

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi di Laurea

Nucleosintesi Primordiale e il Problema Cosmologico del Litio

Relatore

Prof.ssa Giulia Rodighiero

Correlatore

Dott.ssa Valentina D’Orazi

Laureanda

Maria Buffoli

Anno Accademico 2018/2019

Indice

Introduzione	3
1 Nucleosintesi Primordiale	7
1.1 Storia dell'Universo	7
1.1.1 Cenni modello cosmologico standard	7
1.1.2 Breve storia termica dell'Universo	8
1.2 Nucleosintesi Primordiale	16
1.2.1 Modalità della nucleosintesi	16
1.2.2 Importanza della teoria di BBN	18
1.3 Predizione abbondanze da CMB	19
1.3.1 CMB	20
1.3.2 Predizione delle abbondanze degli elementi leggeri	21
1.4 Confronto abbondanze predette e osservate	22
1.4.1 Osservazioni	22
1.4.2 Confronto abbondanze predette e osservazioni	24
2 Il problema cosmologico del Litio	27
2.1 Problema di ${}^7\text{Li}$	27
2.1.1 Valori Teorici	27
2.1.2 Valori Osservati	27
2.1.3 Confronto osservazioni e teoria	30
2.1.4 Problemi	31
3 Osservazioni che vincolano le abbondanze del Litio	33
3.1 Scelta del campione	33
3.2 Errori nella determinazione dell'abbondanza	34
4 Possibili soluzioni	39
4.1 Discrepanza tra valori osservati e predetti	39
4.1.1 Errore nel considerare primordiale il valore osservato. Soluzioni astrofisiche	39
4.1.2 Errore nel calcolo dell'abbondanza primordiale. Soluzioni dalla fisica nucleare	45
4.1.3 Errori nel Modello Standard. Soluzioni oltre il Modello Standard	49
4.1.4 Errori nella Cosmologia Standard	51
4.2 Dispersione sotto il Plateau	51
Conclusioni	52
Bibliografia	54

Introduzione

La teoria della nucleosintesi primordiale (Standard Big Bang Nucleosynthesis SBBN) afferma che tra 1sec e 3min dopo il Big Bang, nell'universo primordiale si sono innescati fenomeni di fusione nucleare, originando i seguenti elementi leggeri: ${}^2\text{D}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$. Grazie al preciso valore della densità barionica e del rapporto fotoni-barioni ricavati dalle misure WMAP, è possibile calcolarne il valore delle abbondanze primordiali. Le misure di deuterio ed elio sono in buon accordo con le osservazioni mentre la predizione del ${}^7\text{Li}$ è maggiore del valore osservato di un fattore 3-4. Questa discrepanza di $4 - 5\sigma$ costituisce il problema cosmologico del litio. Diverse possibili soluzioni sono state indagate. Parte del litio primordiale potrebbe essere stato distrutto da processi astrofisici, quali la diffusione atomica, processi avvenuti durante la fase pre-main-sequence o l'esistenza di una generazione di stelle antecedente alla popolazione II. Una fonte di errori, invece, potrebbe essere riscontrata nella fisica nucleare, nello studio delle reazioni che sarebbero avvenute durante la fase della SBBN, producendo un valore teorico maggiore di quanto non sia effettivamente avvenuto. Sono state sviluppate anche delle teorie basate su modifiche della Cosmologia Standard o del Modello Standard delle particelle che potessero spiegare i valori osservati dell'abbondanza primordiale del Litio, senza interferire su quelle degli altri elementi leggeri. Nessuna soluzione attualmente è completamente esauriente pertanto questa ricerca necessita di studi e osservazioni future.

Capitolo 1

Nucleosintesi Primordiale

1.1 Storia dell'Universo

1.1.1 Cenni modello cosmologico standard

L'universo all'epoca cosmica attuale è dominato da materia gravitante, è evolutivo ed in espansione accelerata. Il modello cosmologico più accreditato dalla comunità scientifica trova le sue basi sulla teoria della Relatività Generale di Einstein e utilizza la metrica di Friedmann – Lemaître – Robertson – Walker. Le due equazioni della dinamica cosmica, che governano l'espansione dell'Universo, sono espresse come:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho R(t)^2 - kc^2 + \frac{\Lambda}{3}R^2(t) \quad (1.1)$$

$$\ddot{R}(t) = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right)R(t) + \frac{\Lambda}{3}R(t) \quad (1.2)$$

dove $R(t)$ è il fattore di scala adimensionale, G è la costante di Gravitazione universale, k è il parametro geometrico che stabilisce la curvatura dello spazio-tempo, ρ la somma delle densità massa-energia di tutte le specie cosmiche, c la velocità della luce e Λ è la costante cosmologica, che rappresenta il tensore energia-impulso del vuoto.

$$\Lambda = 8\pi G\rho_v \quad (1.3)$$

con ρ_v densità di massa-energia del vuoto. Il fattore di scala è strettamente correlato al redshift cosmologico tramite la relazione:

$$\frac{R_0}{R(t)} = (1 + z) \quad (1.4)$$

con R_0 il fattore di scala al tempo cosmico attuale t_0 .

Si possono esprimere le equazioni (1.1) e (1.2) anche in termini delle costanti cosmologiche:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{\Omega_m H_0^2 R_0^3}{R(t)} - kc^2 + \Omega_\Lambda H_0^2 R^2(t) \quad (1.5)$$

$$\ddot{R}(t) = -\frac{\Omega_m H_0^2 R_0^3}{2R^2(t)} + \Omega_\Lambda H_0^2 R(t) \quad (1.6)$$

dove Ω_m e Ω_Λ sono i parametri di densità rispettivamente della materia e del vuoto.

$$\Omega_m = \frac{8\pi G\rho_m}{3H_0^2} \quad e \quad \Omega_\Lambda = \frac{8\pi G\rho_v}{3H_0^2} \quad (1.7)$$

Questi due parametri si possono anche esprimere in funzione della densità critica (densità che avrebbe attualmente l'Universo se fosse piatto come il modello di Einstein-de Sitter)

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \simeq 10^{-29} \frac{g}{cm^3} \quad (1.8)$$

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c} \quad e \quad \Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_c} \quad (1.9)$$

Dalla combinazione di diverse osservazioni (Supernovae di tipo IA, radiazione cosmica di fondo, ecc..) il loro valore al tempo cosmico attuale è circa:

$$\Omega_m \simeq 0.27 \quad e \quad \Omega_\Lambda \simeq 0.73 \quad (1.10)$$

H_0 è la costante di Hubble al tempo attuale, il cui valore:

$$H_0 = (71 \pm 6) \frac{km}{sMpc} \quad (1.11)$$

La soluzione delle equazioni di Friedman al giorno d'oggi più accreditata è riportata in **Figura 1.1** dove è rappresentato l'andamento del fattore di scala $R(t)$ al variare del tempo cosmico (preso come tempo iniziale quello del Big Bang).

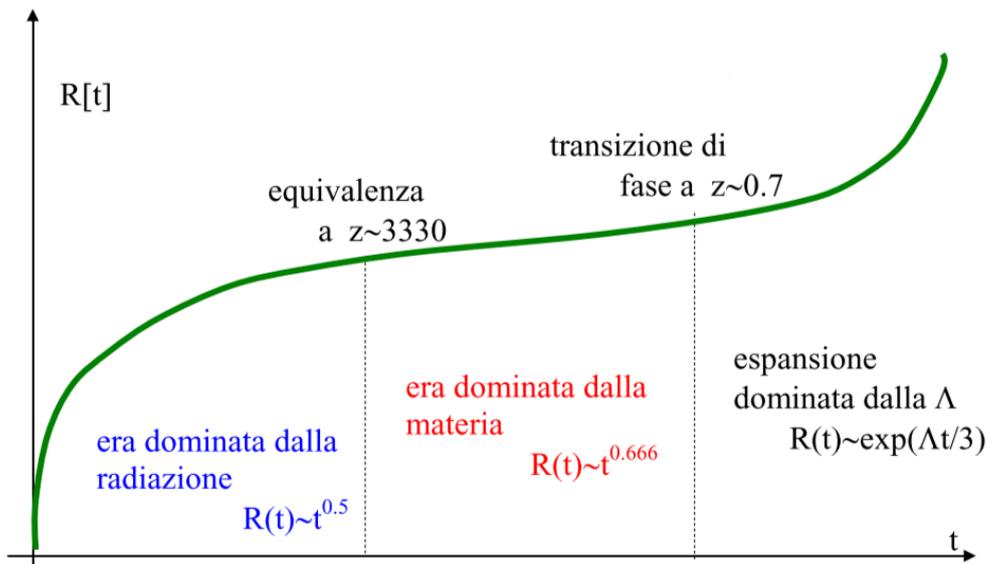


Figura 1.1: Evoluzione del fattore di scala $R(t)$ in funzione del tempo. Sono distinte le principali fasi cosmologiche, da sinistra verso destra: era dominata dalla radiazione, era dominata dalla materia nella condizione di universo opaco ed era dominata dalla materia nella condizione di universo trasparente, come lo osserviamo oggi. Da Franceschini [28].

1.1.2 Breve storia termica dell'Universo

Di seguito sono descritte brevemente le principali fasi cosmologiche della storia dell'Universo nell'ordine con il quale sono avvenute, dal Big Bang all'era cosmica attuale.

In **Figura 1.2** è rappresentata la storia termica dell'Universo, per ogni epoca è specificata la temperatura del fluido cosmico.

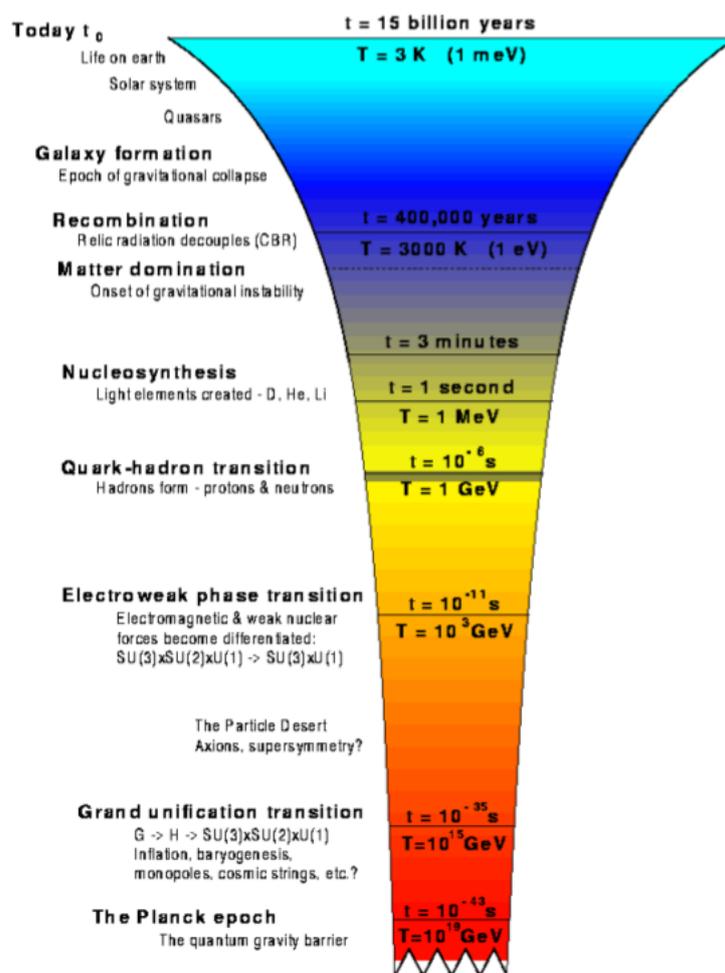


Figura 1.2: Principali fasi evolutive dell'Universo dopo il Big Bang. Il colore indica la temperatura del fluido cosmico che diminuisce allo scorrere del tempo. La Temperatura è espressa in GeV; la conversione in K è la seguente: $1 \text{ GeV} \approx 1.16 \times 10^{13} \text{ K}$. Da Franceschini [28].

Il Big Bang (in Figura 1.2: la zona segmentata alla base dell'immagine)

Il Big Bang è avvenuto circa 13.7 miliardi di anni fa. Erroneamente immaginato come un'enorme esplosione, esso si ipotizza essere una singolarità, un'entità puntiforme (tutti i parametri dinamici e termodinamici hanno subito una divergenza, il fattore di scala dell'universo si è annullato) infinitamente densa e calda che ha iniziato ad espandersi, dilatando progressivamente tutto lo spazio-tempo. L'ipotesi di un Big Bang caldo (caratterizzato cioè da particelle immerse in un bagno di fotoni altamente energetici), è nata in conseguenza alla scoperta di Hubble dell'espansione dell'Universo.

Il primo secondo successivo al Big Bang è stata l'era cosmica nella quale si sono manifestati più avvenimenti fisici che in tutta la storia evolutiva dell'Universo.

Universo dominato dalla radiazione :

Si può considerare l'espansione dell'Universo come adiabatica; la prima legge

della termodinamica quindi diviene:

$$dE = -pdV \quad (1.12)$$

dove E è l'energia, p la pressione e V il volume dell'elemento di universo considerato.

Riscrivendo l'energia nelle sue componenti di materia e fotoni $E = (\rho_m + \rho_\gamma)c^2V$ con ρ_m densità di materia e ρ_γ densità di fotoni, nell'approssimazione $V \propto R^3(t)$ con R(t) fattore di scala dell'Universo, si ottiene:

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R^3(t)) + \frac{1}{R(t)} \frac{d}{dt}(\rho_\gamma R^4(t)) = 0 \quad (1.13)$$

Da cui, studiando i due fattori separatamente, si ottengono le dipendenze delle densità dal fattore di scala:

$$\rho_m(t) = \rho_{m,0} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-3} \quad (1.14)$$

$$\rho_\gamma(t) = \rho_{\gamma,0} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-4} \quad (1.15)$$

I fotoni presentano un fattore $\frac{R(t)}{R_0}$ in più rispetto alla materia in quanto la loro energia è proporzionale alla frequenza ν e quindi degrada proporzionalmente a $(1+z)^{-1}$. Dalle equazioni (1.14) e (1.15) si ottiene:

$$\frac{\rho_\gamma(t)}{\rho_m(t)} = \frac{\rho_{\gamma,0}}{\rho_{m,0}} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-1} \quad (1.16)$$

Per un determinato valore di R(t) le due densità si sono eguagliate, cosa che è avvenuta all'epoca dell'equivalenza, che verrà discussa più in dettaglio in seguito. Per fattori di scala minori a quello dell'equivalenza, l'Universo era dominato dalla radiazione ($\rho_\gamma(t) > \rho_m(t)$), al contrario di quanto non osserviamo al giorno d'oggi.

In questa fase dominata dalla radiazione si può ricavare una legge che descriva l'andamento del fattore di scala in funzione del tempo risolvendo l'equazione dinamica di Friedman (1.1). Non si considera il fattore Λ in quanto trascurabile nel passato e si prende un valore di k pari a 0 in quanto ad alti redshift la soluzione dinamica del fattore di scala tende al modello di universo di Einstein-de Sitter (modello a geometria piatta). Si ottiene quindi:

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

Questa legge è rappresentata nel primo terzo del grafico della **Figura1.1**. Più semplicemente si può riscrivere la (1.17) in funzione del tempo di equivalenza al posto del tempo cosmico attuale:

$$R(t) = R(t_{eq}) \left(\frac{t}{t_{eq}} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 3000 \left(\frac{65000}{t[\text{yrs}]} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

successivamente sarà illustrato come si derivano i valori di t_{eq} e z_{eq} ((1.31) e (1.33))

In termini di temperatura, vale la relazione

$$T \propto \frac{R_0}{R(t)} \quad (1.19)$$

che si può ottenere dal fatto che la radiazione cosmica di fondo presenta uno spettro di corpo nero, quindi la sua densità di energia è proporzionale alla quarta potenza della temperatura (legge di Stefan Boltzmann). Più precisamente:

$$T_\gamma(t) = T_0 \frac{R_0}{R(t)} = 2,728(1+z) \quad (1.20)$$

con $T_0 = 2.728K$ temperatura della radiazione cosmica di fondo al tempo cosmico attuale. Nella sezione [1.3.1] si tratterà delle radiazioni cosmiche di fondo.

Quindi dalle equazioni (1.18) e (1.19) si ricava:

$$\frac{T}{8200[K]} \simeq \left(\frac{65000}{t[yr s]} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

dalla quale si ottiene la relazione tra temperatura e tempo cosmico:

$$t[sec] \simeq \left(\frac{1.1 \times 10^{10}}{T[K]} \right)^2 \simeq \left(\frac{1[MeV]}{kT} \right)^2 \quad (1.22)$$

Queste equazioni regolano la storia termica dell'Universo durante la fase dominata dalla radiazione.

Sono riportate di seguito le fasi principali dell'era dominata dalla radiazione:

- **Epoca di Planck** (in **Figura1.2**: The Plank epoch). Tempo cosmico $t = 10^{-43}s$ dal Big Bang e Temperatura $T = 10^{32}K$. Nessuna delle attuali teorie fisiche può descrivere correttamente cosa sia accaduto in questa era. Le quattro forze fondamentali erano forse unificate in una sola forza fondamentale.
- **Transizione della Grande Unificazione** (in **Figura1.2**: Grand unification transition). Tempo cosmico $t = 10^{-35}s$ dal Big Bang e Temperatura $T = 10^{28}K$. Si pensa che le forze fondamentali a parte la gravità (quindi forza elettromagnetica, nucleare debole e nucleare forte) fossero ancora unite in una sola "superforza". L'Universo ha subito una rapidissima espansione che prende il nome di Inflazione, durante la quale si sarebbero formate coppie di particelle - antiparticelle. Un'antisimmetria di cui non si conoscono le cause può aver portato a un eccesso di materia rispetto all'antimateria. Successivamente all'annichilazione delle particelle, quindi, è rimasta la materia che tutt'oggi permea l'Universo.
- **Fase Elettrodebole** (in **Figura1.2**: Elecronweak phase transition). Tempo cosmico $t = 10^{-11}s$ dal Big Bang e Temperatura $T = 10^{22}K$. La forza elettrodebole si è separata dalla forza forte e si sono formati i gluoni: particelle con massa e carica nulla che tengono legate coppie di quark e anti-quark. Successivamente si sono separate le forze debole ed elettromagnetica.
- **Era Adronica** o delle particelle pesanti (in **Figura1.2**: Quark-hadron phase transition). Tempo cosmico $t = 10^{-6}s$ dal Big Bang e Temperatura $T = 10^{13}K$. L'energia termica era sufficientemente bassa da permettere ai quark

di legarsi tra loro mediante la forza forte a formare adroni. Gli adroni sono particelle composte da coppie di quark e anti-quark (se composti da tre quark prendono in nome di barioni tra cui si annoverano i protoni e i neutroni, se composti da un quark e un antiquark, di mesoni).

In questa fase si presuppone potesse esserci stata una situazione di equilibrio termodinamico tra particelle di materia e fotoni che interagivano fra loro e che quindi i processi di creazione (un fotone energetico scontrandosi con una particella di materia, libera una coppia particella - antiparticella) fossero bilanciati in media da quelli di distruzione (una coppia particella-antiparticella annichilisce in fotoni energetici).

Con l'espansione dell'universo, la Temperatura diminuì fino ad arrivare alla Temperatura Critica di $T = 10^{13}K$. A questa temperatura, non c'erano più fotoni energetici in grado di produrre particelle. Le particelle continuarono ad annichilire e ciò che è rimasto era un residuo di neutroni e protoni in un bagno di fotoni.

- **Era Leptonica** o delle particelle leggere (non raffigurata in **Figura 1.2**). Tempo cosmico $t = 10^{-4}s$ dal Big Bang e Temperatura $T = 10^{12}K$. Successivamente al raggiungimento della Temperatura Critica, interazioni deboli hanno mantenuto l'equilibrio tra le particelle adroniche rimaste:

$$n + \nu_e \longleftrightarrow p + e^- \quad (1.23)$$

$$n + e^+ \longleftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.24)$$

$$n \longleftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

Questo equilibrio al diminuire della temperatura si è spostato a favore dei protoni, a causa della differenza di massa tra protoni e neutroni $\Delta m = 1.3MeV$, secondo la legge:

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-\frac{\Delta mc^2}{kT}} \quad (1.26)$$

dove N_n è il numero di neutroni, N_p di protoni, k la costante di Boltzmann e T la temperatura espressa in K.

Tra le temperature di $T = 10^{10}K$ e $T = 5 \times 10^9K$, corrispondenti ad un tempo cosmico tra 1s e 4s dopo il Big Bang, i neutrini e gli elettroni si sono annichiliti con le corrispettive anti-particelle. Quando la maggior parte di queste particelle si è annichilita, termina l'era Leptonica (Elettroni e neutrini sono particelle elementari che appartengono al gruppo dei Leptoni). A questo punto il numero di neutroni e protoni era modificato solamente da decadimenti β :

$$n \longleftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.27)$$

La legge di evoluzione della frazione di neutroni quindi era diventata:

$$\frac{N_n}{N_n + N_p} = 0.16e^{-\frac{t}{886s}} \quad (1.28)$$

Secondo questa legge, i neutroni sarebbero spariti in un tempo pari a 15 minuti. Ciò non è avvenuto perchè, continuando ad espandersi, l'Universo è giunto alle condizioni di temperatura e densità tali da innescare processi di fusione termonucleare.

- **Nucleosintesi primordiale** (in **Figura1.2**: Nucleosynthesis) è l'era in cui parte dell'idrogeno primordiale subisce una trasformazione nucleare producendo elementi più pesanti quali 2D (deuterio), 4He (elio), 7Li (litio). Questa era cosmologica verrà trattata più dettagliatamente nella sezione successiva [1.2].

Epoca dell'Equivalenza (non rappresentata in **Figura1.2**)

L'epoca dell'equivalenza, come precedentemente accennato, è il tempo cosmico al quale la densità massa-energia della materia e quella del vuoto erano appunto equivalenti $\rho_m(t_{eq}) = \rho_\gamma(t_{eq})$. (**Figura1.3**).

Dall'equazione (1.16) si ottiene:

$$\frac{R(t_{eq})}{R_0} = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_{\gamma,0}} \quad (1.29)$$

Il rapporto tra i fattori di scala è strettamente correlato al redshift (da (1.4)):

$$(1 + z_{eq}) = \frac{R_0}{R(t_{eq})} \quad (1.30)$$

Per valori delle densità all'epoca attuale quali $\rho_m \simeq 2.7 \times 10^{-30} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$ e $\rho_\gamma \simeq 9 \times 10^{-34} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$ (dove per ρ_γ si intende la somma delle densità di fotoni e neutrini); si ottiene un redshift pari a:

$$z_{eq} \simeq 3000. \quad (1.31)$$

Dall'equazione:

$$t = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z) \left[(1+z)^3 \Omega_m + (1+z)^2 (1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda) + (1+z)^4 \Omega_\gamma + \Omega_\Lambda \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.32)$$

(dove Ω_γ è il parametro di densità relativo ai fotoni e particelle relativistiche al tempo cosmico attuale; $\Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_c}$ da (1.8)) possiamo calcolare il tempo dell'equivalenza:

$$t_{eq} \simeq 65000 \text{ yrs} \quad (1.33)$$

Inoltre utilizzando la relazione tra redshift e temperatura (1.20) possiamo ricavare la $T_{eq} \simeq 8200K$.

Si può calcolare il valore della densità all'epoca dell'equivalenza dall'equazione (1.14) e si ottiene il valore di $\rho_{eq} = \rho_0 (1 + z_{eq})^3 \simeq 2000 \frac{atomi}{cm^3}$.

Universo dominato dalla materia :

Successivamente all'equivalenza, la densità di materia ha iniziato a dominare su quella della radiazione $\rho_m(t) > \rho_\gamma(t)$. A redshift molto elevati l'Universo è ben descritto dal modello di Einstein-de Sitter (geometria piatta, $k=0$). Risolvendo l'equazione dinamica di Friedman (1.1) con $k=0$, ρ_m come unica componente in quanto dominante e trascurando il contributo di Λ , si ottiene una soluzione del fattore di scala del tipo:

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.34)$$

Questo risultato è rappresentato dalla seconda parte del grafico in **Figura1.1**.

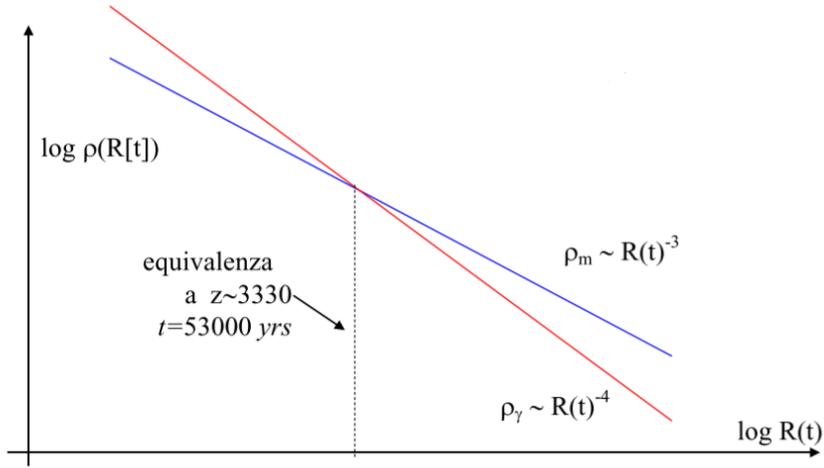


Figura 1.3: Evoluzione della densità di massa-energia in funzione del fattore di scala (in blu la radiazione; in rosso la materia). Da Franceschini [28].

- **Epoca della Ricombinazione** (in **Figura 1.2**: Recombination - Matter Domination). Per Epoca di Ricombinazione o Disaccoppiamento si intende il momento in cui il fluido cosmico da uno stato ionizzato è passato a uno neutro. La temperatura divenendo sempre più bassa, ha permesso che gli elettroni si legassero ai nuclei e i fotoni sempre meno energetici non sono stati più in grado di ionizzare i nuovi atomi. Ciò che ha reso possibile questa transizione di fase è stato il cambiamento della sezione d'urto del processo di interazione fotoni-materia: dalla sezione d'urto di Thompson dovuta alla presenza del grande numero di elettroni liberi prima della ricombinazione, alla bassa o nulla sezione d'urto a redshift più bassi.

L'Universo da opaco come era prima, è divenuto trasparente in quanto la probabilità di assorbimento dei fotoni dalla materia è divenuta quasi nulla.

La Temperatura a cui è avvenuta la ricombinazione non è semplicemente:

$$T \simeq \frac{h\bar{\nu}}{k} \simeq 157\,000\text{K} \quad (1.35)$$

(alla quale corrisponde per la (1.20) un redshift di $z \simeq 58\,000$) perchè così facendo si sta cercando la temperatura corrispondente alla plankiana con picco pari all'energia dei fotoni in grado di ionizzare la materia. Eppure non serve avere un massimo numero di fotoni per ionizzare un atomo, bensì ne basta uno con sufficiente energia, un fotone alla coda estrema della distribuzione di energia caratteristica di una temperatura maggiore. Quindi la ionizzazione sarà avvenuta a redshift più elevanti di $z \simeq 58\,000$. Si può verificare quindi che la temperatura più attendibile per l'era della ricombinazione sia $T_{ric} = 3\,000\text{K}$ alla quale corrisponde un redshift di $z_{ric} = 1\,100$. Tramite la relazione tempo-redshift (1.32) otteniamo un tempo cosmico $t_{ric} = 380\,000\text{yrs}$.

Si parla di Superficie di Ultimo Scattering in quanto oltre questo z_{ric} nessuna sorgente cosmica è visibile, proprio come se fosse un orizzonte, un limite per le nostre osservazioni.

Il valore della densità all'epoca della ricombinazione si ottiene dall'equazione (1.14): $\rho_{ric} = \rho_0(1 + z_{ric})^3 \simeq 100 \frac{atomi}{cm^3}$.

- **Epoca formazione Galassie** (in **Figura1.2**: Galaxy formation). Dall'epoca della ricombinazione si ritiene che il gas primordiale raffreddandosi, abbia iniziato a strutturarsi. La materia si raffredda molto più rapidamente della radiazione (come visto precedentemente da (1.20), $T_\gamma \propto (1 + z)$).

Mettendo in relazione la dipendenza della pressione dalla densità (1.36) con l'equazione di stato di un gas in espansione adiabatica (1.37) con l'indice politropico $\gamma = \frac{5}{3}$.

$$P_m \propto \rho_m^\gamma \quad (1.36)$$

$$P_m = \frac{\rho_m k T_m}{\mu m_H} \quad (1.37)$$

si ottiene la dipendenza della temperatura dalla densità: $T_m \propto \rho_m^{\gamma-1}$ da cui, sapendo come la densità della materia dipenda dal fattore di scala (1.14) si ottiene

$$T_m \propto (1 + z)^2 \quad (1.38)$$

Tra i redshift $z \simeq 30$ e $z \simeq 10$ vi sono evidenze principalmente indirette che le prime condensazioni di gas abbiano portato alla formazione delle prime stelle, molto luminose e massive. Queste prime sorgenti avrebbero diffuso elementi pesanti e riscaldato la materia dell'universo ionizzando nuovamente l'idrogeno diffuso. Questo proceso è schematizzato in **Figura1.4**.

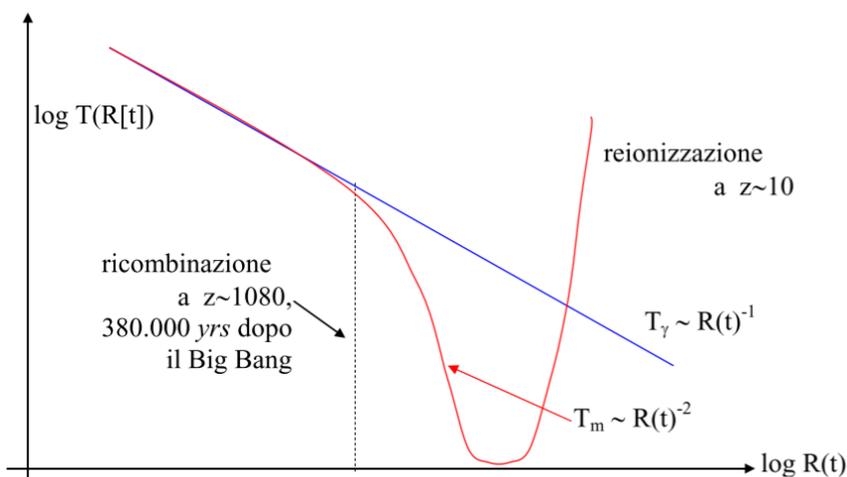


Figura 1.4: Evoluzione della Temperatura. In blu la radiazione, in rosso la materia. Da Franceschini [28].

Epoca accelerata (non presente in **Figura1.2**):

Con l'espandersi dell'Universo la componente della costante cosmologica Λ è divenuta predominante rispetto alla componente della materia (equazione dinamica di Friedman (1.1)). A partire da un determinato z_{min} ha iniziato a dominare

l'energia oscura fino ad arrivare ad una fase di espansione accelerata esponenziale in cui l'energia oscura dominerà l'auto-gravità. Il valore di z_{min} lo possiamo ricavare ponendo la derivata seconda del fattore di scala nulla (equazione (1.2):

$$z_{min} = \left(\frac{2\Omega_\Lambda}{\Omega_m} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \quad (1.39)$$

Per valori attuali delle costanti di densità $\Omega_m \simeq 0.27$ e $\Omega_\Lambda \simeq 0.73$ (1.10) il redshift minimo si può approssimare a $z_{min} = 0.6 \pm 0.1$

Il fattore di scala tenderà ad evolvere secondo la legge:

$$R(t) \propto \exp \left[\left(\frac{\Lambda}{3} \right)^{\frac{1}{2}} t \right] \quad (1.40)$$

Oggi ci stiamo avvicinando a questa fase. Questo risultato è rappresentato nella parte più a destra del grafico in **Figura 1.1**.

1.2 Nucleosintesi Primordiale

Questa teoria, elaborata per la prima volta in modo esauriente da Wagoner, Fowler e Hoyle nel 1967, prende il nome di SBBN: Standard Big Bang Nucleosynthesis ed è basata sulla cosmologia Standard (che si fonda sulla relatività generale, il principio cosmologico, l'esistenza dell'energia oscura) ed il modello Standard delle particelle, il quale prevede l'esistenza di tre specie di neutrini.

1.2.1 Modalità della nucleosintesi

In un tempo cosmico tra $t = 1 \text{ sec}$ e $t = 3 \text{ min}$ dopo il Big Bang, il fluido cosmico ha raggiunto condizioni di temperatura (tra $T = 10^{10} \text{ K}$ e $T = 10^9 \text{ K}$) e densità (densità della materia pari a $\rho_{3min} \simeq \rho_0(1 + z_{3min})^3 \simeq 10 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ da (1.14)) tali da innescare fenomeni di fusione termonucleare. Il processo che si è verificato è più complicato dello scontro e fusione tra due protoni e due neutroni ($2p+2n$) perchè la densità bassa delle particelle non ha permesso scontri così frequenti. Ciò che è avvenuto in realtà è stata la seguente sequenza di urti e fusioni a 2 corpi:



I prodotti finali sono quindi: 2D , 3He e principalmente 4He .

La reazione che maggiormente rallenta le produzione di elio 4He è la prima (1.41). Infatti in questa reazione viene prodotto il deuterio 2D , che è un nucleo con un legame molto debole tra il protone e il neutrone. Un fotone con la sola energia di $E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$ può spezzare questo legame e di conseguenza il nucleo stesso. Il numero elevato di fotoni rispetto a quello delle particelle ha provocato la distruzione dei nuclei di Deuterio, ritardando l'innescarsi delle reazioni termonucleari. Perchè si raggiunga la situazione in cui il deuterio sia stabile, occorre avere temperature inferiori a $T \simeq 2.5 \times 10^{10} \text{ K}$, più precisamente la catena nucleare ha iniziato ad innescarsi ad una temperatura di $T \simeq 10^9 \text{ K}$.

Successivamente alla produzione di Elio (nucleo molto stabile con energia di legame pari a $E = 28\text{MeV}$), a causa dell'incessante processo di espansione dell'universo e correlata diminuzione della temperatura, la nucleosintesi si arresta (dopo circa 15 minuti dal Big Bang). Solo in pochi casi, ulteriori reazioni nucleari hanno trasformato l'Elio ${}^4\text{He}$ in elementi più pesanti. L'unico elemento prodotto in quantità significanti è il Litio ${}^7\text{Li}$ (non esistono nuclei stabili con numero atomico pari a 5 o 8).

Dopo questa epoca di nucleosintesi il plasma di idrogeno, elio e quantità minori di altri elementi si raffredda ulteriormente fino a raggiungere l'epoca dell'equivalenza.

Più in dettaglio, in **Figura 1.5** è rappresentata la rete di reazioni che ha dominato la formazione di elementi leggeri. Le principali reazioni della BBN sono ben definite e sono state accuratamente misurate in laboratorio.

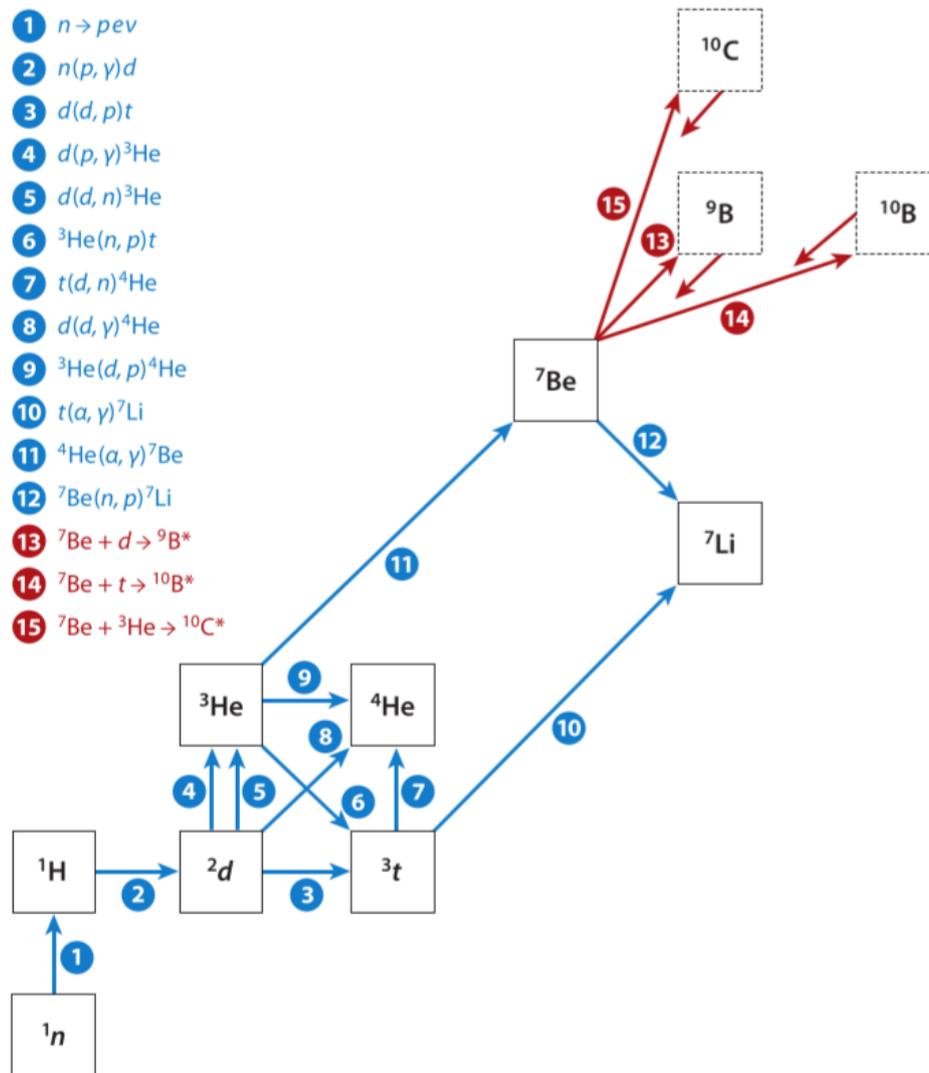


Figura 1.5: Rete di reazioni nucleari avvenuta durante la Nucleosintesi. In blu sono raffigurate le 12 reazioni principali, in rosso 3 reazioni proposte o testate. La figura è tratta dall'articolo di Fields, 2011 [2].

In **Figura 1.6** è rappresentato l'andamento della frazione di massa e della densità barionica degli elementi leggeri in funzione del tempo cosmico e della temperatura. La linea obliqua tratteggiata indica la densità barionica, che diminuisce all'aumentare dal

tempo. I protoni diminuiscono leggermente, maggiore è la diminuzione della frazione di neutroni. Si nota come gli elementi leggeri quali elio, deuterio e litio vedono una rapida crescita ad una temperatura corrispondente a $T \simeq 10^9 K$, che corrisponde al tempo cosmico in cui è massima l'attività della nucleosintesi.

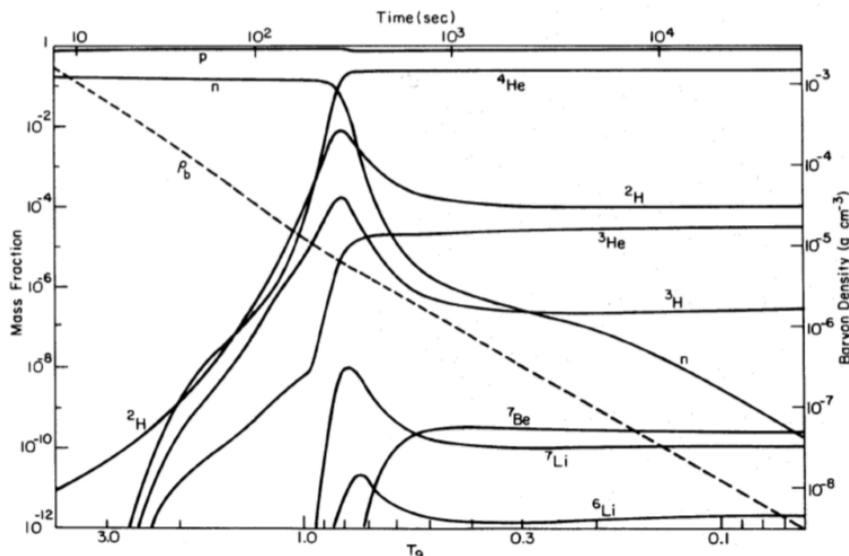


Figura 1.6: Nucleosintesi Primordiale. Schema di come si sono sintetizzati gli elementi leggeri nell'Universo primordiale. Il tempo cosmico (in secondi) aumenta da sinistra verso destra mentre la Temperatura aumenta nel senso opposto (T_9 indica che i valori in ascissa vanno moltiplicati per $10^9 K$). In ordinata si può leggere a sinistra la frazione di massa, a destra la densità barionica in $\frac{g}{cm^3}$. La figura è tratta dal lavoro di Wagoner del 1973 [35].

1.2.2 Importanza della teoria di BBN

La teoria della nucleosintesi ha permesso di spiegare l'abbondanza di 4He , che copre il $\simeq 25\%$ degli atomi nelle stelle, cosa che la produzione stellare non era in grado di spiegare. Inoltre è un'importante prova a favore dell'ipotesi del Big Bang caldo, ricco di fotoni energetici.

La formazione degli elementi leggeri dipende dal parametro η che esprime il rapporto barioni-fotoni:

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma} = 2.74 \times 10^{-8} \Omega_b h^2 \quad (1.45)$$

dove Ω_b è il parametro di densità barionica e $h = \frac{H_0}{100 km/s/Mpc}$. η , o equivalentemente Ω_b , è l'unica incognita fondamentale della SBBN. La densità di plasma all'atto della nucleosintesi è particolarmente importante per l'abbondanza degli elementi leggeri in quanto: una minima densità non permetterebbe abbastanza interazioni tra i nuclei; mentre una maggiore densità provocherebbe la massima efficienza delle reazioni nucleari che convertirebbero tutti i neutroni in deuterio e questo in elio. Il valore della densità quindi stabilisce la probabilità di interazione tra nuclei e in quali quantità gli elementi leggeri sono rimasti incombusti da quell'epoca fino ad oggi.

Prima delle precise misure della CMB, si pensava che un'altra importante conseguenza della teoria della nucleosintesi fosse poter determinare il parametro di densità Ω_b ,

a partire dalle osservazioni. Dall'abbondanza di ogni elemento si poteva quindi ricavare un valore di η , ed unendo le tre informazioni si è ottenuto un intervallo di possibili valori del parametro. Con le misure svolte sulla radiazione cosmica di fondo, si è fissato il valore di η e di conseguenza di Ω_b , lasciando la teoria della BBN priva di parametri liberi.

Nella **Figura 1.7** sono mostrate le abbondanze predette dalla teoria della nucleosintesi in funzione del parametro η . L'elio ${}^4\text{He}$ è debolmente sensibile al parametro, mentre ${}^2\text{D}$ e ${}^3\text{He}$ decrescono sostanzialmente all'aumentare di η . L'abbondanza di Litio è stata calcolata dopo il decadimento di ${}^7\text{Be}$ quindi nel grafico è plottata la somma di entrambe le specie con numero atomico 7. A valori bassi di η domina la quantità di ${}^7\text{Li}$ mentre valori di η più elevati è preponderante l'abbondanza di ${}^7\text{Be}$, creando un avvallamento nel grafico. Lo spessore attorno alle curve rappresenta l'incertezza $1 - \sigma$ nella predizione delle abbondanze: per ${}^4\text{He}$ l'incertezza è molto piccola, minore di 1%, per ${}^2\text{D}$ e ${}^3\text{He}$ circa $\approx 7\%$ mentre per ${}^7\text{Li}$ l'errore è più ampio: $\approx 12\%$.

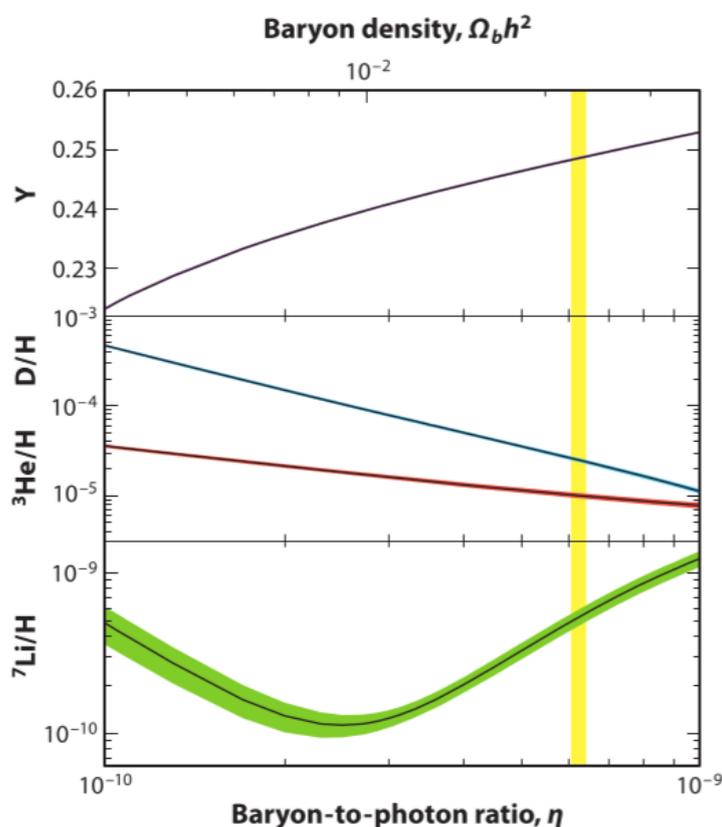


Figura 1.7: Predizione dell'abbondanza degli elementi leggeri della BBN in funzione del parametro rapporto barioni-fotoni η . In ordine dall'alto verso il basso: ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{D}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$. La linea gialla verticale rappresenta la determinazione di η dalle misure di WMAP della CMB. Da Fields, 2011 [2].

1.3 Predizione abbondanze da CMB

In questa sezione viene descritta brevemente la natura di questa radiazione, il valore del parametro di densità e come, utilizzando questo valore come input nella BBN si possa eseguire il processo inverso: si ottengono delle predizioni sulle abbondanze primordiali e

si confrontano con le osservazioni in modo da verificare l'attendibilità della nucleosintesi stessa.

1.3.1 CMB

Il fondo cosmico delle microonde, CMB, è la componente fotonica più rilevante dal punto di vista energetico tra tutte le radiazioni cosmiche di fondo. Questa componente fotonica ha un perfetto spettro di corpo nero come si vede in **Figura 1.8**, con picco di frequenza a $\nu = 2 \times 10^{11} \text{ Hz}$ e temperatura $T = 2.728 \text{ K}$. La CMB ha un elevatissimo grado di isotropia angolare: la misura della deviazione dall'isotropia è compresa tra lo 0.0001% e lo 0.001%.

La **Figura 1.9** mostra la mappa della radiazione cosmica di fondo CMB in tutto il cielo ad alta risoluzione angolare ottenuta dalla missione Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP (Bennett et al. 2013 ApJS, 208, 20 [6]). L'elevatissimo grado di isotropia della radiazione nelle microonde testimonia dunque una straordinaria isotropia (e quindi omogeneità) dell'Universo fino ad almeno mezzo milione di anni dopo l'inizio.

L'origine di questo fondo cosmico è antichissima: dal plasma primordiale 380 000 anni dopo il Big Bang, all'epoca della ricombinazione nei primi momenti in cui l'Universo è divenuto trasparente. Lo spettro non è variato nel tempo, e questo è facilmente intuibile in quanto nella formula che identifica lo spettro di corpo nero di Planck, la uniche componenti dipendenti dal tempo sono la temperatura e la frequenza, queste però hanno la stessa dipendenza dal redshift $(1+z)$ e da (1.46) si elidono:

$$\epsilon_\gamma = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} d\nu \quad (1.46)$$

dove ϵ_γ è la densità di energia del campo di radiazione $\epsilon_\gamma = \rho_\gamma c^2$, h è la costante di Planck, k la costante di Boltzmann.

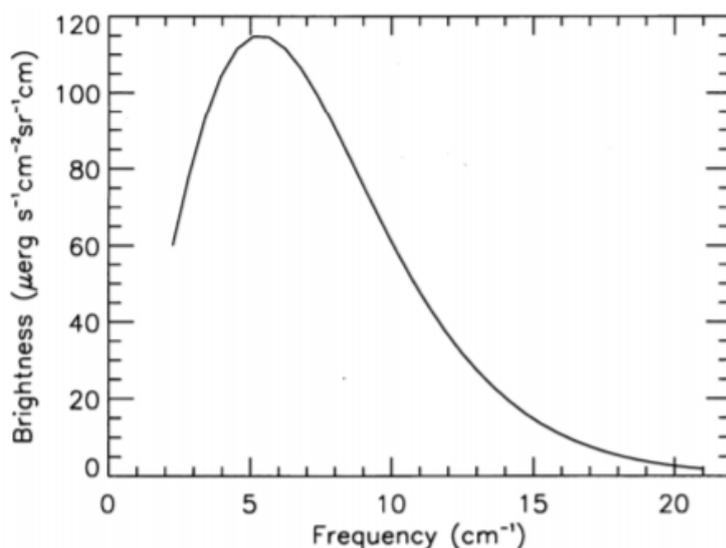


Figura 1.8: Spettro del fondo cosmico nelle microonde misurato da COBE. Gli errori di misura sono piccolissimi: è lo spettro di corpo nero più preciso che esista in natura.

Le osservazioni del fondo cosmico delle microonde quindi ci hanno fornito uno sguardo all'Universo all'epoca della ricombinazione ($z_{rec} \approx 1100$) e in particolare ci

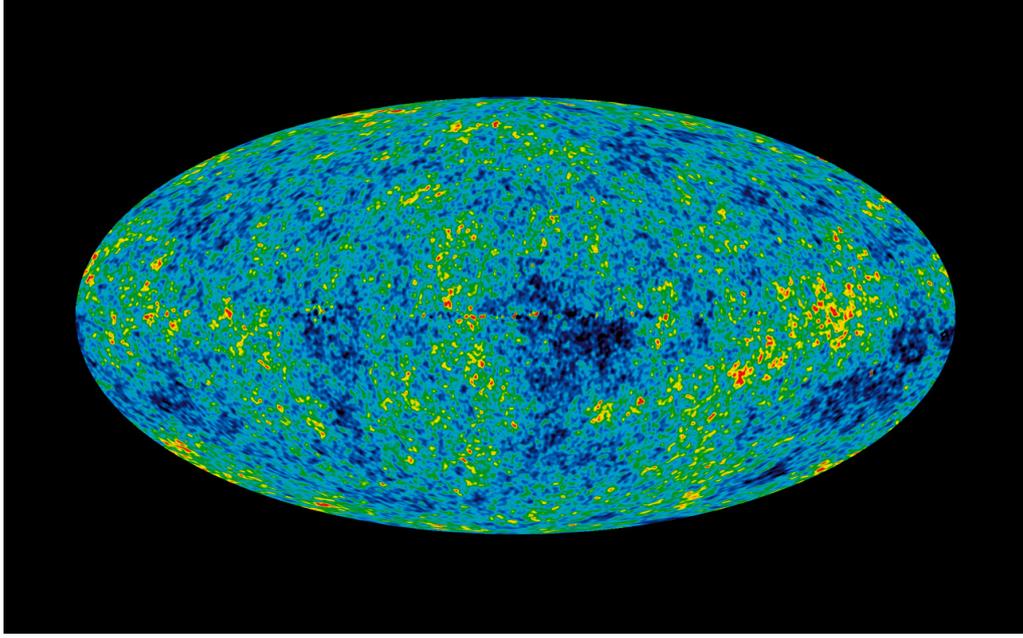


Figura 1.9: Mappa di tutto il cielo ottenuta con la missione della sonda spaziale WMAP con risoluzione angolare di 10 minuti d'arco. Si noti l'elevato grado di isotropia.

hanno procurato una misura precisa e robusta misura della densità barionica Ω_b e quindi di η indipendente dalla teoria della nucleosintesi. Il valore più recente ottenuta da WMAP è

$$\Omega_b h^2 = 2.249 \times 10^{-2} \quad (1.47)$$

e quindi

$$\eta = (6.19 \pm 0.15) \times 10^{-10} \quad (1.48)$$

Questo parametro, η , è una costante cosmologica in quanto, assumendo che non ci sia creazione o distruzione di fotoni via processi radiativi, questo numero non si modifica a causa dell'espansione dell'Universo (infatti scalano allo stesso modo le due quantità).

1.3.2 Predizione delle abbondanze degli elementi leggeri

La teoria della nucleosintesi primordiale è in grado di predire le abbondanze degli elementi leggeri che sono stati prodotti, utilizzando il preciso valore della densità barionica ottenuta da WMAP.

Si ricava l'abbondanza di Elio ${}^4\text{He}$ nel seguente metodo. Utilizzando l'equazione (1.28) al tempo cosmico di $t \simeq 200s$, che rappresenta il momento in cui il deuterio inizia a sopravvivere e la nucleosintesi raggiunge la massima attività, si ottiene la frazione in massa di neutroni:

$$X_n \simeq 0.12 \quad (1.49)$$

La frazione di neutroni è il rapporto tra il numero di neutroni e la somma di neutroni e protoni. Ogni atomo di elio presenta due neutroni mentre l'idrogeno non ne ha quindi $N_n = 2X_{\text{He}}$. Per quanto riguarda i protoni invece, essi sono presenti in quantità: uno per ogni atomo di idrogeno e due per ogni atomo di elio $N_p = X_H + 2X_{\text{He}}$. Con $X_H + 4X_{\text{He}} = 1$, avremo $X_n = \frac{N_n}{N_n + N_p} = \frac{2X_{\text{He}}}{2X_{\text{He}} + X_H + 2X_{\text{He}}} = \frac{2X_{\text{He}}}{1 - 4X_{\text{He}} + 4X_{\text{He}}} = 2X_{\text{He}}$.

Possiamo quindi ricavare l'abbondanza in numero di atomi di ${}^4\text{He}$:

$$n_{\text{He}} \simeq \frac{X_n}{2} \simeq 0.06 \quad (1.50)$$

Inoltre, per calcolare l'abbondanza in massa di Elio basta pensare che ogni atomo di elio è composto da 2 neutroni, quindi

$$Y = X_{\text{He}}(\text{massa}) = 2X_n \simeq 0.24 \quad (1.51)$$

Nella seguente tabella, da Coc et al. 2015 [12], sono riportati i valori delle abbondanze predette:

Elemento	Abbondanza
Y	0.2484 ± 0.0002
${}^2\text{D}/\text{H}$	$(2.45 \pm 0.05) \times 10^{-5}$
${}^3\text{He}/\text{H}$	$(1.07 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
${}^7\text{Li}/\text{H}$	$(5.61 \pm 0.26) \times 10^{-10}$

dove per l'abbondanza dell'elio si utilizza la frazione di massa Y mentre per le abbondanze degli altri elementi si utilizza la frazione del numero di atomi.

1.4 Confronto abbondanze predette e osservate

1.4.1 Osservazioni

Un'osservazione diretta delle abbondanze primordiali degli elementi leggeri è impossibile, visto che gli ambienti astrofisici sottoponibili ad analisi non sono primordiali e che altri processi di nucleosintesi sono avvenuti nel corso della storia dell'Universo come si può facilmente vedere dalla non-nulla metallicità di quasi tutti i sistemi astrofisici conosciuti. Per poter effettuare delle osservazioni quindi si scelgono come campioni sistemi poco evoluti, come possono presumibilmente esserlo oggetti antichi oppure correggere le osservazioni estrapolando dati a metallicità zero. Un'ulteriore difficoltà nella determinazione delle abbondanze deriva dalla scarsità delle specie, a parte il caso di ${}^4\text{He}$.

Elio ${}^4\text{He}$

L'elio può essere osservato in stelle molto calde, in quanto nell'ultravioletto è possibile osservare questo elemento, e nelle regioni HII. Sono preferibili le seconde in quanto nelle stelle l'elio è in parte prodotto nel corso della loro evoluzione e quindi l'abbondanza nel corso del tempo può aver subito dei cambiamenti.

L'osservazione dell'elio avviene tramite misure delle linee di emissione in zone di gas altamente ionizzato in vicinanza di galassie nane a bassa metallicità, le regioni HII extragalattiche per l'appunto. Recenti calcoli delle emissività dell'elio hanno portato a nuove determinazioni dell'abbondanza portando il valore centrale della distribuzione delle probabilità in buon accordo con quanto assertito dalle predizioni. La **Figura 1.10** mostra l'abbondanza in massa dell'elio in funzione della metallicità del plasma espressa come abbondanza di ossigeno:

$$\left[\frac{\text{O}}{\text{H}} \right] = \log \frac{N_{\text{O}}}{N_{\text{H}}} - \log \frac{N_{\text{O}\odot}}{N_{\text{H}\odot}} \quad (1.52)$$

Il valore di Y a $\left[\frac{O}{H}\right] = 0$ rappresenta l'abbondanza estrapolata a zero metallicità e vale:

$$X_{He}(massa) \simeq 0.254 \pm 0.003 \quad (1.53)$$

Essendo un valore estrapolato a zero metallicità è indipendente dall'attività stellare e quindi presumibilmente di natura primordiale. Il risultato risulta essere in completo accordo con le previsioni della teoria della BBN (1.51).

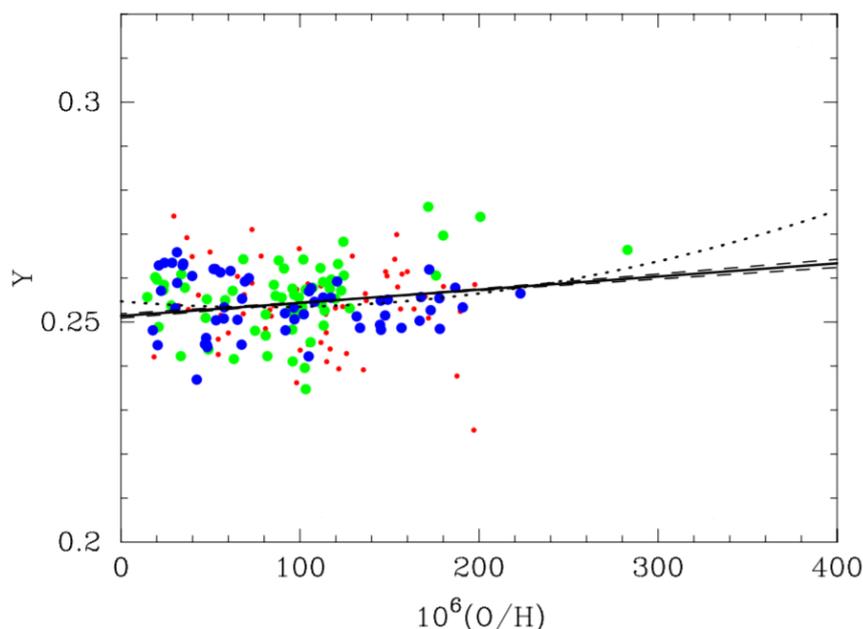


Figura 1.10: Abbondanza in massa di elio Y in funzione della metallicità in regioni HII galattiche di bassa metallicità. La metallicità è stimata come rapporto tra abbondanza di ossigeno e di idrogeno. I punti blu, verdi e rossi rappresentano i dati relativi rispettivamente ai campioni HeBCD (Izotov 2004 [29]), Very Large Telescope VLT (Izotov et al. 2009 [19] e Guseva et al. 2011 [17]) e Sloan Digital Sky Survey SDSS (Izotov et al. 2011b [20]). Dati da Izotov, 2013 [21]

Elcio 3He

Questo elemento al giorno d'oggi è solo accessibile nel mezzo interstellare della nostra galassia. Purtroppo quindi non si può misurare a basse metallicità perciò la sua abbondanza primordiale non può essere determinata da delle osservazioni. Non viene utilizzato l' 3He per verificare la teoria BBN.

Deuterio 2D

Il deuterio può essere misurato direttamente ad alti redshift. Esso è presente in distanti zone di gas di idrogeno neutro che sono osservate in assorbimento lungo la linea di vista di lontani quasars. Finora sono stati studiati dieci sistemi di questo tipo per ottenere una misura di deuterio primordiale e si è ottenuto il seguente valore:

$$\frac{^2D}{H} = (2.53 \pm 0.05) \times 10^{-5} \quad (1.54)$$

da Pettini, 2012 [31]. Ulteriori analisi dell'assorbimento dei quasars hanno migliorato la determinazione dell'abbondanza del deuterio. Essendo molto sensibile alla densità barionica (**Figura1.7**), il rapporto $\frac{D}{H}$ è una potente prova della teoria del SBBN e le piccole incertezze sia nei dati che nelle predizioni sono divenute un eccellente test per il confronto tra SBBN e CMB nella determinazione di Ω_b .

Litio

Le misure delle abbondanze primordiali del Litio sono sistematicamente inferiori alle predizioni della teoria BBN+CMB di un fattore 3 o 4. Ci si riferisce a questa incoerenza tra dati e predizioni con il termine “Problema Cosmologico del Litio”, che verrà trattato più in dettaglio nei prossimi capitoli.

1.4.2 Confronto abbondanze predette e osservazioni

Nella **Figura1.11** sono rappresentate le distribuzioni di probabilità per le abbondanze degli elementi leggeri (Calcolate da Cyburt, 2016 [13]). Nello stesso grafico sono raffigurate le curve teoriche (azzurre) e quelle derivate dalle osservazioni (giallo).

Si può notare come le previsioni per gli elementi quali ${}^4\text{He}$ e ${}^2\text{D}$ sono in spettacolare accordo con le osservazioni. La curva delle probabilità di ${}^4\text{He}$ derivate da BBN+CMB è estremamente più sottile rispetto a quella dei dati osservati, eppure le due curve sono in perfetto accordo in quanto i loro valori medi si sovrappongono perfettamente.

Come osservato in sezione precedentemente, non ci sono misure affidabili di abbondanze primordiali di ${}^3\text{He}$; per questo nel suo grafico non compare la probabilità derivata dalle osservazioni (zona gialla).

In fine, nell'ultimo quadrante, si vede come il Litio presenta una pronunciata discrepanza tra osservazioni e predizioni.

La spettacolare consistenza riscontrata per l'elio e il deuterio rappresenta un successo per la teoria del modello BBN; eppure questa consistenza non è del tutto completa a causa dei dati relativi al Litio.

In **Figura1.12** vengono riportati i valori predetti dalla SBBN in funzione del parametro η di **Figura1.7** ai quali sono inseriti i valori derivati dalle osservazioni. Dalla comparazione tra osservazioni e predizioni, si ottengono gli stessi risultati discussi precedentemente.

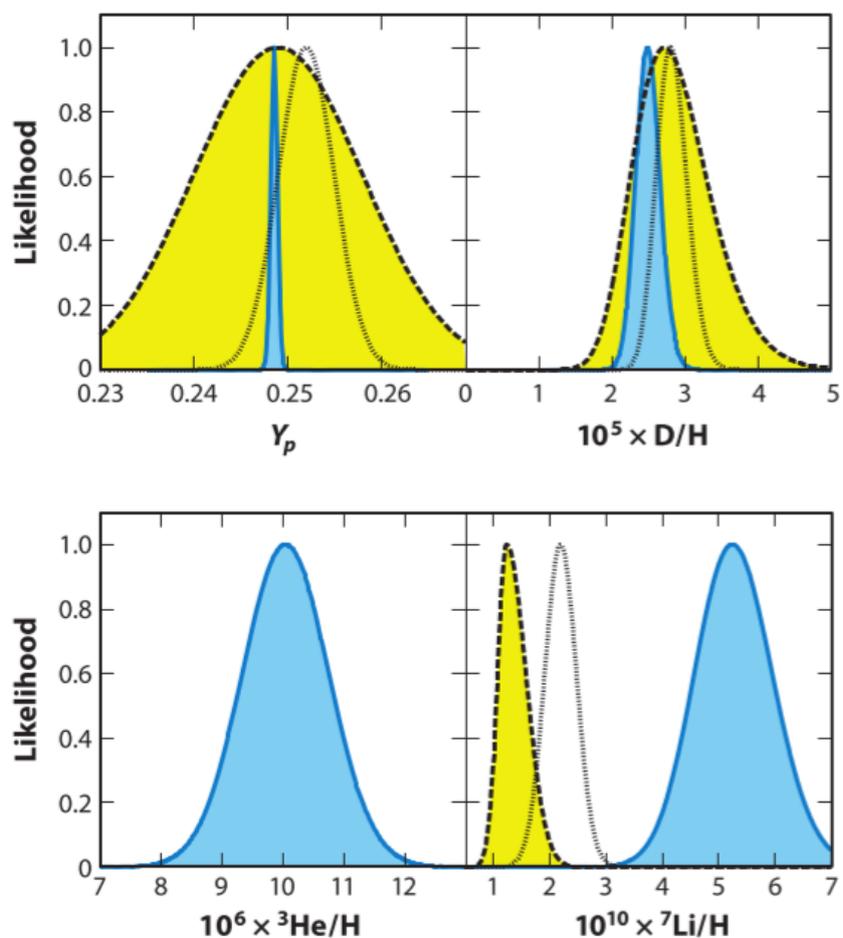


Figura 1.11: Predizione delle abbondanze degli elementi leggeri utilizzando la densità barionica calcolata tramite misure della CMB. Le probabilità sono normalizzate in modo da avere come massimo valore 1. Le zone azzurre rappresentano le predizioni dalla teoria CMB+BBN; le zone gialle raffigurano le misure astronomiche delle abbondanze primordiali; la linea tratteggiata invece rappresenta i dati ottenuti da un altro tipo di analisi. Le differenze tra questi ultimi e le curve gialle fa pensare a un errore sistematico. Da Fields, 2011 [2]

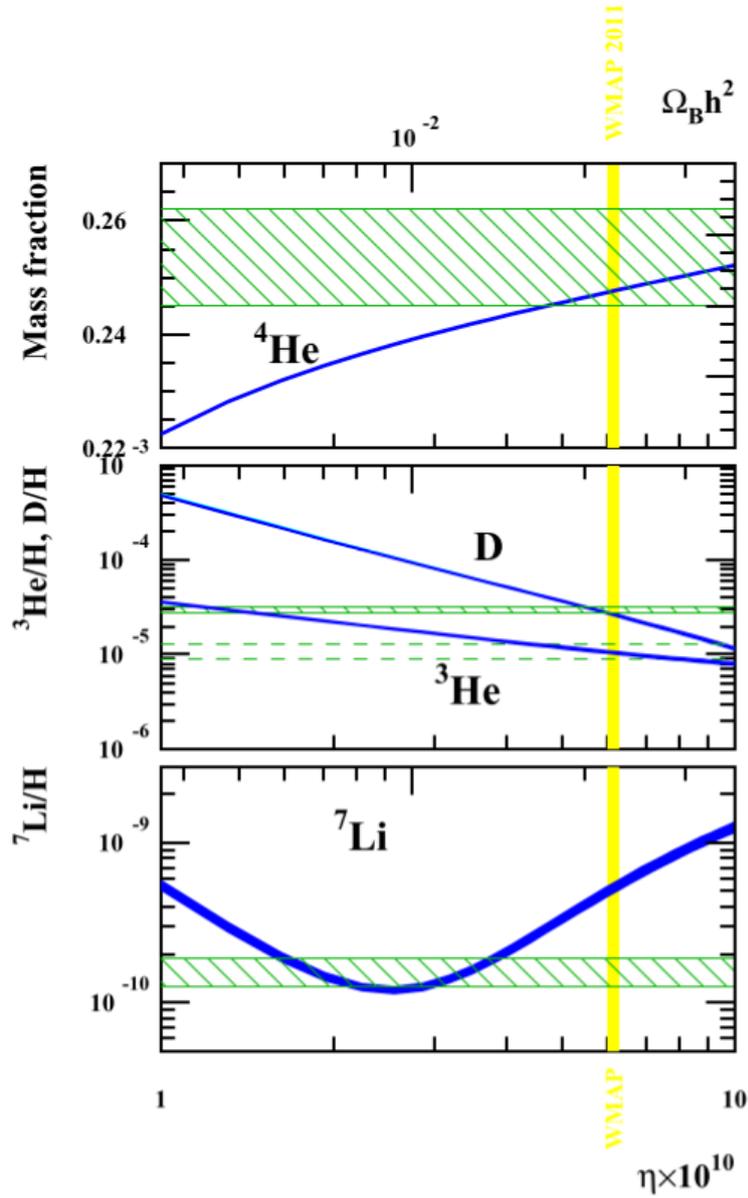


Figura 1.12: Abbondanza di ${}^4\text{He}$ (mass fraction Y), ${}^2\text{D}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$ (come numero relativo a H) in funzione del rapporto barioni-fotoni η . Le linee orizzontali verdi rappresentano le abbondanze primordiali dedotte dalle osservazioni, la retta verticale gialla indica il valore di η derivato da WMAP. Da Coc, 2012 [11]

Capitolo 2

Il problema cosmologico del Litio

Le osservazioni dell'abbondanza del Litio primordiale mostrano un notevole disaccordo con il valore predetto dalla teoria della BBN supportata dalle misure di WMAP, al contrario di quanto avviene per gli altri elementi leggeri. Il valore ricavato dalle osservazioni è sistematicamente inferiore a quello teorico di un fattore 3-4 che rappresenta una discrepanza di 4-5 σ .

2.1 Problema di ${}^7\text{Li}$

2.1.1 Valori Teorici

Con il valore di η ottenuto dalle osservazioni delle radiazioni cosmiche di fondo (1.48), la teoria della nucleosintesi primordiale prevede un'abbondanza di Litio pari a:

$$\frac{{}^7\text{Li}}{H} = (5.61 \pm 0.26) \times 10^{-10} \quad (2.1)$$

che si può esprimere come:

$$A(\text{Li}) = \log \frac{\text{Li}}{H} + 12 \simeq 2.75 \quad (2.2)$$

dalla tabella in sezione 1.3.1, Coc et al. 2015 [12].

2.1.2 Valori Osservati

Per ottenere l'abbondanza di un elemento nelle stelle, si devono studiare le linee di assorbimento dello spettro delle loro fotosfere. Il Litio è un elemento molto fragile, può essere distrutto ad una temperatura di $T \simeq 2,5 \times 10^6 K$ attraverso reazioni come:



nell'atmosfera della stella non viene mai raggiunta questa temperatura ma può accadere che, a causa di moti convettivi, parte del Litio venga trascinato in zone più profonde e calde e venga così distrutto, alterandone l'abbondanza. Questo processo avviene facilmente in stelle fredde e poco massive, come il Sole. Per stelle poco metalliche con una $T_{eff} \geq 5900K$ la zona convettiva è molto sottile e non arriva in tale profondità da distruggere il litio.

Per questa ragione si prediligono atmosfere di stelle vecchie e poco metalliche nella ricerca di litio primordiale: le atmosfere delle stelle metal-poor nell'alone della nostra

galassia (Popolazione II). Infatti la composizione chimica delle loro atmosfere si può considerare molto simile a quella della nube gassosa dalle quale si sono formate. Sono oggetti molto antichi che si sono formati nell'universo primitivo (la loro vita è più lunga del tempo di Hubble $\tau_0 = \frac{1}{H_0} \approx 14 \text{Gyr}$). Questo lo si può facilmente capire anche dalla loro bassa metallicità: crescendo l'età dell'universo cresce anche il contenuto di metalli, a causa della nucleosintesi stellare e dell'arricchimento di metalli che il mezzo interstellare subisce attraverso le nebulose planetarie e le supernovae. La percentuale di metalli nelle stelle di popolazione II si aggira in media intorno allo 0.1% (contro una percentuale del 2 – 3% delle stelle di popolazione I).

Spite Plateau

Nel 1982 F. Spite & M. Spite [27] studiarono l'abbondanza del litio in stelle vecchie dell'alone galattico in un intervallo di temperatura $5700 \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6250 \text{K}$ e metallicità $-2.4 \leq \left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right] \leq -1.4$. La metallicità si definisce come:

$$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right] = \log \frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} - \log \frac{N_{\text{Fe}\odot}}{N_{\text{H}\odot}} \quad (2.4)$$

dove N_{Fe} e N_{H} sono le abbondanze del ferro e dell'idrogeno nella stella che si sta studiando mentre $N_{\text{Fe}\odot}$ e $N_{\text{H}\odot}$ sono le abbondanze di ferro e idrogeno nel sole. F. Spite & M. Spite [27] notarono come essa risulti indipendente dalla temperatura e dalla metallicità, disponendosi con un andamento piatto nel grafico abbondanza-metallicità mostrato in **Figura 2.1** e nel grafico abbondanza-temperatura effettiva mostrato in **Figura 2.2**.

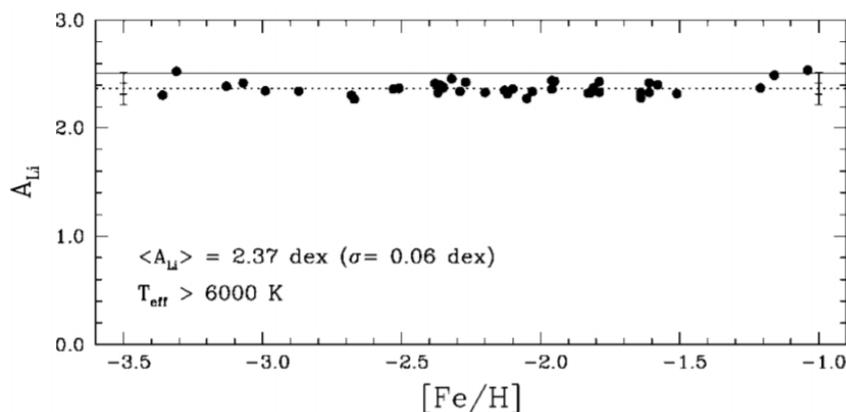


Figura 2.1: Abbondanza del litio in un campione di stelle con diversa metallicità. Come si può vedere i dati si distribuiscono senza grande dispersione lungo il Plateau. Da Meléndez, 2004 [30]

Questo andamento è noto come Spite Plateau. La scoperta dello Spite Plateau indica come la maggior parte del litio non sia correlato con la nucleosintesi galattica, avvenuta cioè in epoche più recenti della SBBN, confermando che l'abbondanza di Litio osservata sia proprio quella primordiale. Se ci fosse una forte variazione nell'abbondanza del litio da stella a stella, dipendente dalla metallicità o dalla temperatura (cosa che avviene per le abbondanze degli elementi pesanti come ferro e altri metalli), si sarebbe potuto affermare che il litio osservato non fosse primordiale, ma collegato alla nucleosintesi galattica.

Il valore del plateau che viene stimato dalle osservazioni è:

$$A(\text{Li}) = \log \frac{\text{Li}}{\text{H}} + 12 \approx 2.2 \quad (2.5)$$

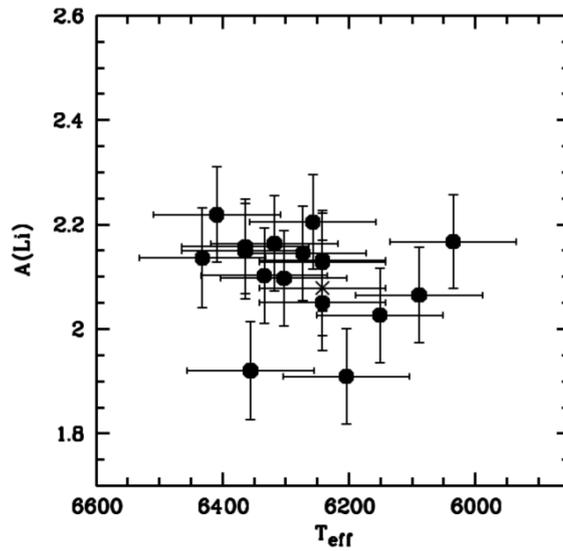


Figura 2.2: Abbondanza del litio in un campione di stelle con diversa temperatura effettiva. Da Bonifacio, 2007 [7].

da Coc et al. 2015 [12]. Recentemente il litio è stato osservato nelle stelle della galassia nana metal-poor ω Centauri e le abbondanze $A(\text{Li})$ sono risultate consistenti con lo Spite Plateau, indicandone l'universalità (da Monaco et al. 2010 [22]). In molti recenti studi si è visto che il Plateau del litio presenta una piccola dispersione. Il grafico in **Figura 2.3** illustra notevolmente l'andamento piatto dello Spite Plateau. Le due stelle che sono significativamente sottostanti al Plateau sono in realtà stelle povere in litio così come in berillio, quindi si suppone che la loro abbondanza di litio si discosti da quella primordiale.

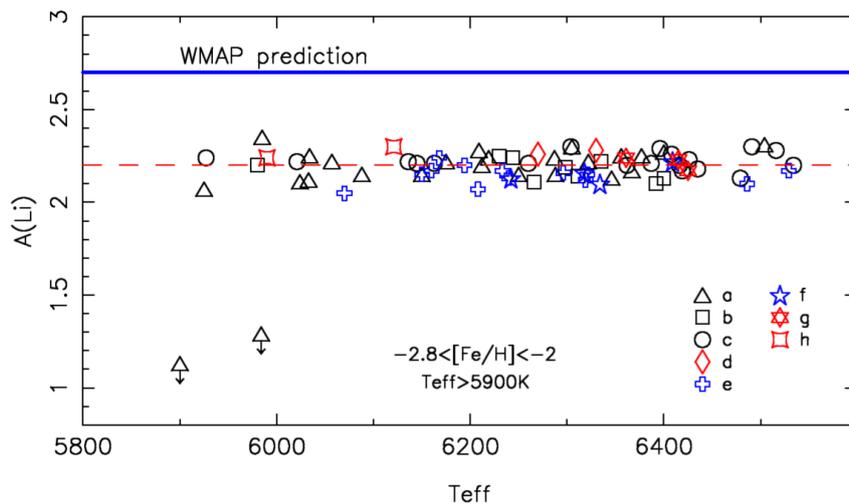


Figura 2.3: Abbondanza di Litio ${}^7\text{Li}$ in funzione della Temperatura effettiva dell'atmosfera stellare T_{eff} maggiore di 5900K a una metallicità compresa $[\frac{Fe}{H}]$ tra -2.8 e -2.0. In questi intervalli di temperatura e metallicità l'abbondanza del litio risulta essere pressappoco costante $A(\text{Li}) \approx 2.2$. Da Spite, 2012 [32].

In **Figura 2.4** vengono prese in considerazione stelle con ancora minore metallicità: $[\frac{Fe}{H}] < -2.8$. Lo Spite Plateau è quasi costante per stelle con metallicità superiore a

-2.8. Sotto questo valore, molte stelle risultano avere valori di litio inferiori allo Spite Plateau.

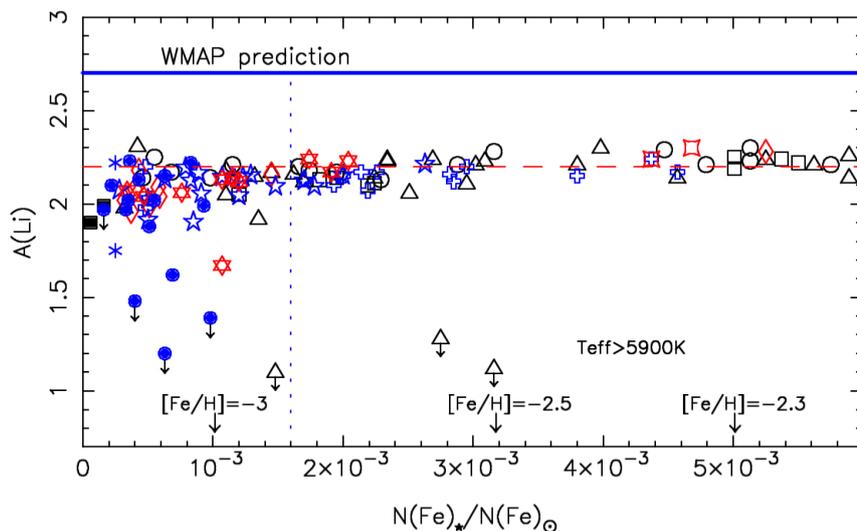


Figura 2.4: Abbondanza di Litio ${}^7\text{Li}$ in funzione della metallicità espressa come $\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{Fe})_\odot}$. A destra della linea verticale tratteggiata, le stelle di metallicità $\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{Fe})_\odot} < 1.6 \times 10^{-3}$ o equivalentemente $[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}] < -2.8$. Da Spite, 2012 [32]

Estendendo lo studio a metallicità bassissime, inferiori a -3, la dispersione del rapporto $\frac{\text{Li}}{\text{H}}$ diviene ancora più ampio. Il risultato sorprendente è che nessuna stella mostra un'abbondanza superiore al valore del Plateau, alcune hanno valori simili al Plateau mentre molte presentano un'abbondanza significativamente minore (e questo sembra avvenire indipendentemente dalla temperatura). Sembra quindi che qualche stella dell'alone abbia distrutto parte del Litio anche se l'evoluzione stellare ancora non riesce a spiegare il motivo di questo “crollo” del Plateau.

Successivamente si utilizzerà il valor medio del Spite Plateau (2.4) senza considerare stelle a troppa bassa metallicità, quindi solo per $[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}] \geq -3$.

2.1.3 Confronto osservazioni e teoria

Il valore predetto da WMAP e BBN (2.1) e (2.2) sovrasta quello ricavato dallo Spite Plateau (2.4) e (2.5) di un fattore

$$\frac{Li_{SBBN+WMAP}}{Li_{obs}} \simeq 2.4 - 4.3 \quad (2.6)$$

che rappresenta una discrepanza di $4.2 - 5.3\sigma$. Questo disaccordo è rappresentato nella **Figura 2.3** e **Figura 2.4** dove il valore predetto è rappresentata dalla retta orizzontale di colore blu.

In **Figura 2.5** è ripreso l'ultimo quadrante della **Figura 1.11** precedentemente discussa. Vengono qui confrontate le probabilità dei valori di abbondanze di litio predette (azzurro) e quelle ricavate dalle osservazioni (gialle). La discrepanza marcata tra le due distribuzioni costituisce il problema del litio in quanto la SBBN sembra sovrastimare l'abbondanza di questo elemento leggero.

In **Figura 2.6** è ripreso l'ultimo quadrante della **Figura 1.12** precedentemente discussa. Anche in questo caso si nota come le osservazioni (riga verde), per un valore di η

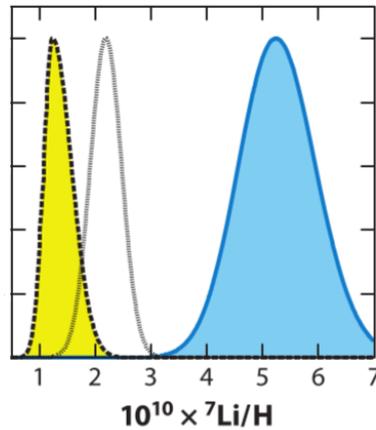


Figura 2.5: Confronto di abbondanza del litio primordiale tra valori predetti e osservati. In azzurro la distribuzione della probabilità dei dati teorici SBBN+WMAP, in giallo dai dati delle osservazioni. Da Fields, 2011 [2].

consistente con WMAP (riga verticale gialla), si discostano molto dalla predizione della SBBN (linea blu).

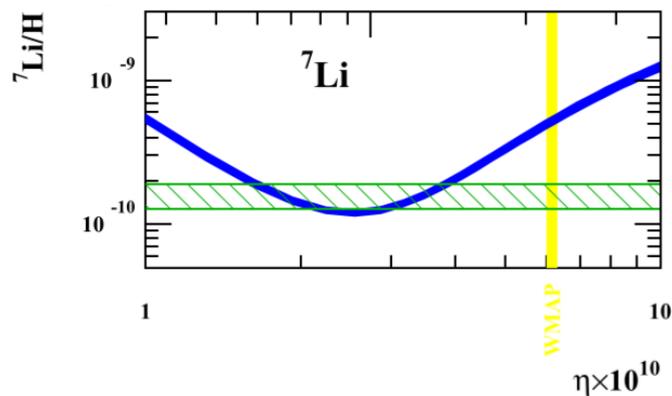


Figura 2.6: Valore del litio primordiale in funzione di η dalla SBBN. In giallo il valore di η da WMAP, in verde i dati delle osservazioni. Da Coc, 2012 [11].

2.1.4 Problemi

I problemi ancora irrisolti dunque sembrano essere i seguenti:

- Il valore del Plateau è costantemente inferiore delle predizioni SBBN+WMAP di un fattore 3. Perché c'è questa lacuna mentre gli altri elementi leggeri sono in accordo con le previsioni?
- Perché per bassa metallicità l'abbondanza del litio è scatterata sotto il Plateau?

Capitolo 3

Osservazioni che vincolano le abbondanze del Litio

3.1 Scelta del campione

La difficoltà principale dell'abbondanza del litio primordiale è la scelta del campione da osservare. Come affermato nel capitolo precedente, si prediligono le stelle dell'alone galattico in quanto molto vecchie e di bassa metallicità. Oltre alle stelle nane, è possibile misurare l'abbondanza del litio in early giants (lower red giant branch stars) e correggere il valore tramite dei modelli stellari.

Quando una stella evolve dalla main sequence al red giant branch (RGB), la convezione si propaga verso l'interno raggiungendo regioni calde dove avvengono fusioni nucleari tra cui il bruciamento del litio. Il materiale libero dal litio viene portato in superficie, riducendo l'abbondanza di litio nell'atmosfera. Questo processo di riduzione del litio termina quando l'involuppo convettivo raggiunge la massima profondità. Il valore del litio da questo momento si mantiene costante fino a che la stella non raggiunge l'RGB Bump che porterà a un'ulteriore riduzione di litio dovuta ad altri moti convettivi. Le stelle early giants sono nella fase evolutiva in cui l'abbondanza del litio, subito dopo il primo dredge-up, risulta essere costante. La diluizione di litio è nota: circa 20% del valore primordiale (da Carretta, 1999 [9]). Si può quindi ricavare facilmente da modelli stellari l'abbondanza del litio primordiale estrapolandolo da quella osservata.

Le osservazioni di stelle del lower RGB permette di stimare l'abbondanza di litio a distanze maggiori di quelle raggiungibili con lo studio delle nane bianche, anche in regioni extragalattiche. Mucciarelli nel 2014 [23] ha ottenuto spettri ad alta risoluzione del globular cluster M54, ricavando l'abbondanza primordiale del litio e ha trovato un valore riconducibile allo Spite Plateau (**Figura3.1**). Nemmeno lo studio delle early giants risolve quindi le discrepanze con i valori predetti. Da questo studio possiamo inoltre notare che il problema del litio non è solo locale bensì sembra essere universale, indifferentemente dalla galassia presa in considerazione.

I campioni utilizzati per lo studio dell'abbondanza di Litio primordiale sono quindi stelle nane ed early giants metal-poor.

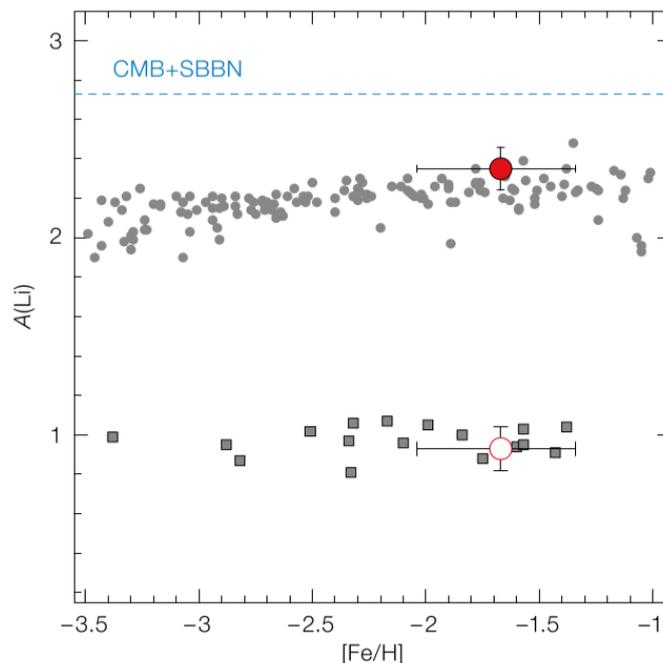


Figura 3.1: Andamento dell'abbondanza del litio in funzione della metallicità. I cerchi grigi mostrano lo Spite Plateau, i quadrati grigi stelle della zona inferiore del RGB. Il cerchio rosso vuoto indica il valore dell'abbondanza superficiale del litio misurata per le early giants di M54 mentre il cerchio rosso pieno l'abbondanza del litio primordiale. La linea tratteggiata azzurra indica il valore primordiale predetto da CMB+SBBN. Da Mucciarelli, 2014 [23].

3.2 Errori nella determinazione dell'abbondanza

Lo studio delle abbondanze avviene mediante lo studio spettroscopico della radiazione emessa dalle stelle e assorbita. I fotoni che si osservano sono quelli prodotti nello strato della fotosfera, alla profondità ottica di $\tau_\nu = \frac{2}{3}$; gli elementi pesanti presenti negli strati esterni più freddi assorbono la radiazione formando delle righe di assorbimento nello spettro. Ad ogni elemento corrisponde una o più righe a determinate lunghezze d'onda. L'abbondanza di un elemento nell'atmosfera stellare si ricava dall'intensità della riga di assorbimento corrispondente a tale elemento, assumendo un modello di atmosfera stellare (T_{eff} , $\log g$, monodimensionale 1D, in equilibrio termodinamico locale LTE).

Temperatura

La Temperatura effettiva è un parametro cruciale nella determinazione dell'abbondanza del Litio nelle atmosfere stellari. La Temperatura effettiva o superficiale della stella è definita come la temperatura che ha un corpo nero se irradiasse con la medesima densità di flusso della stella; è la temperatura corrispondente a profondità ottica $\tau_\nu = \frac{2}{3}$. L'efficienza dell'elemento di assorbire le righe spettrali infatti, dipende dalla temperatura. La Temperatura si può determinare da:

ali della riga dell' H_α L'errore in questa misura di temperatura dipende dal rumore dei fotoni. Le simulazioni Monte Carlo mostrano a $S/N=50$ un errore interno di soli 12K. Un'altra fonte di errore potrebbe essere la stima della gravità della stella. L'errore è di circa 50K per un cambiamento di +0.25 dex in $\log g$.

In principio è possibile correggere il valore della temperatura dopo aver stimato $\log g$ dalle linee del ferro ma in realtà il numero di righe in stelle metal-poor può risultare troppo limitato.

Tipicamente si può stimare un errore totale sulla temperatura effettiva pari a 110K o 150K.

colore dalla relazione:

$$\theta_{eff} = 0.541 + 0.533(B - V) + 0.007(B - V)^2 - 0.019(B - V) \left[\frac{Fe}{H} \right] - 0.011 \left[\frac{Fe}{H} \right]^2 \quad (3.1)$$

dove $\theta_{eff} = \frac{5040}{T_{eff}}$ (da Alonso et al. 1996 [3] e Casagrande et al. 2010 [10]).

Ricavando la temperatura dal colore però ci si può scontrare con il problema del reddening. Si possono utilizzare due o più approcci diversi nella calibrazione dei colori per stimare l'errore dovuto al reddening.

Esiste una deviazione tra le temperature derivate da diversi colori come con quella derivata dalla riga H_α . Queste discrepanze suggeriscono che è possibile avere un errore sistematico dell'ordine di 200K nella scala di temperatura adottata.

Inoltre le differenze sono maggiori per le stelle meno metalliche.

In **Figura 3.2** si nota come lo Splitte Plateau sia molto diverso in base alla scala di temperatura scelta: la temperatura ottenuta con H_α mostra un Plateau con una lieve pendenza; quelle con ottenute dal colore in alcuni casi non mostrano alcuna pendenza. L'esistenza della pendenza quindi dipende dalla scala di temperatura adottata. In ogni caso la pendenza è debole, la sua risoluzione richiederebbe temperature con accuratezza di 50K, cioè minore di un fattore 2 di quello che possiamo stimare adesso.

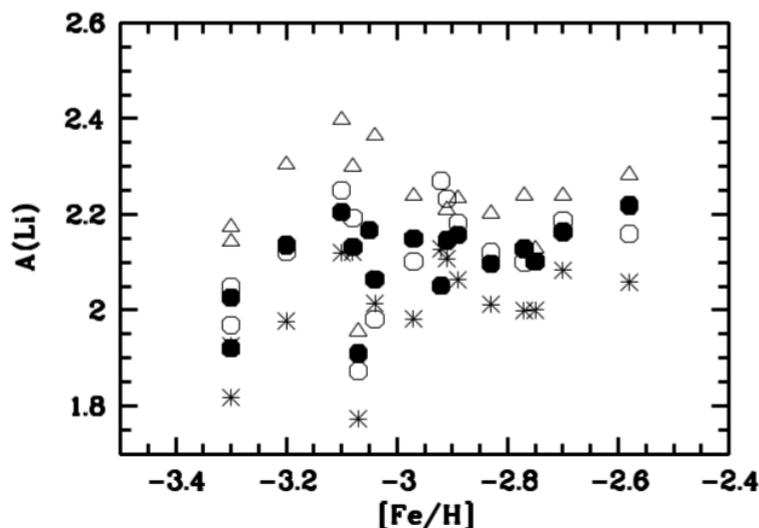


Figura 3.2: Effetti di diverse scale di temperatura sullo Splitte Plateau. I pallini pieni indicano temperature ottenute dalla riga H_α , gli altri simboli temperature ottenute con diversi indici di colori. Da Bonifacio, 2007 [7]

Larghezza equivalente

La larghezza equivalente di una riga è il valore che corrisponde alla larghezza di un rettangolo di area e profondità pari a quelle della riga:

$$W = \int \frac{F(c) - F(\lambda)}{F(c)} d\lambda \quad (3.2)$$

dove $F(c)$ è il flusso del continuo e $F(\lambda)$ quello della riga. (**Figura3.3**)

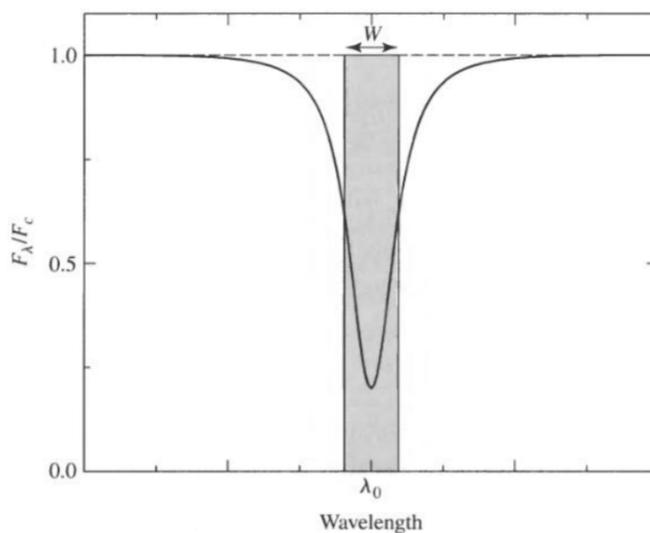


Figura 3.3: Rappresentazione della larghezza equivalente di una riga

L'errore relativo della larghezza equivalente della riga del litio è stimato grazie alla formula di Cayrel (Cayrel et al. 1988 [34]):

$$\sigma_W \approx 1.5 \frac{\sqrt{FWHM} \delta x}{S/N} \quad (3.3)$$

dove S/N è il rapporto signal-to-noise per pixel, $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) è l'ampiezza a metà altezza, e δx è la pixel size. Generalmente l'errore è di $0.05-0.10 dex$ in modo conservativo.

Modello di atmosfera

Usualmente si adotta un modello di atmosfera monodimensionale 1D che ignora gli effetti di granulazione stellare, quindi forse non si stanno prendendo in considerazione effetti che potrebbero modificare l'abbondanza del litio. Questi però non sembrano essere importanti per il doppietto del Litio (come lo si può vedere da studi dell'abbondanza del Litio nel sole e studi sulle stelle metal-poor) e quindi in questo studio il modello 1D è una buona approssimazione per l'atmosfera stellare.

Ipotesi di Equilibrio Termodinamico Locale

Nello studio delle abbondanze, un'altra ipotesi comune è quella dell'equilibrio termodinamico locale (LTE). Nel 1997 Bonifacio & Molaro hanno corretto le misure dell'abbondanza del litio per l'effetto di condizioni di non LTE: l'effetto è molto piccolo a causa

dell'alta temperatura effettiva delle stelle, quindi anche in questo caso l'assunzione di LTE è una buona approssimazione.

Errore Totale

Possiamo quindi determinare l'errore di $A(\text{Li})$ sommando in quadratura solamente gli errori della temperatura effettiva e della larghezza equivalente. Gli errori sistematici non sono sufficientemente elevati per poter colmare la discrepanza e quindi risolvere il problema del litio. (Servirebbe un errore sistematico che alzasse il valore della temperatura di oltre 700K, il che non è in accordo con le temperature stimate oltre al fatto che, se da un lato potrebbe risolvere il problema del litio, dall'altro cambierebbe drasticamente le abbondanze degli altri elementi).

Capitolo 4

Possibili soluzioni

4.1 Discrepanza tra valori osservati e predetti

Per cercare una possibile soluzione al problema del litio, bisogna indagare dove risiede l'errore: nel valore ricavato dalle osservazioni, nel calcolo della predizione della abbondanza di WMAP+SBBN o nelle teorie alla base della BBN quali la cosmologia Standard e il Modello Standard delle particelle. Per ognuna di queste possibilità, successivamente vengono mostrate brevemente delle possibili soluzioni.

4.1.1 Errore nel considerare primordiale il valore osservato. Soluzioni astrofisiche

Consideriamo il caso in cui l'effettivo valore primordiale del litio sia quello predetto dalla teoria WMAP+SBBN, mentre quello osservato sia il risultato di processi di distruzione successivi alla nucleosintesi.

Stelle Popolazione III

Si ipotizza che prima della generazione delle stelle metal-poor dell'alone che osserviamo per lo studio dell'abbondanza primordiale del litio, ce ne fosse stata un'altra: la Popolazione III. Il mezzo interstellare, che subito dopo la nucleosintesi primordiale presentava abbondanze pari a quelle predette dalla SBBN, era privo di metalli e quindi quasi tutte o tutte le stelle che si sono formate in questo ambiente, erano massive, tipicamente $10M_{\odot} < M < 40M_{\odot}$. Nel corso della loro evoluzione, le stelle hanno processato tra un terzo e un mezzo della materia barionica totale, distruggendo quasi completamente le specie ${}^7\text{Li}$ e ${}^2\text{D}$. Successivamente queste stelle hanno perso gran parte della loro massa a causa di effetti rotazionali e si sono evolute rapidamente in Supernovae. In quanto ricchi di metalli, i venti delle stelle della Popolazione III e le successive Supernovae hanno arricchito l'ISM di metalli e impoverito di elementi leggeri, creando un ambiente favorevole alla formazione di stelle anche poco massive. La composizione di questa seconda generazione di stelle (le stelle della popolazione II, che osserviamo oggi), è il risultato del rimescolamento tra la materia espulsa dalle Supernovae della popolazione III e quella dell'ISM che ancora aveva mantenuto le abbondanze della BBN. L'abbondanza del litio che osserviamo, quindi, risulta essere minore rispetto a quella primordiale in accordo con questa teoria.

Una rappresentazione grafica di questi processi si può vedere in **Figura 4.1**

Se questi processi hanno portato alla diminuzione dell'abbondanza del litio, deve essere avvenuto lo stesso per il deuterio e quindi questo porterebbe a una discrepanza

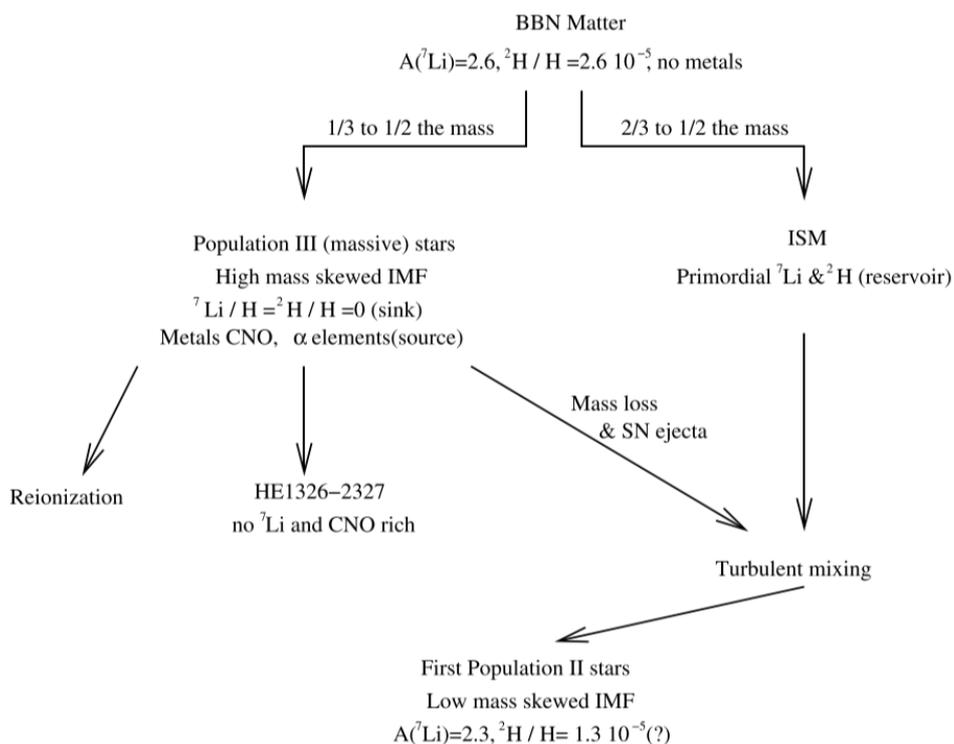


Figura 4.1: Riassunto dell'evoluzione dell'abbondanza del ${}^7\text{Li}$ come di altri elementi pesanti nell'ipotesi dell'esistenza di stelle di Popolazione III. Da Piau et al., 2006 [24]

con i valori osservati del ${}^2\text{D}$. Questo apparente problema può essere risolto dalla cattura da parte del disco galattico, durante la formazione di stelle di Popolazione II, di materia intergalattica ricca di deuterio (composizione simile a BBN; Romano et al. 2006 [25])

Un'altra obiezione di questa teoria riguarda la metallicità delle stelle di seconda generazione. Questa, infatti, dalle osservazioni risulta essere molto minore di quanto dovrebbe essere nell'ipotesi dell'esistenza di stelle della Popolazione III, che avrebbero dovuto produrre anche metalli come Carbonio ed Ossigeno.

Diffusione Atomica

Una possibile soluzione al problema potrebbe risiedere nella distruzione del litio (che, come precedentemente osservato, avviene a temperature relativamente basse $T \geq 2.5 \times 10^6 \text{K}$) durante l'evoluzione delle stelle tramite il processo della diffusione atomica.

La diffusione atomica è il risultato netto di tutti i processi che atomi e ioni subiscono nelle atmosfere stellari: gravità, gradiente termico, gradiente di pressione del gas, accelerazione radiativa, moti macroscopici come convezione, gradiente chimico, rotazione, forze elettromagnetiche, onde, ecc. Esso è un processo intrinsecamente lento che opera su tempi cosmici, quindi influisce sull'evoluzione di stelle molto vecchie, di Popolazione II, quali quelle studiate per misurare l'abbondanza del Litio primordiale. I suoi effetti principali sono due: in profondità fa sì che l'elio affondi verso il core riducendo i tempi di vita nella Main Sequence; nell'envelope porta a uno svuotamento di elementi pesanti e di elio, abbassandone l'abbondanza rispetto a quella iniziale. Quindi l'abbondanza atmosferica, secondo la teoria della diffusione, varierebbe con il tempo producendo una diminuzione delle abbondanze e questa potrebbe essere una soluzione al problema del

litio.

Modelli della struttura stellare che includano solo la diffusione atomica porterebbero a un esagerato svuotamento di metalli. Si deve tenere conto infatti anche di Additional Mixing, cioè un ulteriore rimescolamento dovuto al trasporto turbolento sotto la zona convettiva. Questo processo, di origine fisica sconosciuta, opera in verso opposto rispetto alla diffusione, ostacolandone lo spostamento degli elementi verso il basso. Sono stati creati vari modelli di diffusione, che differiscono in base alle correzioni per Additional Mixing, con lo scopo di poter riprodurre l'andamento piatto delle osservazioni a partire da un'abbondanza pari a quella primordiale, cioè quella predetta da SBBN. Comparando i modelli è stato appurato che il modello T6 è quello che rappresenta meglio le osservazioni degli elementi pesanti e riesce a riprodurre lo Spite Plateau (**Figura4.2**). In questo modello il coefficiente di diffusione turbolenta D_T è 400 volte il coefficiente di diffusione atomica di ${}^4\text{He}$ al valore della temperatura $\log T_0 = 6.0$, $D_{\text{He}}(T_0)$:

$$D_T = 400D_{\text{He}}(T_0) \left[\frac{\rho}{\rho(T_0)} \right]^{-3} \quad (4.1)$$

dove ρ è la densità dello strato e $\rho(T_0)$ è la densità dello strato alla temperatura di riferimento T_0 . Da Richard 2012 [33].

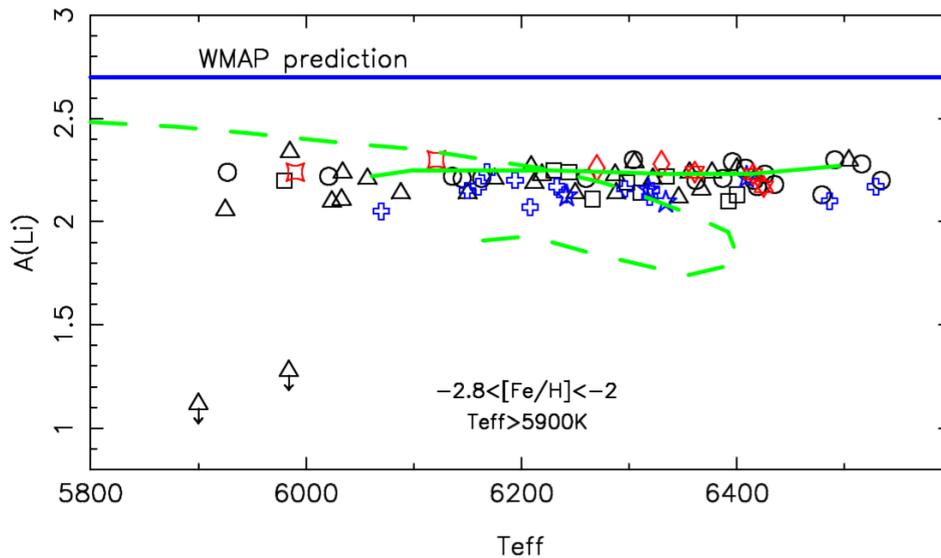


Figura 4.2: Abbondanza del litio in funzione della temperatura per stelle con $T_{eff} > 5900K$ e metallicità $-2.8 < [\frac{Fe}{H}] < -2.0$. La linea tratteggiata verde rappresenta l'abbondanza del litio nelle atmosfere stellari con metallicità $[\frac{Fe}{H}] = -2.3$ dopo $13.5Gyr$ mentre quella verde continua rappresenta l'abbondanza del litio in presenza del parametro di temperatura del modello T6. Da Spite, 2012 [32].

Come si può vedere in **Figura4.2** e **Figura4.3**, questo modello è quello che minimalizza la discrepanza del valore dell'abbondanza del litio primordiale con quello teorico, predicendo $A(Li) = 2.48 \pm 0.10$ (da Gruyters, 2016 [16]). Sebbene diminuisca della metà la differenza tra valori osservati e derivati da WMAP+SBBN, questo approccio non risolve totalmente il problema cosmologico del litio.

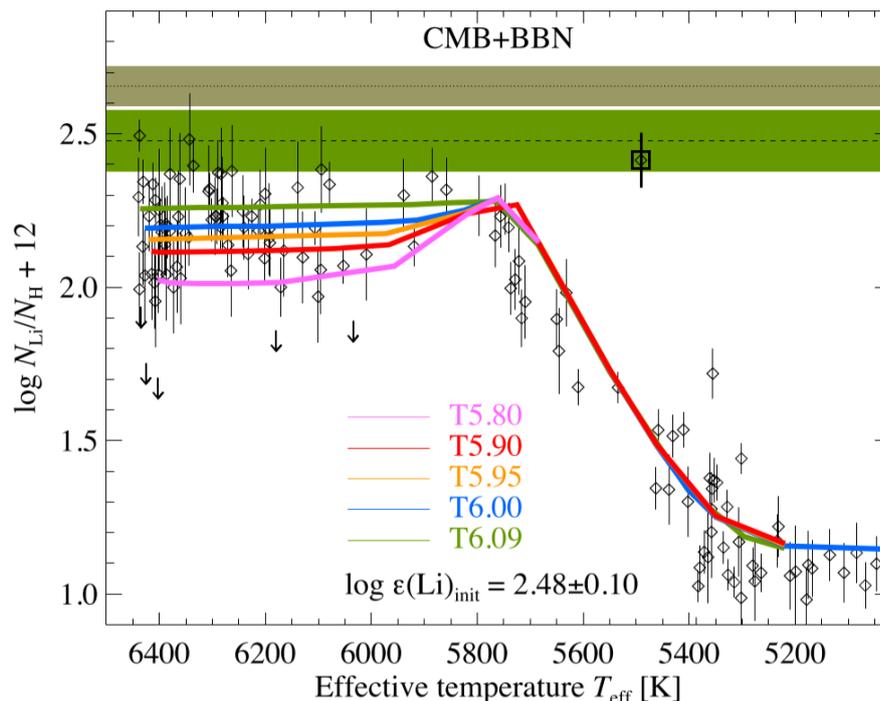


Figura 4.3: Evoluzione del Litio in funzione della temperatura effettiva. La linea a puntini (verde scuro) in alto rappresenta il valore predetto dalla teoria WMAP+SBBN con il relativo errore, i rombi i valori osservati con i rispettivi errori. Le curve continue rappresentano predizioni di modelli delle strutture stellari che includono diffusione atomica e diverse efficienze di Additional Mixing. L'abbondanza iniziale con il corrispettivo errore è data dalla linea tratteggiata (verde chiaro). I modelli sono stati aggiustati in modo da coincidere con le predizioni per basse temperature. Da Gruyters, 2016 [16].

Evoluzione del litio nella Pre Main Sequence

Fu et al. 2015 [15] hanno riconsiderato l'evoluzione del Litio nelle stelle dalla pre-main sequence (PMS) all'inizio della main sequence (MS). La fase PMS avviene successivamente alla fase protostellare, quando la protostella ha terminato l'accrescimento e discende lungo la Hayashi line nel diagramma Hertzsprung-Russell (H-R) subendo una rapida contrazione gravitazionale. L'evoluzione delle stelle in questa fase dipende fortemente dalla loro massa, e il litio può essere significativamente distrutto attraverso reazioni come ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$. La temperatura necessaria perché si consumi il Litio in un tempo di 10^7 yr (De Marchi, 2011 [14]) è circa di $\approx 4 \times 10^6 \text{ K}$ e viene raggiunta solo da stelle massive. Il Convective Overshooting è un fenomeno di rimescolamento convettivo non locale, che avviene ai confini di regioni convettive instabili, ed estende il rimescolamento all'interno in zone stabili. Questo fenomeno, alla base dello strato convettivo può diminuire drasticamente l'abbondanza superficiale del litio.

In **Figura 4.4** si nota come, secondo il modello standard (pannello sinistro), il valore dell'abbondanza del litio durante la PMS rimane pressapoco uguale a quella primordiale, a parte per stelle con massa $m_0 = 0.60 M_\odot$, che presentano profonde zone convettive. Si vede come il valore primordiale, rimanendo costante, non raggiungerà mai il valore osservato. Nel pannello a destra invece, viene preso in considerazione il meccanismo di Convective Overshooting. Ipotizzando che questo sia molto efficiente, l'abbondanza del litio decresce e raggiunge il valore osservato eppure diminuisce così velocemente da

annullarsi completamente in pochi M_{yr} .

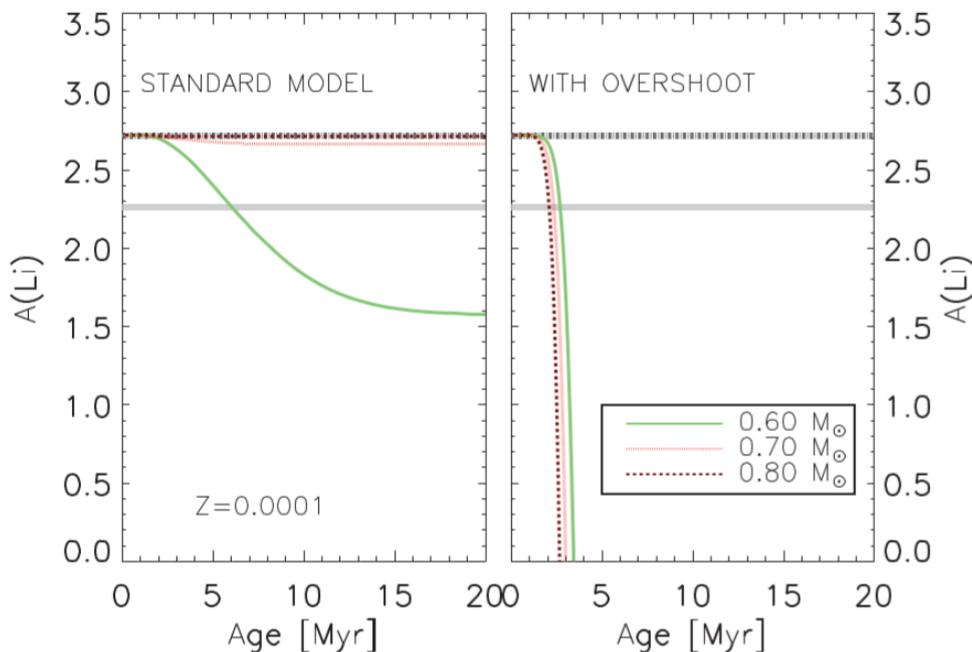


Figura 4.4: Evoluzione del Litio in funzione del tempo durante la fase PMS. Nel pannello sinistro viene rappresentato il modello standard, in quello destro un modello con envelope overshoot. La linea orizzontale tratteggiata indica il valore $A(Li)$ predetto da CMB+SBBN, quella continua il valore $A(Li)$ dello Spite Plateau. Da Fu et al. 2015 [15]

I valori osservati, però, non sono così bassi come implicherebbe l'ipotesi dell'overshooting (secondo il quale l' $A(Li)$ si annullerebbe). Infatti avviene un altro fenomeno nelle late PSM o early MS: l'accrezione di massa residua. Le stelle catturano del materiale che è rimasto gravitante intorno a loro dalla fase protostellare. Questo materiale ha la stessa abbondanza in litio di quella primordiale, quindi molto più concentrata del resto della stella. In **Figura 4.5** si possono vedere gli effetti di questa accrezione sull'abbondanza del litio, per stelle con massa iniziale di $m_0 = 0.75 M_{\odot}$: il materiale acquisito aumenta l'abbondanza del litio nella stella, portando questo valore più vicino a quello iniziale.

L'accrezione termina quando la riserva di gas si esaurisce o quando radiazioni nell'estremo ultravioletto (EUV) provenienti dalla stella stessa sono abbastanza energetiche da scaldare e far evaporare il disco residuo. Da questo momento in poi le stelle evolvono a massa costante.

L'abbondanza finale del Litio quindi dipende dall'equilibrio tra i diversi effetti di Overshooting, accrezione della massa ed evaporazione EUV. Per stelle massive, l'abbondanza del litio viene reintegrata velocemente e altrettanto velocemente termina la fase di accrezione. Per stelle di massa minore, invece, l'aumento del litio avviene con tempi scala più lunghi e anche l'accrezione è più lunga perchè la fotoevaporazione ultravioletta è poco efficiente. La combinazione di questi fenomeni e la loro dipendenza dalla massa iniziale della stella tende a livellare l'abbondanza del litio nella MS ad un valore inferiore rispetto a quello primordiale, in accordo con l'andamento piatto del Plateau. Per poter ottenere lo stesso valore dello Spite Plateau, sono stati realizzati diversi modelli, molti

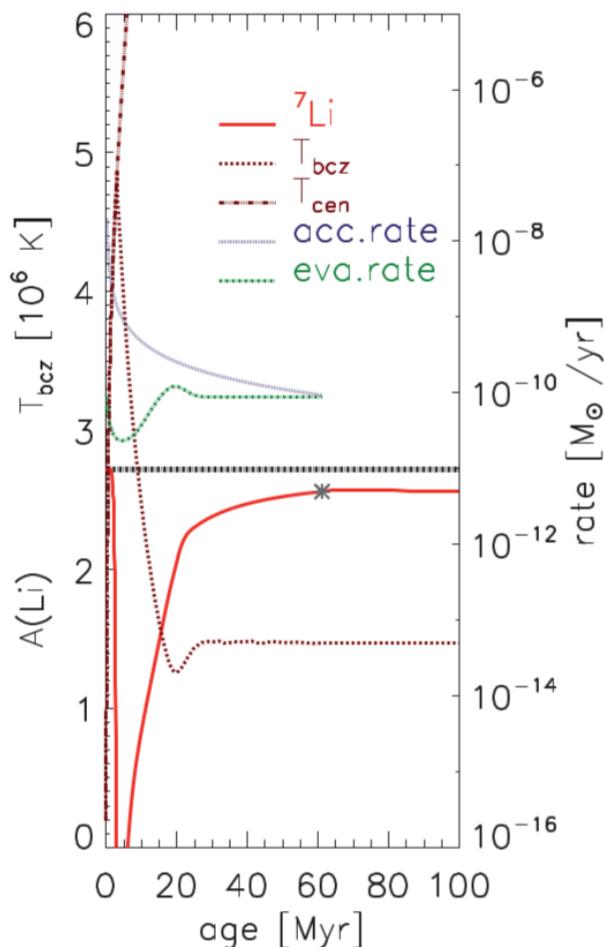


Figura 4.5: Evoluzione dell'abbondanza del litio (linea rosso continua) dal valore iniziale predetto da CMB+SBBN (linea nera orizzontale tratteggiata). Sono mostrate anche le temperature al centro (T_{cen} , linea rossa tratteggiata) e della zona convettiva (T_{bcz} , linea rossa a puntini). L'accrezione (il suo andamento è rappresentato dalla linea tratteggiata blu) termina dalla fotoevaporazione EUV (il cui andamento è rappresentato dalla linea verde tratteggiata), quando esse raggiungono lo stesso valore. Da Fu et al. 2015 [15].

dei quali considerano anche la diffusione atomica che, dopo la forte diminuzione del litio durante la fase PSM, arreca un'ulteriore diminuzione durante l'evoluzione sulla MS. In **Figura4.6** e **Figura4.7** sono rappresentati i risultati dei modelli derivati da questa teoria. Quello che prende in considerazione l'overshooting, l'accrezione e la diffusione atomica (linea rossa) è il modello che maggiormente rappresenta i dati osservati. Questa teoria quindi offre un metodo per la risoluzione del problema. Purtroppo però, è ancora impossibile poter osservare stelle nella fase PMS e quindi verificarne l'esattezza.

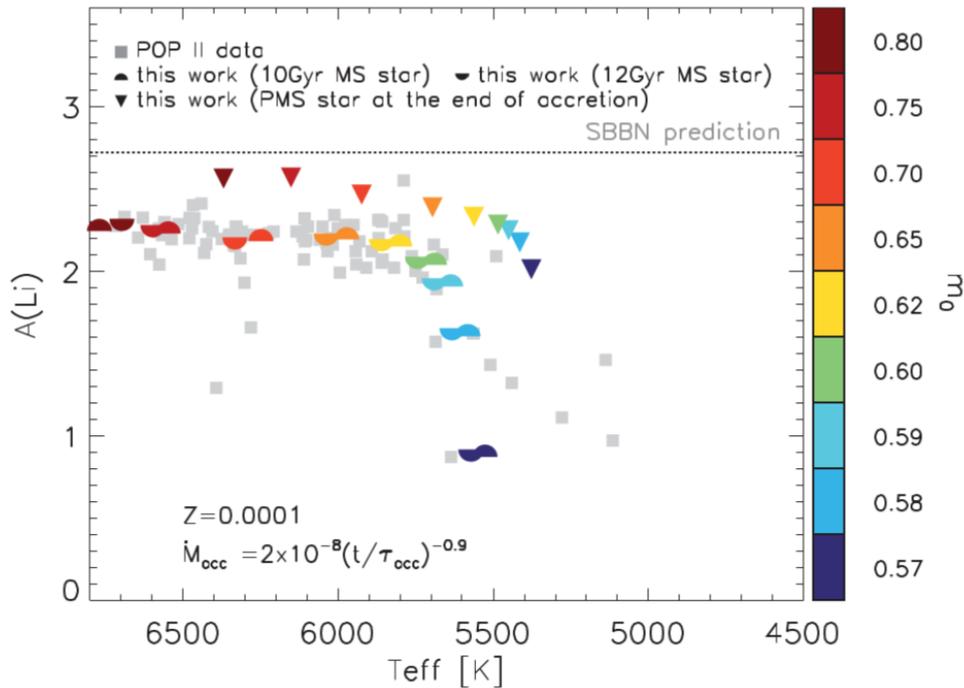


Figura 4.6: Abbondanza del litio in funzione della Temperatura effettiva in stelle di popolazione II. I quadrati grigi sono i valori osservati (Molaro et al. 2012). I triangoli rappresentano le predizioni per stelle alla fine della accrezione di massa. I semicerchi le predizioni di stelle nella MS tra 10 e 12Gyr. La linea orizzontale in alto indica il valore predetto da CMB+SBBN. Da Fu et al. 2015 [15]

4.1.2 Errore nel calcolo dell'abbondanza primordiale. Soluzioni dalla fisica nucleare

Considerando il valore osservato dello Splitte Plateau come il corretto valore primordiale, allora l'errore deve risiedere nella predizione teorica WMAP+SBBN, nella scorretta implementazione della cosmologia standard o del modello standard. Per quanto riguarda il calcolo delle abbondanze predette, l'unica possibile fonte di errori risiede nelle reazioni nucleari. Nelle condizioni di SBBN, ${}^7\text{Li}$ viene distrutto dalla reazione ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$. Ciò che sopravvive dopo la fase della nucleosintesi è per la maggior parte prodotto indirettamente dal decadimento dell'isotopo ${}^7\text{Be}$. Le velocità delle reazioni che implicano la produzione del ${}^7\text{Be}$ (principalmente ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$) e la sua distruzione (${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ e $d + {}^7\text{Be} \rightarrow p + 2\alpha$) sono le reazioni da studiare per il calcolo dell'abbondanza primordiale del Litio. I valori ottenuti dalla BBN sono stati calcolati da un'estesa catena di reazioni, di cui la maggior parte sono poco rilevanti, mentre le poche reazioni importanti sono state misurate in laboratorio con le rispettive incertezze. Quindi, la possibile spiegazione del problema del litio potrebbe risiedere in un'alternativa inaspettata quale l'erroneo valore della sezione d'urto di importanti reazioni o quella di reazioni poco importanti che sono state sottostimate.

Errata sezione d'urto di reazioni importanti

La produzione di elementi di massa 7 è dominata dalla reazione ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Il preciso valore della sezione d'urto è difficile da misurare, anche se l'errore stimato è molto piccolo circa 5%. Questa reazione è cruciale anche nella produzione di neutrini da parte

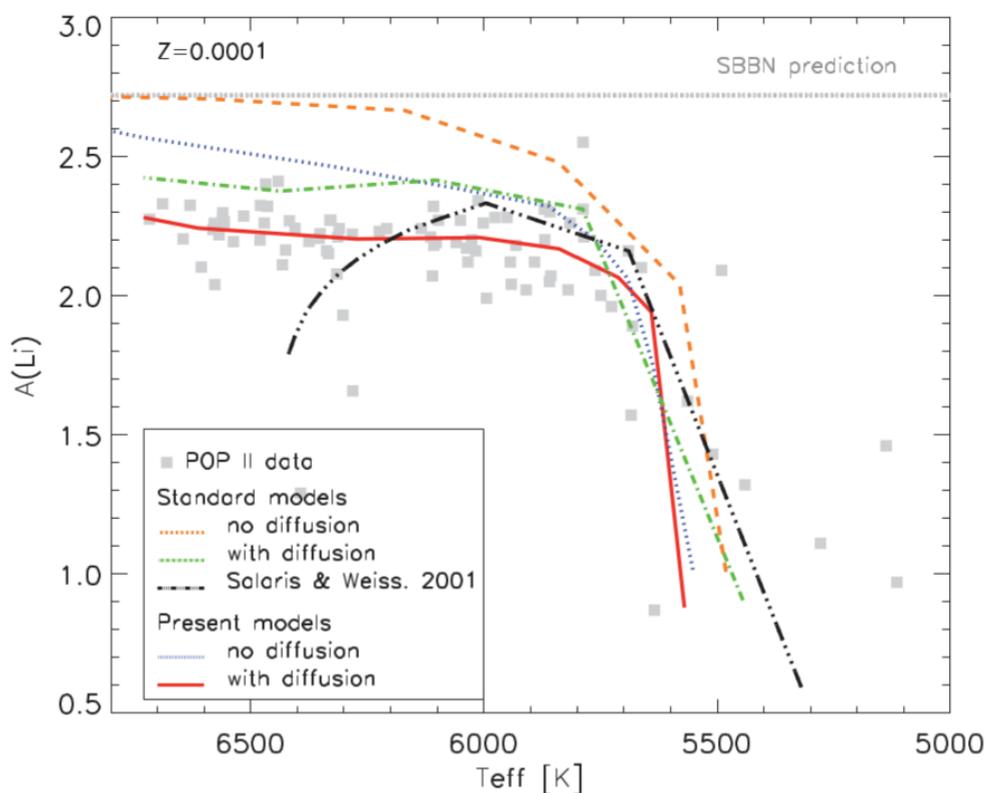


Figura 4.7: Comparazione di modelli standard e modelli che prendono in considerazione l'overshooting e l'accrezione della PMS. Da Fu et al. 2015 [15].

del Sole. Per quanto riguarda lo studio del flusso di neutrini solari, i valori derivati dalla stima della cross section comunemente utilizzata sono in perfetto accordo con le osservazioni. Questa sezione d'urto sembra essere corretta per i neutrini solari e di conseguenza lo deve essere per l'abbondanza del litio. Non si può risolvere il problema del litio in questo modo.

Errata sezione d'urto di reazioni poco importanti o nuove reazioni

Angulo et al. 2005 [4] hanno notato l'inaccuratezza nella determinazione della sezione d'urto della reazione ${}^7\text{Be}(d,\alpha)p$. Se si fosse dimostrata più grande di un fattore ≈ 100 , avrebbe risolto il problema del Litio. In seguito ad ulteriori misure però, questa è risultata essere più piccola di un fattore ≈ 10 . Boyd et al. 2010 [8] hanno studiato diverse catene nucleari diverse da quelle usualmente utilizzata per la nucleosintesi primordiale. Come risultato, si è ottenuto che le nuove reazioni prese in considerazione non hanno alterato significativamente il calcolo della BBN. Coc et al. 2012 [11] hanno studiato oltre 400 reazioni nucleari che potessero risolvere il problema del litio. Hanno misurato le velocità delle varie reazioni riducendo i valori dei corrispondenti errori rispetto agli studi precedenti. Questa estensione della rete delle reazioni nucleari però non ha annullato la discrepanza tra valori calcolati ed osservati del litio e non è stata trovata nessun fonte di neutroni che abbia potuto distruggere ${}^7\text{Be}$ prima che decadesse in ${}^7\text{Li}$.

Risonanze

Possono esserci delle risonanze di reazioni che non sono state rilevate dagli esperimenti o che sono state sottostimate. Ad esempio, la risonanza:



potrebbe rendere questo canale quello dominante nella distruzione del ${}^7\text{Be}$, e questo potrebbe risolvere il problema del Litio. oppure:



anche questa reazione potrebbe essere significativa. Così come per la ricerca di nuove reazioni, anche lo studio delle risonanze è stato approfondito portando allo stesso risultato, lasciando il problema del litio ancora irrisolto.

Diversa distribuzione di velocità dei nucleoni durante la BBN

Una possibile soluzione del problema del litio considera una differente distribuzione di velocità dei nucleoni durante la BBN. Nella teoria standard, SBBN, i valori delle abbondanze dipendono principalmente dalle velocità delle reazioni termonucleari (derivate dalle sezioni d'urto) e la loro distribuzione viene generalmente descritta dalla classica distribuzione di Maxwell-Boltzmann (MB). Per una generica reazione a due corpi ($1 + 2 \longrightarrow 3 + 4$ dove sia i reagenti che i prodotti sono nuclei) la MB permette di ricavare una sezione d'urto pari a:

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu_{12} (kT)^3}} \int_0^\infty \sigma(E)_{12} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (4.4)$$

dove k è la costante di Boltzmann e μ_{12} è la massa ridotta delle particelle 1 e 2. Questa distribuzione descrive correttamente il fluido cosmico attuale, ma ciò non implica che possa descrivere altrettanto esaurientemente anche il plasma caldo, complesso e in veloce espansione dei primi minuti dell'universo.

Una teoria sviluppata per risolvere il problema del litio, si basa appunto su questa idea e considera, al posto della MB, la statistica di Tsallis (Tsallis 1988 [1]). Secondo questa statistica, la sezione d'urto si esprime come:

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = B_q \sqrt{\frac{8}{\pi \mu_{12} (kT)^{\frac{3}{2}}}} \int_0^{E_{max}} \sigma_{12}(E) E \left[1 - (q-1) \frac{E}{kT}\right]^{\frac{1}{q-1}} dE \quad (4.5)$$

dove q è il parametro non-estensivo, B_q è la costante di normalizzazione dipendente da q , E_{max} vale $E_{max} = \frac{kT}{q-1}$ per $q > 1$ e $E_{max} = +\infty$ per $0 < q < 1$. Il caso $q < 0$ è escluso secondo il principio di massima entropia (per cui, quando diverse distribuzioni di probabilità sono consistenti con lo stesso insieme di vincoli, la scelta più ragionevole corrisponde alla distribuzione con il valore maggiore di entropia). Questa distribuzione è caratterizzata dal parametro q e riduce la distribuzione MB al caso in cui sia $q = 1$. Utilizzando la statistica di Tsallis per determinare le abbondanze primordiali degli elementi leggeri, si è ottenuto un accordo con le osservazioni per un valore del parametro q compreso tra $1.069 \leq q \leq 1.082$ come si può vedere dalla **Figura 4.8**.

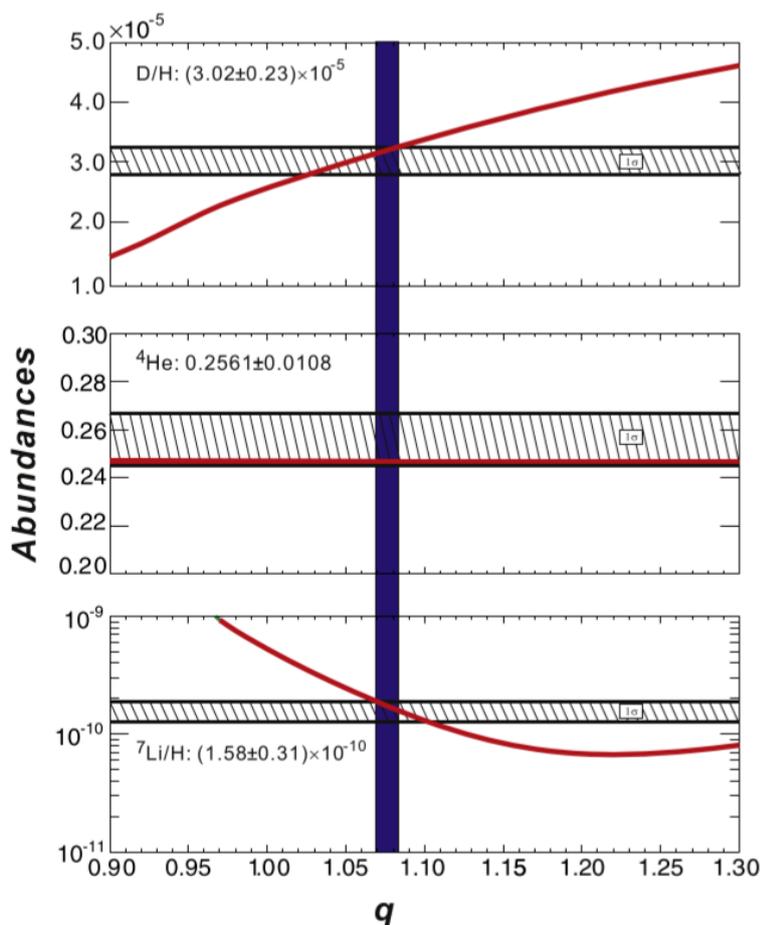


Figura 4.8: Predizioni delle abbondanze primordiali in funzione del parametro q (linee rosse). Le linee orizzontali nere corrispondono ai valori osservati con le relative incertezze. La linea verticale blu corrisponde all'intervallo del valore q : $1.069 \leq q \leq 1.082$. Da Hou et al. 2017 [18].

In **Figura 4.9** sono paragonate le distribuzioni di MB e di Tsallis per questi valori del parametro q .

L'accordo della predizione dell'abbondanza del ${}^7\text{Li}$ con le osservazioni può essere attribuito ad una minore produzione di litio e ${}^7\text{Be}$ radioattivo (che decade in ${}^7\text{Li}$) quando $q > 1$. Infatti la velocità delle reazioni responsabili per la produzione di questi elementi, quali ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ e ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, diminuisce per $q > 1$ a causa della minore disponibilità di barioni ad alta energia rispetto alla distribuzione MB. D'altra parte, le velocità della fotodisintegrazione sono indipendenti dal valore di q (dovuto all'ipotesi della legge della radiazione di Planck per la densità di energia dei fotoni). Come risultato, la produzione netta di questi elementi diminuisce e il problema del litio può essere risolto con questo modello.

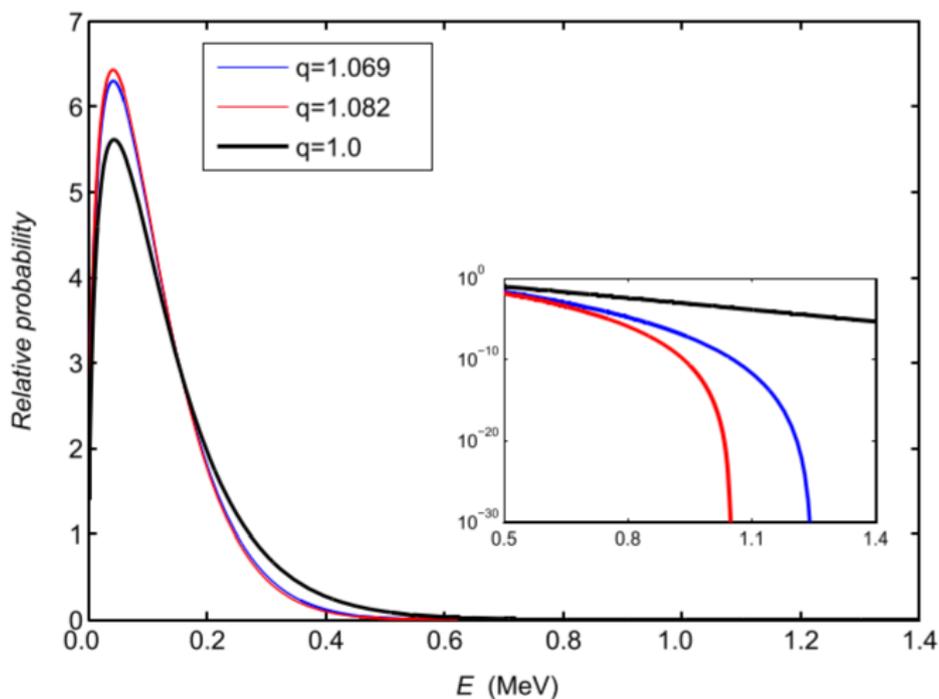


Figura 4.9: Probabilità relative in funzione dell'Energia alla temperatura di $T = 1GK$. Sono rappresentate le distribuzioni di MB ($q = 1$) e di Tsallis per i valori di q che rendono osservazioni e predizioni delle abbondanze primordiali in accordo. Nel rettangolo a destra, un ingrandimento delle code delle distribuzioni che sono tagliate a $E_{max} = \frac{kT}{q-1}$ per le distribuzioni di Tsallis. Da Hou et al. 2017 [18].

4.1.3 Errori nel Modello Standard. Soluzioni oltre il Modello Standard

Assumendo che il valore dell'abbondanza del litio osservata sia quella primordiale, e che la fisica della BBN sia corretta, l'unica fonte di errore possono essere le assunzioni che stanno alla base del calcolo della BBN: il Modello Standard delle particelle o la Cosmologia standard.

Decadimento materia oscura

La materia oscura è non-barionica, quindi richiede una fisica che vada oltre al Modello Standard. Solitamente la materia oscura non viene presa in considerazione nello studio della dinamica cosmica e delle interazioni microfisiche in quanto si ipotizza che sia non-relativistica e debolmente interagente. Un'ipotesi accreditata è quella che considera la materia oscura come la traccia di particelle massive e debolmente interagenti (Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs). Se inizialmente, nell'Universo primordiale erano presenti WIMPs e anti-WIMPs, allora l'abbondanza odierna di WIMPs, ad oggi divenuta materia oscura, è ciò che rimane una volta terminati i processi di annichilazione. Per riprodurre una quantità di materia oscura come quella osservata al tempo cosmico attuale, $\Omega_m \approx 0.3$, l'annichilazione deve essere avvenuta a circa $\approx 1TeV$ (equivalentemente $\approx 1.16 \times 10^{16}K$). Le WIMPs oggi sono considerate come il punto finale del decadimento a cascata. Se questi decadimenti sono avvenuti durante la BBN oppure subito dopo, la loro termalizzazione con il fluido cosmico li avrebbe fatti interagire con le particelle del Modello Standard. Queste interazioni potrebbero aver cambiato l'abbondanza degli elementi leggeri, e quindi risolvere il problema del litio. Si considera una particella

massiva X che decade in un tempo τ_X durante o subito dopo la BBN. I prodotti saranno particelle relativistiche, quindi non-termiche. Dall'interazione con il fluido cosmico, per esempio, si possono formare nuovi neutroni che, interagendo con il berillio, produrrebbero litio:



In **Figura 4.10** si possono vedere le abbondanze degli elementi leggeri in funzione del tempo di decadimento τ_X . L'abbondanza di X prima che decada si può esprimere come:

$$\zeta_X = \frac{m_X n_X}{n_\gamma} = m_X \frac{n_X}{n_b} \eta \quad (4.7)$$

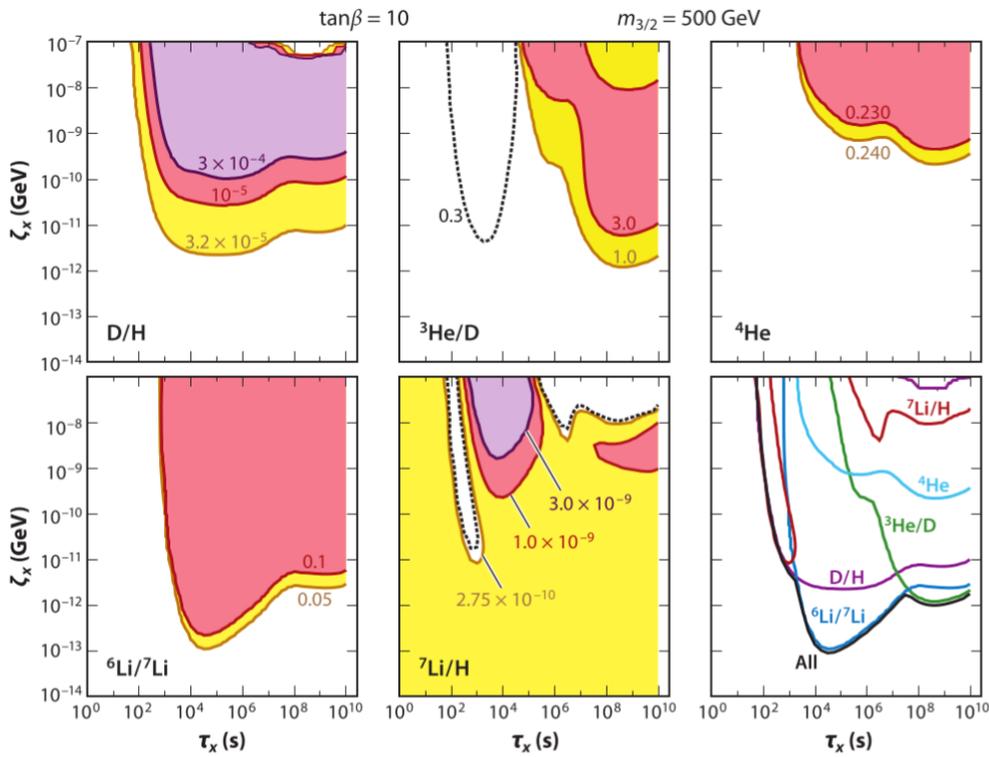


Figura 4.10: Effetti del decadimento di particelle non termiche (X) sull'abbondanza degli elementi leggeri. Le aree colorate indicano zone in cui le interazioni hanno modificato le abbondanze tanto da non farle coincidere con i valori osservati, le zone bianche invece indicano zone in cui questi siano in accordo con i valori osservati. Da Fields et al. 2011 [2].

Per ogni specifico τ_X , l'abbondanza dell'elemento leggero dipende dall'abbondanza ζ_X . Il limite per cui $\zeta_X \rightarrow 0$ rappresenta il caso di SBBN non perturbato, nel grafico è l'asse orizzontale. Per un intervallo relativamente stretto del tempo di decadimento, $10^2 s < \tau_X < 10^3 s$, l'abbondanza del Litio è ridotta e risulta in accordo con le osservazioni. Questa riduzione può essere dovuta dalla produzione di neutroni che facilita la distruzione di ${}^7\text{Be}$ (equazione (4.5)). In questo intervallo di tempo, gli altri elementi leggeri continuano ad essere in accordo con le osservazioni, ad eccezione del deuterio che risulta essere inaccettabilmente elevato, quindi questa soluzione ancora non è completamente accettabile.

4.1.4 Errori nella Cosmologia Standard

Principio cosmologico

L'errore può risiedere nel principio cosmologico. L'accelerazione cosmica potrebbe essere solo il risultato della disomogeneità della densità cosmica su grande scala. Secondo questa teoria, dal nostro sistema di riferimento l'Universo appare isotropo solo perchè è un punto di osservazione privilegiato, vicino al centro di una sottodensità a simmetria sferica. Questo scenario può spiegare l'accelerazione cosmica con la relatività generale senza l'energia oscura. In un universo anisotropo, la BBN può accadere diversamente in diverse zone del cosmo, come il parametro η . In particolare, le osservazioni del litio vengono effettuate localmente, mentre l'abbondanza del deuterio e le misure della CMB sono misurate ad alti redshift. Se il parametro locale η_0 è minore di un fattore 2, allora ci si aspetterebbe un valore di ${}^7\text{Li}$ minore di quello predetto dalla teoria WMAP+SBBN ed un uguale valore per l'abbondanza di ${}^2\text{D}$. Bisognerebbe verificare questa ipotesi con molti e diversi test. Dalle osservazioni di galaxy clusters, il parametro η sembra poter variare meno del 8% per redshift $z \approx 1$, un valore di molto inferiore rispetto a quello richiesto (50%) per risolvere il problema del litio. Inoltre, misure dell'abbondanza del deuterio a bassi redshift, hanno portato ad una stima di η locale in accordo con WMAP+SBBN e perciò inconsistente con il basso valore che spiegherebbe l'abbondanza locale di litio. Peraltro nemmeno questo approccio sembra poter risolvere il problema cosmologico del litio.

4.2 Dispersione sotto il Plateau

Un'ulteriore problema risiede nel fatto che a basse metallicità lo Spite Plateau sembra subire uno scatter dell'ordine di 0.1-0.2 dex. In **Figura 4.11** si può vedere come il Plateau smette di esistere per $[\frac{Fe}{H}] < -2.5$ ed è sostituito da uno scatter delle abbondanze che ricoprono omogeneamente una zona pressapoco triangolare.

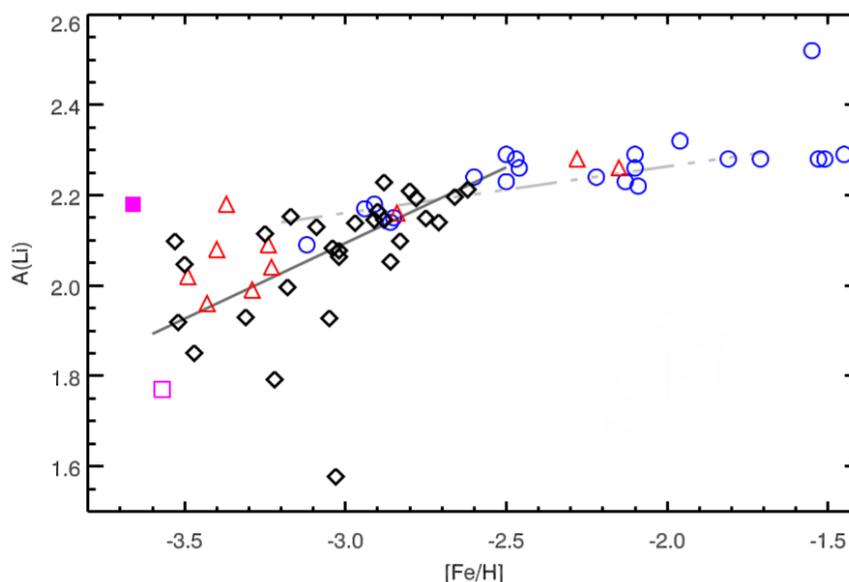


Figura 4.11: Abbondanza del litio in funzione della metallicità $[\frac{Fe}{H}]$. I diversi simboli indicano i valori ottenuti da diversi studi (Asplund et al.2006 [5]; Aoki et al. 2009; Gonzàles Hernández et al. 2008; Sbordone et al. 2010). Da Sbordone et al. 2010 [26]

Non si è ancora a conoscenza di una spiegazione teorica di questo comportamento. Dalle osservazioni sembra che le stelle metal-poor dell'alone si siano formate tutte con un valore di $A(Li)$ al livello del Plateau, sia che questo rappresenti l'abbondanza primordiale o che sia il risultato di altri meccanismi di impoverimento. Successivamente un fenomeno fisico, forse correlato alla diffusione atmosferica, avrebbe fatto crollare l'abbondanza di litio solo per stelle a basse metallicità. La natura di questo processo (la cui efficienza potrebbe dipendere anche da altri parametri come rotazione stellare o temperatura effettiva) potrebbe essere un meccanismo di assestamento della fotosfera o un'evoluzione chimica.

In ogni caso, non esistono ancora delle teorie che riescano a spiegare simultaneamente ed esaurientemente entrambi i problemi del litio: la discrepanza con il valore di WMAP+SBBN e lo scatter a basse metallicità del Plateau.

Conclusioni

Il valore dell'abbondanza primordiale del litio calcolato dalla teoria WMAP+SBBN, come affermato nei capitoli precedenti, risulta essere più elevato di un fattore 3-4 rispetto a quello ricavato dalle osservazioni di stelle metal-poor dell'alone galattico. Sono state ipotizzate diverse soluzioni: alcune ricercano l'errore nei dati osservati, altre in quelli calcolati dalla teoria, altre ancora nei principi fisici e cosmologici alla base della SBBN. Per quanto riguarda le osservazioni, come si è visto nel **Capitolo 3**, non si può ricercare una soluzione al problema negli errori sistematici in quanto questi non risultano sufficientemente elevati da abbassare il valore di $A(\text{Li})$ di un fattore 3-4.

Se le osservazioni non rappresentassero un effettivo valore primordiale, allora potrebbero essere l'evidenza di un meccanismo di distruzione del litio avvenuto precedentemente. Questa distruzione potrebbe essere causata da una generazione di stelle antecedente alla popolazione II, di cui non si ha evidenza. Secondo tale ipotesi, però si dovrebbe misurare un valore di metallicità nelle stelle dell'alone maggiore di quello che viene rilevato. La distruzione del litio potrebbe essere avvenuta durante l'evoluzione delle stelle, per diffusione atomica. Seppur consistente, questo fenomeno non riesce a ricoprire l'intera discrepanza, ma solo a dimezzarla. Si può considerare un processo di distruzione avvenuto nella fase pre main sequence (PMS) quale il convective overshooting seguito da accrezione di massa ed evaporazione da radiazione ultravioletta. Questa ipotesi offre una spiegazione all'andamento piatto dello Spite plateau e una valida soluzione al problema, con l'unico inconveniente che non si può dimostrare in quanto non è ancora possibile osservare stelle nella fase PMS.

Si è considerato il caso in cui il valore osservato fosse effettivamente quello primordiale, mentre la teoria WMAP+SBBN lo abbia sovrastimato. Dalla fisica nucleare e dallo studio delle reazioni che hanno dato luogo alla nucleosintesi primordiale, non sembra esserci un errore nel calcolo delle abbondanze primordiali tale da poter risolvere il problema. Neppure la ricerca di nuove reazioni e risonanze che non siano state considerate dalla teoria ha ottenuto dei risultati validi. Seppur improbabile, non si esclude l'ipotesi che studi ed esperimenti futuri potranno far luce su nuove reazioni che ancora non sono state contemplate. Una proposta interessante prende in considerazione la statistica di Tsallis [1] per il calcolo delle sezioni d'urto delle reazioni principali. Questa risulta essere un'equazione più generale rispetto all'usuale distribuzione di Maxwell-Boltzmann e, per un determinato intervallo di valori del parametro libero q , permette di fittare bene i dati osservati.

Un altro approccio al problema è la ricerca della fonte di errori della Cosmologia Standard e nel Modello Standard delle particelle. Dall'obiettare del principio cosmologico all'analizzare decadimenti di materia oscura, queste teorie, seppur non particolarmente allettanti, costituiscono una probabile soluzione al problema.

La discrepanza tra i valori stimati ed osservati dell'abbondanza primordiale del litio, attualmente continua a costituire un problema cosmologico. Tra le diverse idee proposte per risolvere questo disaccordo, nessuna risulta essere completamente esauriente. Una di queste proposte o anche una combinazione di più teorie, potrebbe essere approvata grazie a nuovi studi ed osservazioni. La nuova generazione di telescopi come E-ELT (European Extremely Large Telescope) permetterà lo studio di un maggior numero di oggetti lontani, stelle metal-poor anche appartenenti a galassie distanti. Questi telescopi potranno usufruire dello strumento Multi-Object Spectrograph, meglio noto come MO-SAIC: un potente spettrografo che opera nel visibile e nel vicino infrarosso che tra i suoi science cases ha proprio lo studio del litio primordiale in galassie lontane.

Un'altra questione insoluta è lo scattering dei valori osservati a basse metallicità che richiede ulteriori studi per poter essere risolta.

Bibliografia

- [1] Tsallis C. 1988.
- [2] Fields B. D. The primordial lithium problem. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61:47 - 68, 2011.
- [3] Alonso A. et al. The empirical scale of temperatures of the low main sequence (f0v-k5v). *Astronomy and Astrophysics* 313, 873-890, 1996.
- [4] Angulo C. et al. The ${}^7\text{be}(d,p)2\alpha$ cross section at big bang energies an the primordial ${}^7\text{li}$ abundance. *The Astrophysical Journal* 630, 2, 2005.
- [5] Asplund M. et al. Lithium isotopic abundances in metal-poor halo stars. *The Astrophysical Journal* 644:229-259, 2006.
- [6] Bennett C. L. et al. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: final maps and results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208:20, 2013.
- [7] Bonifacio P. et al. First stars vii - lithium in extremely metal poor dwarfs. *Astronomy and Astrophysics* 462, 851-864, 2007.
- [8] Boyd R. N. et al. New nuclear physics for big bang nucleosynthesis. *Physical Review D* 82, 10, 2010.
- [9] Carretta E. et al. First dredge-up and further mixing mechanisms along the red giant branch in field stars. *Astrophysics and Space Science* 265, 1999.
- [10] Casagrande L. et al. An absolutely calibrated t_{eff} scale from the infrared flux method - dwarfs and subgiants. *Astronomy and Astrophysics* 512, A54, 2010.
- [11] Coc A. et al. Standard big bang nucleosynthesis up to cno with an improved extended nuclear network. *The Astrophysical Journal*, 744:158, 2012.
- [12] Coc A. et al. New reaction rates for improved primordial d/h calculation and the cosmic evolution of deuterium. *Physical Review D* 92,12, 2015.
- [13] Cyburt R. H. et al. Big bang nucleosynthesis: Present status. *Reviews of Modern Physics* 88, 2016.
- [14] De Marchi G. et al. Photometric determination of the mass accretion rates of pre-main-sequence stars. ii ngc 346 in the small magellanic cloud. *The Astrophysical Journal*, 740, 2011.
- [15] Fu X. et al. Lithium evolution in metal-poor stars: from pre-main sequence to the spite plateau. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452, 3256-3265, 2015.

- [16] Gruyters P. et al. Atomic diffusion and mixing in old stars - vi. the lithium content of m30. *Astronomy and Astrophysics* 589, A61, 2016.
- [17] Guseva N. G. et al. Vlt spectroscopy of low-metallicity emission-line galaxies: abundance patterns and abundance discrepancies. *Astronomy and Astrophysics* 529, 62, 2011.
- [18] Hou S. Q. et al. Non-extensive statistics to the cosmological lithium problem. *The Astrophysical Journal* 834:165, 2017.
- [19] Izotov Y. I. et al. Sbs 0335-052e+w: deep vlt/fors+uves spectroscopy of the pair of the lowest-metallicity blue compact dwarf galaxies. *Astronomy and Astrophysics* 503, 61-72, 2009.
- [20] Izotov Y. I. et al. Star-forming galaxies with hot dust emission in the sloan digital sky survey discovered by the wide-field infrared survey explorer (wise). *Astronomy and Astrophysics* 536, 2011.
- [21] Izotov Y. I. et al. Primordial ^4he abundance: a determination based on the largest sample of hii regions with a methodology tested on model hii regions. *Astronomy and Astrophysics* 558, A57, 2013.
- [22] Monaco L. et al. The lithium content of ω centauri. new clues to the cosmological li problem from old stars in external galaxies. *Astronomy and Astrophysics* 519, L3, 2010.
- [23] Mucciarelli A. et al. The abundance of lithium measured for the first time beyond our galaxy. *The Messenger* 158, 45-47, 2014.
- [24] Piau L. et al. From first stars to the spite plateau: a possible reconciliation of halo stars observations with predictions from big bang nucleosynthesis. *The Astrophysical Journal* 653:300-315, 2006.
- [25] Romano D. et al. Deuterium astration in the local disc and beyond. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369, 295-304, 2006.
- [26] Sbordone L. et al. The metal-poor end of the spite plateau - i: Stellar parameters, metallicities, and lithium abundances. *Astronomy and Astrophysics* 522, A26, 2010.
- [27] Spite F. and Spite M. Abundance of lithium in unevolved halo stars and old disk stars - interpretation and consequences. *Astronomy and Astrophysics* 115,2, 1982.
- [28] Franceschini. Corso di cosmologia (2013-2014). 2014.
- [29] Izotov Y. I. and Thuan T. X. Deep hubble space telescope acs observations of i zw 18: a young galaxy in formation. *The Astrophysical Journal* 616:768-782, 2004.
- [30] Meléndez J. and Ramírez I. Rappraising the spite lithium plateau: extremely thin and marginally consistent with wmap data. *The Astrophysical Journal*, 615:L33-L36, 2004.
- [31] Pettini M and Cooke R. A new, precise measurement of the primordial abundance of deuterium. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425, 2477-2486, 2012.

- [32] Spite M., Spite F., and Bonifacio P. The cosmic lithium problem - an observer's prospective. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement 22*, 2012.
- [33] Richard O. Atomic diffusion and lithium processing in old metal poor stars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement 22, 211*, 2012.
- [34] Cayrel R. Data analysis. 1988.
- [35] Wagoner R. V. Big-bang nucleosynthesis revisited. *The Astrophysical Journal*, 179:343-360, 1973.