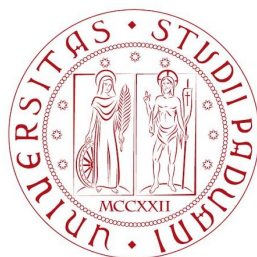


Università degli studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



Tesi di Laurea in Astronomia

**LA RADIAZIONE COSMICA
DI FONDO NELLE MICROONDE:
ANISOTROPIE DI INTENSITA'
E LORO SIGNIFICATO**

Relatore:
Ch.mo Prof.
**ALBERTO
FRANCESCHINI**

Presentata da:
GIULIO SCELFO
Matricola 1052203

Anno Accademico 2014-2015

Abstract *Lo studio delle fluttuazioni in temperatura dello spettro della Radiazione Cosmica di Fondo fornisce forti limiti sulle stime di numerosi parametri cosmologici, nonché la possibilità di confutare o avvalorare teorie cosmologiche. L'elaborato presta particolare attenzione alla relazione tra anisotropie, cause fisiche e stima di alcuni parametri cosmologici, con particolare riferimento ai risultati ottenuti nel Febbraio 2015 dalla missione Planck.*

Indice

1	Cos'è il Fondo Cosmico di Microonde?	9
2	Anisotropie del Fondo Cosmico di Microonde	13
2.1	Spettro di potenza angolare delle anisotropie	14
2.2	Meccanismi di anisotropia	16
2.2.1	Anisotropie primarie	17
2.2.2	Anisotropie secondarie	19
3	Anisotropie e parametri cosmologici	25
3.1	Andamento generale dello spettro di potenza	25
3.2	Primo picco acustico e curvatura dell'universo	27
3.3	Influenza del parametro H_0	28
3.4	Effetti della densità di materia	30
3.5	Effetti della costante cosmologica	30
4	Risultati della missione Planck e problematiche aperte	33
4.1	Costante di Hubble	33
4.2	Densità di materia	34
4.3	Curvatura dell'universo	36
5	Discussione e conclusioni	39

Introduzione

Uno dei numerosi motivi per cui la Radiazione Cosmica di Fondo nelle Microonde venga studiata con estremo interesse riguarda la stretta correlazione tra spettro di potenza angolare e vincoli sui parametri cosmologici. I fenomeni fisici causanti le anisotropie (sia primarie che secondarie) e il modo con cui questi influiscono sullo spettro di potenza è infatti legato alle caratteristiche globali dell'universo, descritte da una serie di parametri cosmologici. Dall'osservazione delle fluttuazioni nella temperatura della CMB e dalla conoscenza di come ciascuno di essi influenzi la forma dello spettro di potenza angolare sono ottenibili stime ben vincolanti.

In questo elaborato è stata prestata particolare attenzione alle stime pubblicate nel Febbraio 2015 in [Planck XIII], dal momento che (per quanto riguarda i parametri costante di Hubble H_0 , densità di materia Ω_m e densità di energia oscura Ω_Λ) si osserva una discordanza tra questi risultati e quelli ottenuti da numerosi studi antecedenti. Più precisamente si trova una generale inconciliabilità (salvo qualche eccezione) tra le stime ottenute a livello locale e quelle a grande scala (ad esempio proprio dallo studio della CMB). Varie ipotesi sono state avanzate, invocanti sia nuovi concetti fisici, sia ipotizzando specifiche distribuzioni di materia a livello locale, sia tenendo semplicemente presente la possibile presenza di errori sistematici ignoti (idea che potrebbe essere avvalorata dal confronto tra metodologie diverse, come il caso [Chàvez et al. 2012] citato nel Capitolo 5).

In ogni caso, una risoluzione delle tensioni riguardanti H_0 sembra risolva anche quelle relative a Ω_m e Ω_Λ , essendo questi tre parametri strettamente correlati tra loro.

L'investigazione scientifica è ancora aperta in questo ambito e solo ricerche future potranno dare la possibilità di fornire una univoca spiegazione a tale questione.

Capitolo 1

Cos'è il Fondo Cosmico di Microonde?

La Radiazione Cosmica di Fondo nelle Microonde (CMB, dal termine inglese Cosmic Microwave Background) costituisce una ricca fonte di indagine in numerosi ambiti della cosmologia, dalla stima di parametri cosmologici alla conferma/smentita di modelli riguardanti il nostro universo e i processi fisici occorsi durante le sue fasi iniziali.

La prima osservazione della CMB avvenne casualmente nel 1964, ad opera di due radio-astronomi impegnati in un lavoro per i Bell Laboratories: A. Penzias e R. Wilson. Ciò che osservarono fu, ad una lunghezza d'onda di osservazione pari a 7.35 cm (che precisamente corrisponde alla coda dello spettro della CMB), un segnale lievemente più forte di quanto aspettato, isotropo e costante nel tempo. [Penzias, Wilson 1965] Precedentemente a tale osservazione era già stata avanzata l'ipotesi secondo cui la presenza di una radiazione nelle microonde permeante l'universo avrebbe costituito la testimonianza di un universo primordiale caldo, denso e opaco. La scoperta di Penzias e Wilson, dunque, sembrò alimentare tale teoria. [Dicke et al. 1965] Ma da cosa è originata la CMB? Sono qui fondamentali i concetti di ricombinazione e ultimo scattering: con epoca della ricombinazione si intende il tempo in cui la componente barionica dell'universo passa dall'essere un plasma ionizzato ad un gas di atomi neutri. Tale processo è strettamente legato al passaggio da un universo opaco ad uno trasparente: al diminuire del livello di ionizzazione della componente barionica le interazioni tra elettroni e fotoni (sotto forma di scattering) diminuiscono fin quando il libero cammino medio fotonico diventa maggiore della distanza di Hubble $c/H(t)$. A tal punto, l'universo non sarà più costituito da un unico fluido foto-barionico (ove le due componenti, in equilibrio termico tra loro, sono caratterizzate dalla stessa temperatura T): i fotoni si disaccoppieranno dalla materia. Ogni osservatore

nell'universo è così circondato dalla cosiddetta superficie di ultimo scattering, dalla quale i fotoni della CMB hanno viaggiato fino a giungere all'osservatore stesso. È per questo motivo che la CMB è considerata la più antica immagine dell'universo ottenibile: prima dell'ultimo scattering esso era opaco e, dunque, non è possibile ricevere alcun fotone da un periodo antecedente tale evento cosmologico, a cui corrisponde un redshift $z \simeq 1100$ (circa 380000 anni dopo il Big Bang). [Franceschini 2015]

Dal momento che l'energia fotonica media della radiazione in questione ($6 \cdot 10^{-4} eV$ [Ryden 2003]) è paragonabile all'energia vibrazionale o rotazionale di piccole molecole come l'acqua, fotoni microonde di lunghezza d'onda minore di circa 3cm sono fortemente assorbiti dal vapore acqueo atmosferico. Per questo motivo la CMB può essere osservata, al di sotto di tale limite, per mezzo di palloni d'alta quota o dal Polo Sud (per via dell'elevata altezza e della bassa umidità atmosferica), ma la migliore via per misurarne lo spettro consiste nell'osservare direttamente da oltre l'atmosfera terrestre.

Nel 1989 fu lanciato in orbita il COsmic Background Explorer (COBE) allo scopo di misurare lo spettro della CMB su un ampio valore di frequenze. I tre strumenti posti a bordo (DIRBE, osservante a lunghezze $0.001mm < \lambda < 0.24mm$; FIRAS, a lunghezze $0.1mm < \lambda < 10mm$; DMR, produttore mappe full-sky della CMB a $\lambda = 3.3, 5.7$ e $9.6mm$) permisero di dedurre le seguenti caratteristiche spettrali [Smoot et al. 1992]:

- In qualsiasi direzione angolare sulla sfera celeste si osservasse, lo spettro della CMB è estremamente vicino a quello di un corpo nero. FIRAS, che avrebbe potuto individuare fluttuazioni dall'anadamento di corpo nero dell'ordine di 10^{-4} , non trovò alcuna deviazione.
- Fu riscontrata una distorsione di dipolo: nonostante ciascun punto del cielo mostrasse uno spettro di corpo nero, per metà del cielo esso è risultato leggermente spostato verso temperature maggiori (blueshift) e per metà verso temperature minori (redshift). Tale anisotropia è stata classificata come non intrinseca, ma bensì derivante dal moto di COBE rispetto al sistema di riferimento in cui la CMB appare isotropa. Tenendo conto del moto orbitale del satellite attorno alla Terra, del moto della Terra attorno al Sole, del moto orbitale del Sole attorno al centro galattico, del moto della Galassia attorno al centro di massa del Gruppo Locale e del moto di quest'ultimo verso l'ammasso della Vergine (che a sua volta è accelerato verso il super-ammasso dell'Idra-Centauro) è possibile ripulire lo spettro osservato da tale distorsione, consistentemente con il fatto che il Gruppo Locale si muove nella direzione della costellazione

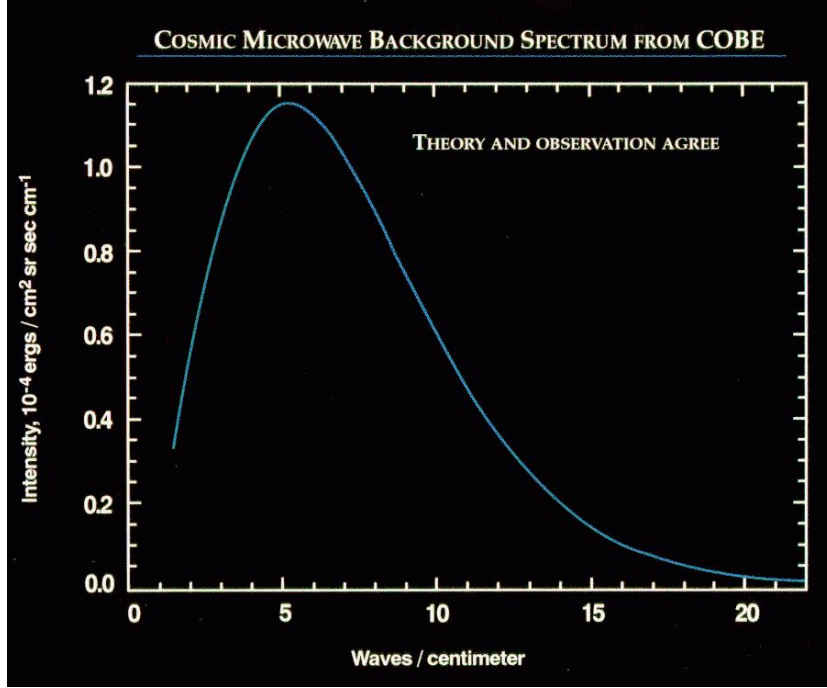


Figura 1.1: Spettro della CMB. La curva spessa indica la predizione teorica per uno spettro di corpo nero. I dati di FIRAS coincidono così perfettamente che la curva sperimentale è indistinguibile da quella teorica, mentre le barre d'errore sono più piccole dello spessore della curva. *Da lambda.gsfc.nasa.gov.*

dell'Idra con una velocità di circa $627 \pm 20 \text{ km/s} = 0.0021c$, implicando una velocità della Terra di $350 \pm 30 \text{ km/s}$ rispetto al sistema di riferimento rispetto cui la CMB apparirebbe isotropa. [Bennet et al. 1996]

- Una volta sottratta la distorsione di dipolo, fu osservato un elevatissimo livello di isotropia nello spettro della CMB: mentre il valor medio della temperatura corrispondente a tale radiazione fu stimato essere

$$\langle T \rangle = \frac{1}{4\pi} \int T(\vartheta, \varphi) \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi = 2.725 \text{ K} \quad (1.1)$$

la fluttuazione in temperatura in un dato punto del cielo è risultata

$$\left\langle \left(\frac{\delta T(\vartheta, \varphi)}{T} \right) \right\rangle^{1/2} = 1.1 \cdot 10^{-5} \quad (1.2)$$

ove

$$\frac{\delta T}{T}(\vartheta, \varphi) = \frac{T(\vartheta, \varphi) - \langle T \rangle}{\langle T \rangle} \quad (1.3)$$

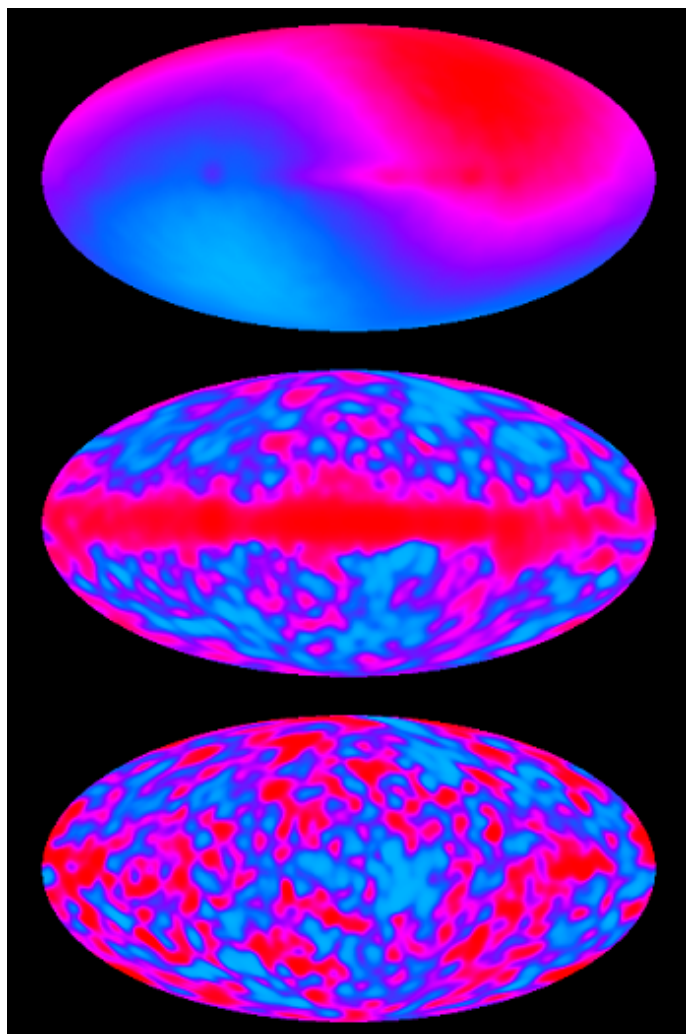


Figura 1.2: Fluttuazioni nella temperatura della CMB prima della sottrazione della distorsione di dipolo (in alto), dopo aver sottratto la distorsione di dipolo (al centro) e dopo aver sottratto ulteriormente l'emissione del piano galattico (in basso). *Da lambda.gsfc.nasa.gov.*

Una radiazione di fondo di tale tipo supporta l'idea di un universo originariamente caldo, denso, opaco e quasi omogeneo, come prevede il modello del Big Bang. Se l'universo non avesse attraversato una fase di questo tipo, qualsiasi spiegazione della presenza della CMB, per le conoscenze attuali, risulterebbe molto più forzata.

Capitolo 2

Anisotropie del Fondo Cosmico di Microonde

È stato sopra affermato che, escludendo l'anisotropia di dipolo che non ha origini intrinseche alla CMB, la Radiazione di Fondo mostra un elevato livello di isotropia. Dopo COBE, che non era in grado di rilevare fluttuazioni nella temperatura corrispondenti a scale angolari più piccole di 7° , esperimenti successivi (come MAXIMA, DASI e BOOMERANG) fornirono mappe con scale attorno ai 10 arcominuti. Il motivo del forte interesse in questo ambito investigativo consiste nell'importante ruolo che le anisotropie nella funzione temperatura $T(\vartheta, \varphi)$ vengono ad assumere. Tali piccole distorsioni testimoniano il fatto che l'universo non fosse perfettamente omogeneo al tempo dell'ultimo scattering e, tramite lo studio e la comprensione di queste fluttuazioni, possono essere estratte preziose informazioni: da un lato si indaga su quali possano esserne le cause e cosa si possa dire riguardo i processi fisici in atto nell'universo primordiale; dall'altro, accurate mappature delle anisotropie in questione forniscono necessarie informazioni riguardanti le condizioni iniziali per modelli cosmologici descrittivi la formazione di strutture cosmiche di larga scala.

Nel seguito di questo lavoro verrà data particolare importanza ai fenomeni fisici causanti le suddette fluttuazioni (Capitolo 2) e a come la loro osservazione può fornire dei vincoli sulla stima dei parametri cosmologici (Capitolo 3), considerando in particolare i risultati ottenuti dalla missione spaziale Planck (Capitoli 4/5).

2.1 Spettro di potenza angolare delle anisotropie

Analogamente a come le funzioni seno e coseno possono essere sfruttate per la scomposizione, nello spazio di Fourier, di funzioni definite in uno spazio cartesiano, è possibile scomporre arbitrarie funzioni definite sulla superficie di una sfera tramite l'ausilio delle armoniche sferiche. Tale processo è applicato proprio nello studio delle anisotropie della Radiazione di Fondo, dove la funzione di interesse è la fluttuazione della temperatura della CMB rispetto al valor medio: $\delta T(\vartheta, \varphi)/T(\vartheta, \varphi)$. La sfera su cui essa è definita, ovviamente, consiste nella sfera celeste.

Si può dunque scrivere:

$$\frac{\delta T}{T}(\vartheta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\vartheta, \varphi) \quad (2.1)$$

dove

$$Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \left[\frac{(2l+1)(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!} \right]^{1/2} P_l(\cos \vartheta) e^{im\varphi} M \quad (2.2)$$

$$(con M = (-1)^m \text{ per } m \geq 0 \text{ e } M = 1 \text{ per } m < 0)$$

sono proprio le funzioni armoniche sferiche (l viene detto ordine di multipolo, $P_l(\cos \vartheta)$ è un polinomio di Legendre di ordine l).

Le armoniche sferiche costituiscono un set di funzioni ortonormali, ovvero soddisfano alla condizione:

$$\int_{4\pi} Y_{lm}^* Y_{lm} d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (2.3)$$

con $d\Omega$ angolo solido. Ciò che è di interesse in cosmologia non è esattamente la posizione del cielo di punti caldi e freddi, ma bensì le loro caratteristiche a livello statistico. Una importante proprietà statistica relativa alle fluttuazioni in temperatura è la funzione di correlazione $C(\vartheta)$:

$$C(\theta) = \langle \frac{\delta T(\vartheta, \varphi)}{T(\vartheta, \varphi)}(\hat{n}) \frac{\delta T(\vartheta, \varphi)}{T(\vartheta, \varphi)}(\hat{n}') \rangle_{\hat{n}\hat{n}'=\cos(\theta)} \quad (2.4)$$

ove $\hat{n}$ e $\hat{n}'$ determinano le direzioni, separate da un angolo θ di due punti arbitrari sulla sfera celeste.

Se si conoscesse il valore di tale funzione per ogni possibile valore di θ , si avrebbe una descrizione statistica completa delle fluttuazioni di temperatura a tutte le scale angolari. E' per questo motivo che, a causa delle limitazioni

osservative, lo sviluppo in armoniche sferiche torna estremamente utile. La funzione di correlazione può allora essere espressa come

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) C_l P_l(\cos \vartheta) \quad (2.5)$$

in modo tale da poterla spezzare in diverse componenti. Il termine C_l può essere considerato come una misura della fluttuazione della temperatura alla scala angolare $\theta \sim 180^\circ/l$. Se la temperatura media è stata definita correttamente, il termine di monopolo ($l=0$) è nullo. Il termine di dipolo ($l=1$) corrisponde prevalentemente alla distorsione di origine non intrinseca dovuta al moto proprio dell'osservatore, menzionata precedentemente. Sono i termini corrispondenti ad un $l \geq 2$ ad essere di profondo interesse, in quanto descrittori di anisotropie intrinseche alla radiazione e quindi riportanti informazioni sulle fluttuazioni presenti al tempo dell'ultimo scattering.

Per quanto riguarda i termini a_{lm} , ciascuno di essi fornisce una descrizione dell'ampiezza delle fluttuazioni su scale angolari determinate da l . Assumendo che le fluttuazioni di T siano Gaussiane (ha senso porre questa semplificazione, dal momento che prove di non gaussianità non sono state, fino ad ora, trovate [Planck XVII]) è valida la relazione

$$\langle a_{lm}, a_{l'm'}^* \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (2.6)$$

dando a C_l il significato di media quadratica dei coefficienti a_{lm} :

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m, m'=-l}^l a_{l'm'}^* a_{lm} \quad (2.7)$$

Da queste basi si può sviluppare il concetto di spettro di potenza. E' tipico riportare il valore di C_l (o più solitamente di $l(l+1)C_l/2\pi$) in funzione del termine l (che, come visto prima, è interscambiabile con la scala angolare ϑ). Visto il significato di C_l , ne segue che se in cielo si presentano numerose regioni più calde o fredde rispetto alla media, lo spettro di potenza risulterà ampio, mentre apparirà basso se la distribuzione dei valori di T è più liscia (*Fig. 2.1*). Dallo spettro di potenza è possibile ricavare una notevole quantità di informazioni cosmologiche come, ad esempio, dei confini ben stretti ai possibili valori dei parametri cosmologici.

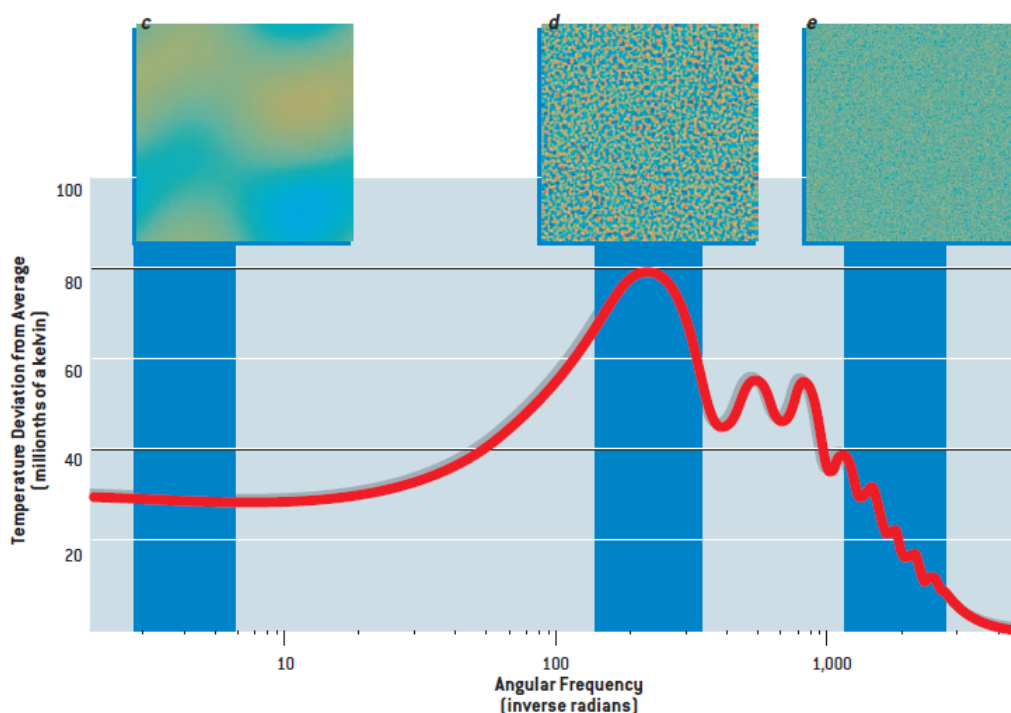


Figura 2.1: Andamento generale di uno spettro di potenza, in relazione al livello di anisotropia e scala angolare considerata: ad alti l la scala è piccola; per elevate anisotropie lo spettro è alto.

2.2 Meccanismi di anisotropia

In questa sezione verrà esposta una rassegna dei principali meccanismi fisici originanti le fluttuazioni in temperatura della Radiazione di Fondo.

Ad ogni modo, indipendentemente dal preciso meccanismo fisico coinvolto, le grandezze che influenzano la temperatura dei fotoni CMB sono le seguenti:

- Gravità: tramite redshift e blueshift gravitazionale;
- Densità: tramite riscaldamento da compressione e raffreddamento da espansione;
- Velocità: tramite effetto Doppler (diffusione di fotoni da parte di particelle in moto).

Le fluttuazioni di T osservate sono date dalla sovrapposizione di ciascuno di questi contributi. Nel seguito sono esposti i principali meccanismi fisici che originano tali anisotropie, differenziandole tra primarie e secondarie.

2.2.1 Anisotropie primarie

Le anisotropie primarie sono quelle aventi origine dalla superficie di ultimo scattering. Tra le principali cause di fluttuazioni in questo caso si hanno:

Effetto Sachs-Wolfe

L'effetto Sachs-Wolfe descrive la dipendenza tra fluttuazioni in temperatura della CMB e perturbazioni nel potenziale gravitazionale al tempo dell'ultimo scattering. Le fluttuazioni toccate da questo effetto sono quelle osservabili a grandi scale: $R > R_H = c/H_{lastscattering}$.

Il concetto base è il seguente: se all'istante dell'ultimo scattering un fotone si trova in una buca di potenziale, affinché possa uscire da essa dovrà spendere dell'energia, uscendone così con una lunghezza d'onda maggiore (redshift gravitazionale). Al contrario, se durante l'ultimo scattering un fotone si trova su una cresta di potenziale, esso scenderà lungo essa acquistando energia e andando incontro ad un aumento di frequenza (blueshift gravitazionale). Da cosa possono essere causate queste disomogeneità nel potenziale Φ ? Si calcola che, al tempo dell'ultimo scattering, le densità di energia ε relative a materia oscura non barionica, materia barionica e radiazione assumono rispettivamente i valori di circa 18, 2.8, e $3.8 \cdot (10^{11} \text{ MeV} m^{-3})$ [Ryden 2003]. Dunque, al tempo dell'ultimo scattering, fu la materia oscura ad avere maggiore densità di energia e, quindi, ad influire di più sul potenziale gravitazionale.

L'effetto SW è dato dalla combinazione dei contributi di due grandezze fisiche: la gravità e la densità.

Considerando l'equazione di Poisson $\nabla^2(\delta\Phi) = 4\pi G(\delta\rho)$ (ove $\delta\rho = \delta\varepsilon/c^2$ è la densità di massa), si deduce che una variazione spaziale della densità di energia (o di massa) debba portare alla presenza di fluttuazioni nel potenziale gravitazionale. Se la materia oscura fosse stata distribuita in maniera del tutto omogenea, non si sarebbe presentata alcuna disomogeneità nel potenziale. Per quanto riguarda il redshift gravitazionale, dunque, si ha che in regime di campo debole, come quello gravitazionale in questo caso, il suo effetto sulle fluttuazioni di T è quantificabile come: $\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta\Phi}{c^2}$.

Ma questo non è l'unico contributo presente: a causa di implicazioni general-relativistiche, quando si osserva in zone sovradense si sta guardando una porzione più giovane dell'universo, a causa della dilatazione temporale dovuta appunto alla presenza di maggior quantità di materia. Sempre nel caso di campi deboli e approssimando ad adiabatiche le perturbazioni nella densità, tenendo conto del fatto che temperatura e fattore di scala sono legati dalla relazione $\delta T/T = -\delta a/a$, che in fasi dominate dalla materia $a(t) \propto t^{2/3}$ (ottenendo una dipendenza della variazione del fattore di scala dal tempo

cosmico del tipo $\delta a/a = (2/3)\delta t/t$ e che la dilatazione temporale causata all'ultimo scattering è esprimibile come $\delta t/t = -\delta\Phi/c^2$, si trova la relazione con le variazioni in temperatura: $\delta T/T = -\delta/a = -(2/3)\delta\Phi/c^2$. Aggiungendo tale termine negativo (dovuto alle perturbazioni in densità) al contributo dato dal redshift gravitazionale si ottiene perciò la relazione conclusiva:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta\Phi}{c^2} \quad (2.8)$$

Sono così esprimibili le fluttuazioni in temperatura in funzione delle variazioni spaziali di densità e gravità all'epoca dell'ultimo scattering. [Franceschini 2015]

Oscillazioni acustiche

Per scale minori dell'orizzonte alla ricombinazione ($R < R_H$) un fenomeno fisico di forte impatto sulla struttura delle anisotropie della CMB e sulla forma dello spettro di potenza è quello delle oscillazioni acustiche.

Il fluido composto da barioni e fotoni, risentendo della attrazione gravitazionale suscitata dalla materia oscura, cade nelle buche di potenziale causate da quest'ultima, divenendo sovradenso. A tal punto, vista la sua elevata densità, la sua pressione genera una forza opposta che implica un'espansione del fluido stesso, con conseguente tendenza ad uscire al di fuori della buca, finchè esso non sarà abbastanza rarefatto da sottostare nuovamente all'influenza gravitazionale della materia oscura che lo farà ricadere nella buca, e così via. Si genera quindi un moto qualitativamente descrivibile da un oscillatore armonico.

Dal momento che l'inflazione ha prodotto disturbi nella densità sostanzialmente nello stesso momento, le fasi di tutte le onde sonore sono sincronizzate [Hu et al. 2004]. Quello che si trova è uno spettro sonoro con una frequenza principale e una serie di ipertoni (ovvero modi con frequenze multiple di quella principale). Ciascuna di queste onde sonore può essere posta in analogia al caso di onde sonore in uno strumento a fiato: nel caso cosmologico, però, le onde oscillano nel tempo invece che nello spazio e la lunghezza dello strumento è sostituita dal tempo tra l'istante iniziale e l'ultimo scattering.

Il motivo per cui il fenomeno delle oscillazioni acustiche si verifica su scale $R < R_H$ è il seguente: al di sopra di tali scale il fluido foto-barionico (avente velocità minore di c) non ha il tempo di oscillare nemmeno per mezza lunghezza d'onda: nel tempo tra inflazione e ultimo scattering la buca di potenziale in cui dovrebbe oscillare è troppo vasta. Di conseguenza, a scale maggiori, l'effetto che prevale è quello Sachs-Wolfe, non vincolato da alcun modo oscillatorio.

Nel corso del Capitolo 3 verrà prestata attenzione a come queste oscillazioni influenzano profondamente la forma dello spettro di potenza.

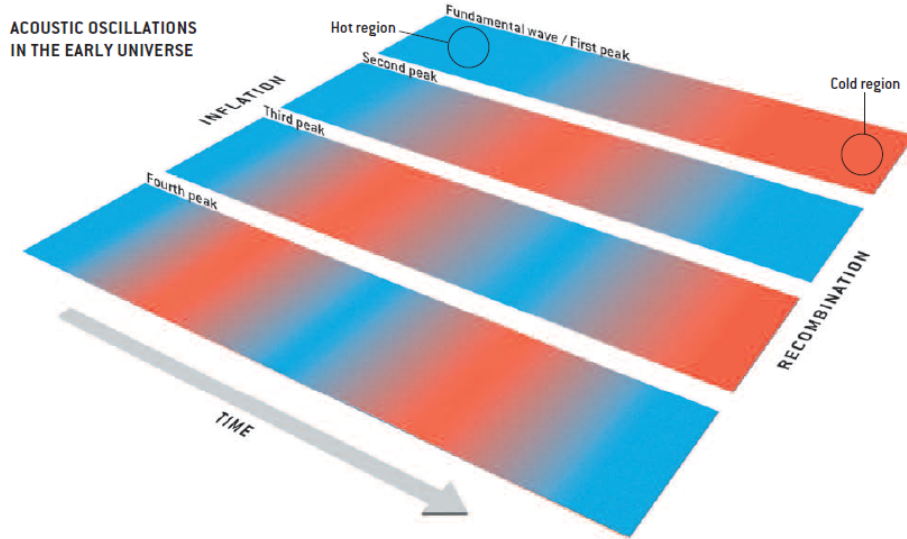


Figura 2.2: Rappresentazione delle oscillazioni acustiche nell'universo primordiale. Da [Hu]

2.2.2 Anisotropie secondarie

A differenza delle anisotropie primarie, quelle secondarie non hanno origine da meccanismi fisici occorsi durante l'ultimo scattering, ma bensì da fenomeni verificatisi tra l'ultimo scattering ed il momento in cui giungono all'osservatore.

I motivi di tali fluttuazioni possono essere vari e sono esposti nel seguito.

Effetti Sachs-Wolfe Integrato e Rees-Sciama

A seguito della ricombinazione i fotoni non interagiscono più con la materia tramite scattering di Thomson, ma risentono della presenza della gravità. Durante il suo percorso un fotone può attraversare una buca di potenziale: se la profondità di questa è costante nel tempo non si verifica alcun guadagno o perdita netta di energia: l'energia acquistata nello scendere lungo la buca viene persa nella risalita. Se, però, le fluttuazioni nel potenziale variano nel tempo (cioè se $\delta\Phi \neq 0$), il bilancio energetico finale non è più nullo e si

verificano redshift o blueshift gravitazionali.

L'insieme degli effetti dovuti a tale fenomeno sulla temperatura dei fotoni durante il loro cammino è esprimibile come (effetto Sachs-Wolfe Integrato, o ISW):

$$\frac{\delta T}{T} = \int \delta \dot{\Phi}[r(t), T] dt \quad (2.9)$$

ove $\delta \dot{\Phi}$ è la derivata di $\delta \Phi$ rispetto a $(dt/a(t))$.

Nel caso di regime lineare Einstein-De Sitter si ha che tale effetto è nullo, infatti si avrebbe dall'equazione di Poisson $\nabla^2(\delta \Phi) = 4\pi G a^2 \rho \delta$ e, essendo $\rho \propto a^{-3}$ e $\delta \propto a$, si ottiene che $\nabla^2(\delta \Phi) \propto a^2 a^{-3} a \propto cost$ e dunque l'effetto ISW è zero.

Dunque ci sono altri casi in cui la quantità $\delta \Phi \neq 0$, ovvero quando Ω_m e/o Ω_Λ sono $\neq 1$. In quest'ultimo caso si parla di **Late ISW**: il potenziale varia per la presenza di effetti non gravitazionali ma dovuti alla costante cosmologica Λ . Tale effetto interessa grandi scale angolari in quanto si riferisce a redshift bassi: $z \ll z_{rec}$. In tal caso $\delta \Phi < 0$: la costante cosmologica tende a "stirare" lo spazio-tempo, appiattendolo. Un altro possibile caso (effetto **Rees-Sciama**) è quello in cui i fotoni entrano in una buca di potenziale che sta evolvendo in maniera non lineare, come ad esempio un protoammasso di galassie (anche tale effetto è tipico a $z \ll z_{rec}$). Infine occorre considerare l'**Early ISW**: al tempo della ricombinazione la radiazione fornisce ancora un importante contributo alla massa/energia dell'universo. Quando i fotoni subiscono scattering per l'ultima volta vengono diffusi, provocando un netto decadimento di $\delta \varphi$ ($\delta \dot{\varphi} < 0$) con conseguente $\delta T/T < 0$. Tale effetto si osserva a grandi scale angolari, dal momento che è riferito a redshift $z \sim z_{rec}$.

Reionizzazione

Nel caso in cui i fotoni attraversassero una porzione dell'universo ionizzata, essi ne sarebbero ovviamente influenzati. Nonostante precedentemente all'ultimo scattering l'universo sia andato incontro alla ricombinazione (divenendo quindi neutro) più recentemente il gas primordiale è stato nuovamente ionizzato, sia a livello locale che globale. Nell'attraversare zone ionizzate i fotoni risentono della velocità e della sovradensità dei barioni, comportando la possibile formazione di nuove anisotropie a discapito di quelle già presenti.

- Per quanto riguarda la **reionizzazione locale**, essa ha effetto sui fotoni della CMB nel momento in cui questi attraversano l'intra-cluster medium in ammassi di galassie. Si parla in questo caso di **effetto Sunyaev-Zeldovich termico** o **cinematico**.

Nel caso di effetto SZ termico, si ha che l'elevata temperatura degli elettroni liberi comporta la cessione di energia ai fotoni, spostando leggermente lo spettro di CMB verso energie più alte. Il risultato è un lieve decremento di intensità nella parte Rayleigh-Jeans dello spettro e un leggero eccesso nella regione di Wien (*Fig. 2.3*).

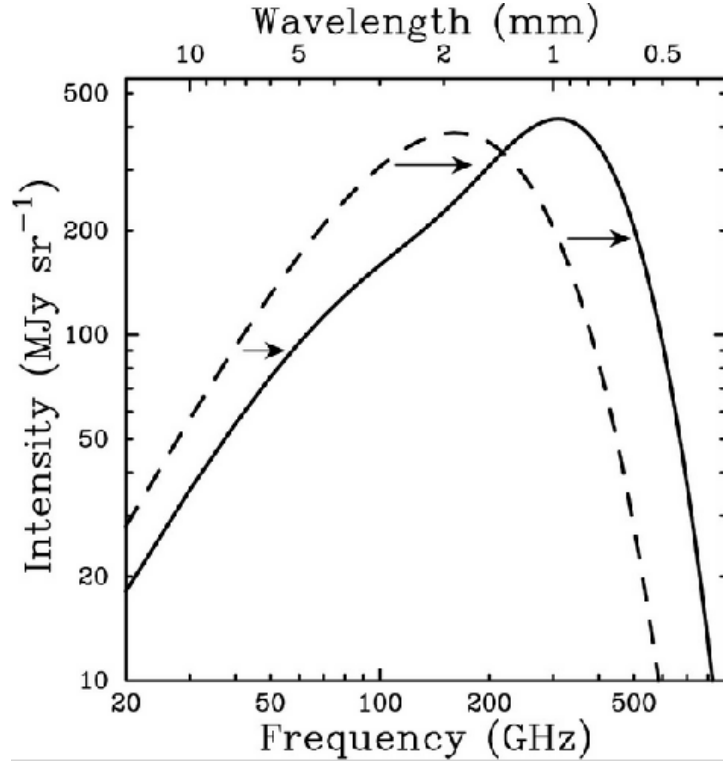


Figura 2.3: Influenza sullo spettro della CMB da parte dell'effetto SZ termico. Da <http://ned.ipac.caltech.edu/>

L'entità del cambiamento di energia dei fotoni a seguito di ripetuti scattering di Compton (inversi) lungo il percorso compiuto è descritta dal parametro:

$$y = \int \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \sigma_T N_e dl \quad (2.10)$$

(ove σ_T è la sezione d'urto di Thomson, N_e il numero di interazioni verificatesi durante il cammino l). Il conseguente decremento nella regione Rayleigh-Jeans dello spettro è:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = -2y \quad (2.11)$$

[Longair 1998]

Nel caso in cui l'ammasso attraversato abbia una certa velocità peculiare lungo la linea di vista (effetto SZ cinematico), i fotoni diffusi dagli elettroni liberi del plasma risentiranno di un effetto Doppler, dovuto semplicemente alla velocità dell'ammasso.

L'effetto SZ ha interessanti applicazioni nella misura della temperatura dell'intra-cluster medium e della sua velocità peculiare.

- Per quanto riguarda la **reionizzazione globale**, si deduce dall'osservazione degli spettri d'assorbimento di quasars ad alto redshift che il mezzo intergalattico fosse completamente ionizzato a redshift $z \sim 6$ [Montani, 2011]. La reionizzazione, dunque, implica un'ulteriore interazione tra fotoni ed elettroni. Nel caso si verifichi un numero abbondante di scattering, le anisotropie primarie possono essere attenuate o possono perfino sparire. In particolare, quando si osserva un fotone, se ne conosce la direzione di provenienza se si ha la certezza che non abbia subito deviazioni. Ma nel caso in cui esso sia diffuso durante il percorso, la direzione originaria di provenienza dalla superficie di ultimo scattering non può più essere determinata.

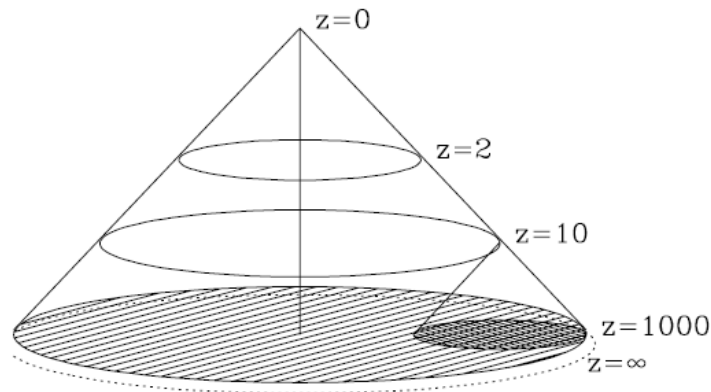


Figura 2.4: Variazione della scala angolare sottesa al variare del redshift di reionizzazione.

Si vede (*Fig. 2.4*) che al diminuire del redshift di diffusione aumenta

la scala angolare coinvolta. Ma andando avanti nel tempo la densità di materia e radiazione diminuisce, rendendo via via più difficile un'interazione tra fotone ed elettrone. È questo il motivo per cui gli effetti di diminuzione delle anisotropie (con conseguente attenuazione dello spettro di potenza) sono osservabili solo a redshift sufficientemente alti, ovvero a scale angolari non troppo elevate.

Capitolo 3

Anisotropie e parametri cosmologici

Come già anticipato, dallo studio dello spettro di potenza della CMB è possibile ricavare informazioni cruciali sui valori di diversi parametri cosmologici. Ciò che viene fatto in sessione di analisi dati, infatti, è un confronto tra la curva relativa allo spettro di potenza misurato e una curva teorica che, al variare di alcuni parametri cosmologici, viene modificata finché non si adatta a quella sperimentale.

In questo capitolo verrà prestata attenzione a come i processi fisici generanti anisotropie hanno influenza su tale spettro e come, da esso, è possibile stimare i suddetti parametri. Nei successivi capitoli si farà poi riferimento ad i risultati ottenuti dalla missione Planck e pubblicati nel Febbraio 2015 in [Planck XIII].

3.1 Andamento generale dello spettro di potenza

È stato detto che, dal momento dell'inflazione fino a $z \sim 1100$, l'universo primordiale era agitato da un insieme di onde acustiche a diverse frequenze, ovvero da un alternarsi (temporale) di zone sovradense con zone meno dense. Tali oscillazioni sono pensate essere l'origine del tipico andamento oscillatorio dello spettro di potenza stesso, come esposto in [Hu et al. 2004].

Considerando una regione di spazio in cui al tempo dell'inflazione vi è un picco in temperatura (regione estremamente calda), l'onda che comporta una depressione in temperatura (regione estremamente fredda) al tempo della ricombinazione passando una sola volta per il valor medio di T sarà la co-

siddetta onda fondamentale. I suoi effetti sono visibili nel primo picco dello spettro di potenza: i valori di $l \sim 180/200$ a cui esso si trova, infatti, corrispondono ad una scala angolare di circa un grado, che a sua volta corrisponde a lunghezze pari all'orizzonte cosmologico R_H alla ricombinazione (la buca di potenziale in cui avvengono queste oscillazioni ha, appunto, larghezza R_H). I picchi successivi sono invece causati dai vari ipertoni a frequenze via via maggiori. Se le differenti onde acustiche non fossero state innescate nello stesso istante, come prevede l'inflazione, ma fossero state prodotte continuamente, in istanti diversi, lo spettro di potenza non avrebbe potuto assumere un andamento così armonico. Fino ad ora non è stato spiegato per quale motivo, ad alti valori di l , lo spettro di potenza si "spenga" rapidamente. Questo è legato al fatto che un'onda, per potersi propagare, deve avere lunghezza maggiore dello spazio percorso dalle particelle del mezzo tra una collisione e l'altra: a scale troppo piccole, perciò, tali oscillazioni acustiche si dissipano, comportando il tipico andamento spettrale smorzato in ampiezza a multipoli troppo elevati.

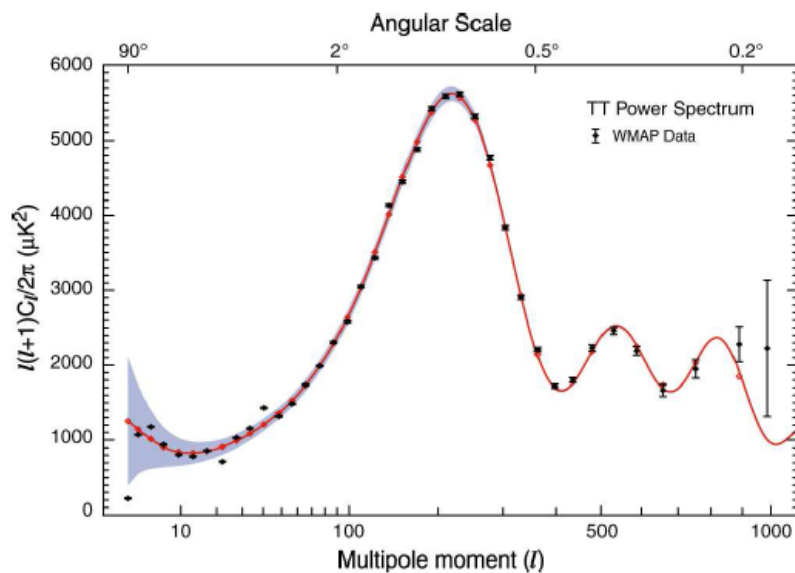


Figura 3.1: Spettro di potenza da WMAP. Da <http://lambda.gsfc.nasa.gov>

3.2 Primo picco acustico e curvatura dell'universo

Una prima fondamentale informazione che proviene dallo studio delle anisotropie della CMB riguarda le caratteristiche geometriche globali dell'universo, descritte dal parametro $\Omega_k \equiv 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda$. I parametri Ω_m e Ω_Λ costituiscono i cosiddetti parametri di densità di materia (sia oscura che barionica) e di densità di energia oscura [Franceschini 2015]:

$$\Omega_m(t) = \frac{8\pi G \rho_m(t)}{3H^2(t)} \quad (3.1)$$

$$\Omega_\Lambda(t) = \frac{8\pi G \rho_\Lambda(t)}{3H^2(t)} \quad (3.2)$$

con G = costante di gravitazione universale, $\rho_{m,\Lambda}$ densità di materia/energia oscura, H costante di Hubble.

Se il nostro universo fosse piatto (caso corrispondente a $\Omega_k = 0$) le geodetiche percorse dai fotoni tra la superficie di ultimo scattering e un osservatore sarebbero delle linee rette. Due fotoni provenienti da due diverse zone di tale superficie vengono visti sotto una certa angolazione θ . Nel caso in cui l'universo fosse aperto, invece, tali traiettorie divergerebbero tra loro (geodetiche non rettilinee) e le fluttuazioni sulla superficie di ultimo scattering sarebbero osservate sotto scale angolari più piccole (*Fig. 3.2*).

In particolare, ciò che cambia a seconda della geometria dell'universo è la distanza di diametro angolare d_A che separa un osservatore dall'oggetto astronomico osservato, la cui dimensione intrinseca l è nota (tale tipo di oggetto viene chiamato "standard ruler").

L'implicazione di tale concetto sullo spettro di potenza è la seguente: immaginando di avere lo stesso pattern di anisotropie sulla superficie di ultimo scattering, queste sarebbero viste a scale angolari minori in un universo aperto e, dal momento che a scale angolari piccole corrispondono grandi valori dell'ordine di multipolo l , i diversi picchi dello spettro (e in particolare il primo, quello più facilmente studiabile) sarebbero spostati verso maggior valori di l rispetto al caso di universo piatto (*Fig. 3.3*).

Un ragionamento simmetrico può essere fatto nel confronto tra spazio piatto e chiuso, nel cui caso le linee geodetiche convergerebbero.

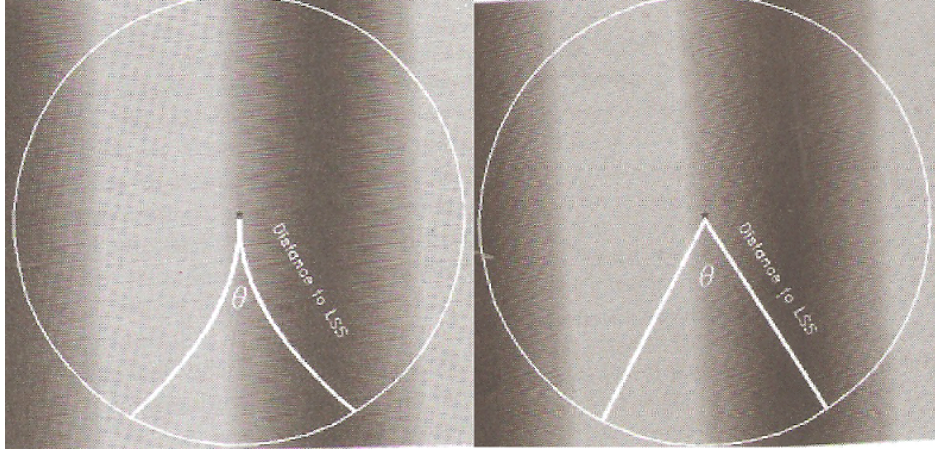


Figura 3.2: A seconda che l'universo sia aperto (sinistra) o piatto (destra) varia l'angolazione θ sotto cui si osserva lo stesso oggetto e, conseguentemente, varia la relativa distanza di diametro angolare d_A . Da [Dodelson 2003].

3.3 Influenza del parametro H_0

Tramite lo studio della CMB è possibile ottenere una stima della costante di Hubble H_0 , per mezzo della determinazione della distanza di diametro angolare relativa alla superficie di ultimo scattering $d_A(z \approx 1080)$.

Conoscendo la dimensione intrinseca l di un certo oggetto cosmico visto sotto un angolo θ , infatti, si ricava la cosiddetta distanza di diametro angolare d_A :

$$d_A = \frac{l}{\theta} \quad (3.3)$$

Un oggetto cosmico il cui relativo valore di l è noto viene detto "standard ruler". Un ottimo standard ruler viene fornito proprio dallo studio della CMB e, in particolare, delle Oscillazioni Acustiche Barioniche (BAO). Come già spiegato precedentemente, il fluido cosmico primordiale era soggetto ad un moto oscillatorio dovuto alla presenza del potenziale generato dalla materia oscura. Quando i fotoni si disaccoppiano dai barioni, questi ultimi sono lasciati in uno stato perturbato con una determinata lunghezza di scala l (sound horizon), dipendente dall'età a cui avviene la ricombinazione e dalla velocità del suono nel plasma, entrambe nozioni note. Dall'angolazione θ sotto cui tale lunghezza è osservata, è immediato stimare d_A .

Ma la distanza di diametro angolare è una funzione di H_0 . Sfruttando la

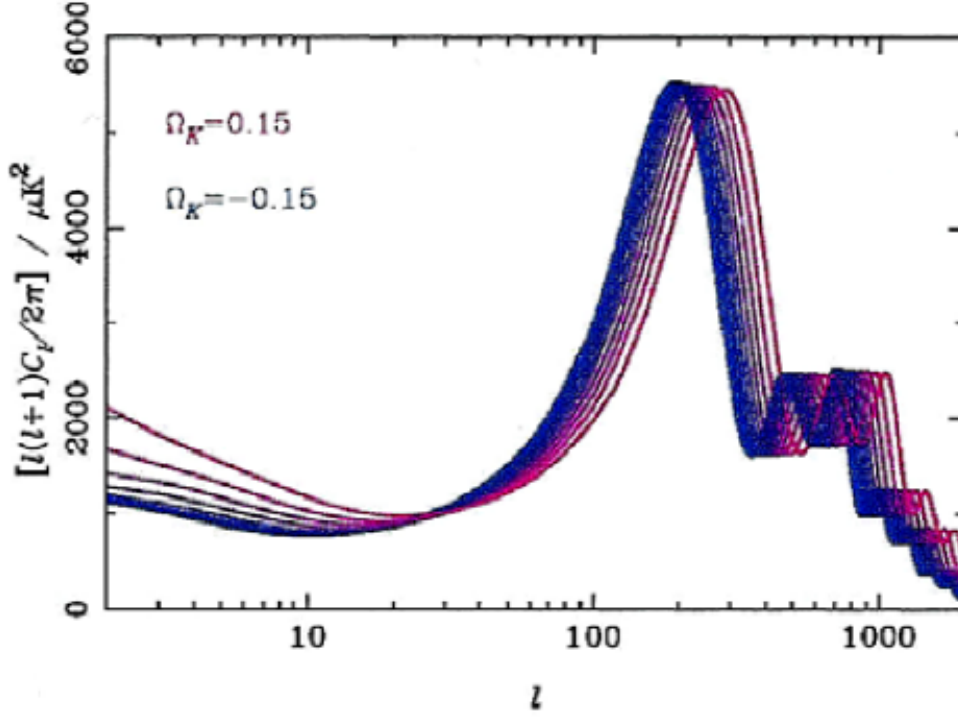


Figura 3.3: Effetti del parametro Ω_k sullo spettro di potenza. Da [Franceschini 2015]

relazione di Mattig, da $d_A = \frac{r_0}{1+z}$ si può ottenere infatti:

$$d_A = \frac{1}{1+z} \cdot \text{sinn} \left\{ \frac{c}{H_0} \int_0^{z_{eq}} \frac{dz}{(1+z)[(1+z)^3 \Omega_m + (1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} \right\} \quad (3.4)$$

ove q_0 costituisce il parametro di decelerazione, r_0 la distanza comoving (coincidente con la distanza fisica al tempo cosmico attuale) e $\text{sinn}\{\} = \sin\{\}$ in uno spazio aperto, $\text{sinn}\{\} = \sinh\{\}$ in uno spazio chiuso e $\text{sinn}\{\} = \{\}$ in uno spazio piatto.

Conoscendo $d_A(z \approx 1080)$ si ottiene H_0 .

Si nota che la relazione di Matting citata sopra fu dimostrata partendo dal fatto che l'universo a grande scala possa essere descritto dalla cosiddetta metrica di Robertson-Walker (RW). In un universo basato sulla validità del principio cosmologico, secondo il quale a grandi scale esso appaia omogeneo (lo stesso in ogni suo punto) e isotropo (lo stesso guardando verso ogni direzione), la distanza tra due eventi (ovvero punti dello spazio-tempo) può essere descritta dalla metrica RW. Tramite tale metrica la distanza ds tra due

eventi, ciascuno caratterizzato da quattro valori della quaterna (t, x, θ, ϕ) , si esprime come:

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2} \left[\frac{dx^2}{1 - kx^2} + x^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (3.5)$$

Nel determinare la distanza tra gli eventi, la metrica definisce anche la geometria dello spazio tempo stesso. Si può dimostrare che solo tre possibilità sono ammesse a riguardo: curvatura positiva/universo chiuso (somma degli angoli interni di un triangolo $\Theta > \pi$), spazio piatto ($\Theta = \pi$) e curvatura negativa/universo aperto ($\Theta < \pi$). Come visto sopra, la geometria dell'universo viene definita dal parametro Ω_k .

3.4 Effetti della densità di materia

Un altro parametro cosmologico influenzante lo spettro di potenza è la densità di materia (sia barionica che oscura) Ω_m . Come si può vedere (*Fig. 3.4*), se la densità di materia Ω_m è bassa l'ampiezza dello spettro di potenza aumenta. Ciò è dovuto a due fattori: il primo è l'effetto early ISW che occorre immediatamente dopo la ricombinazione.

Per quanto riguarda il secondo, se la densità di materia è bassa bisogna tener conto della densità di radiazione nel calcolo delle inhomogeneità al momento della ricombinazione. In particolare il decadimento del potenziale, dovuto all'inabilità della luce di raggrupparsi, fornisce una spinta per le oscillazioni. Questo può apparire controintuitivo se si pensa che in corrispondenza di buche di potenziale più marcate il fluido cosmico può condensarsi di più e dar origine a maggiori anisotropie (maggiore compressione). In realtà, però, il decadimento del potenziale renderà più basse le pareti della buca e, quindi, sarà un vantaggio in quanto vi sarà una minore ostacolazione nel momento di una rarefazione, rendendo più visibili le fluttuazioni in temperatura.

Si può vedere, inoltre, come all'aumentare della densità barionica Ω_b aumenta la differenza relativa in altezza tra picchi pari e dispari.

3.5 Effetti della costante cosmologica

Gli effetti della costante cosmologica Λ sono relativamente scarsi. Ciò che si può notare all'aumentare del parametro Ω_Λ è un aumento delle anisotropie ad alte scale angolari (*Fig. 3.5*). A livello fisico, l'influenza di Λ proviene

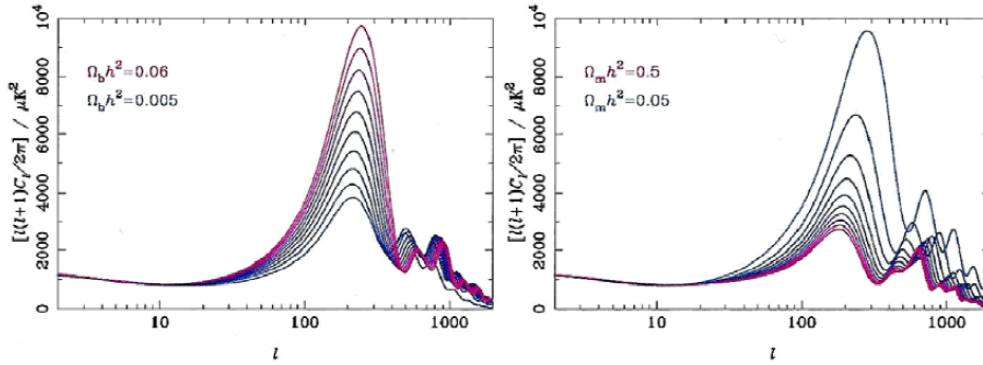


Figura 3.4: Effetti del parametro Ω_m (destra) e Ω_b (sinistra) sullo spettro di potenza. Da [Franceschini 2015].

principalmente dall'effetto late ISW, quando la costante cosmologica tende a far variare le buche di potenziale gravitazionale in tempi tardivi, in cui l'universo non è totalmente dominato dalla materia.

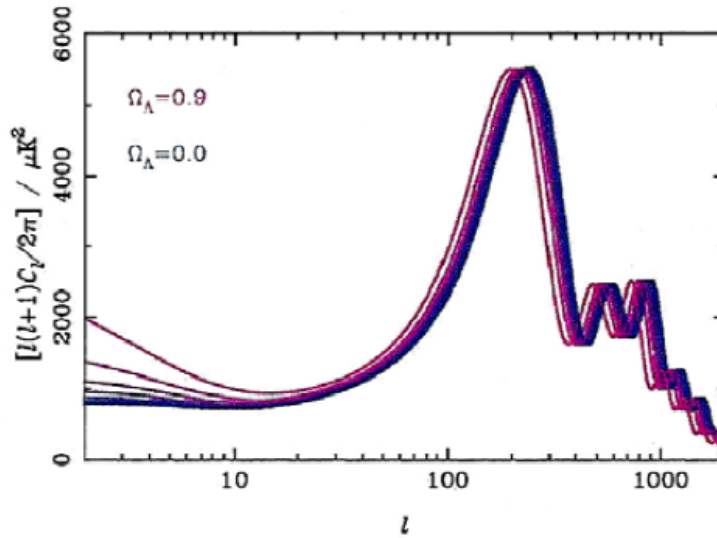


Figura 3.5: Effetti del parametro Ω_Λ sullo spettro di potenza. Da [Franceschini 2015]

Capitolo 4

Risultati della missione Planck e problematiche aperte

Nel Febbraio 2015 sono stati pubblicati i risultati ottenuti fino a tal momento dalla missione spaziale Planck riguardanti l'analisi delle anisotropie angolari della CMB. Uno tra i vari articoli ([Planck XIII]) focalizza l'attenzione sulla stima di alcuni parametri cosmologici. Le osservazioni sembrano confermare il modello cosmologico Λ CDM (che prevede la presenza di una costante cosmologica Λ e materia oscura fredda - Cold Dark Matter).

Di seguito sono esposti i risultati riguardanti tre importanti parametri cosmologici: costante di Hubble H_0 , densità di materia Ω_m e parametro di curvatura Ω_k . In particolare verrà notato come le stime riguardanti i primi due parametri siano discordanti rispetto ai valori ottenuti tramite osservazioni precedenti e indipendenti.

4.1 Costante di Hubble

Come esposto in [Planck XIII], la stima ottenuta per il valore della costante di Hubble H_0 risulta essere:

$$H_0 = (67.8 \pm 0.9) km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1} \quad (4.1)$$

Tale stima, però, risulta essere discordante con altri risultati ottenuti tramite differenti osservazioni. Di seguito due tra le più recenti numerose stime ottenute:

- *Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3* [Riess et al.2011]: si stima un valore di $H_0 =$

$73.8 \pm 2.4 \text{ km/s/Mpc}$. Tale risultato è stato ottenuto osservando candele standard (Cefeidi/Supernove IA).

- *Carnegie Hubble Program: A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant* [Freedman et al. 2012]: si stima un valore di $H_0 = 74.3 \pm 2.1 \text{ km/s/Mpc}$, ottenuto tramite l'osservazione di Cefeidi con lo Spitzer Space Telescope.

In particolare risulta esservi una discrepanza tra le stime di tale costante ottenute tramite informazioni fornite dalla CMB (H_0^{CMB}) e le stime "locali" (H_0^{loc}), rese possibili in primis dall'osservazione di candele standard [Busti et al. 2012]. Al momento attuale tale discordanza non è stata risolta, ma è stata avanzata una serie di ipotesi che potrebbero, almeno in parte, permettere di comprendere l'origine di tale problema.

Una discussione di questo problema di inconsistenza è riportata nel Capitolo 5.

Si anticipa qui che, nonostante le varie teorie proposte, non è ancora stata trovata una soluzione univoca a tale questione e questo quesito rimane tutt'ora aperto all'investigazione.

4.2 Densità di materia

Il valore della densità di materia Ω_m stimato in [Planck XIII] risulta essere:

$$\Omega_m = 0.308 \pm 0.012 \quad (4.2)$$

Anche in questo caso risulta una discrepanza con quella che viene spesso considerata una stima molto valida di tale parametro. Ad esempio in [Komatsu et al. 2011] è stato stimato un valore di $\Omega_m \approx 0.275 \pm 0.015$.

Come si può notare, in questo caso Planck ha proposto una stima maggiore rispetto al risultato atteso. In realtà una sottostima di H_0 , infatti, comporta una sovrastima di Ω_m , essendo quest'ultimo pari a:

$$\Omega_m(t) = \frac{8\pi G \rho_m(t)}{3H^2(t)} \quad (4.3)$$

È questo il motivo per cui, nello studio dello spettro di potenza della CMB e nel confronto tra curva sperimentale e predizione teorica, non si considera il parametro Ω_m singolarmente, ma bensì la quantità $\Omega_m h^2$ (con h costante di Hubble in unità di 100 km/s/Mpc).

Sfruttando l'osservazione di candele standard (in particolare Supernove IA,

come già detto) e riportando i dati osservati in un diagramma di Hubble, è possibile stimare alcuni parametri cosmologici confrontando diversi modelli e trovando quello che meglio si adatta alle osservazioni. Dal momento che, quindi, la stima di Ω_m ottenuta in questo modo si basa su misure "locali", le ipotesi e le possibili motivazioni delle discrepanze in questione potrebbero essere le stesse esposte nel confronto tra i valori di H_0^{CMB} e H_0^{loc} .

Ad esempio, prendendo in considerazione la stima di [Komatsu et al. 2011] riportata precedentemente, si può leggere che un parametro astrofisico preso a priori e che viene usato nell'articolo è appunto la costante di Hubble. Il valore considerato, ottenuto dalla relazione magnitudine-redshift di 240 Supernove IA a redshift $z < 0.1$ da [Riess et al. 2009], vale $H_0 = 74.2 \pm 3.6$. Anche in questo caso, dunque, si trova una corrispondenza tra sovrastima della costante di Hubble (rispetto ai risultati di [Planck XIII]) e sottostima del parametro di densità di materia (sempre rispetto a [Planck XIII]).

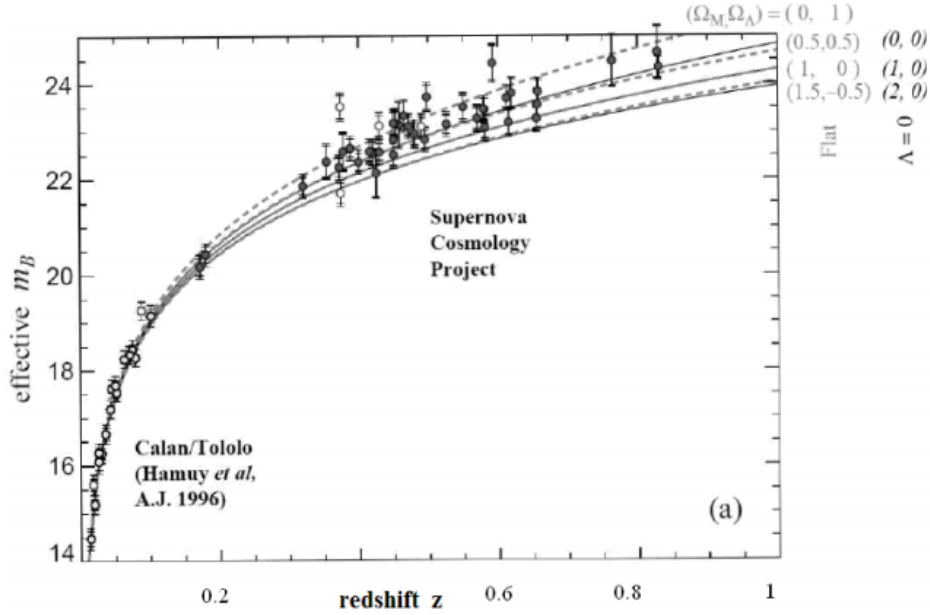


Figura 4.1: Diagramma di Hubble di un campione di Supernove IA, con curve relative a diversi valori dei parametri cosmologici. Da [Franceschini 2015].

4.3 Curvatura dell'universo

Per quel che riguarda la determinazione della curvatura dell'universo, i risultati ottenuti dalla missione Planck non sono in conflitto con i risultati di studi antecedenti, tra cui [Bennet et al. 2012] (basato su WMAP).

È stata riportata perfetta una concordanza con un modello di universo piatto, in particolare è stata ottenuta una stima di:

$$\Omega_k \equiv 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda = 0.000 \pm 0.005 \quad (4.4)$$

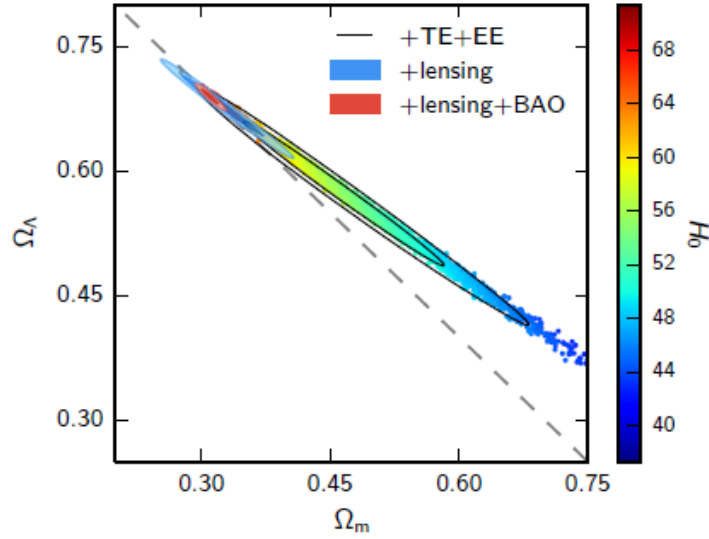


Figura 4.2: Costrinzioni nel piano $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Da [Planck XIII].

Si nota che, essendo stata dimostrata la piattezza dell'universo ed essendo stato stimato Ω_m , è immediato ricavare la densità di energia oscura. In [Planck XIII] si stima un valore di:

$$\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m - \Omega_k = 0.692 \pm 0.012 \quad (4.5)$$

Tale valore differisce leggermente dalla stima ritenuta valida per tale parametro, ovvero $\Omega_\Lambda \approx 0.73$, basata sul diagramma di Hubble delle Supernove IA [Franceschini 2015] (Fig 4.3). Dal momento che, una volta appurato che $\Omega_k \approx 0$, la stima di Ω_Λ è strettamente legata a quella di Ω_m il quale è a sua volta strettamente dipendente da H_0 . Anche in questo caso è probabile che i dubbi sulle stime di quest'ultimo si ripercuotano su Ω_Λ e ne generino le incongruenze stimate.

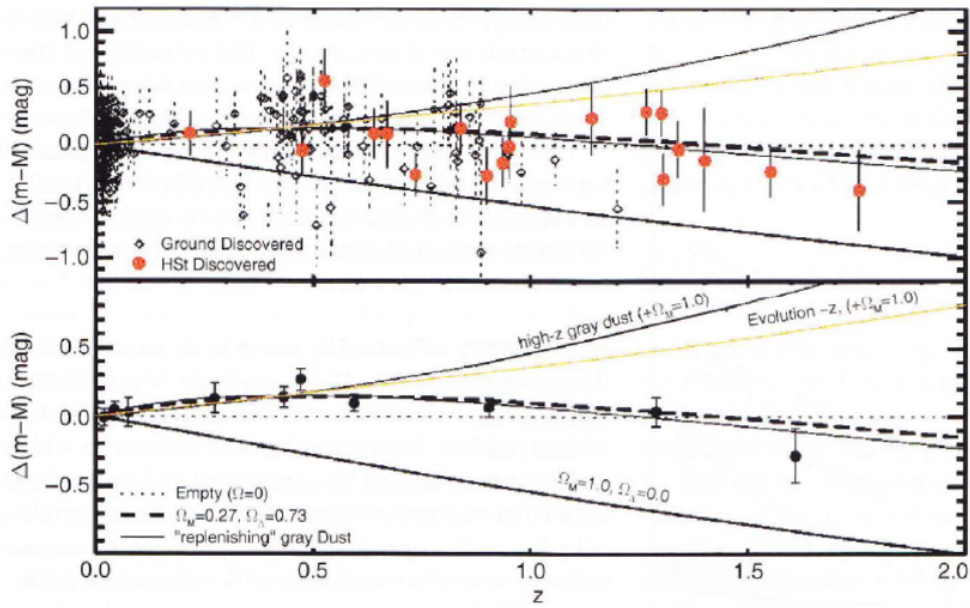


Figura 4.3: Diagramma di Hubble per Supernove IA (magintudine in ordinata normalizzata al valore previsto nel caso di universo di Milne, in cui la densità di materia è nulla). Il fatto che, a redshift tra 0.2 e 1, tali Supernove appaiano più deboli di quanto aspettato implicherebbe la presenza di una densità di materia "negativa". Da analisi di questo tipo si è giunti alla conclusione che l'universo si trova in uno stato di espansione accelerata e, misurando con precisione di quanto le supernove apparissero meno luminose rispetto alla previsione relativa al caso di Milne, è possibile vincolare il valore del parametro di densità di energia oscura Ω_Λ . Da [Franceschini 2015].

Capitolo 5

Discussione e conclusioni

Come esposto nel corso dell'elaborato, una delle molteplici ragioni per cui la Radiazione Cosmica di Fondo nelle Microonde sia un importante fulcro di ricerca scientifica è la possibilità di avere stime alquanto accurate di vari parametri cosmologici tramite lo studio del suo spettro di potenza angolare. Tali parametri sono stimabili anche tramite ulteriori metodi ed i valori ottenuti per vie diverse dovrebbero non essere discordanti tra loro. Quello che si nota, però, nella stima di H_0 , Ω_m e Ω_Λ è un'incongruenza tra i risultati di [Planck XIII] e quelli di molteplici studi precedenti (citati nel Capitolo 4). Più in particolare, si trova spesso che questa differenza di stime separi risultati ottenuti su scale di distanza locali da risultati relativi a studi condotti su grande scala (ad esempio tramite lo studio della CMB). Si veda a riguardo il grafico in Fig. 5.2, relativo a stime della costante di Hubble ricavate a differenti scale. In tale grafico si nota come in linea di massima, salvo il risultato di [Chàvez et al. 2012], sembra effettivamente esservi una correlazione tra scala di distanza e valore misurato di H_0 . Una possibile spiegazione della lieve discordanza tra l'andamento generale del grafico e il risultato di [Chàvez et al. 2012] potrebbe essere dovuta al fatto che, in quest'ultimo studio, per la stima di H_0 è stato fatto uso di una diversa tecnica rispetto a quella degli altri papers. Più precisamente, tale tecnica riguarda lo studio di regioni HII galattiche ed extragalattiche. Osservando regioni HII extragalattiche (vicine e di distanza nota) si può notare una forte correlazione tra la larghezza σ della riga H_β e la luminosità $L(H_\beta)$ (in particolare si tratta di una proporzionalità diretta). Una volta trovata la relazione $L - \sigma$, si ricava la luminosità intrinseca di regioni HII più lontane di cui si misura σ . Combinando con il flusso misurato se ne ricava la distanza di luminosità e, di conseguenza, si ottiene una stima di H_0 . Tra poco, dopo aver esposto alcune ipotesi che tentano di risolvere le discrepanze tra i diversi valori stimati, si farà nuovamente riferimento a tale lavoro e al fatto che potrebbe andare a

favore di una tra queste proposte.

Una possibile soluzione alla problematica qui sollevata potrebbe essere quella esposta in [Marra et al. 2013], ove viene ripreso il concetto di "Hubble bubble". L'idea di fondo si basa sul fatto che ad un valore maggiore della costante di Hubble corrisponderebbe un maggior tasso di espansione dell'universo. In una regione sottodensa si risentirebbe di un minor potenziale gravitazionale, che quindi tenderebbe a frenare di meno l'allontanamento tra gli oggetti cosmici rispetto ad una zona più densa, ove una maggiore gravità tratterrebbe con più forza l'espansione. L'ipotesi presente nell'articolo in questione, basata sulla possibilità che il nostro sistema di riferimento si trovi in una regione localmente sottodensa (una cosiddetta Hubble bubble, per l'appunto), riesce in parte a diminuire la discrepanza tra i risultati di Planck e le stime locali di H_0 . Come affermato dagli autori stessi, però, "sarebbe necessaria una estremamente rara fluttuazione [in densità] per spiegare pienamente la discordanza tra le stime di H_0 ottenute".

Un'altra ipotesi, avanzata in [Wyman et al. 2014], presupporrebbe l'esistenza di un quarto tipo di neutrino per risolvere la questione. Mentre i tre tipi oggi conosciuti (neutrino elettronico, muonico e tauonico) hanno la capacità di passare da una tipologia all'altra [Daya Bay Collaboration 2012], questo quarto neutrino, chiamato neutrino sterile, non ne sarebbe in grado. La presenza di questo ulteriore neutrino potrebbe alleviare le discordanze tra l' H_0 stimata localmente e quella ottenuta da Planck. Viene specificato dagli stessi autori, però, che sconosciuti errori sistematici potrebbero alterare e invalidare questa ipotesi e che, anche se tale proposta fosse valida, resterebbero alcune discrepanze tra i dati.

Un'ulteriore idea, inoltre, potrebbe spiegare la questione in maniera più cauta, senza la necessità di introdurre nuovi concetti fisici o modelli relativamente complessi: le discrepanze ottenute potrebbero essere semplicemente causate da una serie di errori sistematici, di cui non siamo tuttora a conoscenza, compiuti nella stima di H_0 a livello locale. Ad esempio, il processo di stima di H_0 basato sull'osservazione di candele standard, pur essendo concettualmente semplice, nella pratica è molto delicato. Occorre individuare una popolazione di candele standard con luminosità L , misurare redshift z e flusso f di ogni candela, ricavare la distanza di luminosità $d_L = (L/4\pi f)^{1/2}$, plottare cz contro d_L e misurare la pendenza della retta interpolante. La presenza di errori compiuti lungo tale processo, di origini ignote, potrebbe aver causato le discrepanze tra H_0^{CMB} e H_0^{loc} . Il lavoro di [Chàvez et al. 2012] potrebbe andare in favore di quest'ultima possibilità, o comunque incentivare

la ricerca verso questo ramo. Infatti esso è l'unico tra i lavori riportati in Fig. 5.1 e 5.2 che sfrutta il metodo basato sullo studio di regioni HII. Potrebbe essere possibile che nell'applicare questo metodo, diverso per esempio dall'uso di Supernove IA come candele standard, non siano stati commessi errori sistematici di origine ignota, presenti invece negli altri lavori. Questo perchè, procedendo per una via diversa dalle altre e basandosi su concetti diversi, i possibili errori commettabili durante procedure differenti sarebbero anche essi di origine diversa.

Si osserva inoltre che, nonostante i parametri coinvolti in questo conflitto siano più di uno, la maggior parte della ricerca volta a risolvere la questione si concentra sulla costante di Hubble H_0 , dando vita ad una serie di ipotesi (esposte tra poco) che tentano di spiegarne le discrepanze osservative (*Fig. 5.1*). Di conseguenza, essendo i restanti parametri strettamente correlati ad H_0 , una chiarificazione del valore di quest'ultimo sembra possa risolvere la questione anche per Ω_m e Ω_Λ .

Ad ogni modo, al momento attuale ancora non è prevalsa una teoria chiarificatrice univoca e solo investigazioni future potranno portare alla possibile risoluzione di questo problema.

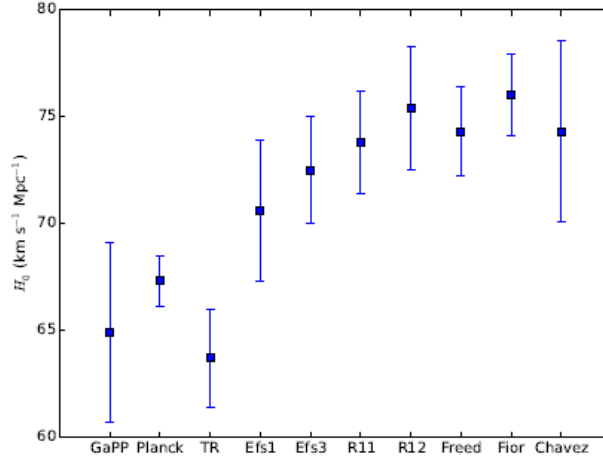


Figura 5.1: Differenti misure di H_0 in confronto. Risultati di Gapp ([Busti et al. 2014] - galassie evolventi passivamente), Planck (Planck Collaboration 2013, risultato simile a quello del 2015 - CMB), TR (Tammann and Reindl 2013 - SneIA), Efs1 e Efs3 (Efststhiou 2013 - Maser), R11 (Riess et al. 2011 - SneIA), R12 (Riess et al. 2012 - Cefeidi in M31), Freed (Freedman et al. 2012 - Cefeidi), Fior (Fiorentino et al. 2013 - Cefeidi), Chavez (Chavez et al. 2012 - regioni HII extragalattiche e galattiche) Da [Busti et al. 2012].

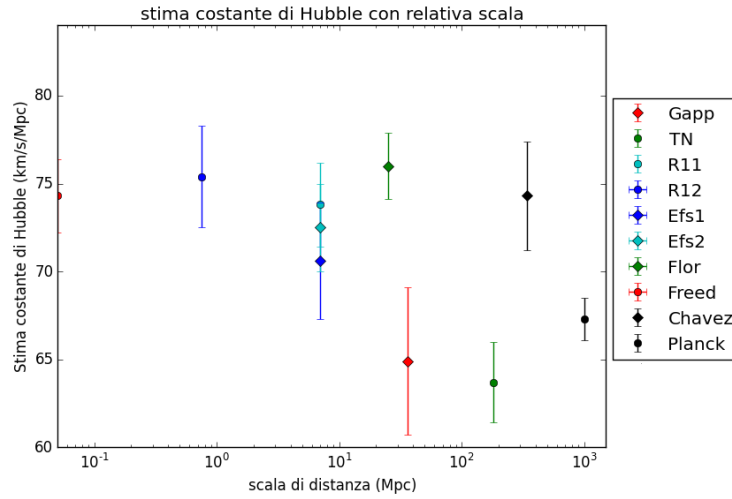


Figura 5.2: Stime di H_0 in funzione della scala di distanza coinvolta. Risultati di Planck ([Planck XVI]), Gapp ([Busti et al. 2014]), TR (Tammann and Reindl 2013), Efs1 e Efs3 (Efststhiou 2013), R11 (Riess et al. 2011), R12 (Riess et al. 2012), Freed (Freedman et al. 2012), Fior (Fiorentino et al. 2013), Chavez (Chavez et al. 2012) Da [Busti et al. 2012].

Bibliografia

- [Bennet et al. 1996] Bennet C. L., Banday A. J., Gorski K. M., et al., 1996, *Astrophysical Journal*, 464, L1
- [Bennet et al. 2012] Bennet C. L. et al. *Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results* et al., 2012.
- [Busti et al. 2012] *Cosmic variance and the measurement of the local Hubble parameter*, Busti V. C., Clarkson C., Seikel M., *MNRAS Letters*, 2012
- [Busti et al. 2014] *Evidence for a Lower Value for H_0 from Cosmic Chronometers Data?* Busti V. C., Clarkson C., Seikel M., 2014
- [Chàvez et al. 2012] Chavez R., Terlevich E., Terlevich R., Plionis M., Bresolin F., Basilakos S., Melnick J., 2012, *MNRAS*, 425, L56
- [Daya Bay Collaboration 2012] *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay* Daya Bay Collaboration, 2012
- [Dicke et al. 1965] Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G., Wilkinson D. T., 1965, *Astrophysical Journal*, vol. 142, p.414-419
- [Dodelson 2003] Dodelson S., *Modern cosmology*, first edition, 2003: Academic Press
- [Efstathiou 2013] Efstathiou G., 2013, preprint(arXiv:1311.3461)
- [Fiorentino et al. 2013] Fiorentino G., Musella I., Marconi M., 2013, *MNRAS*, 434, 2866
- [Franceschini 2015] Franceschini A., *The Cosmic Microwave Background Radiation*, dispense del corso di Cosmologia per Laurea Magistrale in Astronomia, Università degli Studi di Padova.

- [Freedman et al. 2012] *Carnegie Hubble Program: A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant*, Freedman W. L. et al., Astrophysical Journal, Volume 758, Number 1, 2012
- [Hu et al. 2004] Hu W., White M., 2004, Scientific American 290 N2 44
- [Komatsu et al. 2011] Komatsu E, Smith KM, Dunkley J, Bennett CL, Gold B, et al. 2011. Ap. J. Suppl. 192(2):18
- [Longair 1998] Longair M. S., *Galaxy formation*, first edition, 1998: Springer
- [Marra et al. 2013] *Cosmic Variance and the Measurement of the Local Hubble Parameter* Marra V., Amendola L., Sawicki I., Valkenburg W., Phys. Rev. Lett. 110, 241305, 2013
- [Montani, 2011] Montani G., Battisti M. V., Benini R., Imponente G., *Primordial cosmology*, first edition, 2011: World Scientific
- [Penzias, Wilson 1965] Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, Astrophysical Journal, vol. 142, p.419-421
- [Planck XVI] Planck collaboration, Planck 2013 results, XVI, 2013, Submitted to A&A
- [Planck XIII] Planck collaboration, Planck 2015 results, XIII, 2015, Submitted to A&A
- [Planck XVII] Planck collaboration, Planck 2015 results, XVII, 2015, Submitted to A&A
- [Riess et al. 2009] Riess, A. G., et al. 2009, ApJ, 699, 539
- [Riess et al.2011] *A 3% solution: determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3*, Riess A. G. et al., Astrophysical Journal, Volume 730, Number 2, 2011
- [Riess et al. 2012] Riess A. G., Fliri J., Valls-Gabaud D., 2012, ApJ, 745, 156
- [Ryden 2003] Ryden B., *Introduction to cosmology*, first edition, 2003: Addison-Wesley
- [Sachs, Wolfe 1967] Sachs R. K., Wolfe A. M., 1967, Astrophysical Journal, 147, 73

- [Smoot et al. 1992] Smoot G. F., Bennett C. L., Kogut A., et al., 1992, ApJ, 396, L1
- [Tamman et al. 2013] Tammann G. A., Reindl B., 2013, A&A, 549, 136
- [Wyman et al. 2014] Wyman M., Douglas H. R., Vanderveld R. A., and Hu W., Phys. Rev. Lett. 112, 051302, 2014