee non avevano ricevuto l'attenzione che avrebbero meritato, benché le ricerche di Peebles e dei suoi collaboratori [22], condotte con metodi statistici molto raffinati fossero in sostanziale accordo.

Naturalmente per avere un'idea chiara della distribuzione delle galassie nello spazio è necessario conoscere anche la loro distanza, r ; se r supera i 30 Mpc, anche con i mezzi attuali il solo criterio di distanza è la relazione di Hubble (2), in cui per distanze non troppo grandi si può adottare per $H(t)$ il valore attuale H_0 . La determinazione di H_0 sarà esaminata più avanti; per ora basta osservare che, se la velocità di una galassia differisce da quella corrispondente alla legge di Hubble (a causa del suo moto peculiare o per gli errori d'osservazione) per non più di 500 km/s, l'errore *percentuale* nella distanza, quando $V > 2500$ km/s, è inferiore al 20% e diminuisce rapidamente al crescere di V . Perciò è possibile in tal modo separare le galassie del supercluster locale, le cui velocità non superano i 2500 km/s, da quelli appartenenti ad altre formazioni analoghe più lontane.

Ciò ha consentito di identificare vari *supercluster*, ognuno dei quali contiene uno o più cluster tradizionali, che ne formano la parte più cospicua e da cui sono di solito denominati (*Coma*, *Perseus*, *Hercules*, ...), oltre ad un grande numero di galassie di campo; per una descrizione dei principali supercluster si veda una monografia di Oort [23], contenente una vasta bibliografia anteriore al 1983. Bahcall e Soneira hanno compilato un *Catalogo* dei supercluster più vicini di 150 Mpc [24].

Zel'dovich ed i suoi collaboratori [25] sono stati i primi a richiamare l'attenzione sul fatto che le galassie di campo formano per lo più lunghi allineamenti, che riuniscono i vari supercluster con quelli vicini. Questi sono stati messi in evidenza soprattutto dalla grande rassegna di velocità radiali di galassie del *Centro di Astrofisica della Harvard University* e della *Smithsonian Institution*, completa sopra un'area molto grande della sfera celeste fino alla magnitudine 14.5.

Ciò ha consentito tra l'altro di ricavare la distribuzione spaziale delle galassie entro una «fetta d'Universo» compresa tra $\alpha = 8^h$ e 17^h e tra $\delta = 26.5^\circ$ e 32.5° [26] comprendente il supercluster Coma ed un grande numero di altre galassie (v. fig. 4); queste sono chiaramente allineate lungo sottili filamenti, i quali danno l'impressione di essere dovuti all'intersezione del piano della figura con *gusci* molto sottili nel cui spessore sono distribuite le galassie. Il supercluster, nel centro della figura, appare formato dalla confluenza di più gusci, lo spazio all'interno dei quali è completamente vuoto di galassie o altra materia visibile.

Conclusioni analoghe sono state raggiunte anche da altri ricercatori [27]; un grande volume apparentemente vuoto di galassie era stato notato fin dal 1981 nella regione della costellazione Bootes [28].

Tutto ciò mostra che la struttura dell'Universo alle medie distanze ha l'aspetto di un tessuto *cellulare* o *spugnoso*: le galassie sono distribuite entro lo spessore di grandi gusci

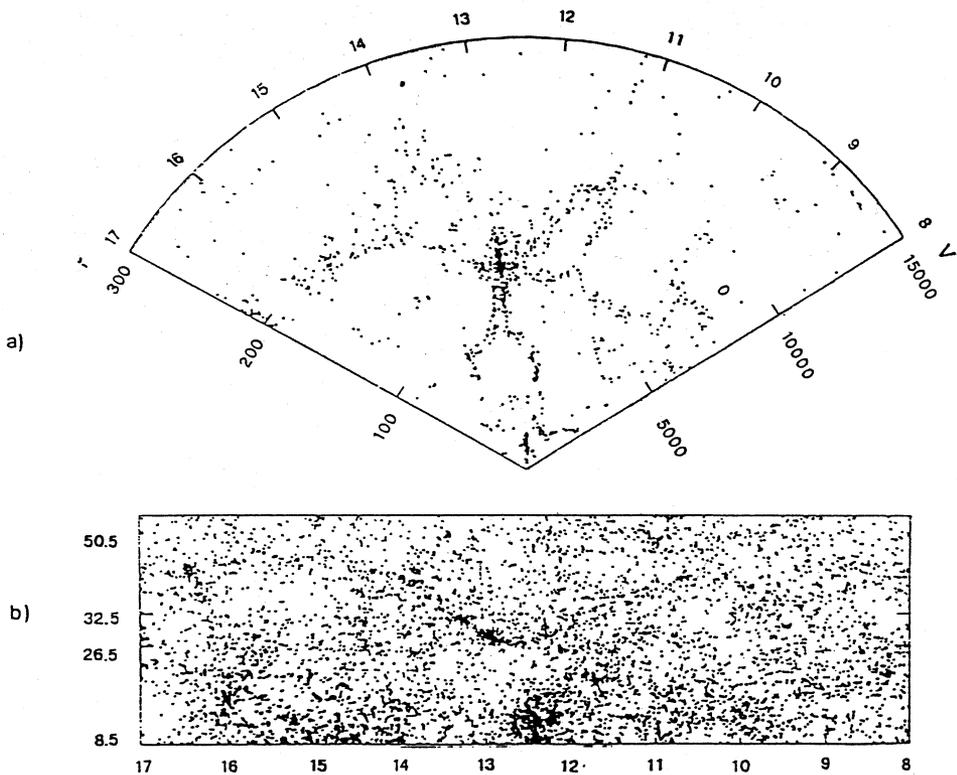


Fig. 4. - Distribuzione delle galassie più luminose di $m = 14.5$ in una «fetta d'Universo» tra $\delta = 26^\circ. 5$ e tra $32^\circ. 5$ e tra $\alpha = 8^h$ e 17^h . Nella parte superiore del diagramma è mostrata la distribuzione delle distanze in funzione di α (a sinistra le distanze in Mpc, a destra le velocità in km/s). Nella parte inferiore è rappresentata la distribuzione sulla sfera celeste in una fascia di 48° in δ . Nel diagramma superiore è evidente il grande addensamento corrispondente al supercluster Coma; sono anche ben visibili i grandi vuoti, che danno l'impressione che le galassie si distribuiscono lungo filamenti tra un supercluster e l'altro (da De Lapparent *et al.*, v. nota nella bibliografia).

che circondano *spazi vuoti* (di materia visibile); i supercluster sono le regioni di confluenza di più gusci. Questa particolare struttura deve essere evidentemente il risultato del processo che ha condotto alla formazione delle galassie ed è quindi un fatto cosmologico di primaria importanza.

Naturalmente l'aspetto descritto si riferisce alla materia visibile; ma riesce difficile pensare che entro i «vuoti» possa essere contenuta una massa invisibile importante. Al contrario questa configurazione cellulare suggerisce che l'espansione spinga la materia visibile (le galassie) verso il contorno di regioni vuote, come quando entro una spugna viene pompata dell'aria, che costringe le celle vuote a dilatarsi e rende sempre più sottile il tessuto connettivo che le limita.

Per distanze maggiori di 200 Mpc non esistono misure sufficienti di velocità e la struttura dell'Universo non può essere conosciuta in dettaglio; ciò dipende non tanto dalla difficoltà di osservare galassie a queste distanze, quanto dal loro numero, che

cresce esponenzialmente con m [29]. Limitando le osservazioni alle radiogalassie, il numero diviene accessibile. Si deve però notare che a grandi distanze non è più possibile trascurare la variazione di $H(t)$ con il tempo nella relazione tra V ed r eq. (2).

Le informazioni così ottenute, però, non si riferiscono tanto alla struttura dell'Universo, quanto all'*evoluzione delle radiosorgenti*, perché oggetti il cui z è maggiore di 1 dovevano essere molto vicini all'epoca in cui si sono formati dal gas primitivo, quando è stata emessa la luce che si osserva ora dalla Terra. Secondo le osservazioni spettroscopiche di Spinrad e collaboratori [30], la popolazione stellare e l'abbondanza di materiale interstellare nelle radiogalassie molto lontane suggeriscono in effetti che si tratta di oggetti molto giovani.

Per distanze dell'ordine di 1000 Mpc l'informazione principale viene dai *conteggi di radiosorgenti*. I risultati classici di Ryle e dei suoi collaboratori sono stati confermati in tutte le ricerche successive (v. fig. 5) [31]; essi mostrano che al crescere della distanza il numero di radiosorgenti entro un volume co-movente va dapprima crescendo, ma in seguito la loro frequenza diminuisce rapidamente. Questo può essere dovuto al fatto che in epoche molto remote le radiosorgenti erano in media meno numerose (per unità di volume co-movente) che nelle epoche intermedie oppure la loro radioemissione era in media più debole (o a tutte e due le cose insieme).

Comunque, dopo la loro formazione si è certamente verificata una importante evoluzione della popolazione delle radiosorgenti (in accordo con l'idea generale propria del modello canonico).

A grandi distanze ($z > 2$), le radiosorgenti osservabili sono in prevalenza *quasar*, che sono otticamente molto più luminose delle radiogalassie. Le quasar sono gli oggetti più lontani finora osservati, ma anche il loro numero per unità di volume diminuisce rapidamente con la distanza [32]. Per $z > 4$, praticamente non esistono più quasar [33].

La grande dispersione delle magnitudini assolute delle quasar rende molto difficile ricavare indicazioni sicure circa la loro eventuale associazione in cluster o supercluster [34] (comprendenti anche galassie, v. però il paragrafo 5.2). Tuttavia esistono altre interessanti osservazioni di quasar, che consentono di ricavare informazioni sulla struttura dell'Universo (a distanze minori di quelle corrispondenti ai loro redshift) [35].

Nello spettro di molte quasar si osserva un grande numero di *righe sottili di assorbimento*, le quali sono interpretate come dovute a materia intergalattica appartenente a cluster più vicini, attraversata dalla luce proveniente da esse. Le distanze di questi cluster si ricavano dai redshift corrispondenti e mostrano che la struttura dell'Universo ed anche la composizione chimica della materia intergalattica nei cluster, fino almeno a redshift dell'ordine di 2, è sostanzialmente la stessa osservata direttamente a distanze minori.

Un'altra importante osservazione è l'*effetto di lente gravitazionale*, previsto dalla Teoria della Relatività, da parte di masse, vicino alle quali si trova a passare la luce di quasar lontane. Canizares [36] elenca 10 possibili casi, in cui questo effetto è stato osservato. A parte l'interesse intrinseco di queste osservazioni, esse contengono informazioni sulla distribuzione delle masse a distanze molto grandi, inclusa anche la massa invisibile, ed anche su altri problemi cosmologici. I casi osservati sono ancora troppo pochi per una discussione conclusiva.

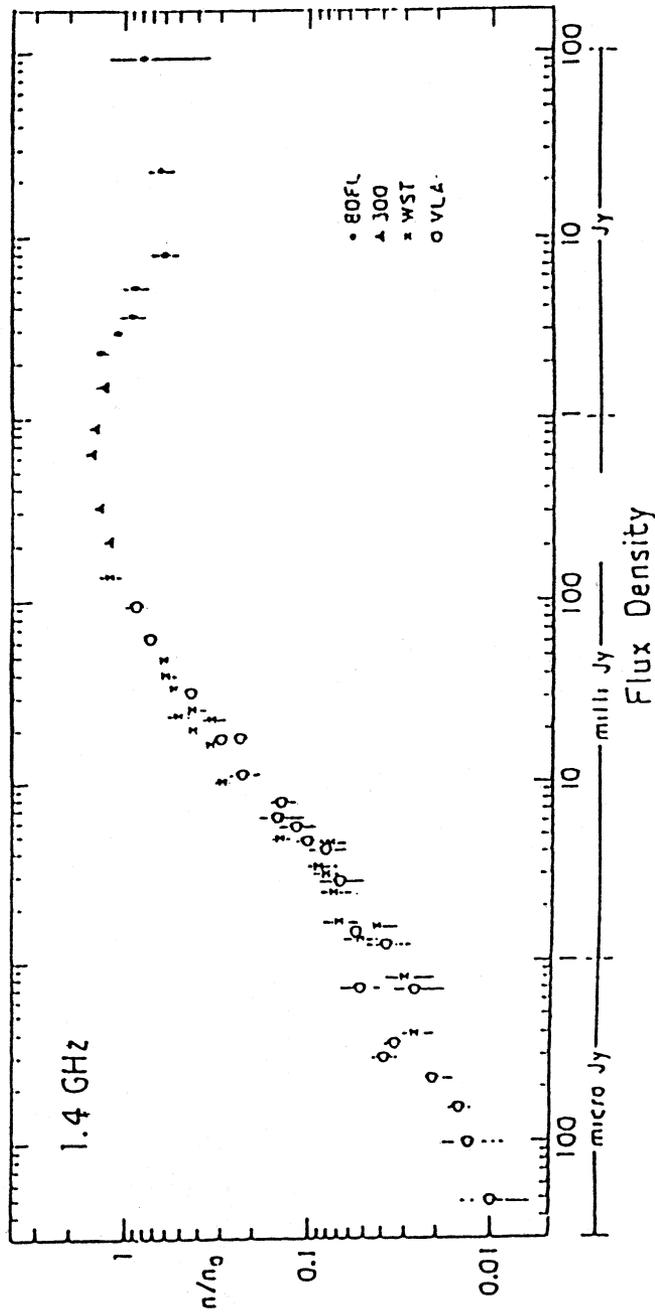


Fig. 5. - Conteggi di radiosorgenti. In ascisse i flussi in unità Janski, in ordinate il rapporto tra i numeri, n , di galassie effettivamente conteggiate e quelli, n_0 , che si dovrebbero osservare in un Universo non evolutivo non una densità di galassie indipendente dalla distanza. Le osservazioni mostrano che nell'Universo deve essersi verificata un'evoluzione nella popolazione di galassie (da Kellermann e Wall, v. nota a piede di pagina; i simboli corrispondono a varie rassegne di radiosorgenti).

5. I DUE DATI COSMOLOGICI FONDAMENTALI.

I dati cosmologici fondamentali sono il *moto di recessione delle galassie* (legge di Hubble) e le proprietà della radiazione termica di 3 K o *radiazione fossile*.

5.1. LA RECESSIONE DELLE GALASSIE; VALORE DI H_0 E DI Ω_0 .

La determinazione di H_0 attraverso l'osservazione di velocità radiali di galassie ha dato luogo a lunghe discussioni, perché alcuni osservatori, tra cui soprattutto Sandage e Tammann, hanno sempre sostenuto che il valore sperimentale di H_0 fosse circa 50 km/s per Mpc, mentre altri, più numerosi, trovavano valori vicini a 100 (incompatibili col modello canonico).

La difficoltà maggiore consiste nella misura delle distanze di un numero di galassie sufficiente a determinare H_0 per mezzo della legge di Hubble o della relazione equivalente (valida per galassie con $z < 0.5$)

$$(12) \quad m = 5 \log z + M - 5 - 5 \log \frac{H_0}{c}$$

dove m è la *magnitudine apparente* e M la *magnitudine assoluta media* delle galassie considerate (v. fig. 6). Si noti che la (12) è indipendente da Ω_0 .

I ricercatori hanno immaginato un grande numero di metodi per misurare la magnitudine assoluta M delle galassie. Il metodo primario consiste nell'osservazione di *variabili cefeidi*, la cui luminosità media è una funzione ben conosciuta del periodo di variazione. Sfortunatamente le cefeidi sono osservabili solo in una ventina di galassie relativamente vicine e quindi non adatte alla determinazione di H_0 .

Per galassie più lontane mi limiterò a descrivere brevemente il *metodo di Tully e Fisher* per le spirali, che è quello più largamente impiegato e, probabilmente, per ora il più attendibile. Questo consiste nel ricavare la velocità rotazionale delle spirali dall'osservazione della riga di 21 cm; la velocità rotazionale è poi legata alla massa e quindi alla luminosità intrinseca, cioè alla magnitudine assoluta M . Benché giustificata teoricamente [37], la relazione tra la velocità rotazionale e M deve essere calibrata empiricamente, per mezzo di un certo numero di spirali vicine, la cui distanza è conosciuta col metodo delle cefeidi.

Questo metodo è stato largamente applicato soprattutto da Aaronson e dai suoi collaboratori ed anche da vari altri ricercatori, con risultati alquanto discordanti da quelli ottenuti dal gruppo di Sandage e Tammann (con metodi diversi) [38]. Quasi certamente queste differenze non erano dovute ad errori d'osservazione o alla calibrazione del metodo, ma al successivo trattamento dei dati per due ragioni fondamentali:

a) *Un errore statistico*, il cosiddetto *effetto Malmquist*, causato dalla limitazione dei mezzi d'osservazione, che costringe ad effettuare le misure solo per oggetti alquanto luminosi. Naturalmente questo effetto è ben conosciuto già da molto tempo [39], ma in molti casi non è stato valutato sufficientemente, anche per il troppo piccolo numero di dati disponibile.

b) *Deviazioni dei moti delle singole galassie dalla legge di Hubble*. Queste sono particolarmente importanti per le galassie relativamente vicine, che fanno parte del

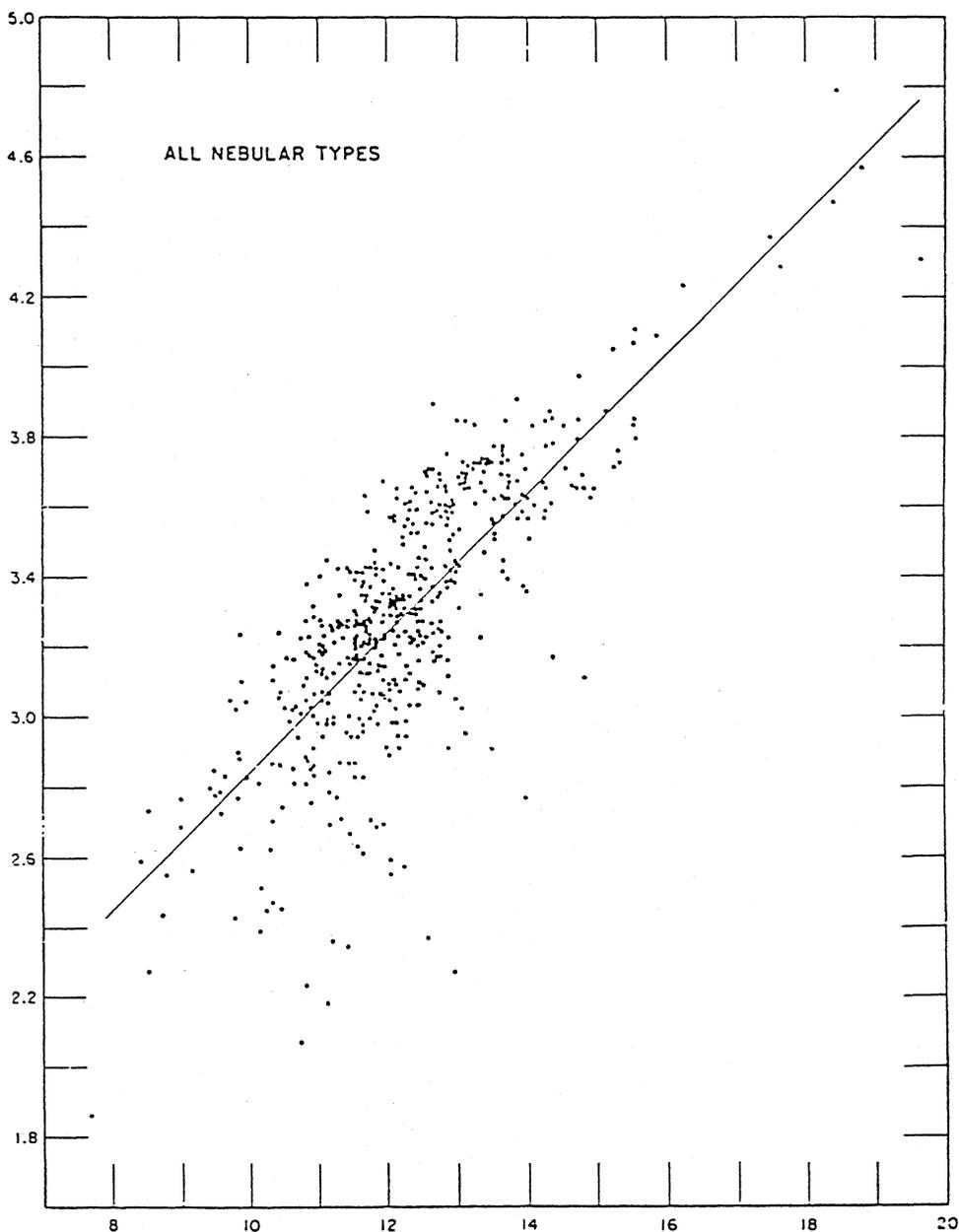


Fig. 6. - Il diagramma di Hubble. In ascisse le magnitudini apparenti, in ordinate i logaritmi delle velocità radiali di 474 galassie misurate fino al 1956 (Humason *et al.*, *The Astronomical Journal*, 61, 97, 1956). La linea corrisponde ad una relazione lineare tra la velocità e la distanza (legge di Hubble). La dispersione dei punti è dovuta solo in parte a errori d'osservazione; gran parte di essa si deve alla dispersione delle magnitudini assolute delle galassie e in minor misura ai moti individuali delle singole galassie; l'apparente deviazione della correlazione da quella corrispondente alla legge di Hubble è un effetto statistico (Malmquist bias).

Supercluster locale e costituiscono la parte maggiore di quelle osservate). Il moto delle galassie fino ad una distanza di almeno 30 o 40 Mpc è la risultante dell'espansione generale e di un *moto di caduta* verso il centro del cluster Virgo, dovuto alla massa del SCL. Di questo si può tener conto mediante un modello dinamico del SCL, come hanno fatto vari ricercatori; ma la distanza della Galassia dal centro di Virgo è stata determinata con attendibilità sufficiente solo alla fine dell'anno scorso, quando Tammann ed i suoi collaboratori sono riusciti a misurare con il metodo di Tully e Fisher la distanza di più di 100 spirali appartenenti al cluster Virgo [40].

La fig. 7 mostra la distribuzione dei *moduli di distanza* delle galassie osservate da Tammann e collaboratori [41]; i moduli sono stati anche corretti per un effetto sistematico [42] dovuto al fatto che le spirali del cluster sono anomale rispetto alle spirali ordinarie o «di campo», per aver perduto gran parte del loro Idrogeno interstellare a seguito dell'interazione con il mezzo intergalattico del cluster (*stripping*). La figura suggerisce l'esistenza di *tre* concentrazioni di galassie nella direzione del centro del SCL in corrispondenza ai moduli 31.2, 31.8 e 32.3 (distanze 17.4, 22.9 e 28.8 Mpc, rispettivamente).

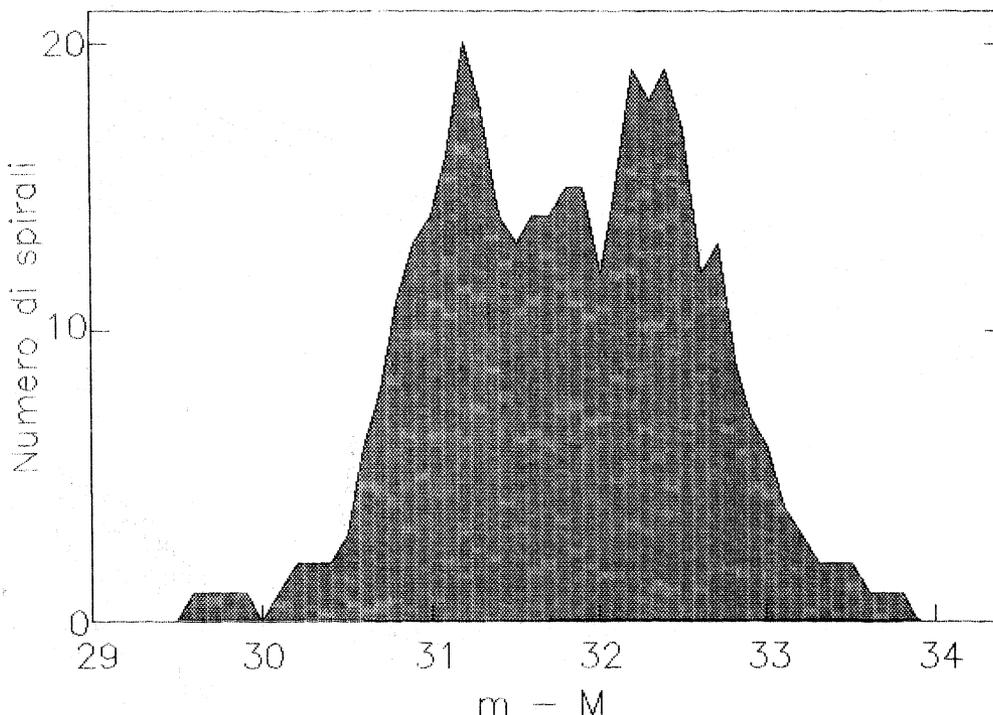


Fig. 7. - Distribuzione dei moduli di distanza di un centinaio di galassie spirali fino alla magnitudine apparente 15 appartenenti al cluster Virgo (la parte centrale del supercluster locale) misurati mediante il metodo di Tully e Fisher. La figura mostra la notevole estensione del cluster in direzione radiale con due o forse tre addensamenti; è probabile che le differenze trovate da vari ricercatori sia dovuta al fatto che, osservando le galassie apparentemente più brillanti erano state selezionate solo galassie dell'addensamento più vicino. La curva della figura è stata ottenuta correggendo le magnitudini misurate per l'effetto della deficienza di *H* interstellare nelle galassie di Virgo (e tenendo conto dell'effetto Malmquist).

A causa di eventuali fluttuazioni statistiche la realtà di queste concentrazioni è discutibile, ma è certo che il cluster Virgo si estende notevolmente (forse per circa 10 Mpc) nella direzione visuale. Ciò può spiegare la differenza con i risultati anteriori, perché osservando gli oggetti più luminosi venivano selezionati quelli in media più vicini.

La velocità osservata della Galassia rispetto al cluster Virgo è circa 980 km/s, ma a questa va aggiunta la velocità di caduta, che è circa 220 km/s [43]; la velocità corrispondente al flusso di Hubble è quindi 1200 km/s. Adottando come distanza del centro del SCL 22.9 Mpc, si trova, in buon accordo con i risultati ottenuti da Sandage e collaboratori anche con altri metodi,

$$H_0 = 52 \text{ km/s per Mpc.}$$

Tenendo conto delle varie cause di incertezza, si può concludere con grande confidenza che

$$45 < H_0 < 60 \text{ km/s per Mpc.}$$

A mio parere questo dovrebbe chiudere l'annosa questione del valore di H_0 .

Per quanto riguarda l'altro parametro, che serve a descrivere il flusso di Hubble, Ω_0 , l'incertezza è ancora molto grande. La ragione principale sta nella difficoltà di valutare esattamente l'effetto evolutivo, che nel caso di galassie molto lontane, per cui la deviazione dalla relazione lineare (12) diviene apprezzabile, può essere molto forte. I risultati migliori sono quelli ottenuti da Spinrad, impiegando magnitudini infrarosse e valutando l'effetto evolutivo mediante modelli teorici calcolati da Bruzual [44]. L'accordo migliore con le osservazioni si ottiene per $\Omega_0 = 0.2$ [45]; ma l'incertezza è così grande che qualunque valore di Ω_0 compreso tra 0 e 1 potrebbe essere accettato.

Un'altra possibilità di pervenire ad un valore di Ω_0 è quella di utilizzare l'equazione (12), valutando in qualche modo la densità media ρ_0 . Per esempio dal numero di galassie fino ad una certa magnitudine apparente m e supponendo che il rapporto massa-luminosità per le galassie sia uguale a 50, si trova $\Omega_0 = 0.1$ (se $H_0 = 50$ km/s per Mpc). Questo valore del rapporto massa-luminosità tien conto della massa oscura associata a galassie, ma vi è sempre molta incertezza per la possibilità che esista una grande quantità di materia invisibile non associata a galassie; per questo motivo il valore così trovato deve essere considerato come un limite inferiore.

In definitiva si ritiene attualmente che

$$0.1 < \Omega_0 < 1$$

ma è possibile che il limite inferiore sia ancora più basso.

5.2. LA RADIAZIONE FOSSILE; OMOGENEITÀ DELL'UNIVERSO INIZIALE

Come nel caso della legge di Hubble, l'interpretazione della radiazione fossile ha preceduto la sua scoperta ad opera di Penzias e Wilson [46]. Anticipando un risultato che verrà illustrato in seguito, la composizione chimica del *plasma* esistente anteriormente all'istante t_r della ricombinazione era il 75% H e il 25% ^4He , con pochissime tracce di altri isotopi leggeri: D (^2H), ^3He , ^7Li , ... Il valore della temperatura è circa

$T_r = 4000$ K (un po' meno di quella che si ricaverebbe dalla formula di Saha, perché la ricombinazione si svolge in un plasma che si va espandendo).

La ricombinazione è anche l'evento più remoto di cui possiamo avere un'osservazione diretta (ottica). Infatti, per $t > t_r$, i fotoni si sono propagati liberamente nello spazio dal punto in cui sono stati emessi fino al momento in cui sono rivelati dagli strumenti d'osservazione. Questi fotoni costituiscono appunto la radiazione termica di fondo o radiazione fossile, scoperta da Penzias e Wilson.

Le proprietà della radiazione fossile contengono perciò informazioni sullo stato dell'Universo alla massima distanza osservabile direttamente, quando la temperatura era di 4000 K. La temperatura attuale, T_0 , è il dato di interesse cosmologico oggi noto con la maggior esattezza; esso si ricava dallo spettro (v. fig. 8) e secondo i dati più recenti [47] è

$$T_0 = 2.74 \pm 0.04 \text{ K.}$$

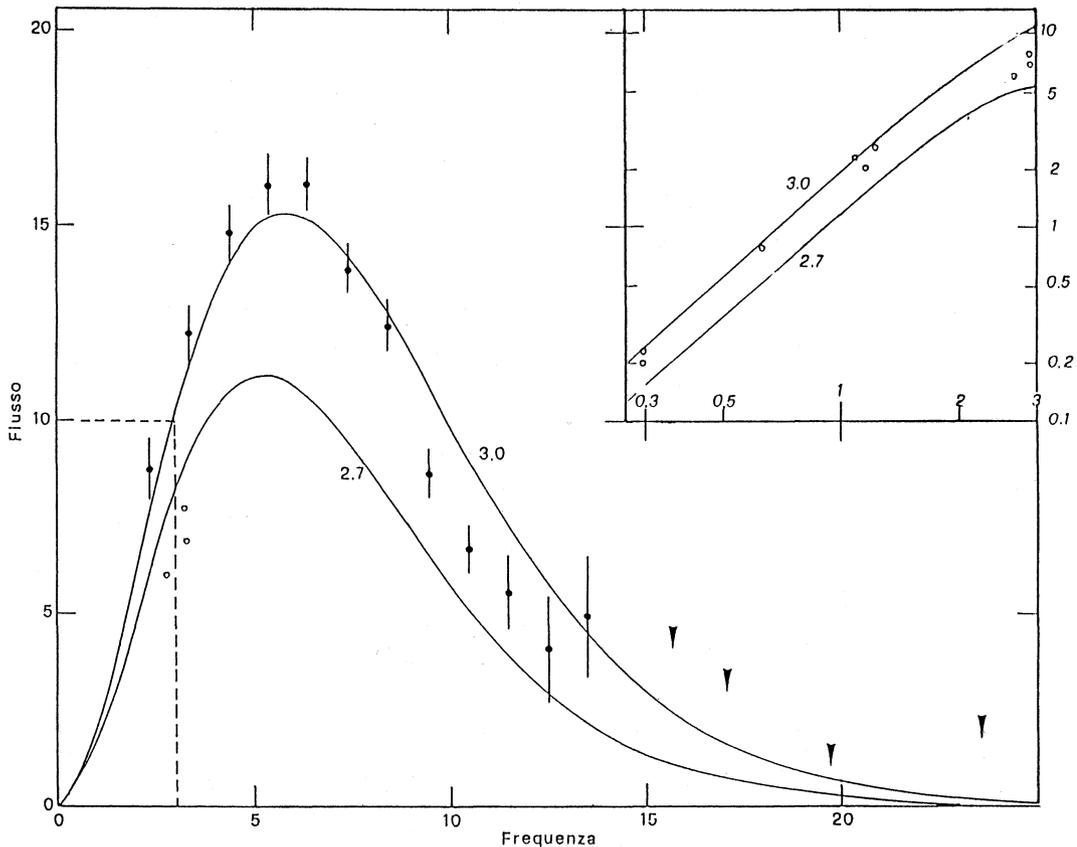


Fig. 8. - Intensità della radiazione fossile (radiazione cosmica di 3 K) in funzione della frequenza. In ascisse la frequenza, in ordinate il flusso osservato. L'inserito corrisponde alla parte della figura principale limitata dalle rette tratteggiate, aumentando la scala delle ascisse e disegnando le ordinate in scala logaritmica. Le due curve corrispondono rispettivamente a 2.7 K e a 3 K; la temperatura oggi adottata è di 2.74 K (le osservazioni sono di vari autori).

Il valore di z necessario per ridurre la temperatura da 4000 a 2.74 K è

$$z_r = \frac{4000}{2.74} - 1 \approx 1500.$$

Una proprietà di grande importanza della radiazione fossile è la sua straordinaria *isotropia*, cioè il fatto che la sua intensità varia pochissimo con la direzione da cui proviene. La sola variazione riconosciuta finora con sicurezza è un termine proporzionale al coseno dell'angolo rispetto ad un punto A della sfera celeste (*apice*), le cui coordinate (corrette per il moto solare rispetto al centro della Galassia) sono, secondo i dati più recenti [48],

$$\alpha = 274^\circ, \quad \delta = +38'.$$

L'ampiezza della variazione di temperatura è solo

$$\frac{\Delta T}{T} = 0.0013.$$

Questa *anisotropia dipolare* si interpreta come moto della Galassia rispetto alla materia lontana ($z = 1500$), da cui proviene la radiazione fossile, con una velocità di circa 600 km/s.

La direzione di questo moto forma un angolo di circa 45° con quella del moto di caduta della Galassia verso Virgo. Perciò, se l'interpretazione dell'anisotropia dipolare è corretta, bisogna pensare che il SCL e, probabilmente, anche i supercluster più vicini si muovano tutti insieme rispetto alla materia lontana, da cui è stata emessa la radiazione fossile.

Ciò suggerisce la presenza di una massa enorme in quella direzione, che, come qualcuno ha fatto notare, coincide con quella del supercluster australe Hydra-Centaurus [49]. Questa coincidenza è probabilmente casuale, perché è difficile pensare ad una concentrazione di masse così grande in un supercluster; inoltre il volume contenente la materia che possiede un moto comune rispetto alla radiazione fossile si estende quasi certamente più lontano di Hydra-Centaurus [50], che ne fa parte. Tuttavia una componente del moto dovuta ad una massa vicina (tra 60 e 75 Mpc) non è esclusa [51].

Una concentrazione di massa di dimensioni maggiori di un supercluster nella direzione del moto della materia vicina rispetto alla radiazione fossile è suggerita anche dalle osservazioni di galassie del satellite per l'infrarosso (IRAS) [52] e da una tendenza delle quasar con $z > 0.6$ a formare un raggruppamento nella medesima direzione [53].

Queste sono finora le sole indicazioni dell'esistenza di agglomerati maggiori di un supercluster.

Le variazioni percentuali dell'intensità della radiazione fossile su scale dell'ordine da alcuni minuti a qualche grado sono certamente inferiori a 10^{-4} appena l'anno scorso alcuni ricercatori hanno annunciato di aver osservato fluttuazioni percentuali della temperatura di $3 \cdot 10^{-5}$ [54]. Ciò significa che all'epoca della ricombinazione l'Universo era straordinariamente omogeneo. In effetti prima dell'istante t , della *ricombinazione*, l'interazione del plasma con la radiazione rendeva impossibile l'esistenza di condensazioni. La formazione di oggetti differenziati, come stelle, galassie, quasar, ecc. ..., è

divenuta possibile solo dopo il disaccoppiamento tra materia e radiazione, quando la temperatura della materia precipita praticamente a 0 K.

Malgrado la grande differenza in z , però, il tempo della ricombinazione, t_r , è praticamente uguale a quello corrispondente al redshift degli oggetti più lontani conosciuti ($z = 4$ circa, vedi la tabella 2); la differenza è appena dell'ordine di $0.1t_0$, cioè di circa 10^9 a, che è un tempo assai breve rispetto all'età della Galassia. Ciò pone un problema assai difficile: come ha potuto l'Universo passare in poco tempo da una omogeneità quasi perfetta ad una struttura fortemente inhomogenea, praticamente identica a quella attuale composta di stelle, galassie, cluster e vuoti?

Sussiste anche il problema in un certo senso opposto: perché l'Universo era così omogeneo al tempo della ricombinazione?

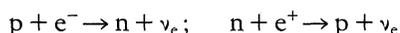
6. COSMOLOGIA E FISICA FONDAMENTALE

In quest'ultimo paragrafo mi propongo di esaminare alcuni problemi cosmologici che sono direttamente collegati con la fisica nucleare e la fisica delle particelle elementari; dovrò limitarmi alle notizie essenziali, non solo per ragioni di tempo, ma anche perché una discussione approfondita va al di là della mia conoscenza di queste materie.

6.1. ORIGINE DEGLI ELEMENTI

Nel plasma esistente alle alte temperature prima della ricombinazione si verificano alcune reazioni nucleari, che hanno portato alla sintesi di nuclei leggeri [55].

Brevemente: quando la temperatura scende sotto 938 Mev [56] (circa a $t = 10^{-6}$ s), il numero dei nucleoni per unità di volume co-movente non può più variare e quando essa scende sotto 1.4 Mev, i processi deboli



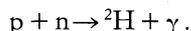
non sono più in grado di alterare il rapporto tra il numero di protoni e quello di neutroni, che rimane perciò congelato a circa 5 protoni per neutrone, fino a quando t diviene dello stesso ordine della vita media del neutrone (poco più di 10 minuti).

Infine quando la temperatura scende sotto 0.5 Mev, anche il rapporto tra il numero di fotoni ed il numero di nucleoni deve rimanere congelato, perché la scomparsa delle coppie è l'ultimo processo capace di liberare una quantità notevole di fotoni [57]. Da quell'istante il numero di fotoni rimane costante, cambia soltanto la loro energia media kT . Il rapporto tra il numero di nucleoni ed il numero di fotoni, che si suole indicare con η , per $T < 0.5$ Mev è quindi uguale a quello attuale e può essere valutato dalla temperatura della radiazione fossile, 2.74 K, e dalla densità ρ_0 . Data la grande incertezza su Ω_0 e la possibilità che tutta o gran parte della materia non visibile sia di natura non-barionica, si trova

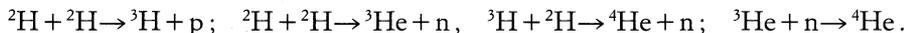
$$10^{-11} < \eta < 10^{-9}.$$

A $T = 0.5$ e fino a $T = 0.1$ Mev (quando la disintegrazione dei neutroni è già divenuta importante) la temperatura è sufficientemente alta perché possano verificarsi

reazioni di sintesi, incominciando dalla fusione del deuterio



La quantità di deuterio che arriva a sintetizzarsi è però piccola, perché la sintesi si trova a competere con il processo opposto (disintegrazione fotoelettrica) e con altre importanti reazioni come



Inoltre un numero cospicuo di neutroni si disintegrano per radioattività β prima di essere catturati.

Queste reazioni sintetizzano una grande quantità di ${}^4\text{He}$ ed anche piccole quantità di ${}^2\text{H}$ e ${}^3\text{He}$, ma il tritio (${}^3\text{H}$) è troppo instabile per formarsi in quantità apprezzabile. Nuclei più pesanti non possono essere sintetizzati, salvo una piccola quantità di ${}^7\text{Li}$, a causa della instabilità dei nuclei di peso 5 e 8 e della discesa della temperatura.

In definitiva la sintesi cosmica si arresta del tutto dopo poco più di 1000 secondi, quando il plasma contiene solo H, ${}^4\text{He}$ e piccole quantità di ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$; la produzione di elementi pesanti avviene esclusivamente nell'interno delle stelle durante la loro evoluzione.

Le abbondanze degli elementi leggeri dipendono dalla rapidità con cui diminuiscono temperatura e densità rispetto alla vita media dei neutroni e quindi da η ed anche dal numero di specie (*flavors*) di neutrini esistenti, perché questi contribuiscono apprezzabilmente alla densità totale. Si conoscono attualmente *tre specie* di neutrini,

$$\nu_e, \quad \nu_\mu \quad \text{e} \quad \nu_\tau$$

corrispondenti alle tre specie di leptoni con carica elettrica, ma a priori il loro numero potrebbe essere qualunque.

TABELLA 2. - *Abbondanze calcolate dei nuclei leggeri nel plasma primordiale.*

Sp. neutr.	${}^2\text{H}/\text{H}$	$({}^2\text{H} + {}^3\text{He})/\text{H}$	${}^7\text{Li}/\text{H}$	Y
2	$16 \cdot 10^{-5}$	$18 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-10}$	0.235
3	8.1	9.7	1.0	0.240
4	5.1	6.5	1.2	0.244
5	3.6	4.8	1.8	0.246
6	2.7	3.6	2.8	0.248
7	2.1	3.1	3.9	0.249

La tabella 2, riprodotta dalla nota di Steigman già citata, contiene i risultati del calcolo per $\eta = 10^{-10}$ e diversi numeri di specie di neutrini; Y indica la frazione della massa totale dovuta a ${}^4\text{He}$, di modo che $1 - Y$ è praticamente quella dovuta all'H.

I valori sperimentali sono difficili da determinare, perché naturalmente noi conosciamo le abbondanze dei vari elementi con una buona approssimazione in diversi oggetti esistenti attualmente (Sole, stelle, gas interstellare, rocce terrestri, meteoriti), ma non nel plasma primordiale. Le correzioni per l'inquinamento di queste fonti, da parte di materiale nuclearmente elaborato nell'interno delle stelle, introducono una forte

incertezza. I seguenti dati provengono dalla discussione contenuta nella relazione di Audouze al Simposio 124 dell'IAU; altri ricercatori trovano risultati identici

$$4 \cdot 10^{-5} < {}^2\text{H}/\text{H} < 4 \cdot 10^{-4}, \quad 2 \cdot 10^{-5} < {}^3\text{He}/\text{H} < 4 \cdot 10^{-4}, \\ 8 \cdot 10^{-10} < {}^7\text{Li}/\text{H} < 7 \cdot 10^{-9}, \quad Y = 0.24 \pm 0.01.$$

Il fatto che questi dati sono compatibili con i valori calcolati per $\eta = 10^{-10}$ e 3 specie di neutrini è considerato un buon *test* del modello canonico con i valori adottati dei parametri fondamentali ($H_0 = 50$ km/s per Mpc e Ω_0 compreso tra 0.1 e 1).

6.2. SCOMPARSA DELL'ANTIMATERIA; INFLAZIONE

Sakharov [58] è stato il primo a suggerire che, se la rottura della grande simmetria, che dovrebbe avvenire ad una temperatura di circa 10^{15} Gev (10^{28} K), raggiunta dall'Universo nell'istante $t_1 = 10^{-36}$ secondi, si verifica fuori delle condizioni di equilibrio termodinamico, ciò può spiegare l'assenza di antimateria nell'Universo attuale, cioè il valore residuo di η differente da zero, che rimane alla scomparsa delle coppie barioni-antibarioni, quando la temperatura è scesa a meno di 1 Gev.

Questo si deve a processi che violano la *conservazione carica-parità* (CP), come si ritiene possa verificarsi nel decadimento del protone: occasionalmente (una volta ogni 10^{32} anni), i due quark u di un protone, invece di interagire con lo scambio di un gluone, possono avvicinarsi a meno di 10^{-29} cm e ciò dà luogo alla loro distruzione con l'emissione di un bosone X [59] del campo grand-unificato con carica elettrica $4/3$ e massa 10^{15} Gev, il quale decade in un tempo brevissimo in un positrone ed un antiquark d ; quest'ultimo, insieme con il quark d , forma un pione π^0 , a sua volta instabile. Come è noto, sono in corso vari esperimenti per rivelare questo decadimento, previsto dalla teoria, ma esso non è stato ancora osservato con certezza [60].

A noi interessano processi del tipo

$$X \leftrightarrow qq, \quad \bar{X} \leftrightarrow \bar{q}\bar{q}, \quad X \leftrightarrow \bar{\ell}\bar{q}, \quad \bar{X} \leftrightarrow q\ell$$

dove q e ℓ indicano rispettivamente un quark ed un leptone e la soprallineatura indica le antiparticelle. In questi processi è violata la simmetria CP, da cui dipende la conservazione del numero delle particelle e di quello delle antiparticelle.

Durante la fase di altissima temperatura precedente la rottura della grande simmetria la vita media dei bosoni X era superiore a t e quindi questi processi potevano procedere con la medesima rapidità nei due sensi (cioè in condizioni di equilibrio termodinamico). In tal modo i numeri di particelle e antiparticelle sono divenuti uguali, indipendentemente da quello che erano all'inizio; ma dopo la rottura della grande simmetria, quando la temperatura è divenuta inferiore a 15 Gev, divengono prevalenti i processi di decadimento dei bosoni X, i quali avvengono attraverso due canali diversi, cioè sia in due quark e sia in un antiquark ed un antileptone e analogamente per l'antibosone \bar{X} .

Ora, mentre le vite medie dei bosoni e degli antibosoni corrispondenti alla somma dei due canali devono essere uguali (per la conservazione CPT, che non è mai violata), non è detto che lo siano quelle corrispondenti ad ognuno dei due canali presi

separatamente; per esempio il decadimento

$$X \rightarrow qq$$

può essere più lento del decadimento

$$\bar{X} \leftrightarrow \bar{q} \bar{q}.$$

In tal caso, siccome il decadimento avviene in una fase di rapida diminuzione della temperatura (a causa dell'espansione generale) e quindi fuori dall'equilibrio termodinamico, alla fine, quando tutti i bosoni X ed i loro antibosoni sono scomparsi, rimane congelato un eccesso di particelle rispetto alle antiparticelle. Quando, molto più tardi, saranno scomparse tutte le coppie, nell'Universo dovranno rimanere unicamente particelle, ossia materia ordinaria; l'antimateria sarà completamente distrutta.

Se la rottura della grande simmetria avviene fuori dell'equilibrio termodinamico, Guth ha mostrato che dovrebbe verificarsi un periodo di *inflazione*, in cui l'espansione, durante un tempo brevissimo, avviene senza diminuzione dell'energia della materia [61] (come quando uno stato stampa moneta senza la necessaria copertura). Ciò non implica un modello d'Universo diverso da quello canonico tradizionale, ma una modificazione che interessa solo le prime fasi dell'Universo ed è suggerita dalla teoria dei campi (non immaginata *ad hoc*).

La teoria di Guth muove dall'idea che la rottura della grande simmetria va vista come una *trasformazione di fase* (in senso termodinamico) ed è accompagnata da un *sovraffreddamento*, cioè da un abbassamento della temperatura al di sotto della temperatura critica, come quando la temperatura dell'acqua scende così rapidamente al di sotto di 0° , che l'acqua non si congela immediatamente; il cambiamento di fase (il congelamento dell'acqua) avviene alla temperatura critica, senza che sia necessario fornire energia dall'esterno.

Naturalmente l'energia non viene dal nulla; nel caso dell'acqua essa è fornita dall'energia dei gradi interni di libertà (il cosiddetto calore latente). Nel caso dell'Universo, l'energia proviene dal *vuoto*, al quale la teoria dei campi attribuisce una *struttura* ed una *densità di energia*.

La densità di energia totale ρ , contenuta in una certa regione dello spazio-tempo S_4 , che è quella che governa l'espansione, va pensata perciò come dovuta a *due* componenti: una componente, ρ_m , è l'*energia termica* ordinaria, dovuta all'energia delle particelle e dei campi; l'altra componente, ρ_v , è l'*energia del vuoto*.

Ad ogni istante si ha

$$(13) \quad \rho = \rho_m + \rho_v$$

ma il comportamento delle due componenti durante l'espansione è molto diverso. L'energia termica segue l'equazione di stato — equazioni (4) e (5) — mentre l'energia del vuoto è proporzionale al volume del sistema e quindi (malgrado l'espansione) la sua densità rimane *costante* e uguale all'energia di rottura della simmetria esistente per unità di volume

$$(14) \quad \rho_v = \text{cost} \approx 10^{19} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$$

fino a quando non avviene la trasformazione di fase, cioè il *cambiamento di struttura del vuoto* corrispondente alla rottura della simmetria.

Ciò premesso, la densità totale (di energia) dell'universo nell'istante $t = 0$ è, per la definizione dell'istante iniziale, quella corrispondente all'energia di Planck, che è molto maggiore dell'energia di rottura della grande simmetria; perciò per $t = 0$

$$\rho \approx \rho_m \approx 10^{19} \text{ Gev} \cdot \text{cm}^{-3}$$

e l'espansione iniziale avviene normalmente, come nel modello canonico tradizionale, cioè — v. equaz. (10) —

$$(15) \quad \rho \propto t^{-2}, \quad R \propto \sqrt{t}.$$

Dopo un certo tempo, però, al diminuire della densità, siccome ρ_v rimane costante, le due componenti della densità divengono presso a poco uguali. L'istante t_1 della rottura della grande simmetria è quello in cui

$$\rho_m \approx \rho_v \approx 10^{15} \text{ Gev} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Per $t > t_1$ la componente della densità corrispondente all'energia del vuoto diviene dominante, cioè

$$\rho \approx \rho_v \approx 10^{15} \text{ Gev} \cdot \text{cm}^{-3}$$

e, malgrado l'espansione, rimane costante (inflazione).

La corrispondente soluzione delle equazioni gravitazionali è ora identica a quella del cosiddetto Universo di de Sitter [62], in cui la costante di scala R cresce esponenzialmente con il tempo

$$(16) \quad R \propto \exp t$$

mentre ρ_m , ossia la temperatura, precipita a valori estremamente bassi (sovraraffreddamento).

Però il cambiamento di struttura del vuoto, a seguito della rottura della simmetria, determina la trasformazione dell'energia del vuoto in energia termica ordinaria; l'energia del vuoto quindi ha la funzione di calore latente. L'inflazione termina quando quasi tutta l'energia del vuoto si è trasformata in energia termica, ossia quando ρ_m , dopo essersi abbassata fino a quasi a 0 risale presso a poco al valore che aveva all'inizio dell'inflazione

$$\rho_m \approx 10^{15} \text{ Gev} \cdot \text{cm}^{-3}$$

mentre ora

$$\rho_v \approx 0.$$

A questo punto la componente dominante della densità è di nuovo quella corrispondente all'energia termica e l'espansione riprende normalmente, come nel modello canonico tradizionale — equazioni (15).

Ovviamente questa descrizione è solo schematica; le variazioni del ritmo di espansione non sono discontinue. Un'analisi un poco più dettagliata mostra che quasi tutta la durata del processo corrisponde all'espansione esponenziale, durante la quale la temperatura scende a zero, mentre il ritorno della densità dell'energia termica al valore di $10^{15} \text{ Gev} \cdot \text{cm}^{-3}$ è estremamente rapido [63]. Un punto importante, messo in

evidenza da Linde e da altri [64], è che il cambiamento di fase deve avvenire in modo semiclassico, perché la trasformazione dell'energia del vuoto in energia termica avviene in competizione con l'espansione.

L'inflazione dà una spiegazione convincente della straordinaria uniformità del plasma che si osserva al momento della ricombinazione. La questione si collega con il *problema dell'orizzonte*.

In breve: se due particelle all'istante t si trovano ad una distanza superiore a quella che la luce partita da una di esse nell'istante iniziale ha percorso fino allora, esse non hanno ancora avuto tempo di interagire tra loro: all'istante t ognuna è ancora fuori dell'orizzonte dell'altra. D'altra parte non è difficile mostrare che, secondo il modello canonico tradizionale (che non tiene conto dell'inflazione), due aree della sfera celeste, separate da qualche decina di minuti d'arco (il valore esatto dipende dai parametri fondamentali H_0 e Ω_0), al tempo della ricombinazione t , erano una fuori dell'orizzonte dell'altra; pertanto le corrispondenti regioni dello spazio-tempo S_4 , non avendo ancora potuto interagire fra loro, avrebbero dovuto, evolversi in modo totalmente indipendente. Come è possibile allora che esse si trovino alla stessa temperatura (con una differenza di meno dello 0.01% (Sez. 5.2)), come dimostra la quasi perfetta isotropia della radiazione fossile?

Nella fase precedente all'inflazione, il raggio dell'orizzonte r_b di una particella situata nell'origine cresce con una velocità doppia di quella della luce

$$(17) \quad r_b = 2ct.$$

Quindi tutte le particelle entro una regione sferica di raggio $2ct_1$ hanno potuto interagire prima dell'inflazione e la temperatura entro questa regione è divenuta uniforme.

Durante l'inflazione il raggio della regione uniforme cresce come il fattore di scala R e diviene perciò

$$(19) \quad r'_b = \Delta r_b$$

$$(20) \quad \Delta = \exp \left[\frac{t'_1 - t_1}{t_1} \right]$$

essendo t'_1 l'istante finale dell'inflazione. Siccome poi alla fine dell'inflazione l'espansione riprende il ritmo normale del modello canonico, il raggio della regione uniforme in tutti gli istanti successivi sarà maggiore di quello dell'orizzonte calcolato con il modello tradizionale per il medesimo fattore Δ .

Basta quindi che la durata dell'inflazione sia sufficientemente grande rispetto a t_1 perché al momento della ricombinazione tutti i punti della sfera celeste siano interni alla regione uniforme, cioè si trovino alla medesima temperatura. Con un calcolo approssimato si trova

$$\frac{t'_1 - t_1}{t_1} \approx 60, \quad \Delta \approx 10^{26}$$

che è ampiamente sufficiente per spiegare l'isotropia della radiazione fossile. In effetti la regione uniforme comprende tutto l'orizzonte attuale.

Da ultimo mi limiterò ad accennare a quello che in questo momento è forse il problema più importante della Cosmologia: la *formazione di stelle, galassie, cluster, ecc.* ..., dopo la ricombinazione. La semplice instabilità gravitazionale non può spiegare la rapida condensazione del gas. Perciò si deve supporre che in seno al plasma esistano già prima della ricombinazione dei «semi» delle future condensazioni.

In altre parole, mentre la materia barionica, che interagisce fortemente con la radiazione elettromagnetica prima della ricombinazione, era distribuita con la quasi perfetta uniformità rivelata dalla radiazione fossile, si deve pensare che il campo gravitazionale dovesse già possedere una struttura irregolare con forti gradienti locali. Avvenuta la ricombinazione, il gas è precipitato nelle buche di potenziale, assai più rapidamente di quanto corrisponderebbe all'instabilità gravitazionale.

Il modello inflazionario suggerisce una possibile soluzione della difficoltà, perché alla fine dell'inflazione il plasma deve trovarsi in uno stato di grande turbolenza, con forti gradienti di densità. A causa dell'elevata temperatura, tutte le particelle presenti sono relativistiche, cioè si muovono con una velocità praticamente uguale a quella della luce, che dovrebbe smorzare rapidamente la turbolenza.

Se però esistesse una classe di particelle dotate delle seguenti proprietà: *neutralità al campo elettromagnetico* e quindi natura non barionica, *massa propria abbastanza grande*, in modo da divenire rapidamente non relativistiche, *vita media abbastanza lunga* per essere ancora presenti al momento della ricombinazione, queste particelle formerebbero una *materia oscura e fredda (cold dark matter)*, che potrebbe mantenere i gradienti di potenziale gravitazionale fino oltre il momento della ricombinazione.

Naturalmente questi gradienti non sarebbero osservabili direttamente, perché quello che si osserva è il plasma barionico, che è mantenuto uniforme dall'interazione con la radiazione elettromagnetica (cioè con i fotoni). Dopo la ricombinazione il gas, disaccoppiato dalla radiazione, cade rapidamente nelle buche di potenziale, e va a formare gli oggetti conosciuti (stelle galassie, ecc. ...) [65].

Attualmente non si conosce una classe di particelle dotate di queste proprietà [66]. Sono state proposte anche altre possibilità, ma senza raggiungere una conclusione soddisfacente [67]. La parola spetta ora a cosmologi e fisici teorici dotati di sufficiente immaginazione.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Si veda, per es. il discorso introduttivo di A. SANDAGE al Simposio di Beijing (China), IAU Symp. 124, A. Hewitt, G. Burbidge and Li Zhi Fang eds., Reidel, 1987, pag. 1 (questo volume sarà citato in seguito brevemente come IAU Symp. 124).
- [2] E. HUBBLE, «Proc. Nat. Ac. Washington», **15**, 168, 1929.
- [3] A. FRIEDMANN «Zeitschr. f. Phys.», **10**, 377, 1922; *ibid.*, **21**, 326, 1924.
- [4] G. LEMAÎTRE, «Ann. Soc. Scient. Bruxelles», **47A**, 49, 1927.
- [5] Per questo motivo il modello *standard* è talora considerato popolarmente come un modello *creazionistico*. La questione involge problemi filosofici circa la natura del tempo (cosmico) che non possono essere qui discussi. In realtà non si saprebbe come definire il «tempo» in una situazione fisica in cui si ha $T > T_p$ se la teoria della Relatività e la teoria quantistica si applicassero contemporaneamente. Si veda in proposito un mio articolo nella rivista *Astronomia* del luglio 1988.
- [6] V. per es. I. IBEN and A. RENZINI, «Physics reports», **105**, 331, 1984. Le ricerche più recenti indicano un'età ancora maggiore, non meno di $16 \cdot 10^9$ anni.

- [7] V. per es. la mia conferenza: L. GRATTON, «Rend. Acc. Lincei Classe S.F.M.N.», Serie VIII, vol. LXXVII, pag. 355, 1985. Per una discussione molto ampia dell'attività corrispondente ai nuclei galattici e alle radiosorgenti, si veda: M. C. BEGELMAN, R. D. BLANDFORD and M. J. REES, *Theory of extragalactic sources*. «Rev. Mod. Phys.», **56**, 255, 1984.
- [8] C. L. SARAZIN, *X-ray emission from clusters of galaxies*. «Rev. Mod. Phys.», **58**, 1, 1986.
- [9] Tra gli articoli di rassegna più recenti, si veda: J. KORMENDY, *The structure of dark matter*. «Proc. of First Yellow Mountain Summer School on Physics and Astrophysics». *Origin, Structure and Evolution of Galaxies*, Li Zhi Fang ed., Singapore, World Scientific Pub. Co. in press.
- [10] S. M. FABER and J. S. GALLAGHER, «Ann. Rev. Astron. and Astroph.», **17**, 135, 1979.
- [11] W. B. BURTON, in «*Galactic and extragalactic Radioastronomy*», G. L. Verschuur and K. I. Kellermann eds., Springer Verlag, in press.
- [12] $M_0 = 2 \cdot 10^{33}$ g è la massa del Sole, impiegata sempre come unità di massa dei corpi celesti.
- [13] F. D. A. HARTWICK and W. L. W. SARGENT, «Astroph. J.», **221**, 512, 1978.
- [14] J. N. BAHCALL and S. TREMAINE, «Astroph. J.», **244**, 805, 1981; S. VAN DEN BERGH, «Publ. A. S. Pac.», **93**, 428, 1981.
- [15] P. J. E. PEEBLES, *Physical Cosmology*, Balian et al. eds., North Holland, Amsterdam, pag. 231.
- [16] V. per es. D. LYNDEN-BELL, in *Astrophysical Cosmology*, H. A. Brück, G. A. Coyne and M. S. Longair eds., Pont. Ac. Sc. - Scripta varia n. 48, pag. 86, 1981.
- [17] $L_0 = 4 \cdot 10^{33}$ erg/s è la luminosità del sole.
- [18] D. FABRICANT, M. LECAR and P. GORENSTEIN, «Astroph. J.», **241**, 552, 1980; D. FABRICANT and P. GORENSTEIN, «Astroph. J.», **267**, 535, 1983; J. MATILSKY, C. JONES and W. FORMAN, «Astroph. J.», **291**, 621, 1985.
- [19] C. L. SARAZIN, nota citata.
- [20] G. DE VAUCOULEURS, «*Vistas in Astronomy*», **2**, 1584, 1956.
- [21] G. DE VAUCOULEURS, «Publ. A.S.Pac.», **83**, 113, 1971.
- [22] P. J. E. PEEBLES, *The large-scale structure of the Universe*, Princeton, University Press, 1980.
- [23] J. H. OORT, «Ann. Rev. Astron. Astroph.», **21**, 373, 1983. Si veda anche G. CHINCARINI and G. VETTOLANI, «I.A.U. Symp.», **124**, pag. 275.
- [24] N. A. BAHCALL and R. M. SONEIRA, «Astroph. J.», **277**, 27, 1984.
- [25] S. F. SHANDARIN, A. G. DOROSHEVICH and YA. B. ZEL'DOVICH, «Sov. Phys. Usp.», **26**, 46, 1983.
- [26] V. DE LAPPARENT, M. J. GELLER and J. P. HUCHRA, «Astroph. J.», **302**, L21, 1986.
- [27] M. P. HAYNES and R. GIOVANELLI, «Astroph. J.», **306**, L59, 1986.
- [28] R. P. KIRSCHNER, A. OEMLER and P. L. SCHECHTER, «Astroph. J.», **248**, L57, 1981.
- [29] La galassia più lontana, di cui è stata finora misurata la velocità (G. DJORGOVSKI, H. SPINRAD, P. MC CARTHY and M. A. STRAUSS, «Astroph. J.», **209**, L1, 1985) ha un redshift $z = 3.218$, ma questa è stata scelta per la misura, perché si trova molto vicina ad una quasar con cui è presumibilmente associata. Per valori di z così grandi l'equazione (10) non è più valida; impiegando l'equazione esatta, si trova che $z = 3.218$ corrisponde ad una velocità di 268 000 km/s, quasi 0.9 volte la velocità della luce!
- [30] H. SPINRAD, «Publ. A.S.Pac.», **98**, 269, 1986; «I.A.U. Symp.», n. 124, pag. 129.
- [31] V. per es.: K. I. KELLERMANN and J. V. WALL, «I.A.U. Symp.», **124**, pag. 545.
- [32] V. per es. M. SCHMIDT and R. GREEN, in *Astrophysical Cosmology*, H. A. Brück, G. A. Coyne and M. S. Longair eds., Pont. Ac. Sc. - Scripta varia n. 48, pag. 281, 1981.
- [33] P. S. OSMER, «Astroph. J.», **253**, 28, 1982; i risultati più recenti suggeriscono però che non si tratta di un vero e proprio «taglio» nella distribuzione delle quasar in funzione del redshift, ma piuttosto di una diminuzione graduale del loro numero, a partire da $z = 3$ (M. SCHMIDT, «IAU Symp.», **124**, pag. 619).
- [34] Y. CHU and L. Z. FANG, «IAU Symp.», **124**, pag. 627.
- [35] J. V. WALL, *The early Universe - An observer view*. «Proc. of the Summer School at Pearson College», R. Obs. Greenwich, prepr. n. 50, 1986.
- [36] Vedi C. R. CANIZARES, «IAU Symp.», **124**, pag. 729 ed anche altre note allo stesso simposio.
- [37] V. per es. M. AARONSON, J. HUCHRA and J. MOULD, «Astroph. J.», **229**, 1, 1979.
- [38] La bibliografia è troppo vasta per essere qui riportata; si veda: G. TAMMAN, «IAU Symp.», **124**, pag. 151, avvertendo, per dovere di imparzialità, che la discussione ivi contenuta non è del tutto corretta, benché le conclusioni coincidano con quelle qui sostenute.

- [39] Si veda, per es. K. G. MALMQUIST, «Lund Medd.», Ser. II, n. 22, 1920 e, per una trattazione moderna, A. M. SPAENHAUER, «Astr. and Astroph.», **65**, 313, 1978.
- [40] R. C. KRAAN-KORTEWEG, L. M. CAMERON and G. A. TAMMANN, preprint.
- [41] Il modulo di distanza di un oggetto celeste di magnitudine apparente m e magnitudine assoluta M è

$$m - M = 5 \log r - 5$$
essendo r la distanza in pc.
- [42] L. GRATTON, risultato presentato al convegno Linceo sulla Dinamica delle galassie (maggio 1988).
- [43] G. TAMMANN, «I.A.U. Symp.», **124**, pag. 151.
- [44] G. BRUZUAL, «Astroph. J.», **273**, 105, 1983; *Spectral Evolution of Galaxies*, C. Chiosi e A. Renzini, eds., Reidel, 1986, pag. 263.
- [45] H. SPINRAD, «IAU Symp.», **124**, pag. 129.
- [46] A. A. PENZIAS e R. W. WILSON, «Astroph. J.», **142**, 419, 1965.
- [47] R. B. PARTRIDGE, *Observations of the microwave background*. «Proc. of the Vatican Conf. held in Castel Gandolfo», July 1-9, 1985. W. R. Stoeger, S. J. ed., pag. 173; «IAU Symp.», **124**, pag. 31.
- [48] Vedi R. B. PARTRIDGE, note citate. Un termine a carattere quadripolare, annunciato dal gruppo del Prof. Melchiorri è ancora in discussione; vi sono indicazioni che, se presente, questo termine dovrebbe dipendere dalla frequenza della radiazione e, in tal caso, sarebbe probabilmente di origine galattica (v. M. HALPERN, «IAU Symp.», **124**, pag. 67).
- [49] G. TAMMANN and A. SANDAGE, «Astroph. J.», **294**, 81, 1985.
- [50] A. DRESSLER, S. M. FABER, D. BURSTEIN, R. L. DAVIES, D. LYNDEN-BELL, R. TERLEVICH and B. WEGNER, «Astroph. J.», **313**, L42, 1987.
- [51] A. DRESSLER, «Astroph. J.», **329**, 519, 1988.
- [52] M. ROWAN-ROBINSON, «IAU Symp.», **124**, pag. 229; R. FABRI e V. NATALE, *2nd National Conference on Infrared Astronomy*. «Mem. S.A.It.», **58**, 333, 1987.
- [53] P. A. SHAVER, «Nature», **326**, 773, 1987.
- [54] R. D. DAVIES, A. N. LASENBY, R. A. WATSON, E. J. DAINTREE, J. HOPKINS, J. BERCKMAN, J. SANCHES-ALMEIDA and R. REBOLO, «Nature», **326**, 462, 1987. Tutte le osservazioni anteriori avevano sempre dato risultati negativi (ampiezza delle fluttuazioni minori di 10^{-4}).
- [55] R. V. WAGONER, W. A. FOWLER and F. HOYLE, «Astroph. J.», **148**, 3, 1967; per discussioni aggiornate, con ampia bibliografia, v. A. M. BOESGAARD and G. STEIGMAN, «Ann. Rev. Astron. Astroph.», **23**, 319, 1985; G. STEIGMAN, *Modern Cosmology: the Particle Physics connection*. «Proc. of the Vatican Conf. held in Castel Gandolfo», July 1-9, 1985. W. R. Stoeger, S.J. ed., pag. 149, e J. AUDOUZE, «IAU Symp.», **124**, pag. 89.
- [56] In queste considerazioni è d'uso indicare la temperatura T mediante l'energia media kT delle particelle, espresse in elettron volt:

$$1 \text{ ev} = 11605 \text{ K}, \quad 1 \text{ Mev} = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ K}, \quad 1 \text{ Gev} = 1.16 \cdot 10^{13} \text{ K}.$$
- [57] Nel plasma, prima della ricombinazione, naturalmente non si ha creazione di fotoni, perché lo scambio di energia tra materia e radiazione è dovuto a pura diffusione.
- [58] A. D. SAKHAROV, «Pis'ma Zh. Exp. Theor. Phys.», **5**, 32, 1967.
- [59] Si indicano con X i bosoni mediatori (quanti) del campo grand-unificato (forte + elettro-debole). Nella cosiddetta *teoria minima* di Georgi e Glashow si postulano 24 bosoni X , 12 dei quali al momento della rottura della grande simmetria acquistano una massa propria uguale all'energia di rottura divisa per c^2 e si disintegrano immediatamente; gli altri 12 acquistano le proprietà degli 8 gluoni (quanti del campo forte) e dei 4 quanti del campo elettro-debole. Al momento della rottura della simmetria elettro-debole, 3 quanti acquistano una massa di circa 1 Gev (bosoni W^+ , W^- e Z), divenendo i mediatori del campo debole, e l'ultimo (il fotone) rimane senza massa e senza carica elettrica e diviene il mediatore del campo elettrodinamico. Oggi, la teoria minima non sembra accettabile (soprattutto perché predice una vita media troppo breve del protone), tuttavia essa viene impiegata nelle considerazioni cosmologiche, nella speranza che le indicazioni che se ne ricavano siano giuste almeno qualitativamente.
- [60] V. per es. E. FIORINI, *First ESO-CERN Symposium*, pag. 81, 1983, Ginevra.
- [61] V. per es. A. GUTH, «Phil. Trans. R. Soc. London», **A 307**, 141, 1982; D. NANOPOULOS, *First ESO-CERN Symposium*, Geneva, 1983, pag. 349. Una trattazione molto più ampia si trova in R. H. BRANDENBERGER, *Quantum field theory methods and inflationary universe models*. «Rev. Mod. Phys.», **57**, 1, 1985.

- [62] W. DE SITTER, «Monthly Not. R. A. S.», **78**, 7, 1917. Nel modello di de Sitter la densità è supposta nulla e l'espansione è governata dal *termine cosmologico* introdotto da Einstein nelle sue equazioni del campo gravitazionale per ragioni non del tutto convincenti; questo termine per suggerimento dello stesso Einstein e di de Sitter fu supposto nullo in quasi tutti i modelli cosmologici successivi. Nella teoria inflazionaria la densità di energia del vuoto equivale al termine cosmologico. Il fattore di scala R (che non appare esplicitamente nell'elemento lineare dello spazio-tempo di de Sitter) viene messo in evidenza da una trasformazione di coordinate dovuta a ROBERTSON («Phyl. Mag.», V, 835, 1928) ed a WEYL («Phyl. Mag.», IX, 936, 1930).
- [63] V. per es. la nota citata di Brandenberger.
- [64] V. per es. A. D. LINDE, «Comm. Astroph.», **10**, 229, 1985; D. V. NANOPOULOS, «Comm. Astroph.», **10**, 219, 1985.
- [65] V. per es. G. R. BLUMENTHAL, S. M. FABER, J. R. PRIMACK and M. J. REES, «Nature», **311**, 517, 1984; J. SILK, «IAU Symp.», **124**, pag. 391; A. DEKEL and M. J. REES, «Nature», **327**, 455, 1987.
- [66] P. HUT and S. D. M. WHITE, «Nature», **310**, 637, 1984.
- [67] V. per es. T. W. B. KIBBLE, «Physics Reports», **67**, 183, 1980; C. J. HOGAN and M. J. REES, «Nature», **311**, 109, 1984; A. VILENKIN, «Physics Reports», **121**, 263, 1985.