Cosmologia Básica:
4 - as eras do universo

Laerte Sodré Jr.

August 17, 2011

As 4 eras do Universo

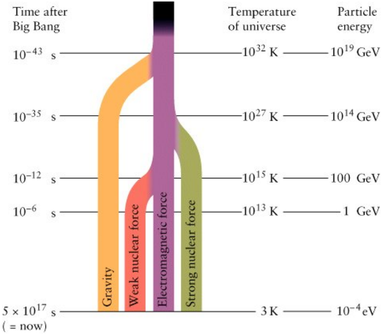
- O paradigma cosmológico atual sugere que o universo passou por 4 etapas distintas:
  - o Big-Bang e a inflação
  - a era da radiação
  - a era da matéria
  - a era da energia escura

A inflação

- Big-Bang: $t = 0$ e $a = 0$
  - singularidade nas equações
  - possivelmente vai requerer uma nova física (do tipo gravitação quântica)

A inflação

- inflação :
  - fase muito curta, de expansão muito rápida (exponencial)
  - teria ocorrido logo após o Big-Bang, talvez logo após a quebra espontânea de simetria da grande unificação
  - $t \sim 10^{-34}$ s (num certo cenário)



A inflação

- dinâmica do universo inflacionário:
  - durante um breve intervalo de tempo o universo pode ser considerado dominado pela energia do vácuo de um campo escalar (o *inflaton*), agindo como uma constante cosmológica

$$\rho \simeq \rho_I = cte \gg \rho_r$$

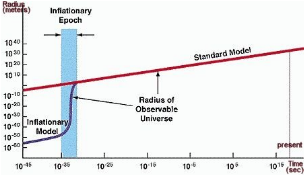
  - então,

$$\dot{a}^2 \approx \frac{8\pi G}{3}\rho_I a^2$$

    e, portanto,

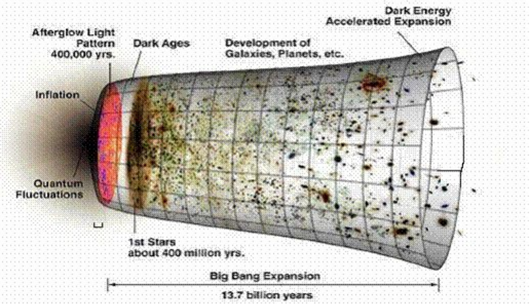
$$a \propto \exp(H_I t)$$

    onde $H_I = (8\pi G\rho_I/3)^{1/2}$ (parâmetro de Hubble) é constante



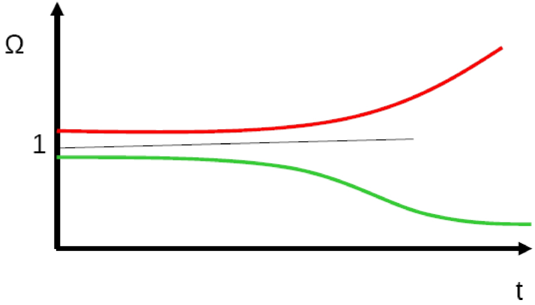
A inflação

- a inflação resolve vários problemasdo modelo cosmológico padrão:
  - o problema da "planura"
  - o problema do horizonte
  - origem das flutuações primordiais de densidade



A inflação

- o problema da "planura" (*flatness*):
  - WMAP: o universo tem curvatura nula, $\Omega = 1$
  - para se ter Ω entre 0.95 e 1.05 hoje, na época da recombinação ($z \sim 10^3$) se deveria ter Ω entre 0.99995 e 1.000005, a menos que a curvatura seja estritamente nula ($k = 0$)



A inflação

- a inflação produz um universo localmente plano

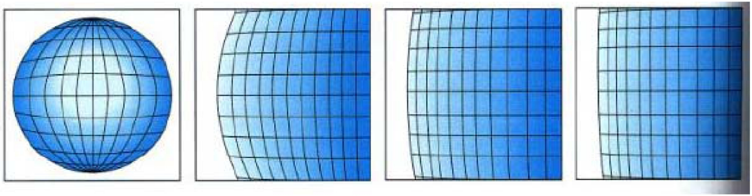


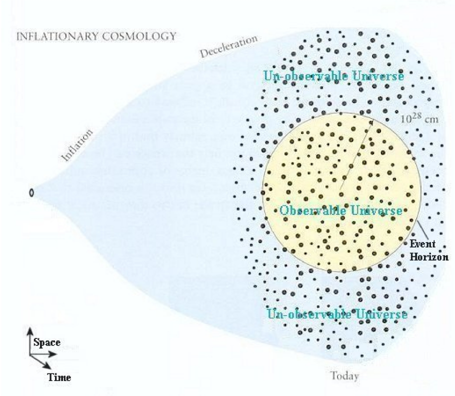
Figure: Esfera inflada por um fator 3 entre 2 imagens sucessivas

A inflação

- o problema do horizonte
  - a informação viaja no máximo à velocidade da luz:
    há uma distância limite a que se tem acesso causal:
    raio do horizonte ($\sim ct$)
  - radiação cósmica de fundo: notavelmente uniforme
  - na época em que ela foi emitida ($z \sim 1000$), o
    tamanho do horizonte era muito menor que o universo
    observável hoje
  - nem todo o universo observável estava dentro de uma região
    causalmente conexa e, portanto, não se
    esperaria que os fótons da radiação de fundo vindo de regiões
    diferentes do céu tivessem essencialmente a
    mesma temperatura!

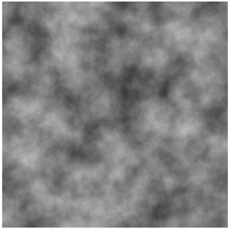
A inflação

- "solução ": com a inflação o horizonte também cresce exponencialmente e todo o universo observável hoje estaria dentro de uma região causalmente conexa antes da inflação



A inflação

- flutuações primordiais de densidade:
  - a inflação produz flutuações quânticas que são amplificadas: as amplitudes dessas flutuações são aproximadamente independente da escala
  - a gravidade amplifica estas flutuações, produzindo mais tarde galáxias, aglomerados, etc.
  - este cenário pode ser testado, por exemplo, com o espectro de potências da distribuição de galáxias



A era da radiação

- logo após o Big-Bang (e a inflação) o universo é extremamente quente
- sua dinâmica é regida pela radiação: $p = \rho c^2/3$
- nesse caso,
  $$\rho \propto a^{-4}$$
  No expoente, 3 é devido à variação na densidade de fótons e 1 é devido à variação da energia de cada fóton
- considera-se que a radiação está em equilíbrio termodinâmico: o espectro da radiação é planckiano e depende apenas da temperatura T

A era da radiação

- densidade de radiação, em $\mathrm{erg\ cm^{-3}}$:

$$u = aT^4 = 7.566 \times 10^{-15} T^4 \ \mathrm{erg\ cm^{-3}\ K^{-4}}$$

- em $\mathrm{g\ cm^{-3}}$:

$$\rho = \frac{4\sigma_{SB}}{c^3} T^4 = 8.4 \times 10^{-36} T^4 \ \mathrm{g\ cm^{-3}\ K^{-4}}$$

- logo, a temperatura varia com o fator de escala como:

$$T \propto a^{-1}$$

- fator de escala:

$$\dot{a}^2 \simeq \frac{8\pi G}{3} \rho a^2$$

pois no começo do universo, a densidade é muito grande. Daí,

$$a \propto t^{1/2}$$

A origem da matéria

- supõe-se que a matéria seja formada a partir do campo de radiação :
  interconversão de partículas
- pares de partícula e antipartícula de massa m estão em equilíbrio termodinâmico se $kT >> mc^2$:

$$p + \bar{p} \rightleftharpoons 2\gamma$$

- quando a temperatura cai abaixo de $kT \sim 2mc^2$, o par se "desacopla" do campo de radiação : p e $\bar{p}$ se aniquilam e as partículas que sobrevivem constituem as *relíquias*

A nucleosíntese primordial e a abundância dos bárions

- abundâncias típicas (em massa) observadas no universo hoje: H: $\sim$75%; He $\sim$25%; o resto: $\sim$1%
- abundância do hélio: $\sim$25%
  - estrelas: a nucleosíntese estelar só pode converter $\sim$5% da massa em He
  - Gamow (anos 40)- nucleosíntese primordial: nucleosíntese do He no começo do universo

A nucleosíntese primordial

produção do He em estrelas:

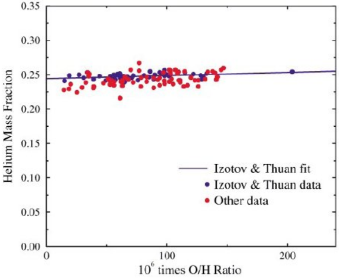
- a transformação de 4 átomos de H em He libera ΔE = 26 MeV = 4.27 x 10^{-5} erg

- a luminosidade do Sol é $L_\odot \approx 4 \times 10^{33}$ erg/s e corresponde à criação de
  $L_\odot / \Delta E \approx 9.4 \times 10^{37}$ núcleons de He por segundo
  ou $\Delta M/\Delta t = L_\odot \, m_{He}/\Delta E \approx 6.3 \times 10^{14}$ g/s de He

  sendo a massa do Sol igual a 1 $M_\odot \approx 2 \times 10^{33}$ g, a fração da massa que é convertida em He é
  $(\Delta M/\Delta t) / M_\odot \approx 3.1 \times 10^{-19}$ por segundo

  supondo que esta taxa é típica, a fração da massa de uma estrela convertida em He durante metade do tempo de Hubble será
  $(\Delta M/\Delta t) / M_\odot /(2 H_0) \approx 0.05$

- logo, a nucleosíntese estelar só pode transformar uns 5% da massa em He, longe dos 25 – 30% observado!



61

A nucleosíntese primordial

- depois da aniquilação sobra mais matéria que anti-matéria (porquê?)
- p e n que sobram ficam em equilíbrio, via interações fracas:

$$p + e^- \rightleftharpoons n + \nu$$

$$n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}$$

- a densidade relativa de p e n é dada pelo fator de Boltzmann baseado na diferença de massa $\Delta m = m_n - m_p$:

$$r = n_n/n_p = \exp(-\Delta mc^2/kT) \simeq \exp(-1.5 \times 10^{10} K/T)$$

A nucleosíntese primordial

- os n livres são instáveis (tempo de decaimento = 890 s): a razão pela qual os n existem é que estas interações fracas desacoplam logo e a nucleosíntese primordial ocorre poucos minutos depois disso, de modo que a maior parte deles termina no núcleo de He e de outros elementos leves
- série de reações nucleares: p e n se combinam para formar núcleos atômicos mais pesados que o do ^{1}H
- têm o deutério D como intermediário:

$$p + n \rightleftharpoons D + \gamma$$

$$D + D \rightleftharpoons {}^3He + n \rightleftharpoons {}^3H + p$$

$$^3H + D \rightleftharpoons {}^4He + n$$

A nucleosíntese primordial

- deutério:
  - pode ser formado via $n + p \longrightarrow D$
  - é frágil: facilmente destruído acima de $\sim 10^9$K por fotodissociação : $D + \gamma \longrightarrow n + p$
  - mas abaixo de $\sim 10^9$K o D pode sobreviver
- abundância em massa do He prevista: $Y \simeq 0.24$
- além do ^{4}He e do D, na nucleosíntese primordial forma-se um pouco de ^{3}He, ^{7}Li, ^{7}Be
- elementos mais pesados não se formam porque não há núcleos estáveis com massa atômica 5 e 8
- quando $t \sim 3$ min a nucleosíntese primordial termina

A nucleosíntese primordial

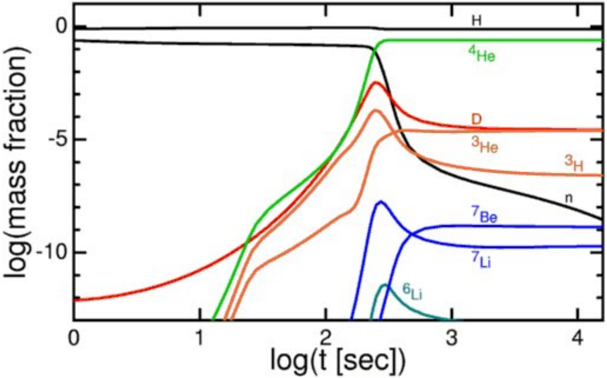


Figure: Síntese dos elementos leves no universo primordial.

- parâmetro η: número de báriones sobre o número de fótons

$$\eta \equiv \frac{n_p + n_n}{n_\gamma}$$

- densidade numérica de fótons para um corpo negro:

$$n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2}\left(\frac{k_B}{\hbar c}\right)^3 T^3 \simeq 20.2 \times T^3 \ \mathrm{cm}^{-3}$$

$\zeta(x)$: função zeta de Riemann

- daí,

$$\eta \simeq 2.74 \times 10^{-8}(T/2.73\mathrm{K})^{-3}\Omega_b h^2$$

Ω_b: parâmetro de densidade dos báriones

A nucleosíntese primordial

- a abundância dos elementos leves depende fundamentalmente de η:
  conhecendo-se η, a temperatura da radiação cósmica de fundo e H_0, pode-se determinar Ω_b

$$\eta \simeq 2.74 \times 10^{-8} (T/2.73\mathrm{K})^{-3} \Omega_b h^2$$

A nucleosíntese primordial

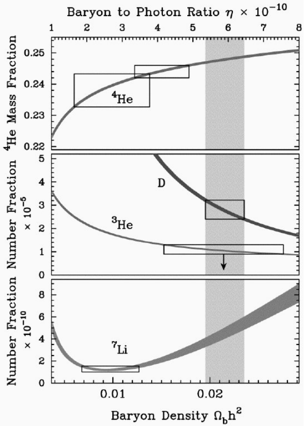


Figure: Abundância dos elementos leves produzidos na nucleosíntese primordial em função da abundância de bárions (e de η).

A nucleosíntese primordial

- dos elementos leves formados na nucleosíntese primordial, qual é o melhor *bariômetro*?
  - a abundância do ^{4}He é pouco sensível a η
  - ^{3}He: sua formação e destruição em estrelas é pouco conhecida
  - a abundância do D parece ser a melhor opção pois apresenta forte dependência com η, além dele não ser produzido em estrelas
  - ^{7}Li: apresenta um comportamento com η não-monotônico

A nucleosíntese primordial

- Estimativas de abundâncias primordiais
  - deutério
    - observações no UV (Ly-α); espectroscopia de alta resolução
    - isótopo frágil: só é destruído: sua abundância deve decrescer com o tempo
    - meio interestelar local: $D/H = (1.32 \pm 0.08) \times 10^{-5}$
    - nuvem protosolar (4.6 Ganos atrás): $D/H = (2.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
    - linhas de absorção em quasares (produzidos em "nuvens Ly-α") $D/H = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ (Kirkman et al. 2003)

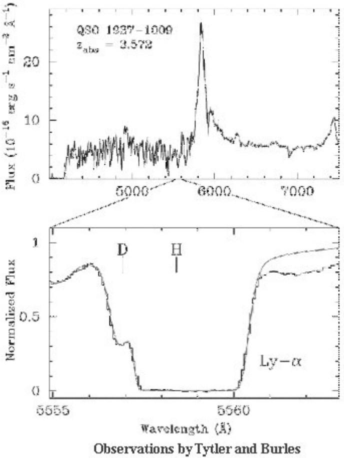


Figure: Observação de uma linha do D no espectro do quasar 1937-1009.

- lítio
  - estimativas a partir do "plateau de Spite" (Li/H vs metalicidade): $^7Li/H = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ (em número; Ryan et al. 2000)

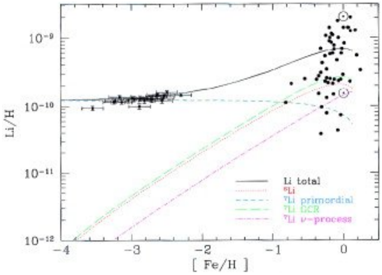


Figure: Abundância do Li (em massa) em função da metalicidade (abundância do Fe).

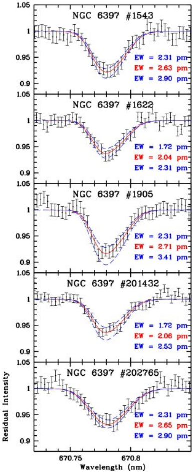


Figure: Observações de uma linha do Li em 5 estrelas do aglomerado globular NGC6397, com modelos sobrepostos.

A nucleosíntese primordial

- ^{4}He
  - observações de regiões HII
  - extrapolação de Y em função da metalicidade
  - $Y_p = 0.2429 \pm 0.0009$ (Izotov & Thuan 2004)

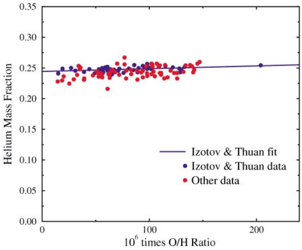


Figure: Relação entre a abundância do ^{4}He com a metalicidade de regiões HII. A abundância do He foi determinada a partir da intensidade das linhas $\lambda\lambda$4471, 5876 e 6678 Å do He I.

A nucleosíntese primordial

- **abundância dos bárions**, obtida pela determinação das abundâncias dos elementos leves (Kneller & Steigman, 2004):
  - ^{4}He: $\Omega_b h^2 = 0.0103 \pm 0.0025$
  - D: $\Omega_b h^2 = 0.0221 \pm 0.0025$
  - ^7Li: $\Omega_b h^2 = 0.0118 \pm 0.0016$
- se $\Omega_b h^2 \simeq 0.022$ e $h = 0.7$, temos que $\Omega_b \simeq 0.045$
- note que $\Omega_m \simeq 0.3$, ou seja, a maior parte da matéria é não bariônica!
  É a matéria escura.

A época da igualdade entre radiação e matéria

- o universo se expande e a densidade de radiação varia como

$$\rho_r \propto a^{-4}$$

  enquanto que a de matéria varia como

$$\rho_m \propto a^{-3}$$

- assim, embora a radiação domine o começo da evolução do universo, depois de um certo tempo a matéria vai dominar
- "época da igualdade": quando $\rho_r = \rho_m$ (incluindo neutrinos):

$$z_{eq} \simeq 2.39 \times 10^4 \Omega_{m0} h^2 T_{2.73}^{-4}$$

  ou

$$z_{eq} \simeq 3000$$

A época da igualdade entre radiação e matéria

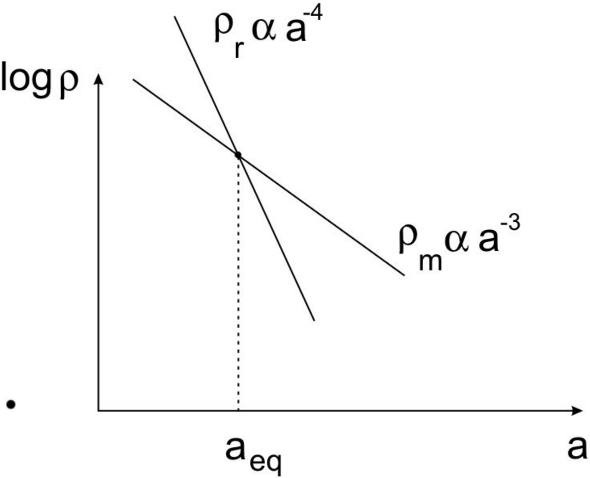
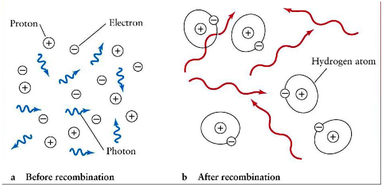


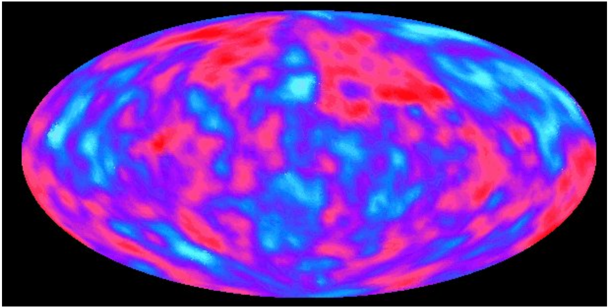
Figure: Definição da época da igualdade.

A época da recombinação

- durante a era radiativa, como o universo era muito quente, a matéria era ionizada
- após o começo da era da matéria a temperatura cai abaixo do potencial de ionização do hidrogênio e torna possível a formação de átomos:
  é a época da recombinação: $z_{rec} \simeq 1100$
- o universo, que era opaco aos fótons, fica transparente e a matéria bariônica fica praticamente neutra



A época da recombinação



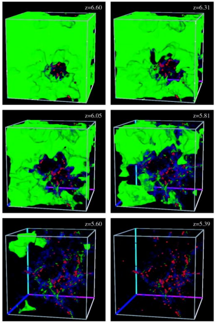
A era da matéria

- depois da era radiativa segue-se a era dominada pela matéria
- num universo dominado pela matéria:
  - $p \sim \rho v^2$
  - v é a velocidade típica das galáxias
  - $v \ll c \longrightarrow p \ll \rho c^2$ e pode ser desprezado nas EFL
  - $p = 0$: modelo de "poeira"
- então,

$$\rho_m \propto a^{-3}$$

A reionização

- n a época da recombinação o universo, que era opaco aos fótons, fica transparente e a matéria bariônica fica praticamente neutra
- para $z \sim 10 - 30$ a "reionização " ocorrerá, quando as primeiras estrelas começarem a se formar



A era da energia escura

- conforme o universo continua se expandindo, a densidade de matéria cai com $\rho_m \propto a^{-3}$
- como a energia escura (na forma de constante cosmológica) tem densidade de energia constante (ρ_Λ), tem uma hora em que ela passa a dominar a densidade de matéria: $\rho_\Lambda \geq \rho_m$
- isso ocorre quando

$$z = \left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}\right)^{1/3} - 1 \simeq 0.37$$

Exercícios

1. Mostre que

$$\eta \simeq 2.74 \times 10^{-8} (T/2.73\mathrm{K})^{-3} \Omega_b h^2$$

2. Mostre que

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\lambda + \Omega_k = 1$$