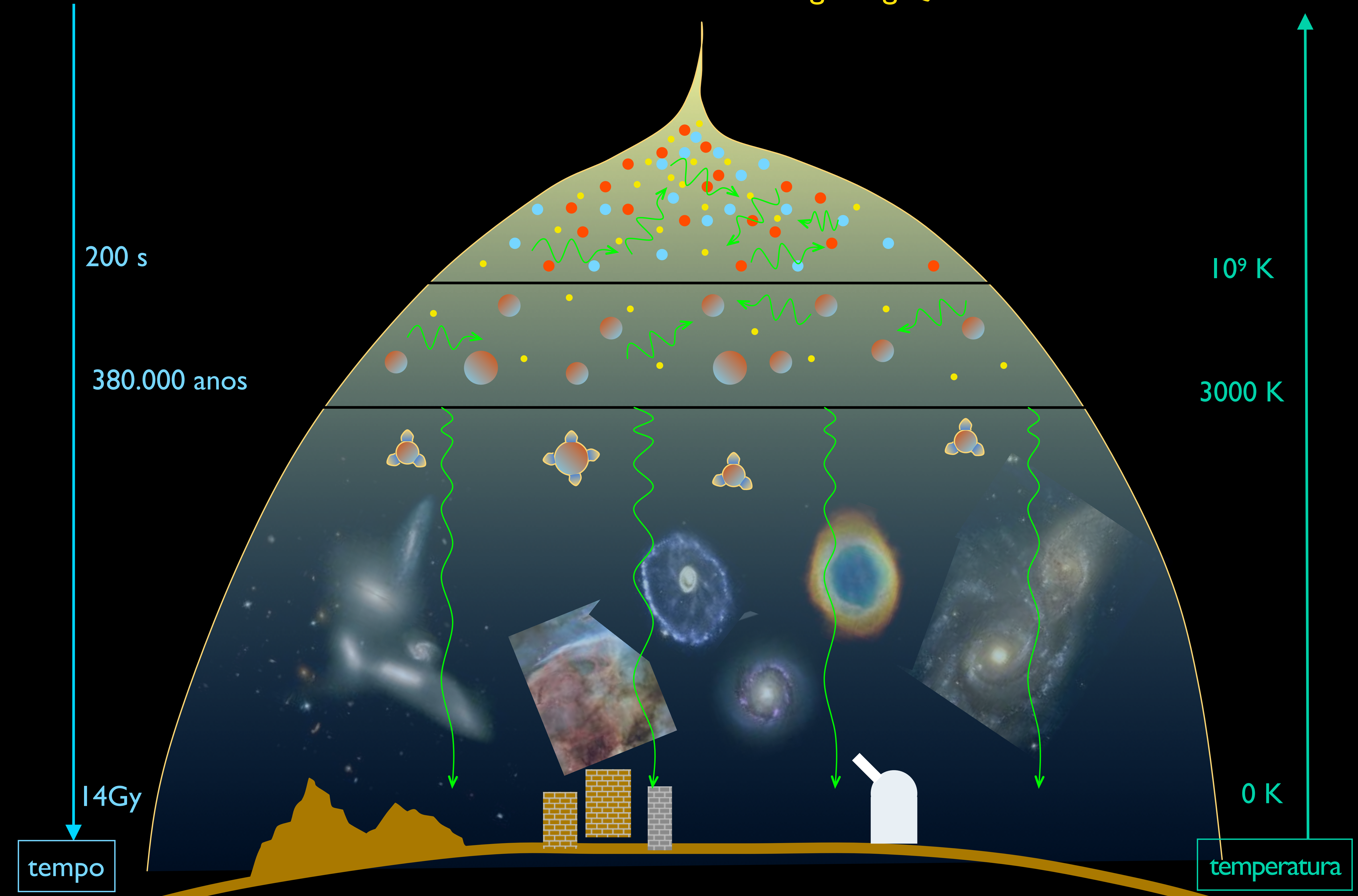
História térmica: o modelo do “Big Bang Quente"

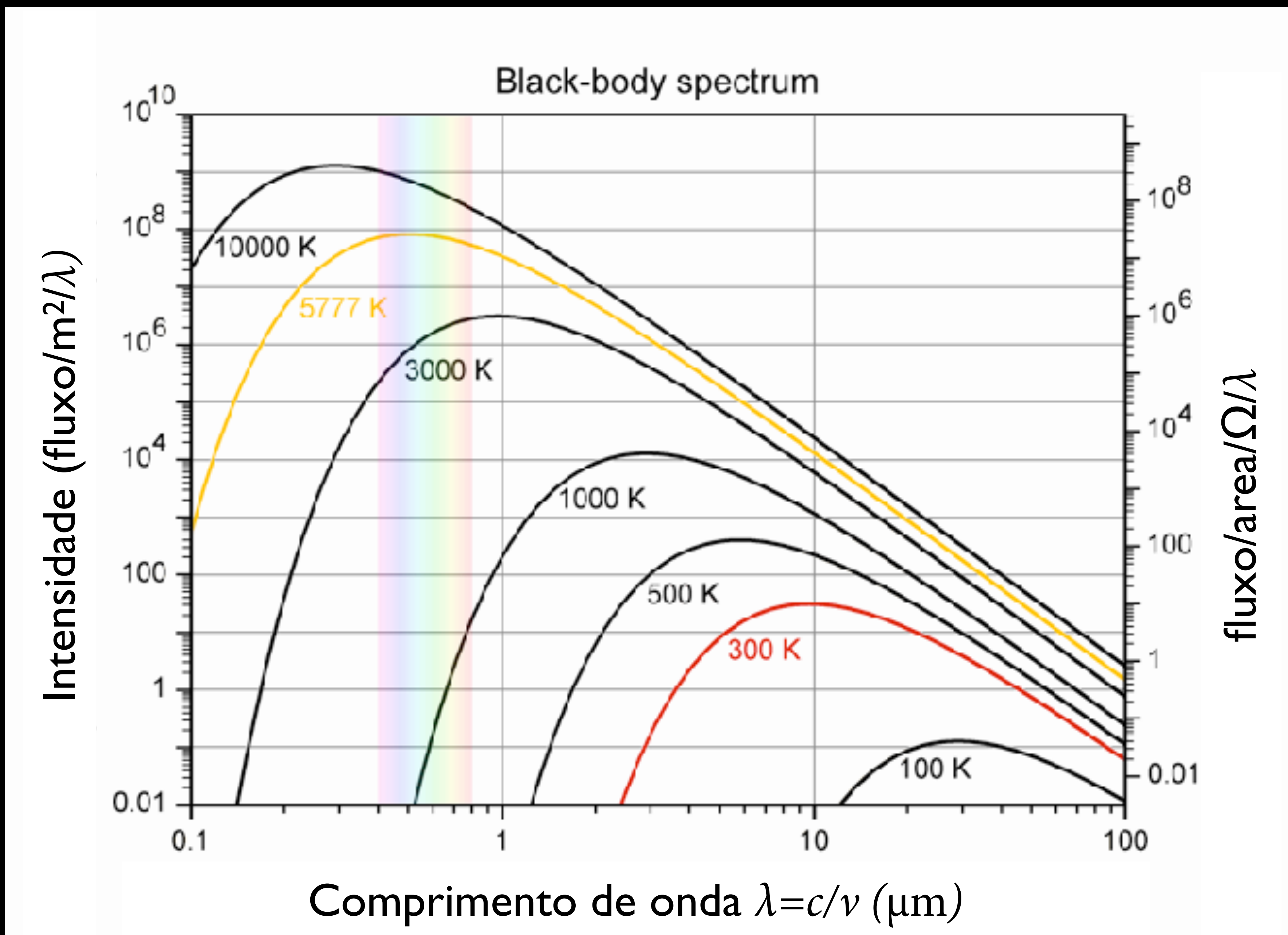


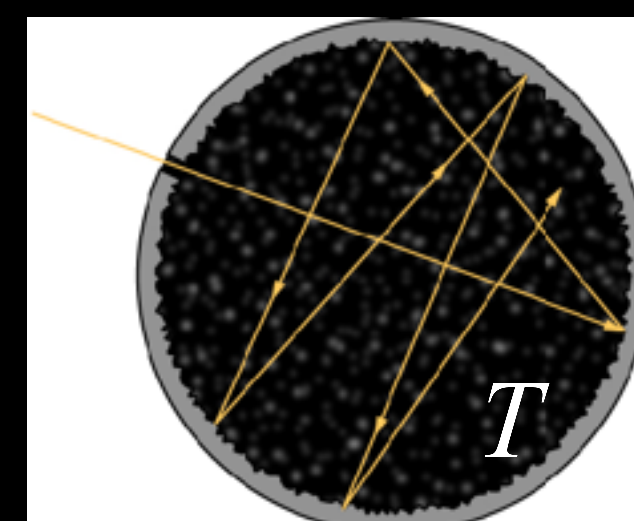
Nucleosíntese Primordial
(BBN - Big Bang Nucleosynthesis)

* Equilíbrio termo-estatístico
* Energia e pressão da matéria (fria ou relativística)
* Origem dos elementos mais leves
* Origem dos elementos mais pesados

(Ryder, Cap. 10)

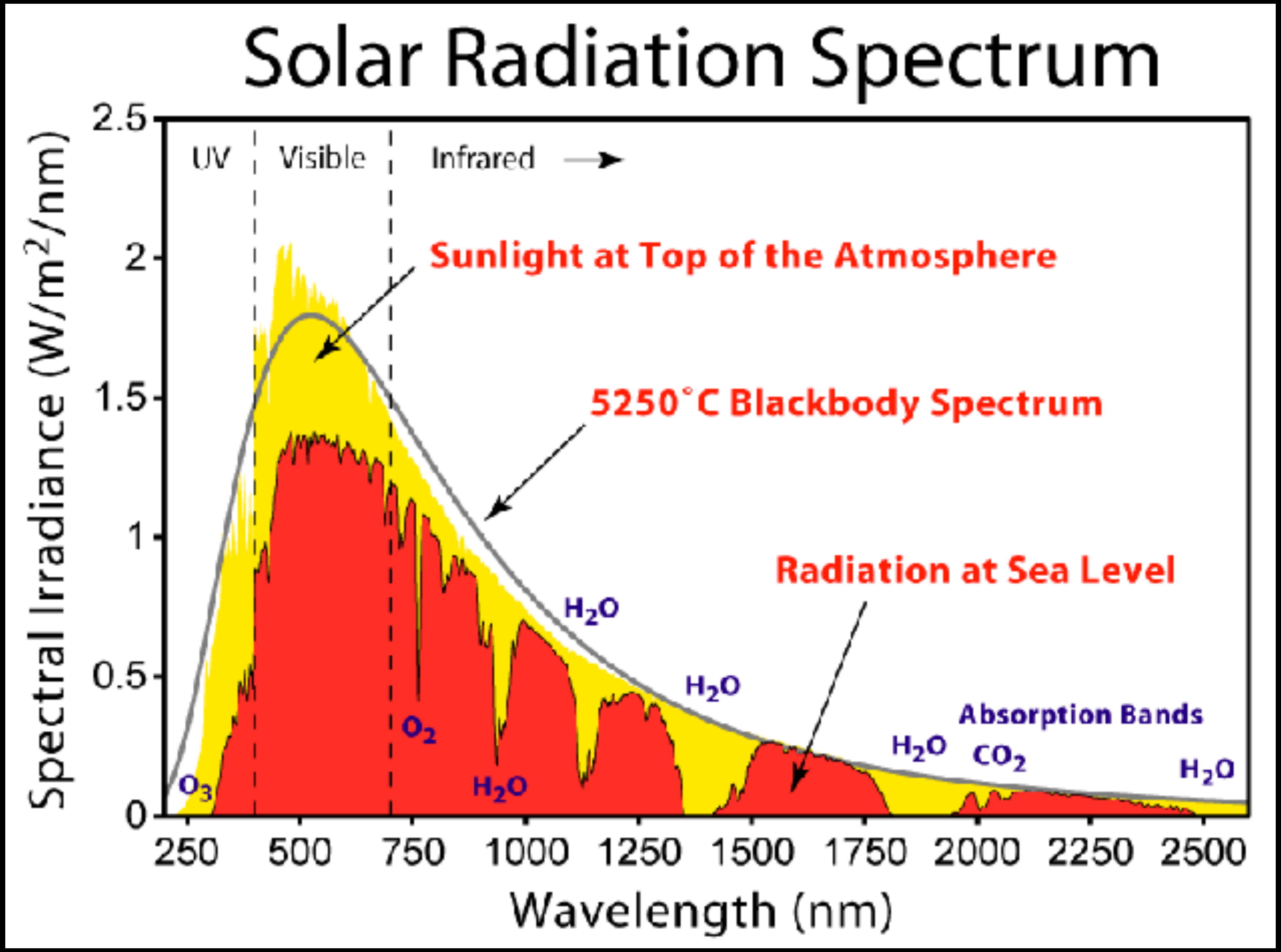
Equilíbrio termodinâmico: Espectro de Corpo Negro de Planck

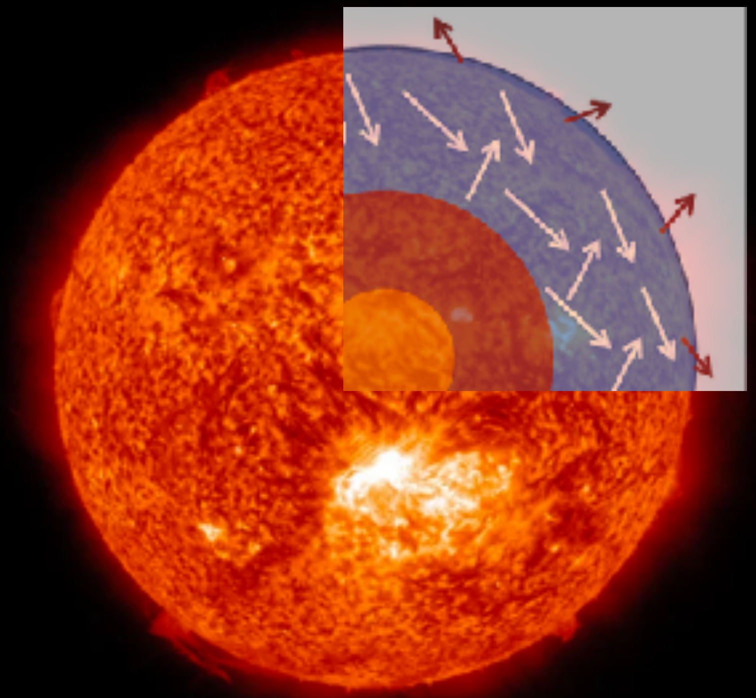




$$I(\nu;T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$$

O próprio Sol emite luz como se fosse um "corpo negro"





O equilíbrio termo-estatístico é governado pelos estados que as partículas podem ocupar.

Na Mecânica Quântica, quem governa a estatística desses estados é o spin das partículas.

$$\text{Spin inteiro} : s = 0, 1, 2, \ldots \quad \Leftrightarrow \quad \text{Bose} - \text{Einstein} \quad \Leftrightarrow \quad I(\nu, T) = \frac{8\pi\, h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T} \boxed{-} 1}$$

$$\text{Spin semi} - \text{inteiro} : s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \ldots \quad \Leftrightarrow \quad \text{Fermi} - \text{Dirac} \quad \Leftrightarrow \quad I(\nu, T) = \frac{8\pi\, h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T} \boxed{+} 1}$$

Em vez dessa densidade de energia espectral ("espectro", SED) muitas vezes é mais conveniente escrever a função de distribuição: **número de estados/volume no espaço de fase**

$$\frac{dN}{\frac{d^3x\, d^3p}{(2\pi)^3}} = \frac{dn}{d^3p/(2\pi)^3} = g_s \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} \pm 1} \qquad g_s = 2s + 1$$

Obs: para fótons (luz), s=1 mas g=2! Por quê?...

A **densidade de número de partículas, densidade de energia** e a **pressão** são (em unidades de ***k*_B=1**, ***E*** e ***T*** têm mesma unidade $\Longleftrightarrow$ 1.1 x 10^4 K ≃ 1 eV):

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\int dE\, E\, \frac{(E^2-m^2)^{1/2}}{e^{E/T}\pm 1} = \begin{cases} T \gg m & \text{BE} & \frac{\zeta(3)}{\pi^2}T^3 \\ T \gg m & \text{FD} & \frac{3}{4}\frac{\zeta(3)}{\pi^2}T^3 \\ T \ll m & \text{BE/FD} & \left(\frac{mT}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-m/T} \end{cases}$$

Equil.!

->1/V

$$\rho = \frac{1}{2\pi^2}\int dE\, E^2\, \frac{(E^2-m^2)^{1/2}}{e^{E/T}\pm 1} = \begin{cases} T \gg m & \text{BE} & \frac{\pi^2}{30}T^4 \\ T \gg m & \text{FD} & \frac{7}{8}\frac{\pi^2}{30}T^4 \\ T \ll m & \text{BE/FD} & m\,n + \frac{3}{2}\,n\,T \end{cases}$$

$$P = \frac{1}{6\pi^2}\int dE\, \frac{(E^2-m^2)^{3/2}}{e^{E/T}\pm 1} = \begin{cases} T \gg m & \text{BE} & \frac{1}{3}\,\rho \\ T \gg m & \text{FD} & \frac{1}{3}\,\rho \\ T \ll m & \text{BE/FD} & n\,T \ll \rho \end{cases}$$

Densidade de energia da matéria relativística (radiação)

Vamos juntar **todos os tipos de partículas** que são **relativísticos** num dado instante — as partículas cujas **massas** são muito menores que suas **temperaturas de equilíbrio**.

Vamos também permitir que algumas dessas partículas estejam **fora de equilíbrio** com as outras partículas, de tal forma que as suas temperaturas sejam diferentes.

A densidade de energia total nos graus de liberdade relativísticos é, portanto:

$$\rho_r = \sum_i g_i \, T_i^4 \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_i/T_i}^{\infty} dx \, x^2 \, \frac{\sqrt{x^2 - m_i^2/T_i^2}}{e^x \pm 1} = T^4 \sum_i g_i \frac{T_i^4}{T^4} \times \begin{cases} \frac{\pi^2}{30} & BE \\ \frac{7}{8}\frac{\pi^2}{30} & FD \end{cases}$$

Podemos definir a **densidade de energia total da radiação** em termos de um **número efetivo de graus de liberdade relativísticos**:

$$\rho_r = g_* \frac{\pi^2}{30} T^4 \qquad\qquad g_* = \sum_{i:\,BE} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right) + \frac{7}{8} \sum_{j:\,FD} g_j \left(\frac{T_j}{T}\right)$$

Inventário dos graus de liberdade

Tipo	Estatística	g (# de g.l.)	massa
fotons	BE	2	-
neutrinos	FD	(3x2) x 2	< 1.2 eV
e^+, e^-	FD	(2) x 2	0.511 MeV
p^+, p^-	FD	(2) x 2	0.9383 GeV
n	FD	2	0.9396 GeV
...	...	...	...

$\tau_{1/2} = 881$ s

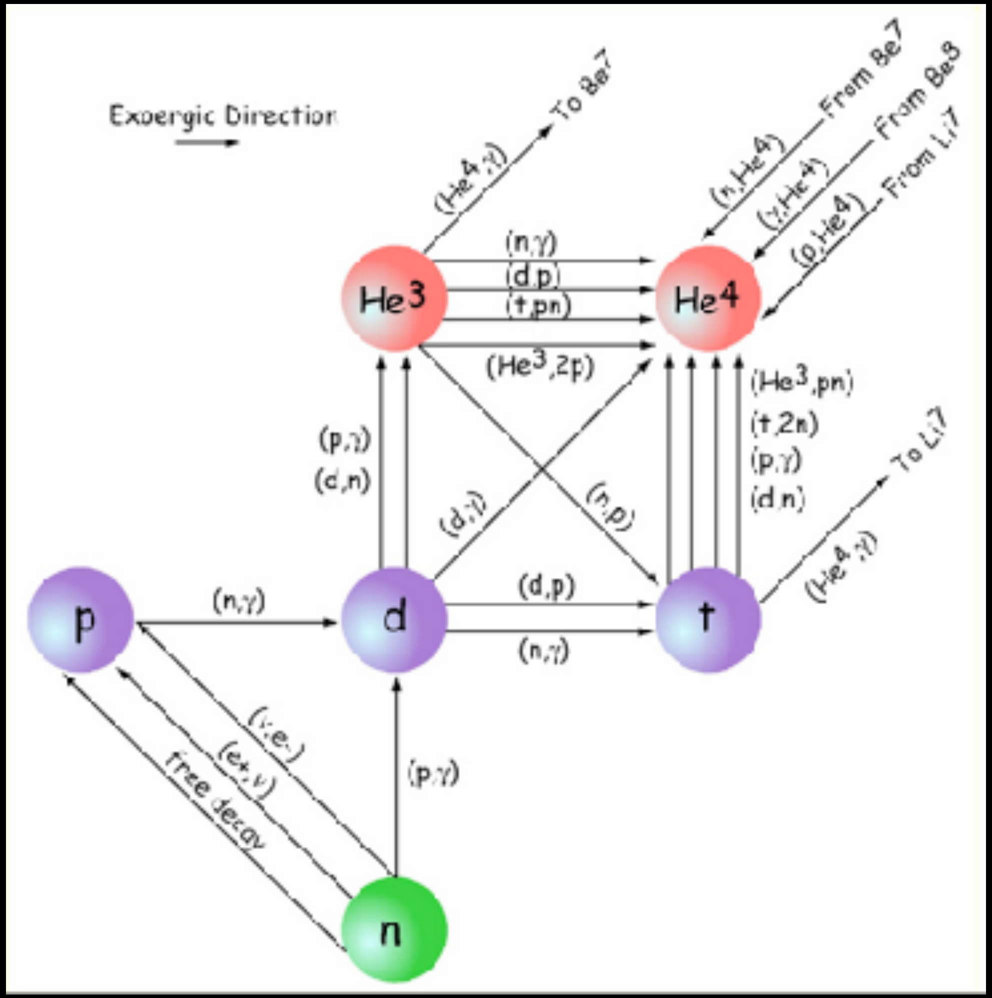
Nucleossíntese Primordial (Big Bang Nucleosynthesis/BBN)

Existe uma **pequena diferença** entre as massas dos protons e dos neutrons: $m_n = 939.57$ MeV , m_p=938.27 MeV -> $B = 1.3$ MeV ("energia de ligação", "binding energy") .

A temperaturas suficientemente altas ($T >> 1.3$ MeV), as duas partículas estão em **equilíbrio térmico**, o que significa que as suas abundâncias (e densidades) são iguais.

À medida que o universo expande e a **temperatura cai**, protons e neutrons podem começar a se juntar, formando os **primeiros núcleos atômicos**:

^{A}Z	B_A	g_A
^{2}H	2.22 MeV	3
^{3}H	6.92 MeV	2
^{3}He	7.72 MeV	2
^{4}He	28.3 MeV	1
...	...	...

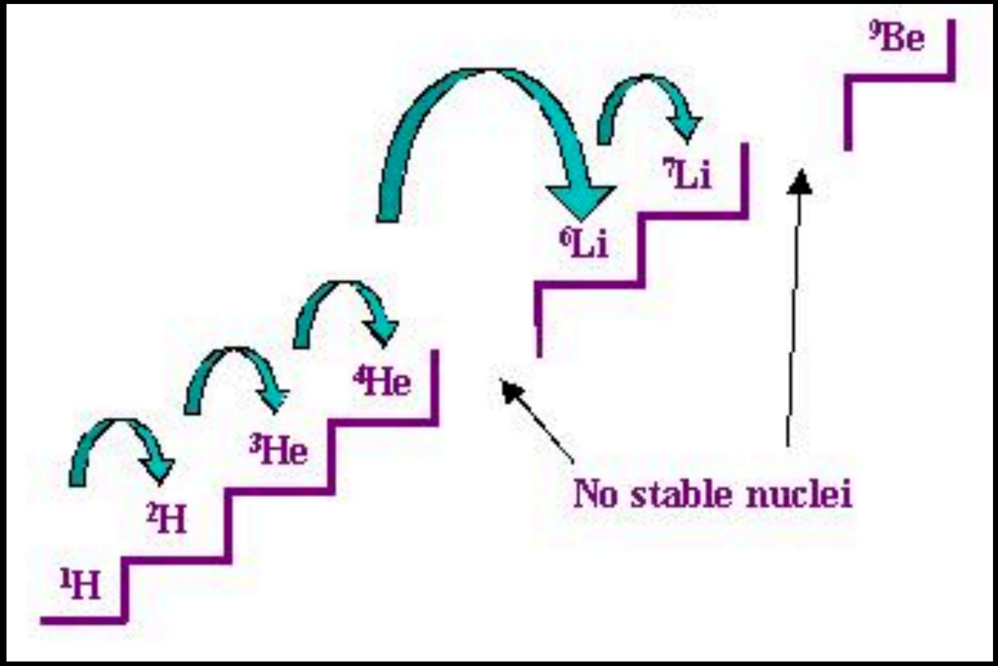


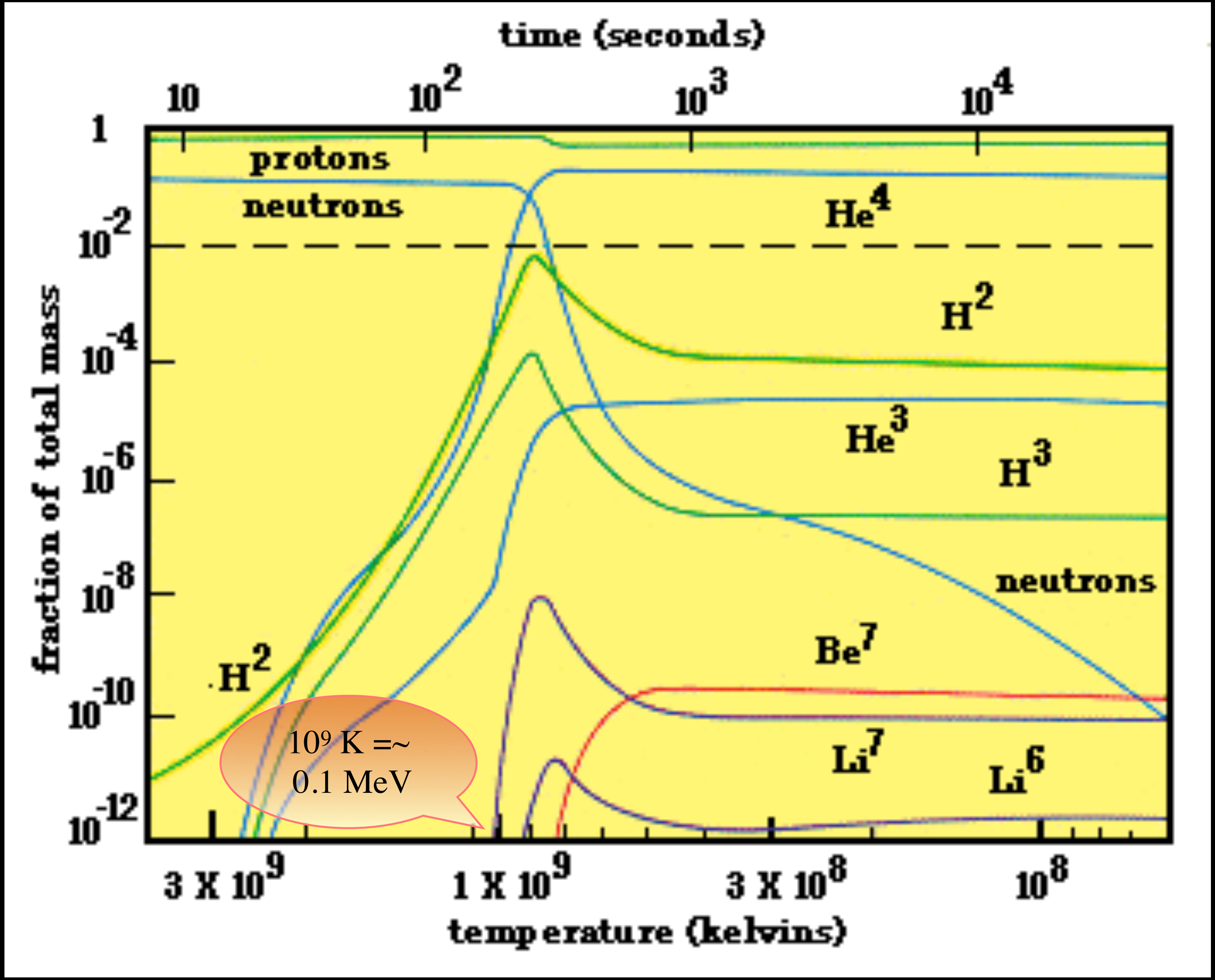
Portanto, à medida que a **temperatura** cai abaixo de ~ 10 MeV (num instante $t \sim 0.1$ s depois do Big Bang), uma **série de eventos** começa a acontecer:

1. Os núcleos leves (D, T, ^{3}He, ^{4}He, ...) começam a se formar, "comendo" os neutrons disponíveis;
2. Os neutrons que **não estão** nesses núcleos leves começam a **decair** em neutron $\rightarrow$ proton + eletron + (anti-)neutrino + γ (energia);
3. Quanto **mais fotons** (radiação) existir para cada barion, mais **fácil** é **reverter** essa reação (com p + $\gamma \rightarrow$ n + e$^+$ + ν), convertendo neutrons de volta para protons, e quebrando os núcleos leves; mas essa energia da radiação **decai**...
4. Com cada vez menos neutrons disponíveis, torna-se cada vez mais **difícil** formar novos núcleos de He, D, etc.;
5. Quando o universo atinge uma temperatura de aproximadamente 0.05 MeV ($t \sim 100$ s ~ 3 min) , praticamente todos os neutrons livres foram capturados pelos núcleos, ou decaíram em protons ($\tau_{1/2}$ = 881 s). A partir desse momento, as abundâncias dos núcleos leves permanecem constantes ("**Freeze-out**").

É claro que as coisas são **muito** mais complicadas do que isso!!!

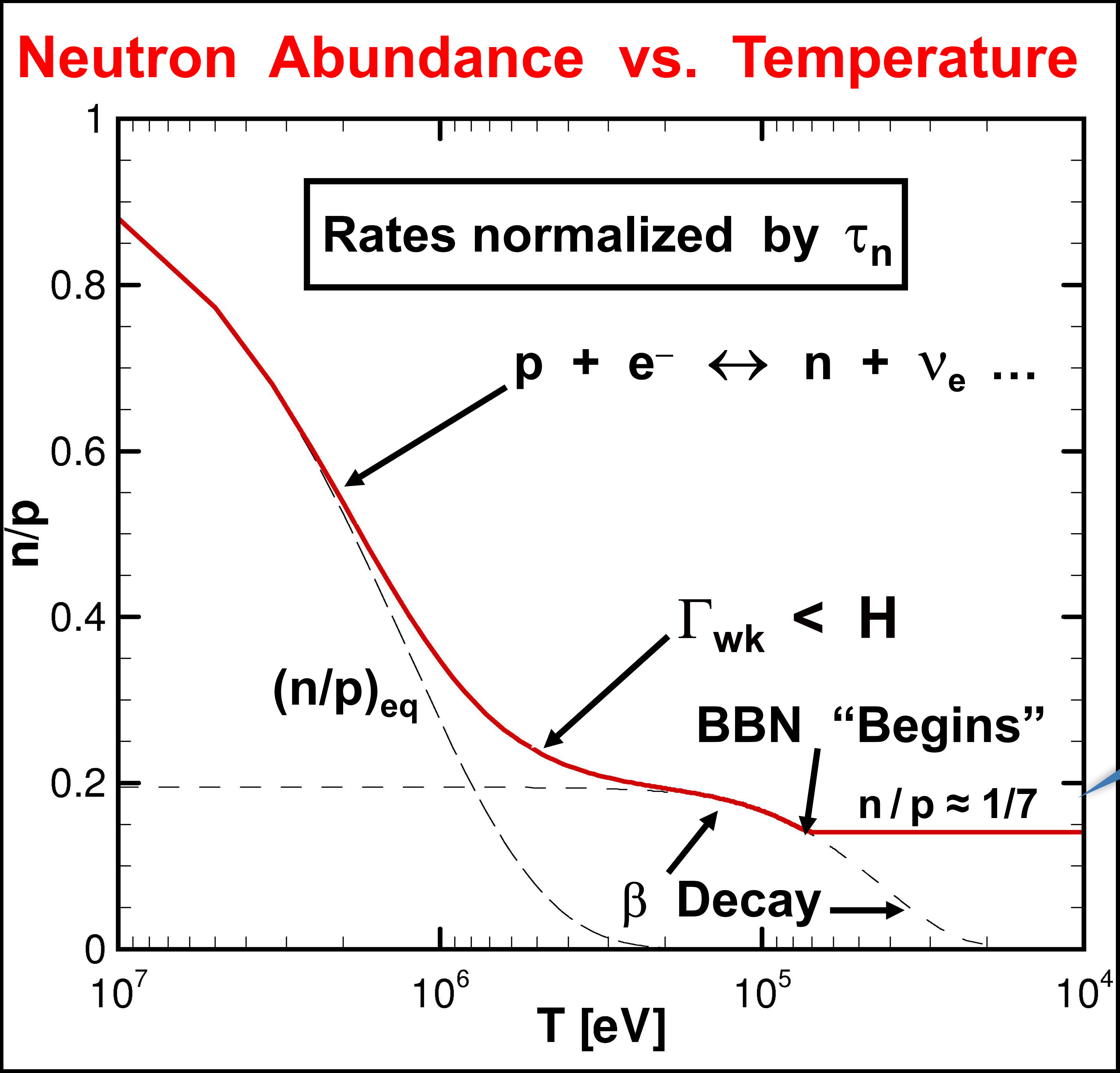
[Veja, p. ex., o livro do Mukhanov, ou a revisão G. Steigman, 0712.1100;
Uma boa revisão é também dada por Tytler et al. (2000), veja o link:
http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Tytler2/Tytler_contents.html]





Uma história um pouco mais completa (notas de aula de G. Steigman, 2014)

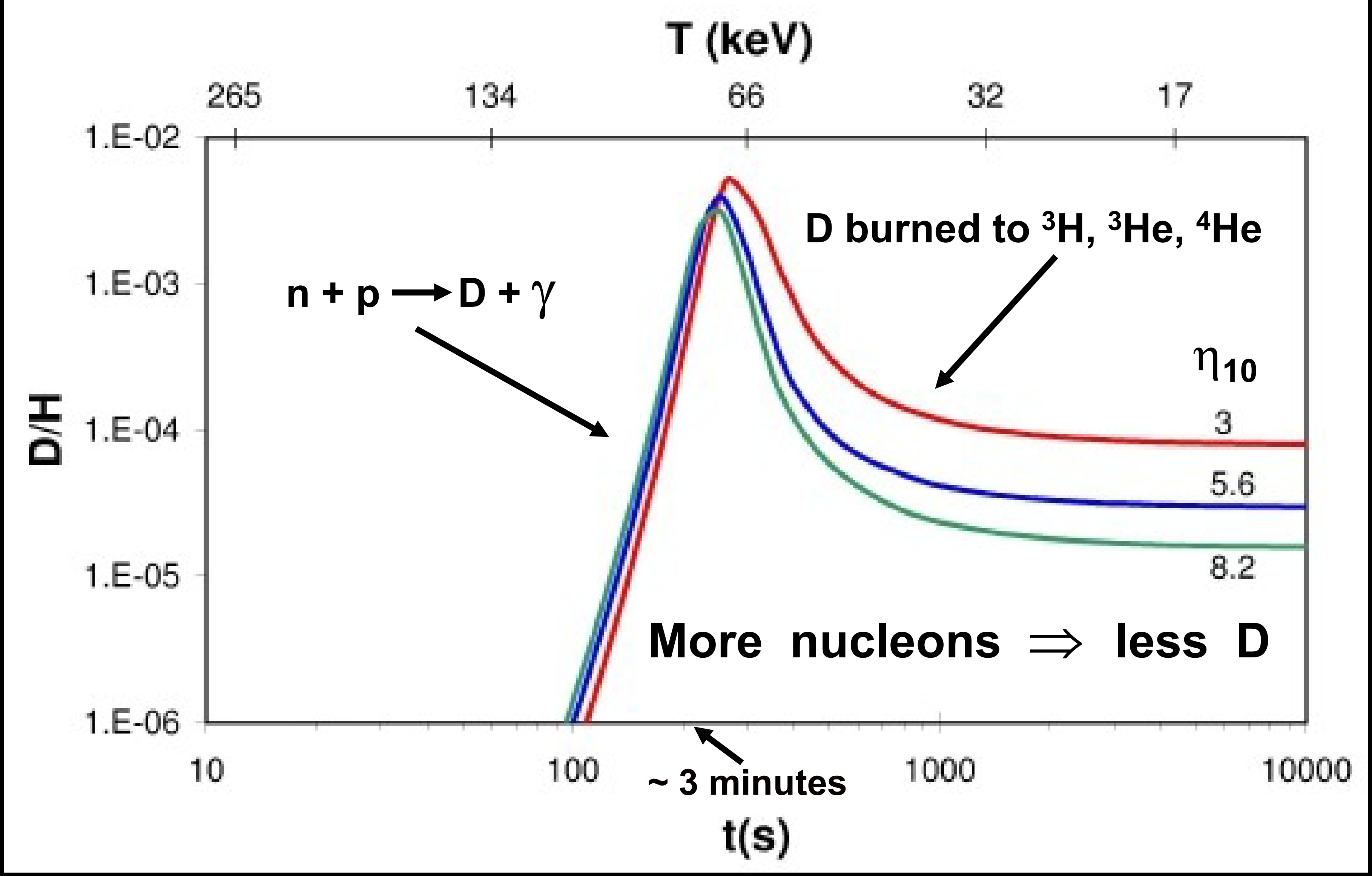
Aqui, **n** e **p** são as **densidades em números** de neutros e protons



n , **p** : **densidades em números** de neutros e protons

A quantidade de fotons também importa!

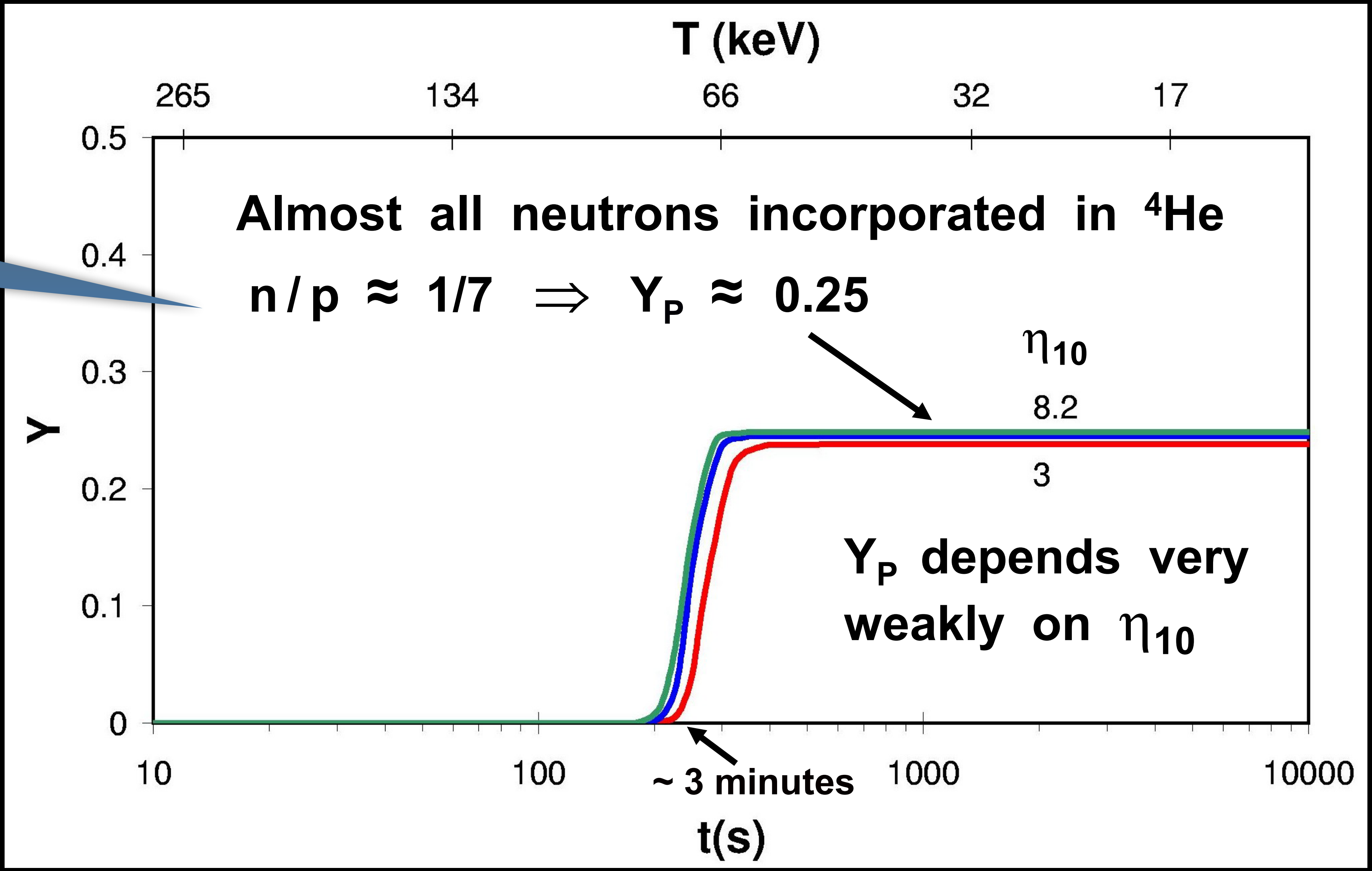
Evolução do deutério (D)



$$\eta_B = \frac{n_B}{n_\gamma} \quad , \quad \eta_{10} = 10^{10}\,\eta_B \simeq 274\,\Omega_B\,h^2$$

Evolução do He

n , p :
densidades em números de neutros e protons

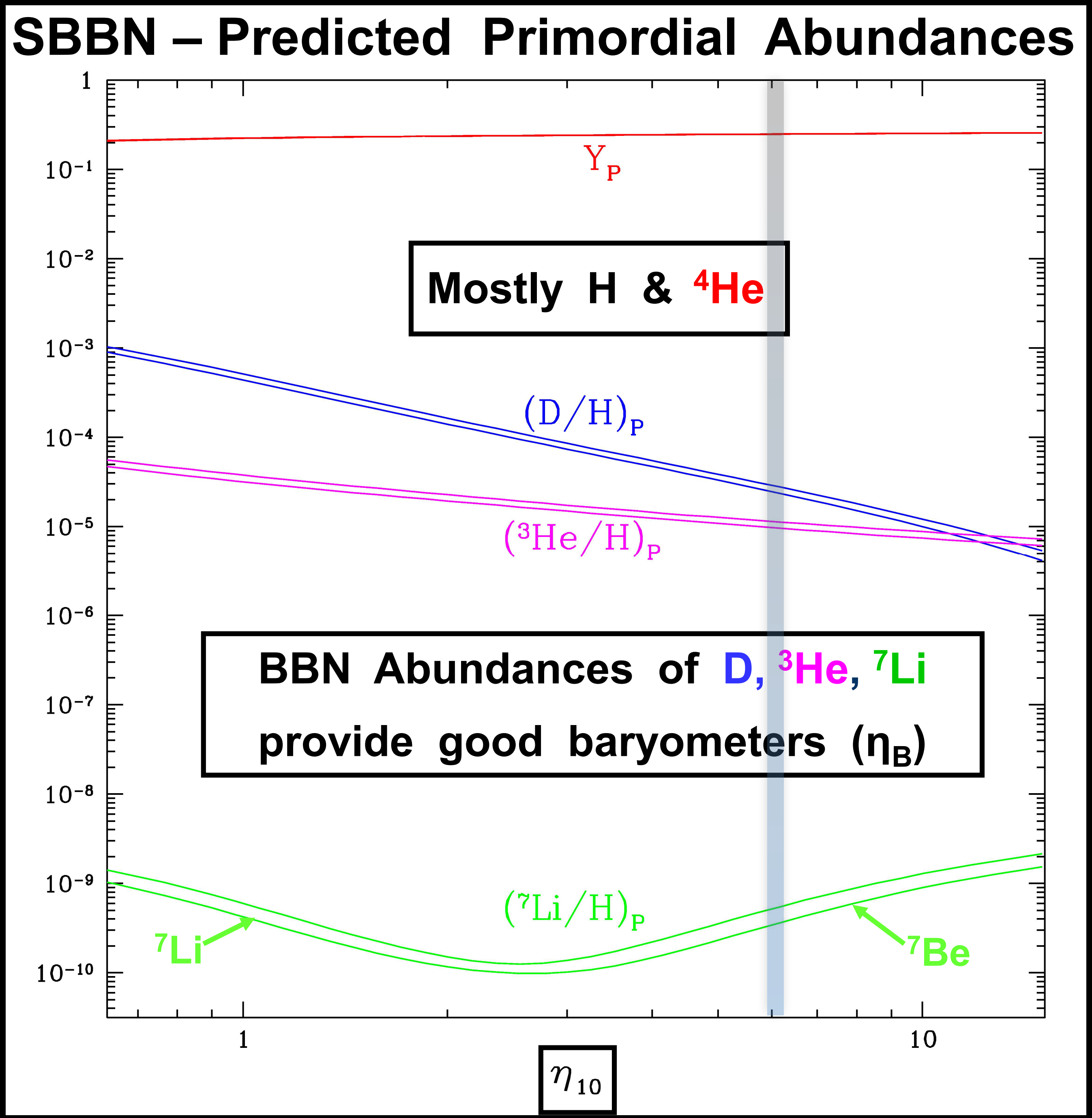


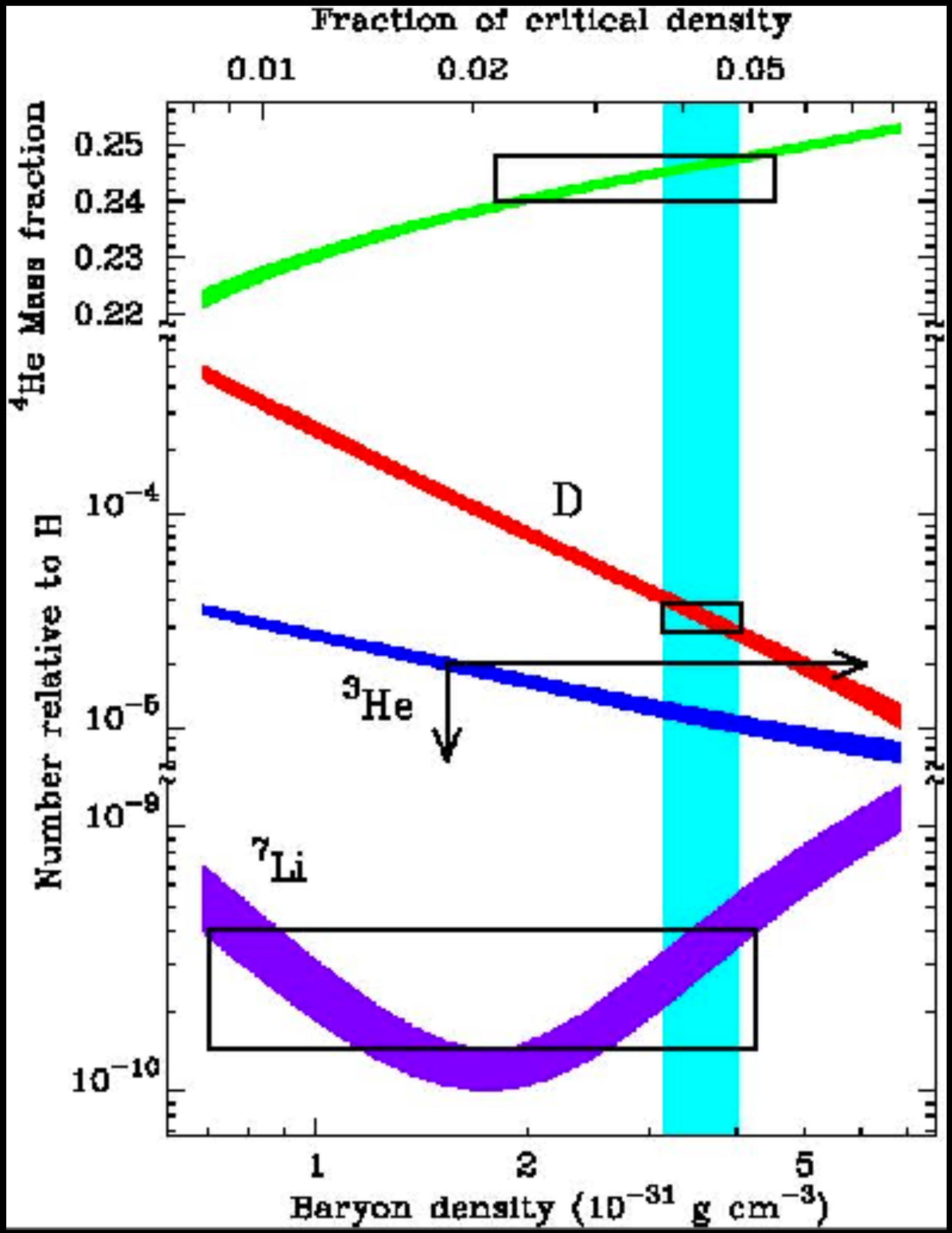
Y_{p} = fração de massa bariônica *primordial* em ^{4}He

Se todos os *n* acabam dentro de núcleos de ^{4}He:

$$Y_p = \frac{m\left({}^4\mathrm{He}\right)}{m\,(n+p)} \approx \frac{4\,m_N\,(n_{\mathrm{He}} = n_n/2)}{m_N(n_n + n_p)} = \frac{2\,(n_n/n_p)}{1+(n_n/n_p)} = \frac{2/7}{1+1/7} = \frac{1}{4}$$

Abundâncias previstas pela BBN padrão



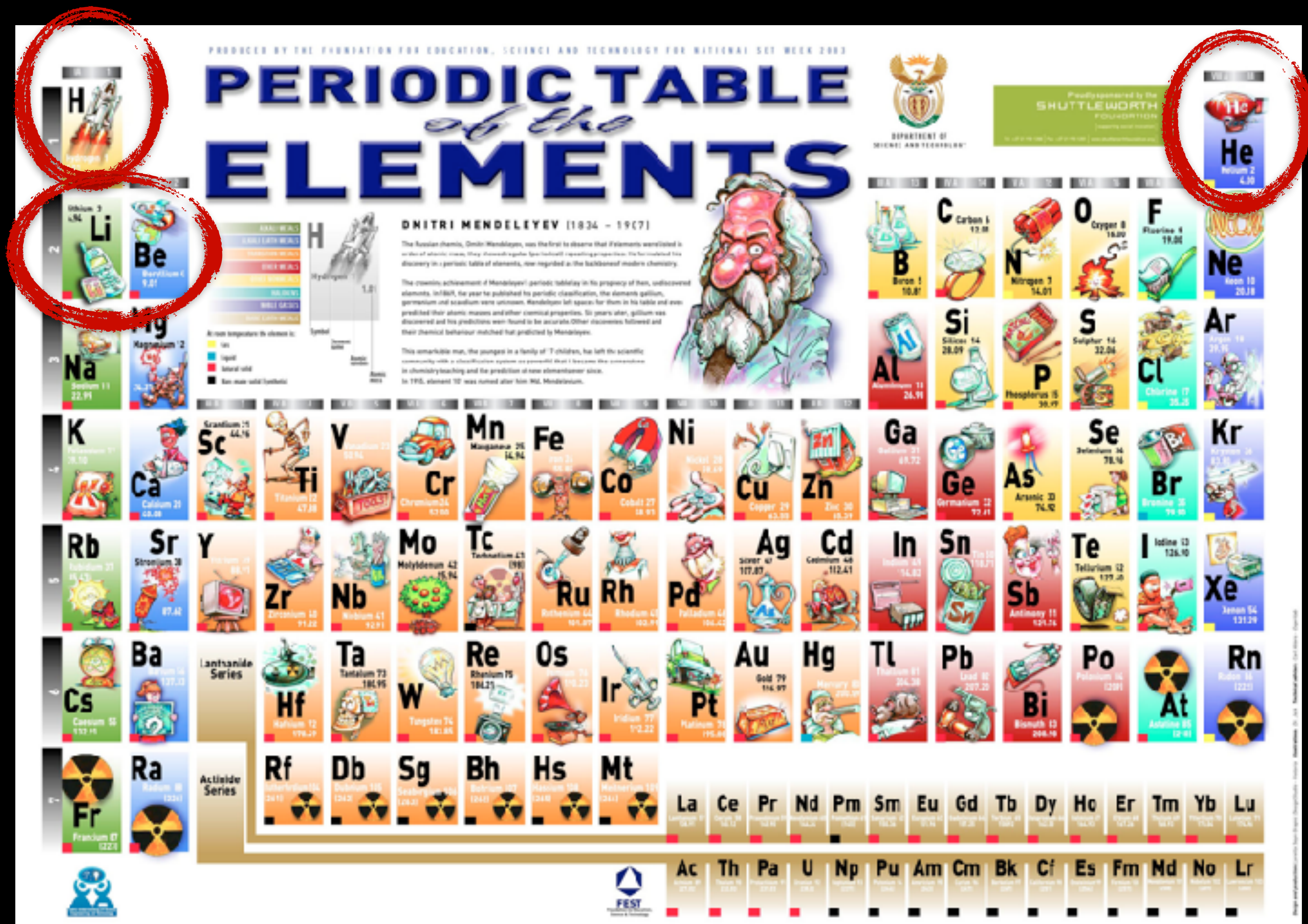


$$\Omega_B h^2 = 0.0221 \pm 0.0003 \quad \Rightarrow \quad \eta_{10} = 274\,\Omega_B h^2 = 6.05 \pm 0.08$$

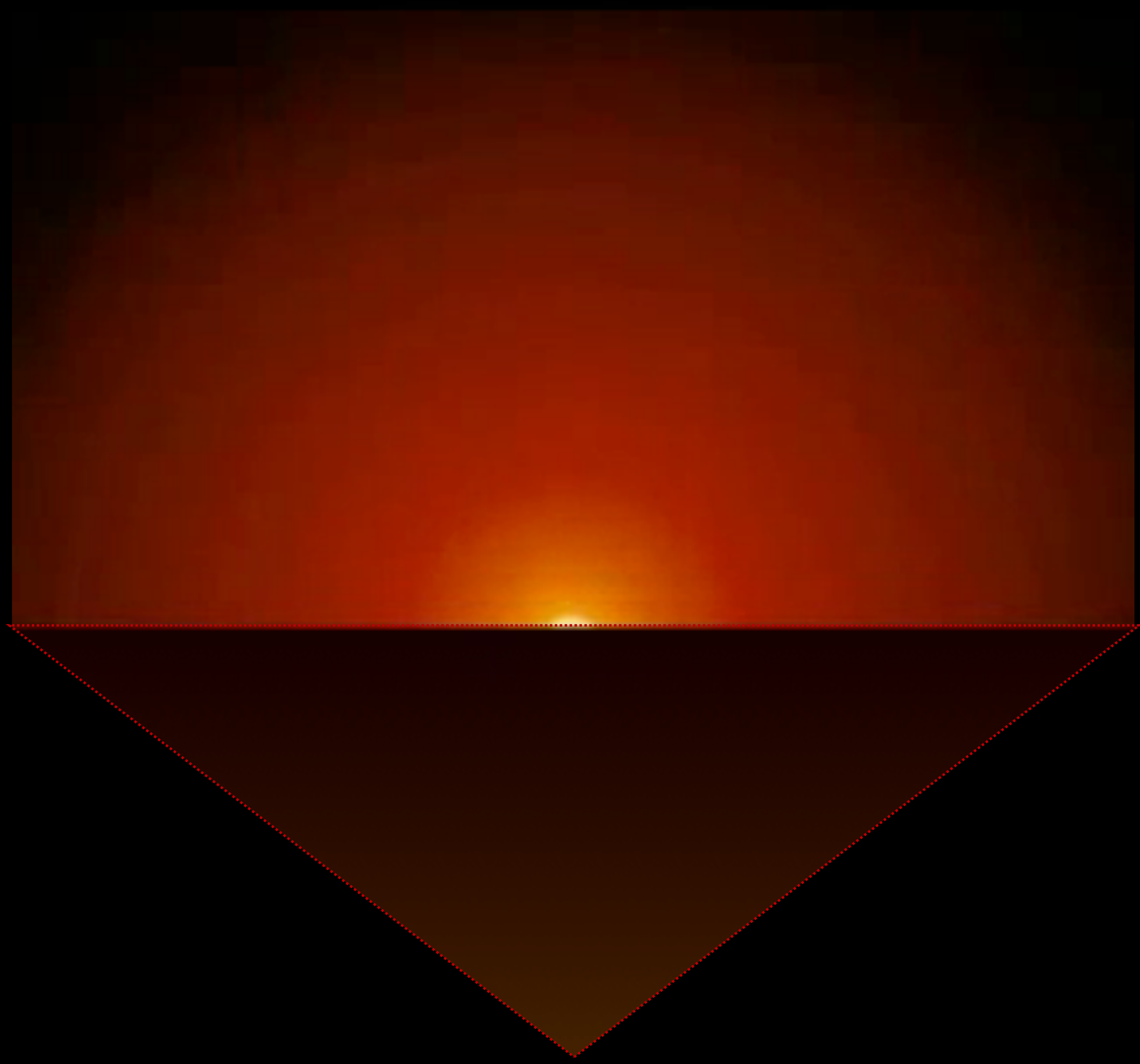
A origem dos elementos - e da vida

Nos três primeiros minutos praticamente todo o **Hidrogênio (H)** e **Hélio (He)** do universo foram gerados (+ algum Ly, Be…)

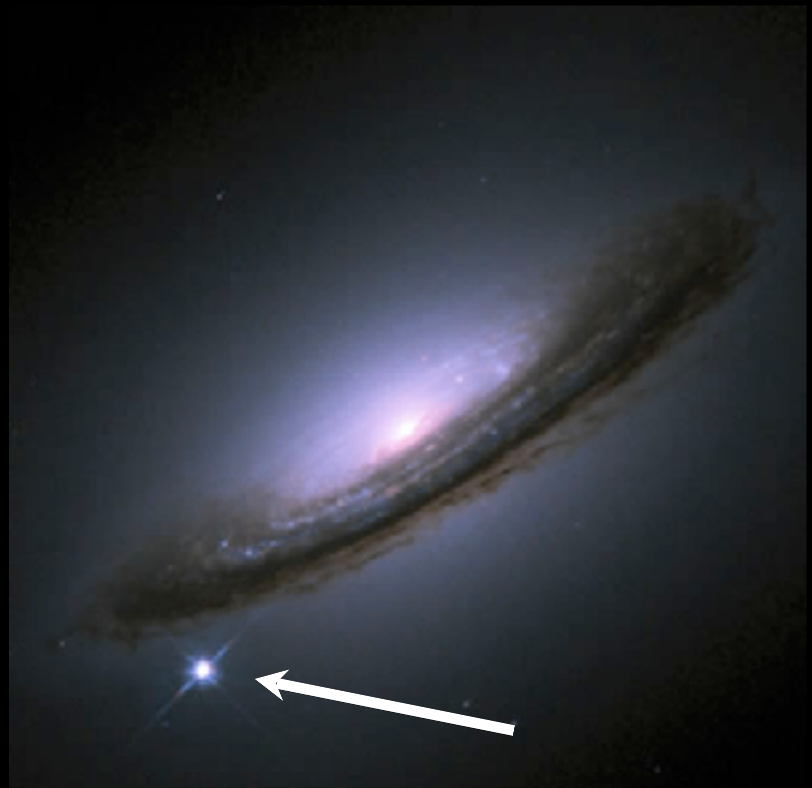
Mas... e o **resto** (C, N, O, Fe, ...) ??…



A maior parte dos outros elementos foram **gerados nas primeiras estrelas**, e depois **jogados no espaço** quando essas estrelas **explodiram**

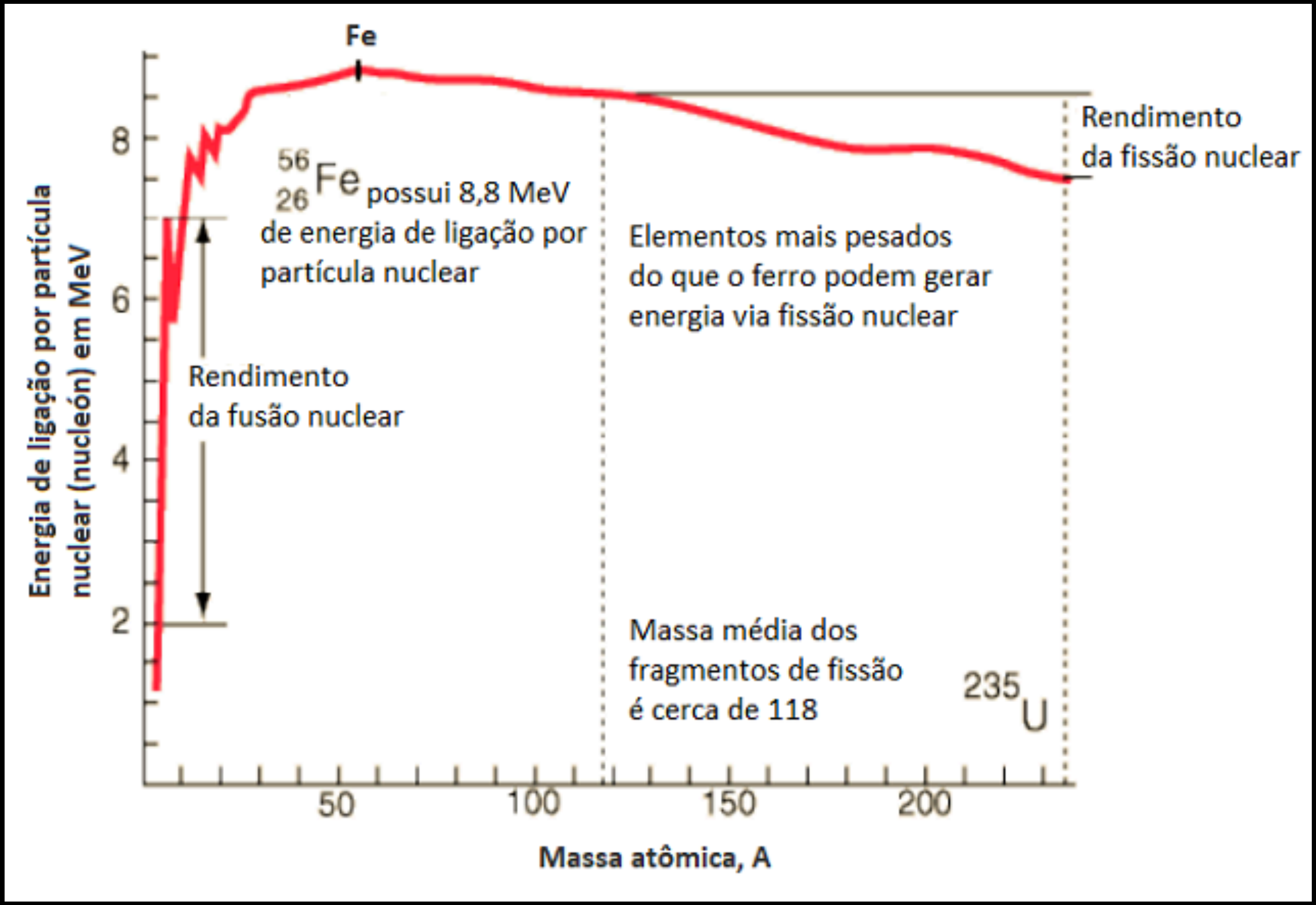


Explosão de uma estrela “supernova”

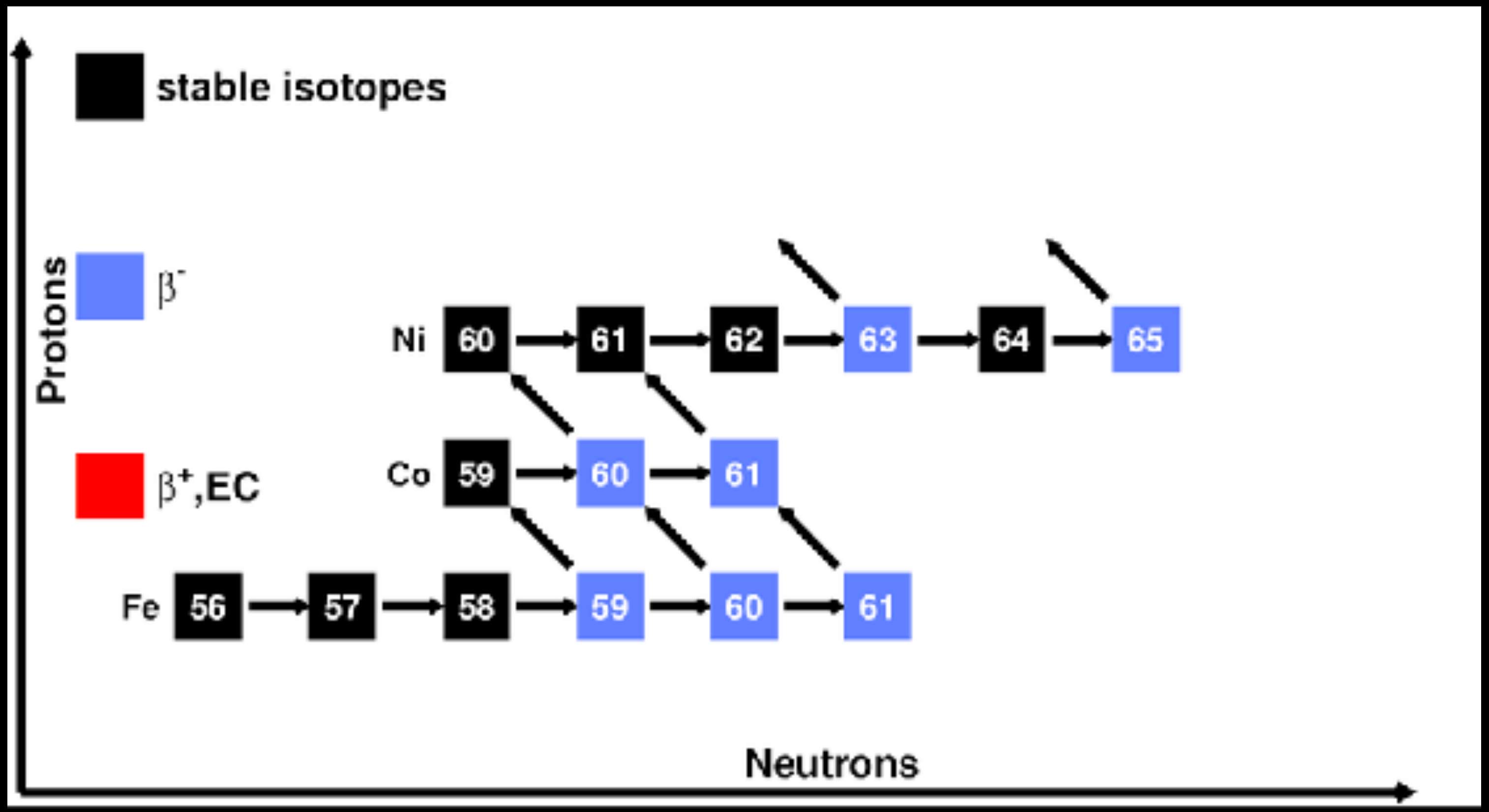


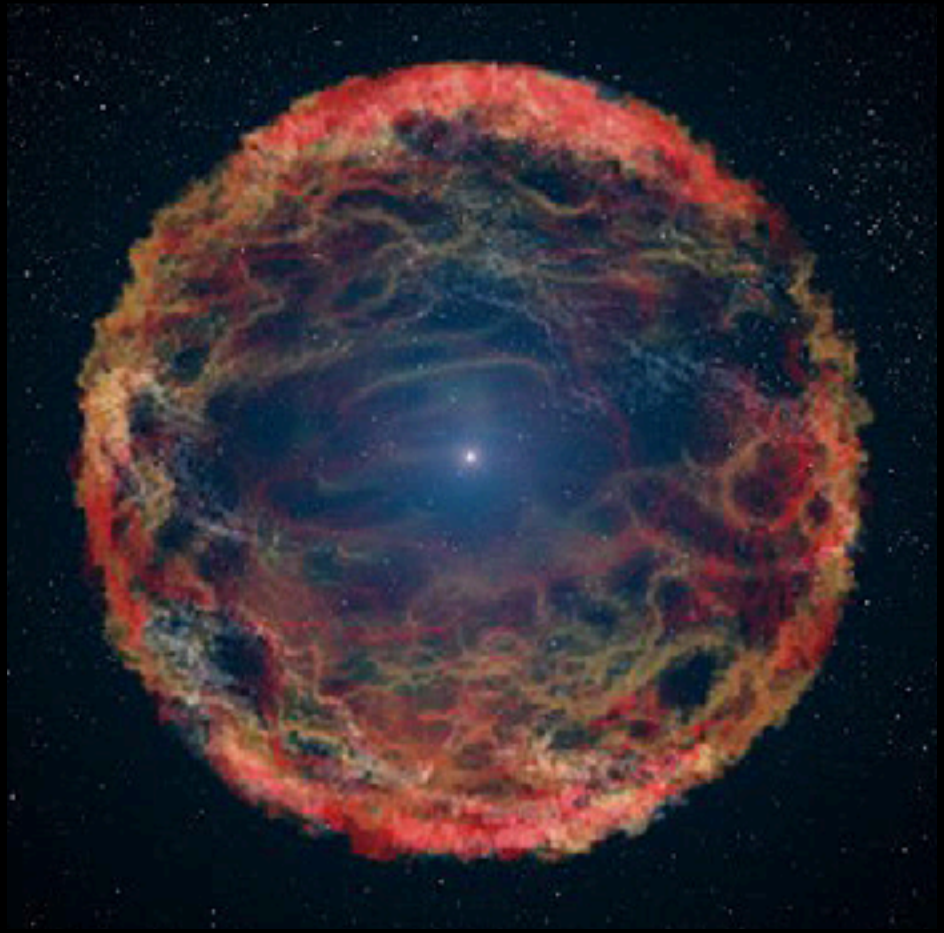
Na verdade a situação da origem dos elementos é ainda mais complicada!

Nas estrelas, que retiram energia através da fusão nuclear, os elementos se formam em processos nucleares exotérmicos — ou seja, aqueles nos quais há liberação de energia após a fusão de dois núcleos mais leves em um núcleo mais pesado.



Alguns elementos mais pesados que o Fe são gerados nas "bolas de fogo" das supernovas, em processos de "captura lenta de neutrons" (s-process):

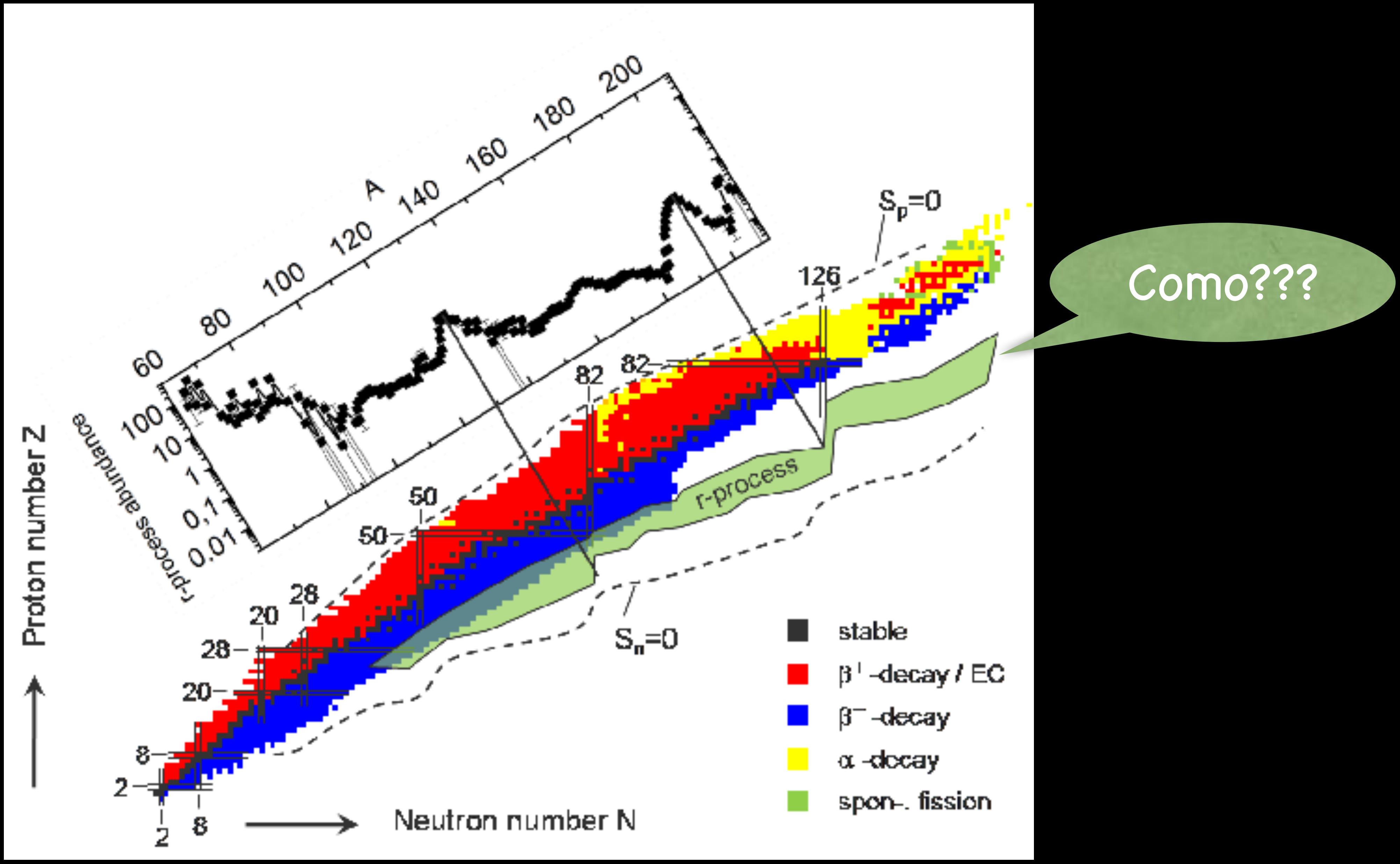




Porém, o "processos s" vão "lentamente" gerando elementos como Co, Ni, Cu, Zn, e quanto mais pesado, mais difícil é gerar um elemento.

Como precisamos do elemento A para gerar o elemento $A+1$, a produção dos elementos ultra-pesados (Au, Pb, etc.) fica muito baixa — abaixo do observado!

Para esses elementos, precisamos dos processos "rápidos" , r-process:



Qual o "palco" onde estariam acontecendo esses **processos *r***?…

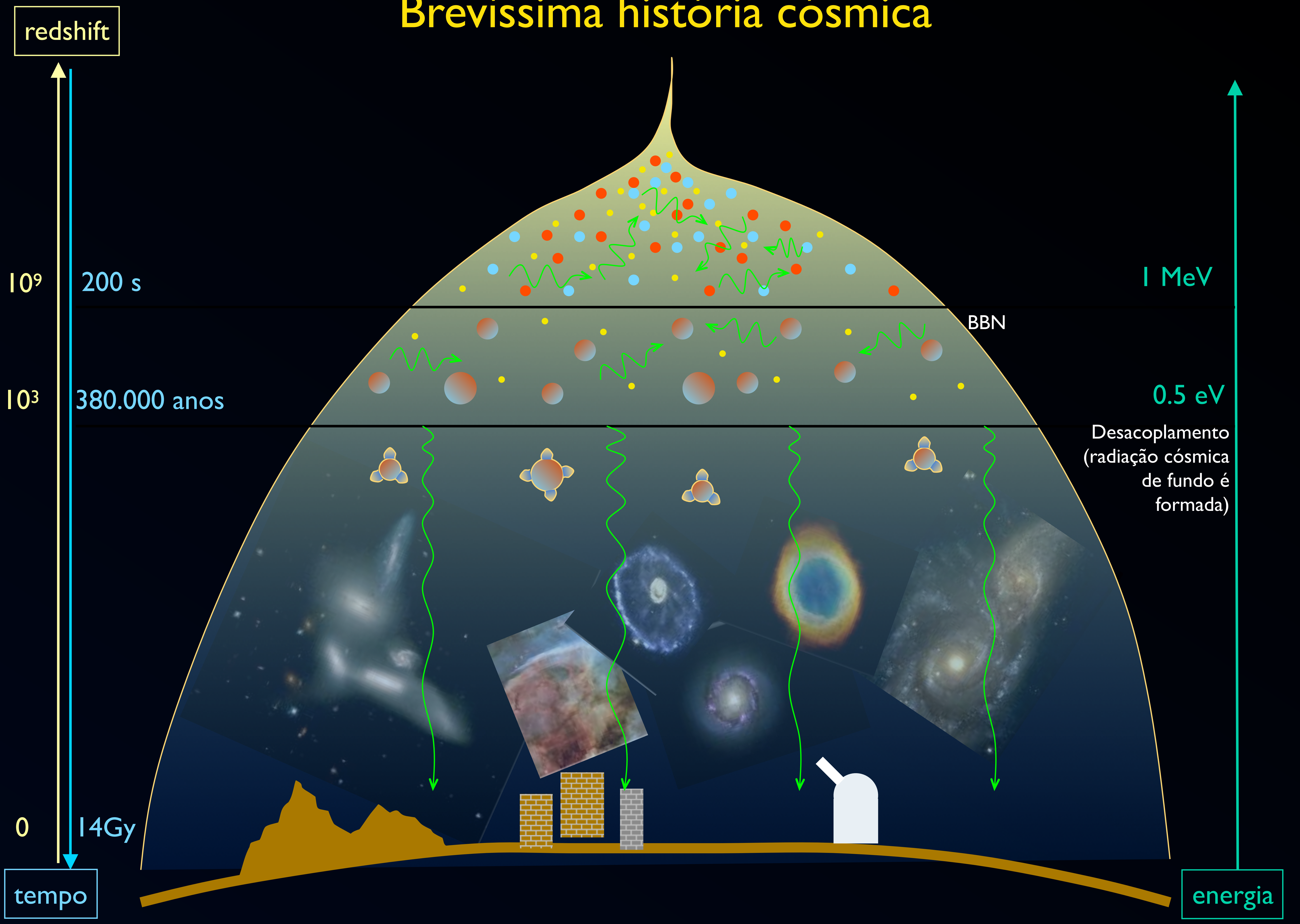
Fusão de estrelas de nêutrons!

A Radiação Cósmica de Fundo

* Revisão sobre o "desacoplamento" da radiação c/ matéria ("recombinação")
* RCF como "fotografia" das condições iniciais do universo
* Física da radiação e matéria durante o desacoplamento

—> Ryder, Cap. 10

Brevíssima história cósmica



Recombinação: Eq. de Saha

Considere dois estados A (p. ex., estado ionizado) e B (p. ex., estado fundamental) , com graus de liberdade $g_{\rm A}$ e $g_{\rm B}$, e energias $E_{\rm A}$ e $E_{\rm B}$. Se esses estados estiverem em "equilíbrio termodinâmico local", o número de partículas nesses estados é proporcional ao fator de Boltzmann:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{g_A}{g_B} e^{-(E_A - E_B)/k_B T}$$

Num gás, ao passar do nível fundamental (neutro) a um nível ionizado, o elétron é liberado, e portanto os níveis desse elétron (que após a ionização fica livre, no "contínuo") também têm que ser levados em conta.

Como vimos anteriormente, os elétrons têm densidade por unidade de volume de espaço de fase de

$$\frac{dN_e}{\frac{d^3x\, d^3p}{(2\pi)^3\, \hbar^3}} = 2 \frac{1}{e^{E/k_B T} + 1} \simeq 2\, e^{-E/k_B T}$$

$$dn_e = \frac{dN_e}{d^3x} \simeq 2\, e^{-E/k_B T} \times \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}$$

Recombinação: Eq. de Saha

Lembre-se que o número de estados do estado final é igual ao **produto** do número de estados de cada partícula do estado final, portanto:

$$\frac{n_p}{n_H} \times dn_e = \frac{g_p}{g_H} e^{-(m_p - m_H)/k_B T} \times g_e e^{-E_e/k_B T} \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}$$

No regime não-relativístico temos que $E_e \simeq m_e + \dfrac{p^2}{2m}$

$$\Rightarrow \qquad \frac{n_p}{n_H} n_e = \frac{g_p\, g_e}{g_H} \frac{4\pi}{h^3} e^{-(m_p + m_e - m_H)/k_B T} \int dp\, p^2\, e^{-p^2/2m_e k_B T}$$

Fazendo $x = p^2/2m_e k_B T$ temos:

$$\frac{n_p}{n_H} n_e = \frac{g_p\, g_e}{g_H} \frac{4\pi}{h^3} e^{-B/k_B T} \times (2 m_e k_B T)^{3/2} \times \frac{1}{2} \int_0^\infty dx\, x^{1/2}\, e^{-x}$$

$$\pi^{1/2}/2$$

Recombinação: Eq. de Saha

Finalmente, podemos re-escrever:

$$\frac{n_p\, n_e}{n_H} = \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi\,\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-B/k_B T}$$

Como evidentemente o universo é neutro, temos n_p=n_e, e portanto a fração ionizada é dada por:

$$X_e = \frac{n_e}{n_p + n_H} = \frac{n_e}{n_e + n_H} \quad \leftrightarrow \quad n_H = \frac{n_e}{X_e}(1 - X_e)$$

$$\Rightarrow \quad \frac{n_p\, n_e}{n_H} = \frac{X_e^2\,(n_p + n_H)}{1 - X_e} = \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi\,\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-B/k_B T}$$

Recombinação: Eq. de Saha

Lembrando que $n_p + n_H = n_b$, a equação que governa a fração ionizada é:

$$\frac{X_e^2}{1 - X_e} = \frac{1}{n_b} \left(\frac{m_e \, k_B T}{2\pi \, \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-B/k_B T}$$

Como n_b **= 1.6 (1+z)^3 m^{-3}**, **T = 2.73 (1+z) K**, B **= 13.6 eV**, k_B **= 8.6x10^{-5} eV K^{-1}**,

e $\hbar$ **= 6.58x10^{-16} eV s**, temos:

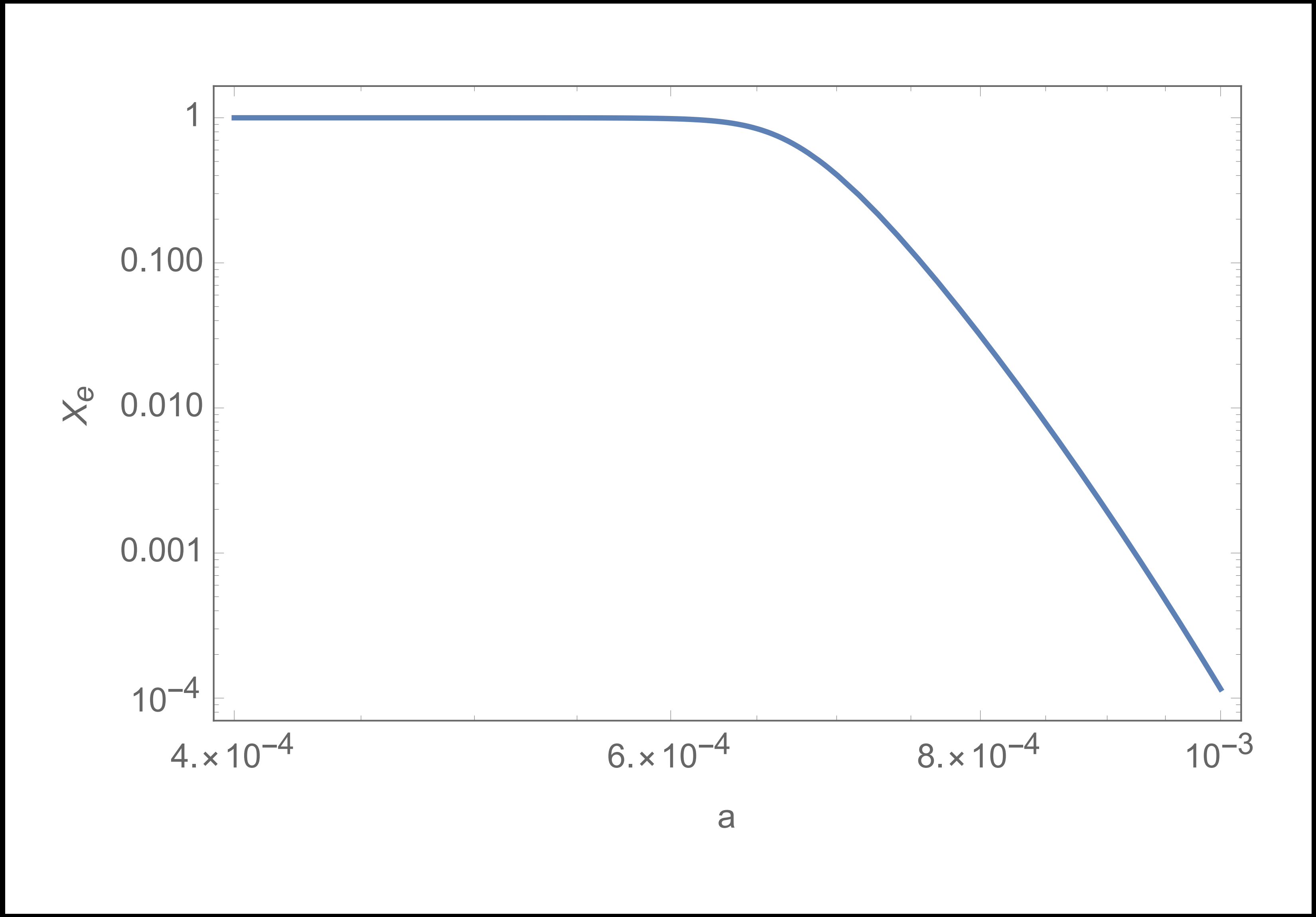
$$\frac{X_e^2}{1 - X_e} = 6.1 \times 10^{21} (1+z)^{-3/2} e^{-5.8\times 10^5 \, (1+z)^{-3}}$$

$$y(z)$$

Chamando o lado direito de y, podemos resolver para a fração ionizada como:

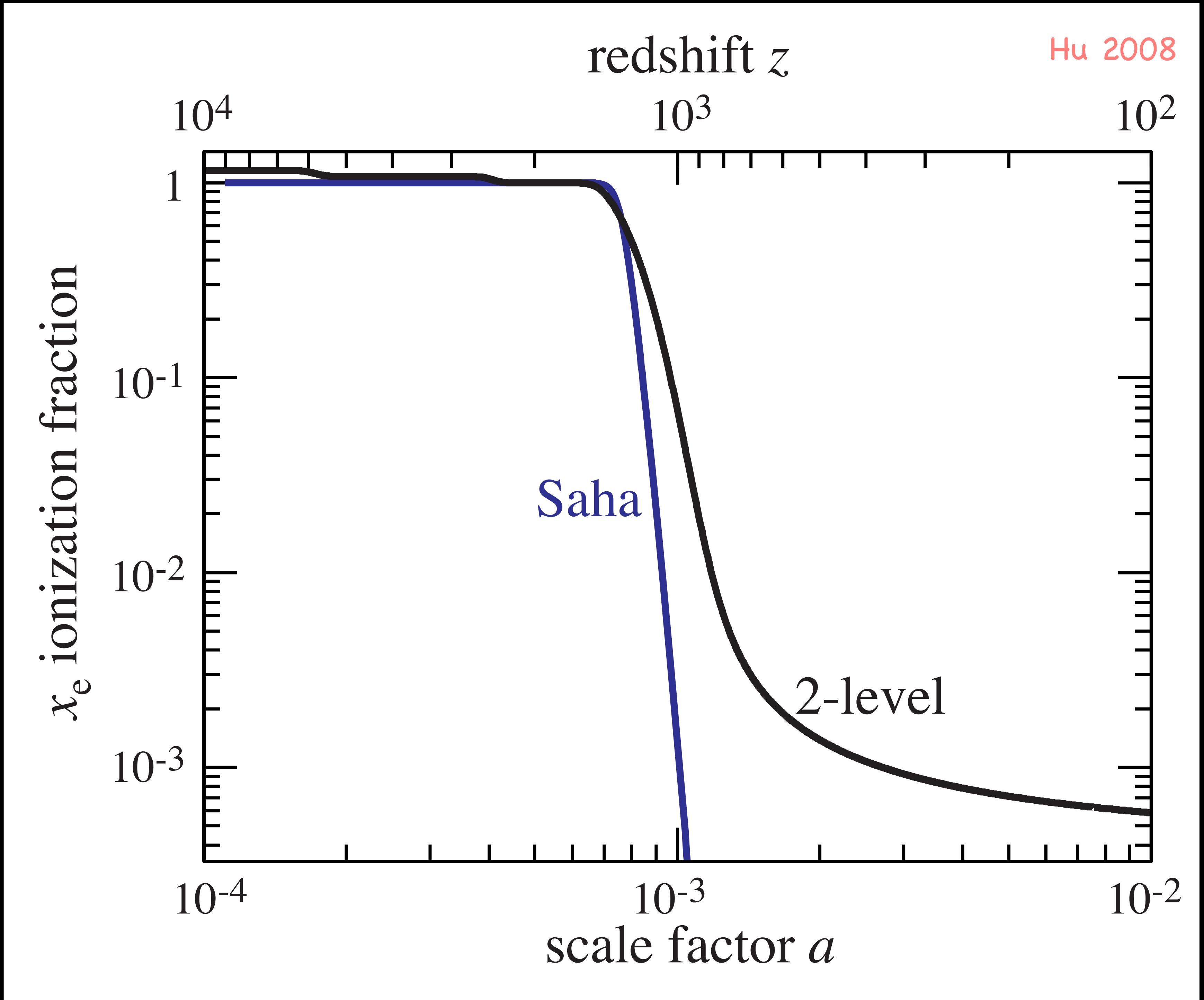
$$X_e(z) = \frac{y(z)}{2} \left(\sqrt{\frac{4}{y(z)} + 1} - 1 \right)$$

Portanto, segundo a Eq. de Saha temos a fração ionizada, em termos do fator de escala $a=1/(1+z)$:



Corrigindo p/ ^{4}He: $n_e = (1-Y)X_e n_b = x_e \times 1.12 \times 10^{-5} \Omega_b h^2 (1+z)^3 \mathrm{cm}^{-3}$

e fazendo a recombinação segundo a Eq. de Boltzmann colisional, obtemos:



E como esses e- livres afetam os fótons da RCF durante e depois da recombinação?

A **seção de choque** relevante é a do espalhamento Thomson/Compton:

$$\sigma_T = \frac{8\pi\alpha^2}{3m_e^2} = 6.65\times 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$$

O caminho livre médio ("mean free path") é dado por:

$$\lambda_{phys}^{mfp} = \frac{1}{n_e\sigma_T} = \frac{1}{X_e n_b \sigma_T} \quad \Rightarrow \lambda_c^{mfp} = \frac{1}{X_e n_b \sigma_T a}$$

A **probabilidade normalizada** de que um fóton será espalhado por um e- livre, entre os instantes t_s e $t_s + dt_s$, e **nunca mais depois desse instante**, é :

$$dP = \frac{dt_s}{\lambda(t_s)}\left(1-\frac{dt_1}{\lambda(t_1)}\right)\left(1-\frac{dt_2}{\lambda(t_2)}\right)\ldots\left(1-\frac{dt_N}{\lambda(t_N)}\right)$$

$$N\to\infty \downarrow$$

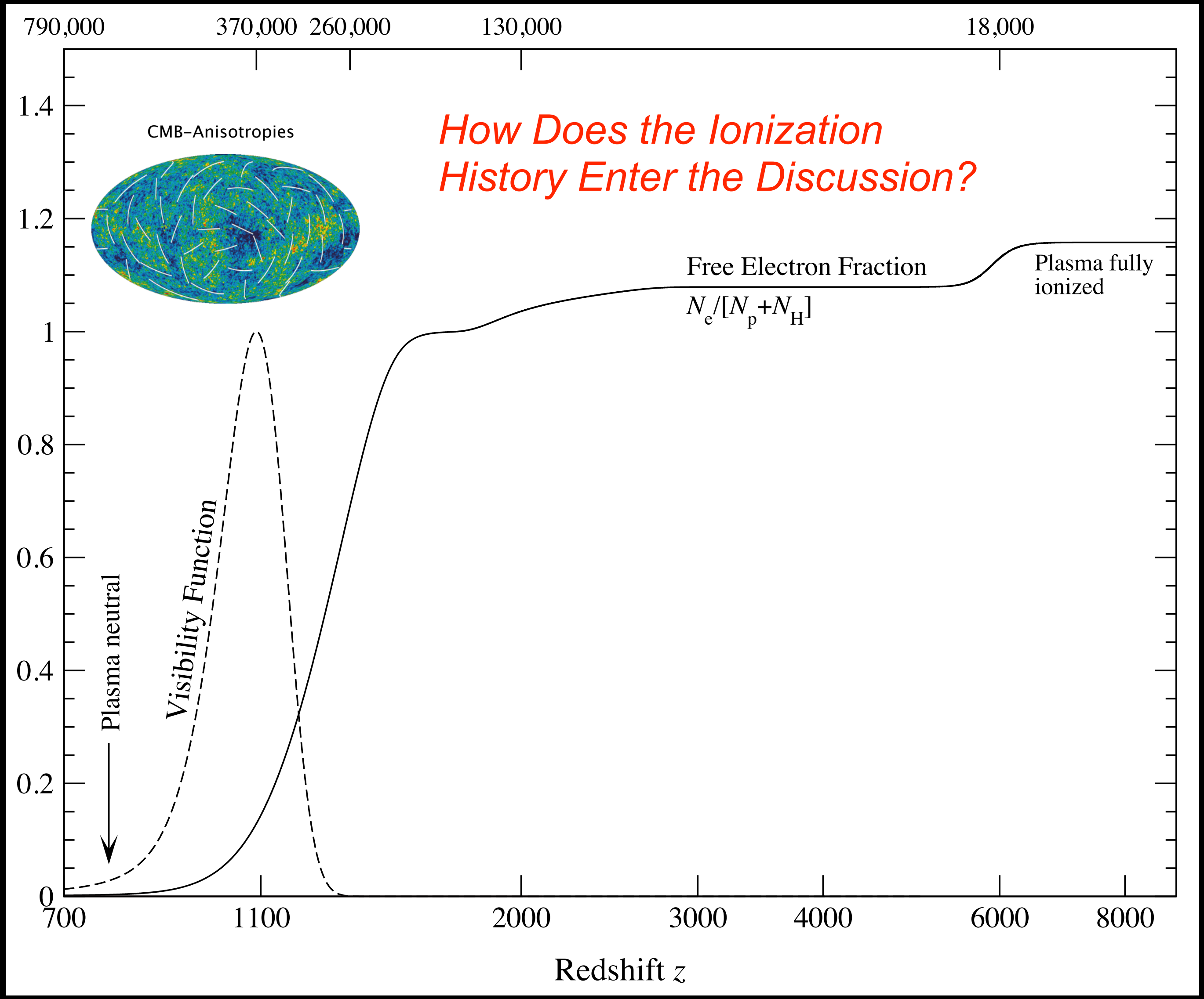
$$\Rightarrow dP = \mu'(\eta_s)d\eta_s \times e^{-\mu(\eta_s)} \quad , \quad \mu(\eta)\equiv\int_\eta^{\eta_f} d\eta'\, X_e(\eta')n_b(\eta')\sigma_T$$

$$P = \int_0^\infty d\mu\, e^{-\mu} = 1$$

Profundidade óptica p/
espalh. Thomson

Essa **probabilidade por unidade de comprimento** de que um fóton **será espalhado** em um instante **t, mas não depois,** é chamada **função de visibilidade:**

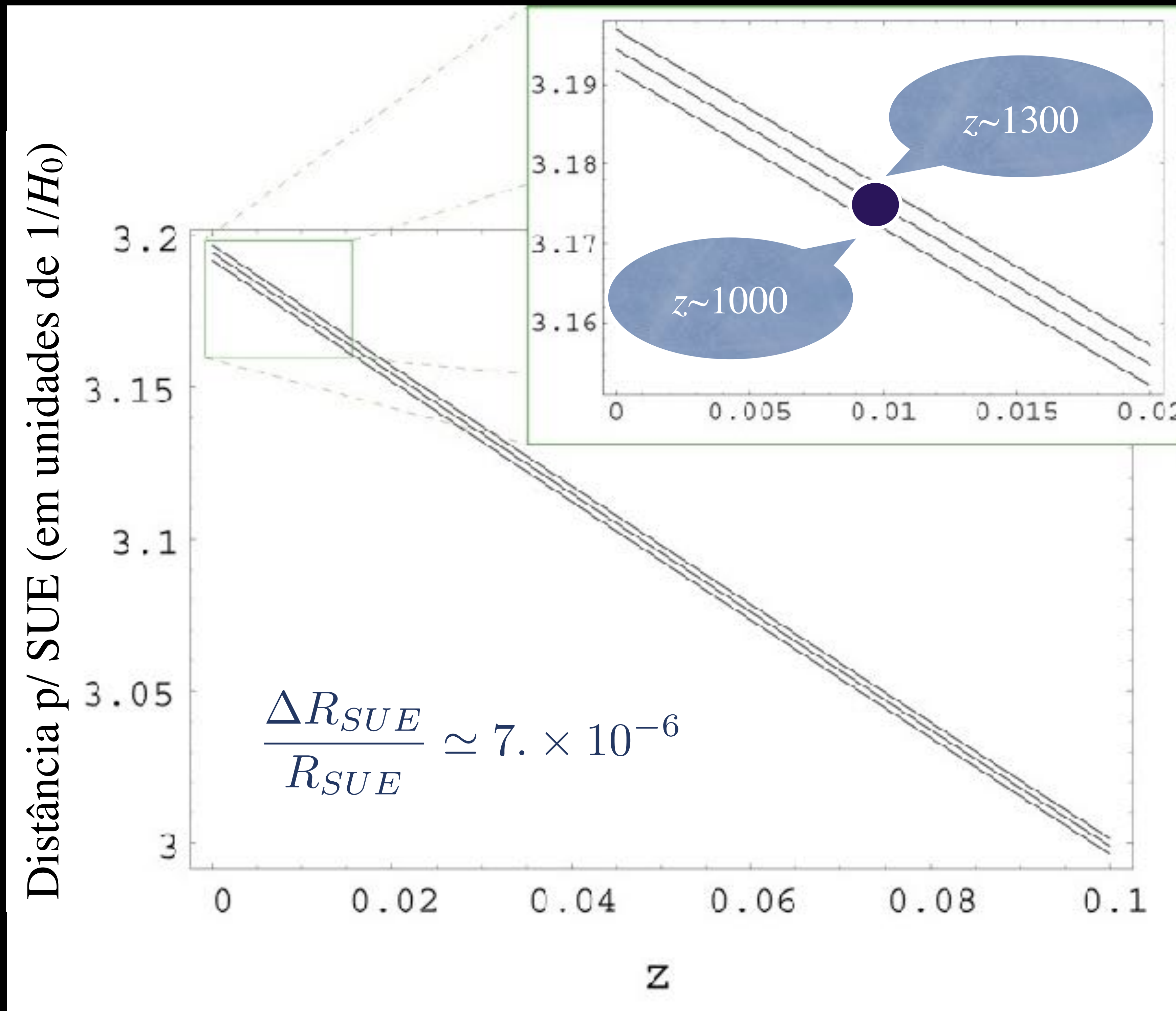
$$g(\eta) = \mu'(\eta)e^{-\mu(\eta)} \; = \; \sigma_T X_e(\eta) n_b(\eta) a(\eta) \times \exp\left[\int_0^\eta d\eta' \, \sigma_T X_e(\eta') n_b(\eta') a(\eta')\right]$$



Máxima probabilidade: $z_* \approx 1089 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.14}\right)^{0.0105} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.024}\right)^{-0.028}$

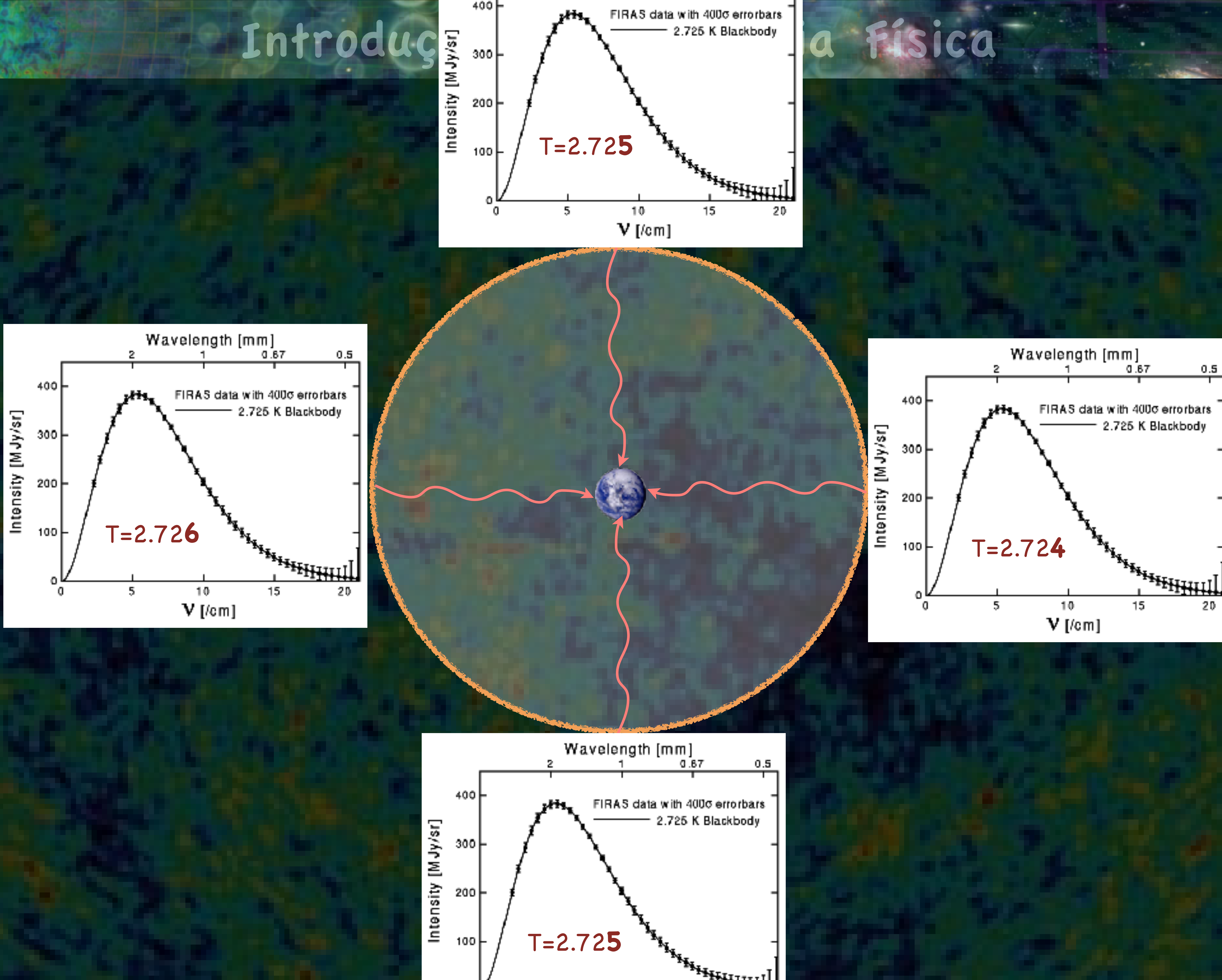
Hu 2005

Espessura da Superfície de Último Espalhamento (SUE) observada hoje:

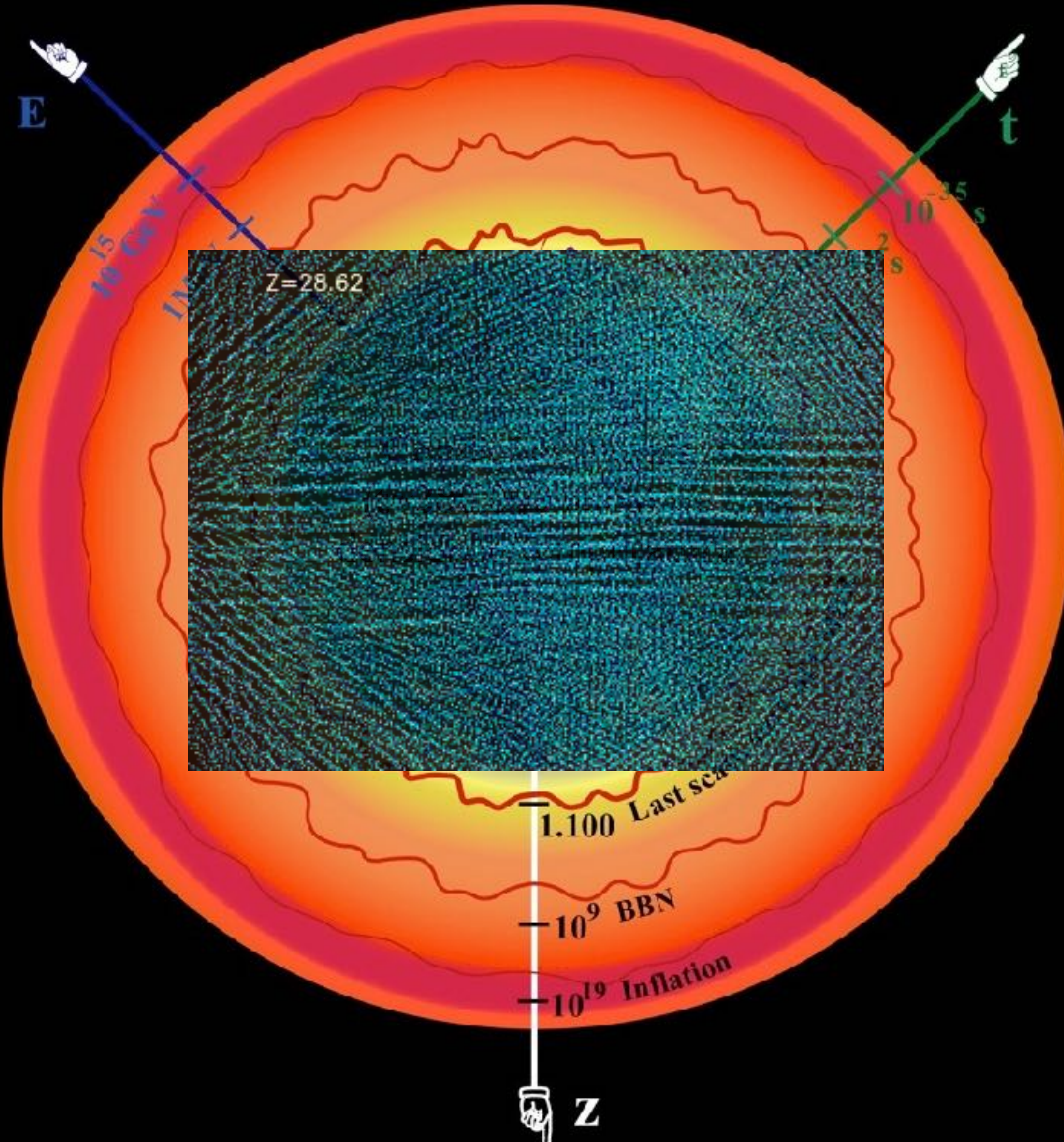


• A RCF **realmente** nos dá uma foto de uma época muito bem determinada, uma casca esférica muito fina, de raio R_{SUE} !

Introduç ia Física

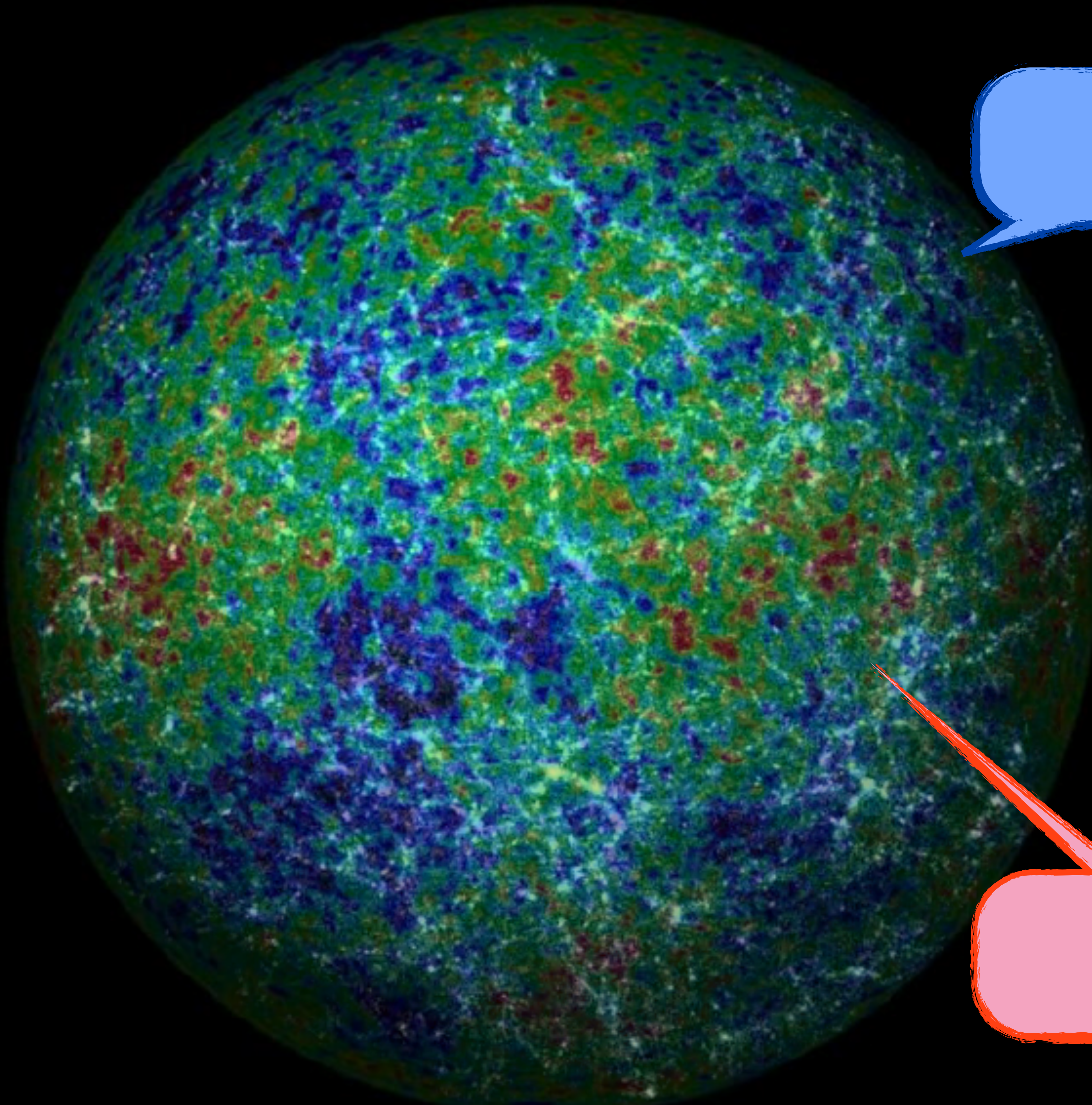


Uma visão causal do nosso universo



Simulação Illustris

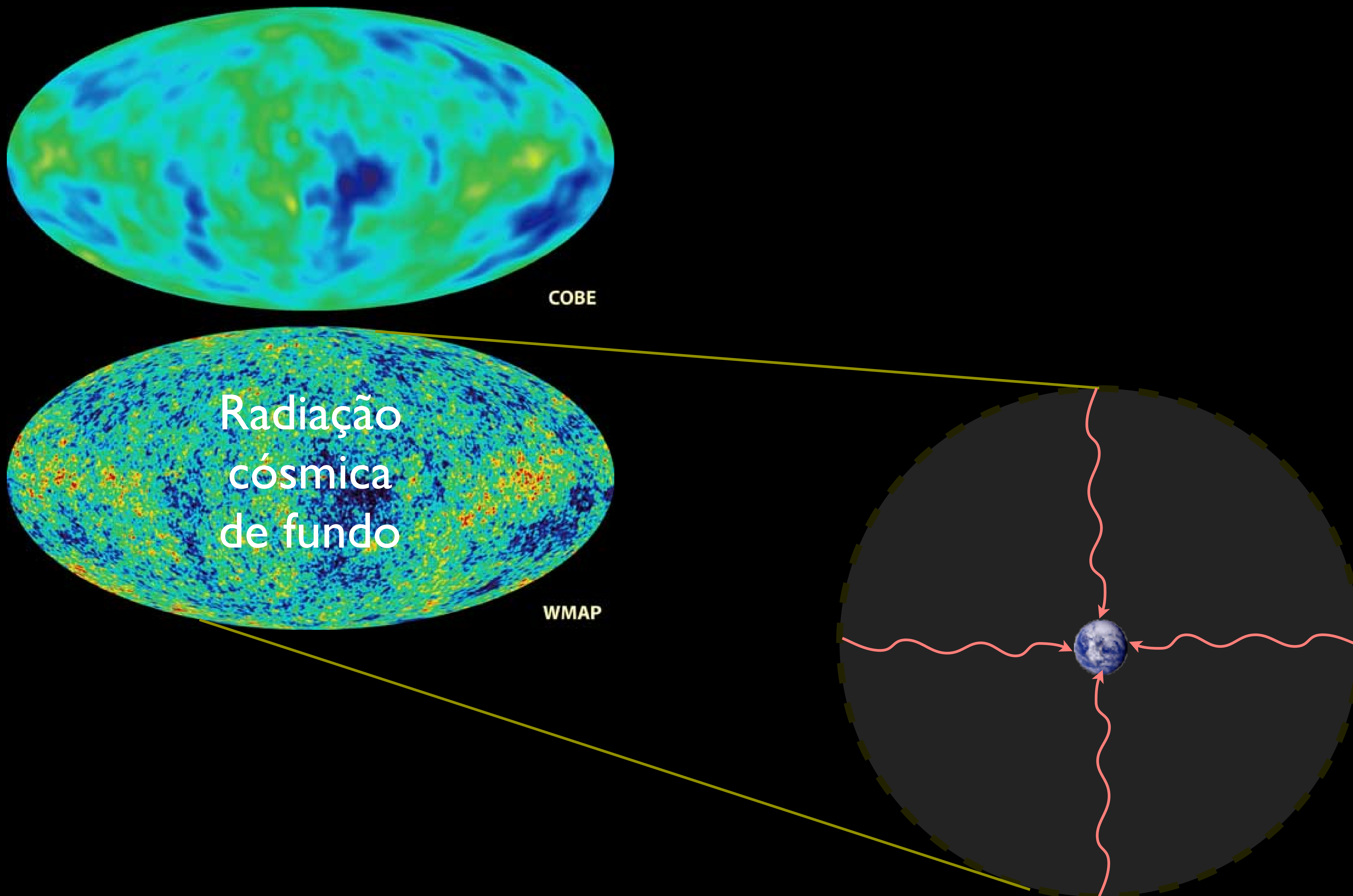
Radiação de fundo: **condições iniciais** para a **rede de estruturas do universo**



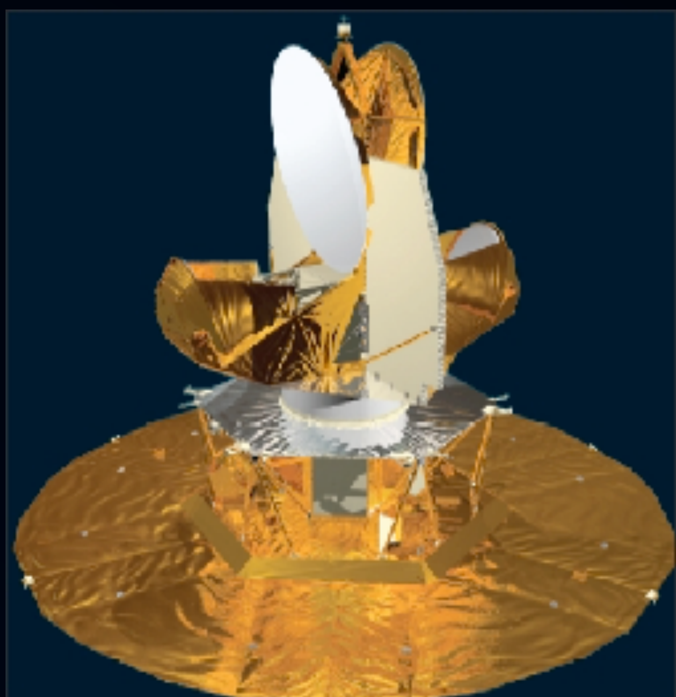
T~2.729**2** K

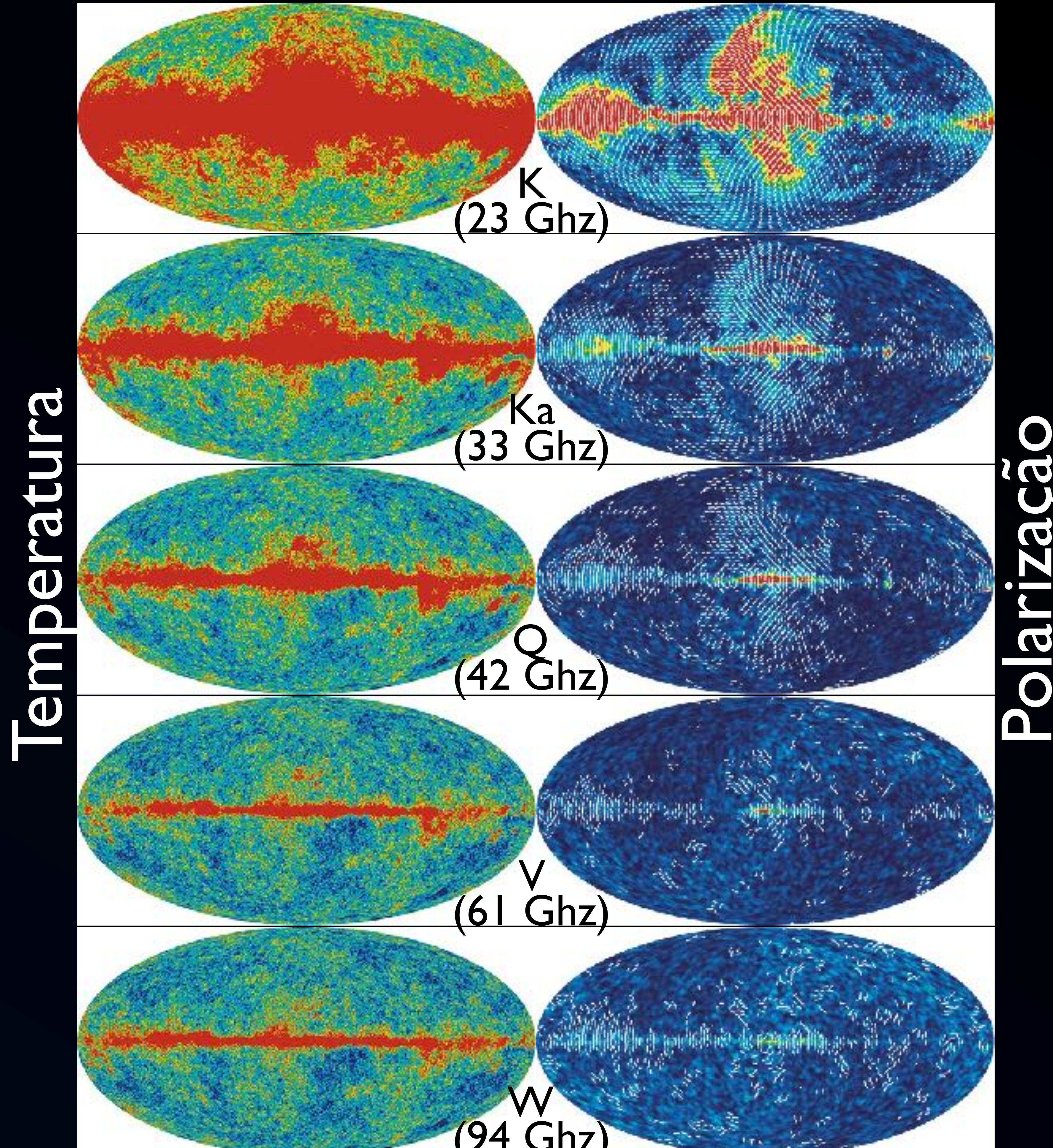
T~2.729**8** K

$\Delta T/T \sim 10^{-5}$

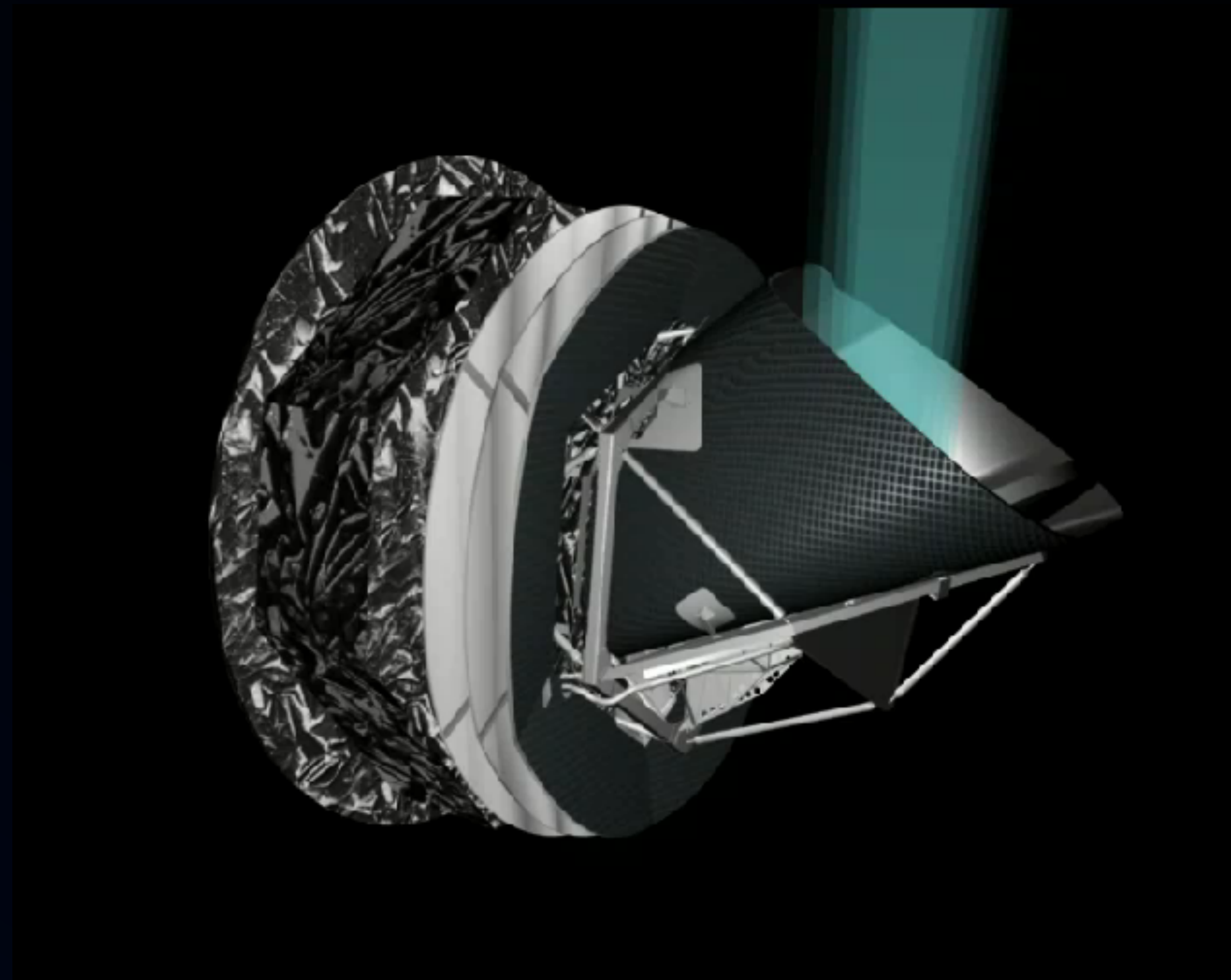

COBE
Radiação
cósmica
de fundo
WMAP

WMAP: 2003-2012



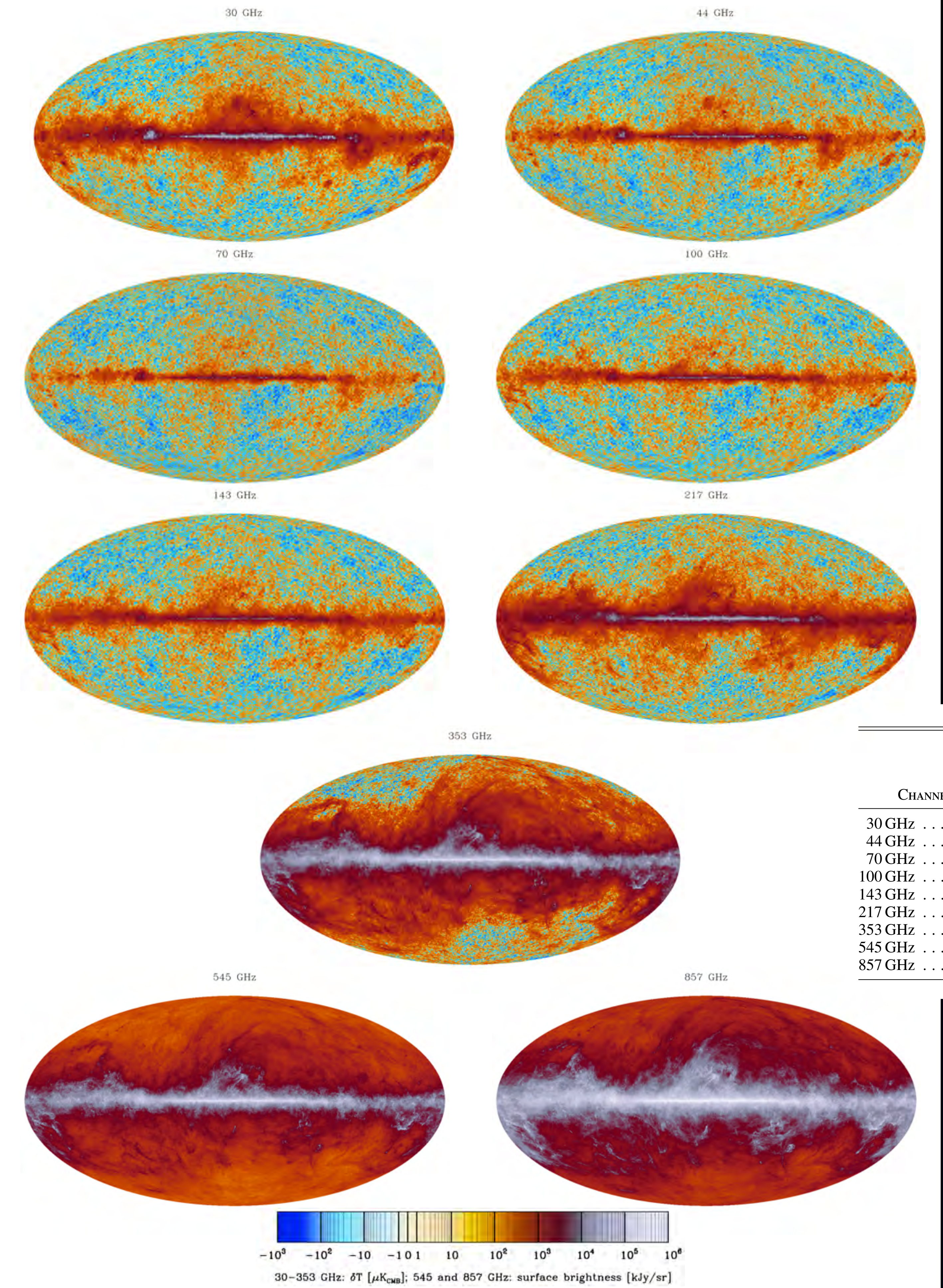


PLANCK



Hu & White

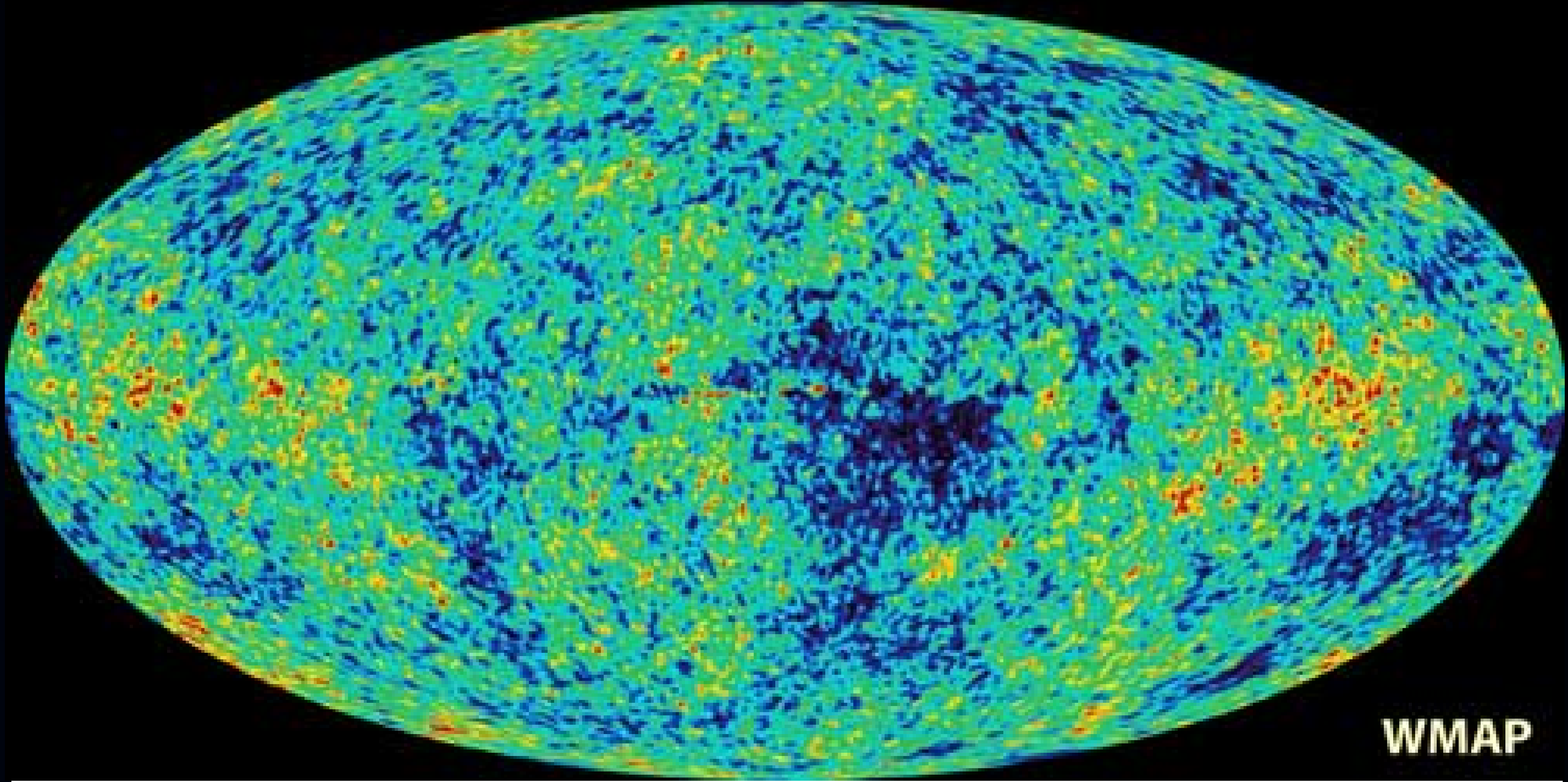
PLANCK canais de frequência

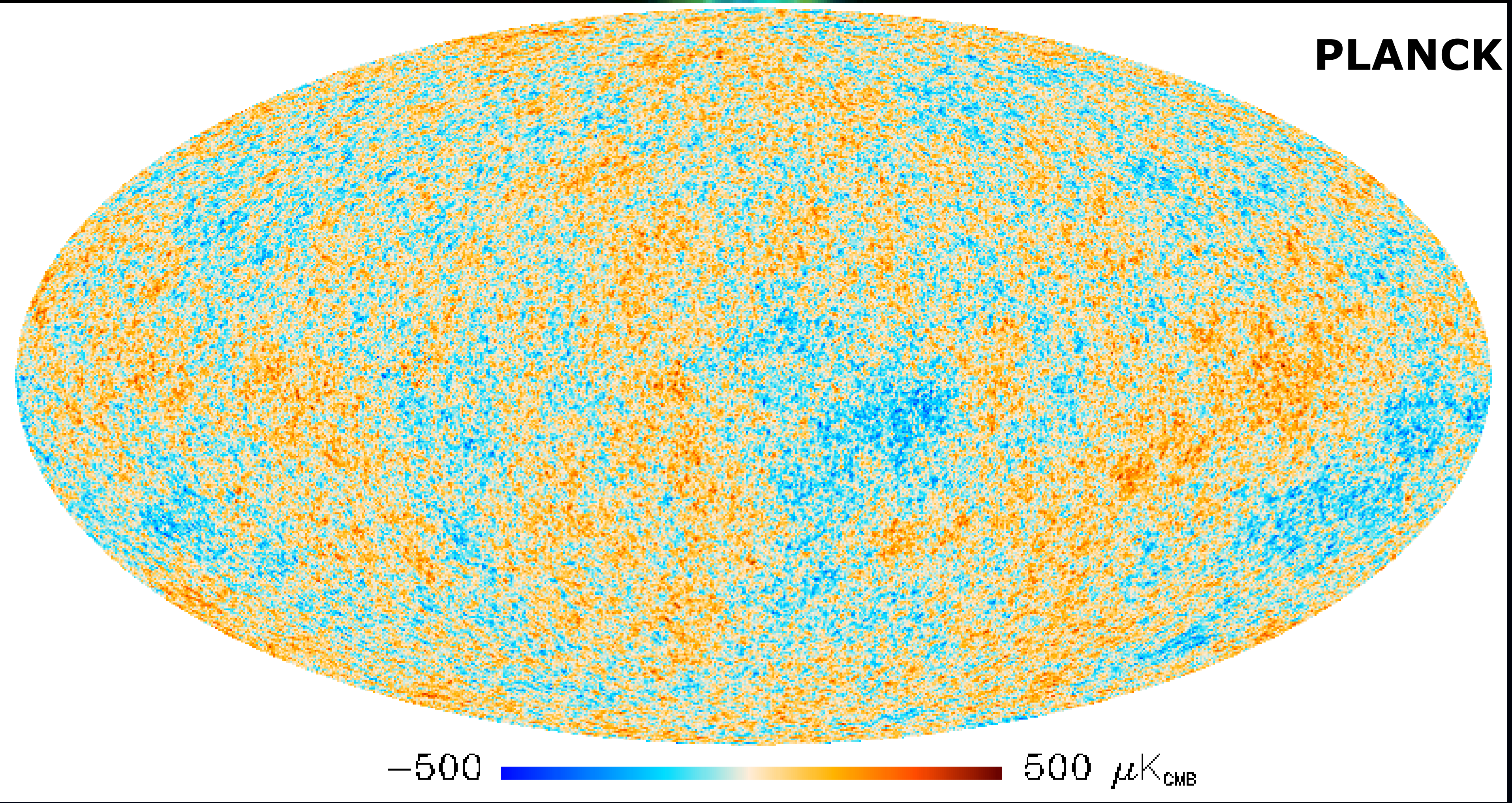


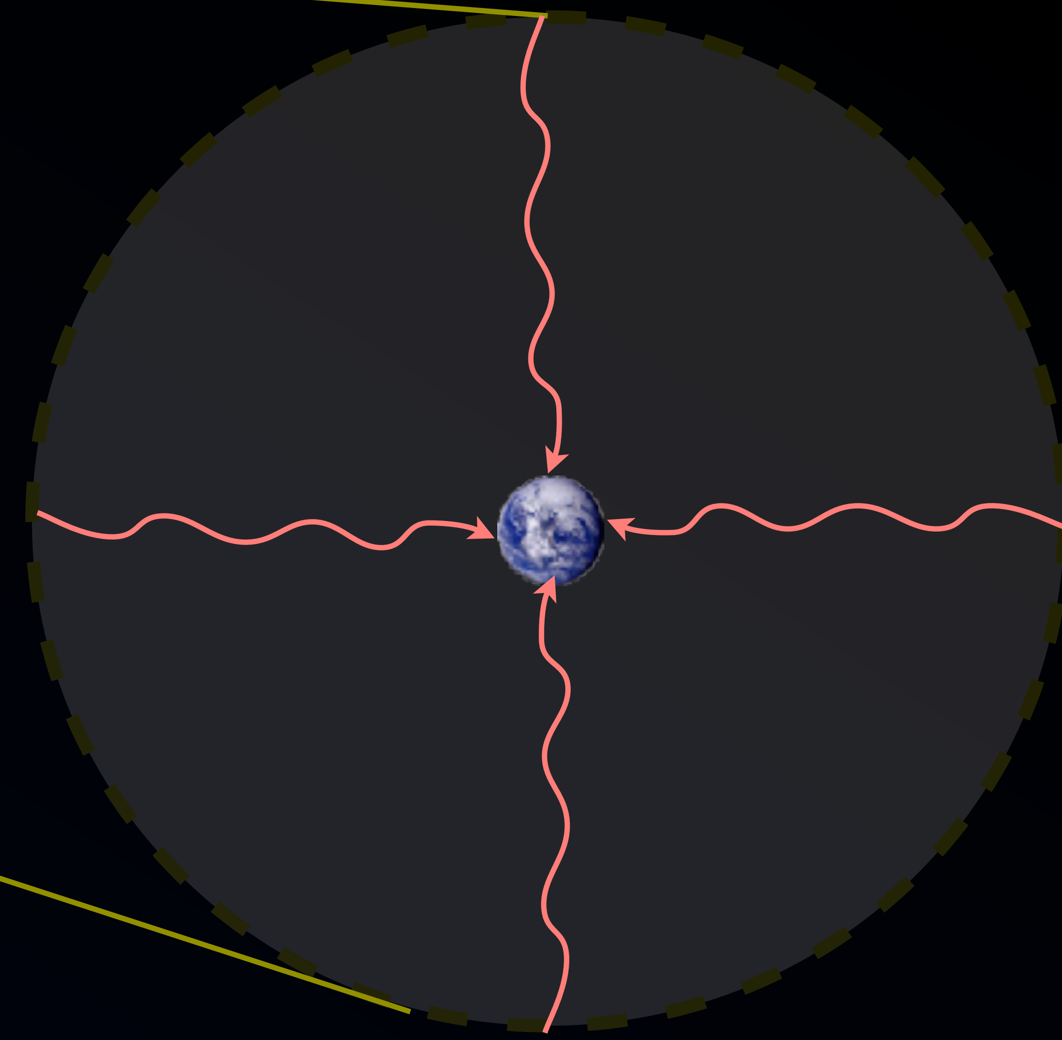
LFI
Low-**F**renquency **I**nstrument
Radiômetros: 30, 44 & 70 GHz

HFI
High-**F**renquency **I**nstrument
Bolômetros: 100, ... GHz

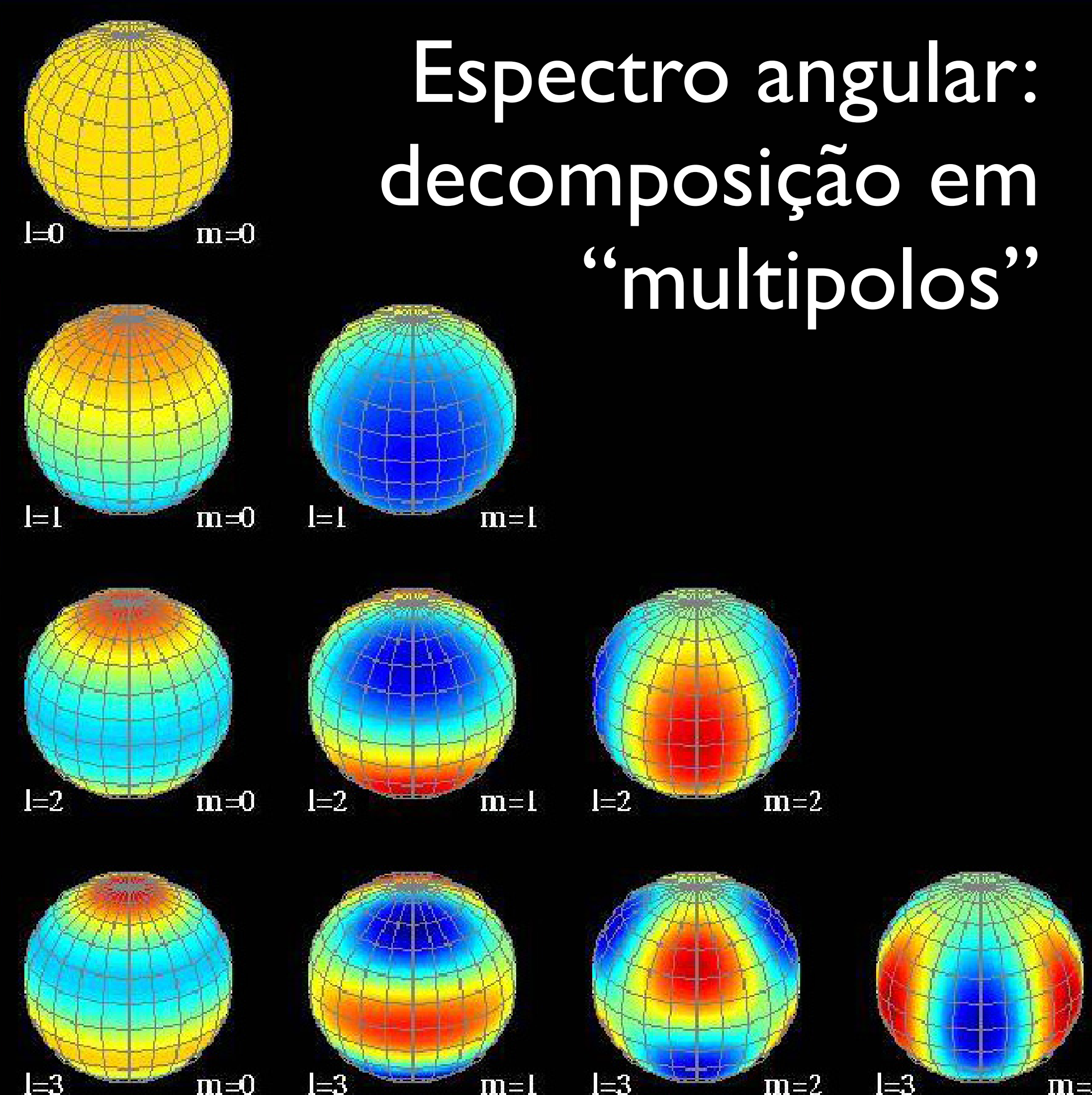
Channel	$N_{detectors}$ [a]	ν_{center} [b] [GHz]	Scanning Beam[c] FWHM [arcm]	Scanning Beam[c] Ellipticity	Noise[d] Sensitivity [$\mu K_{RJ}\, s^{1/2}$]	Noise[d] Sensitivity [$\mu K_{CMB}\, s^{1/2}$]
30 GHz	4	28.4	33.16	1.37	145.4	148.5
44 GHz	6	44.1	28.09	1.25	164.8	173.2
70 GHz	12	70.4	13.08	1.27	133.9	151.9
100 GHz	8	100	9.59	1.21	31.52	41.3
143 GHz	11	143	7.18	1.04	10.38	17.4
217 GHz	12	217	4.87	1.22	7.45	23.8
353 GHz	12	353	4.7	1.2	5.52	78.8
545 GHz	3	545	4.73	1.18	2.66	0.0259[d]
857 GHz	4	857	4.51	1.38	1.33	0.0259[d]


WMAP


PLANCK
−500
500 μK_CMB



Espectro angular: decomposição em "multipolos"

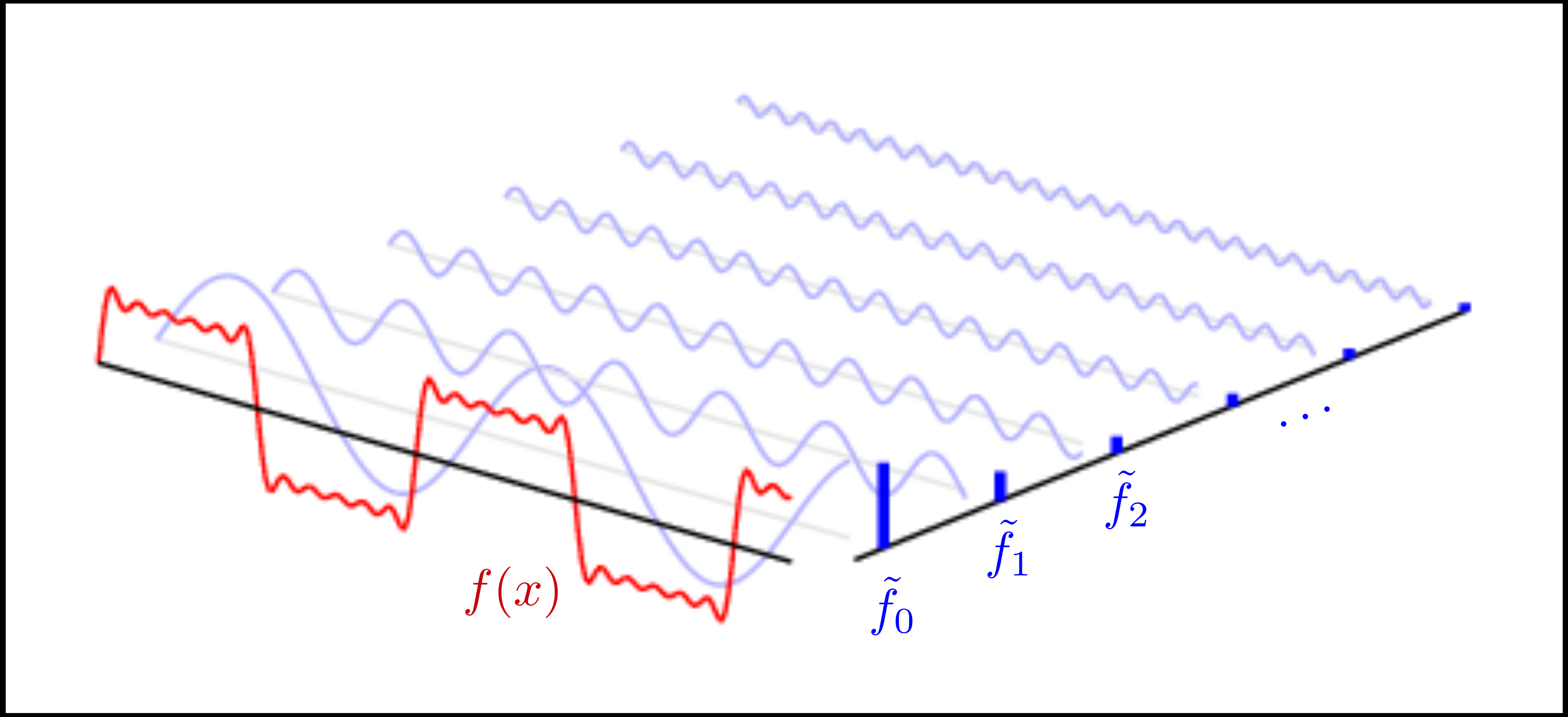


$$\delta T(\theta,\varphi) = \sum_{\ell,m} a_{\ell m} Y_\ell^m(\theta,\varphi)$$

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell+1}\sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2$$

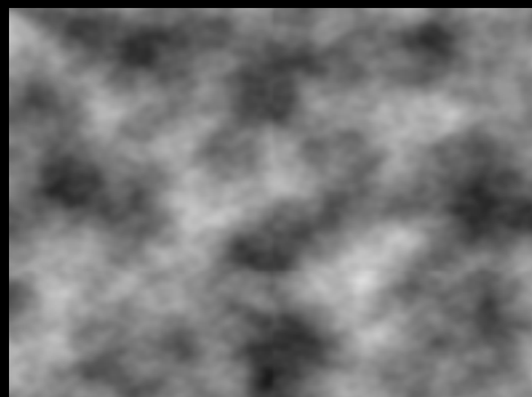
Esféricos Harmonicos e Transformada de Fourier

Decomposição em modos de Fourier (Transformada de Fourier)

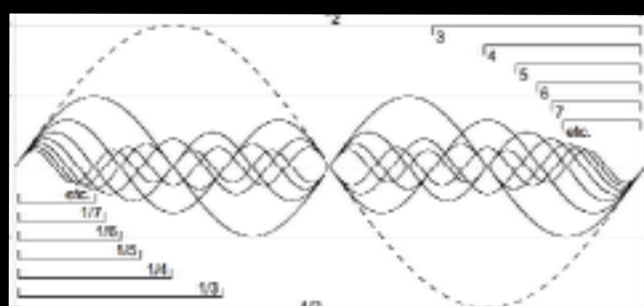


$$f(x) = \sum_k \tilde{f}_k \, e^{ikx}$$

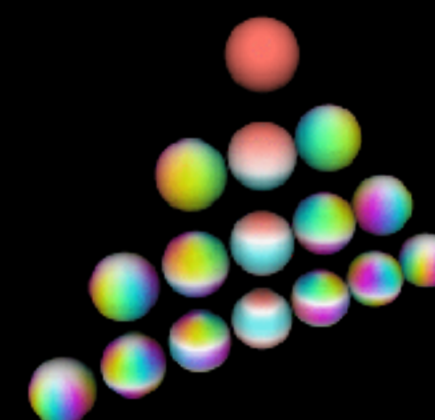
Esféricos Harmonicos e Transformada de Fourier



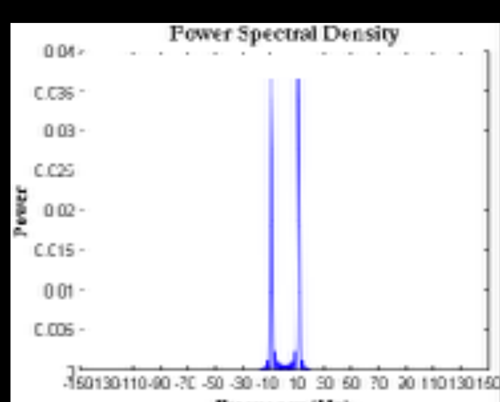
$$f(x,y) \quad \longleftrightarrow \quad f(\theta,\phi)$$



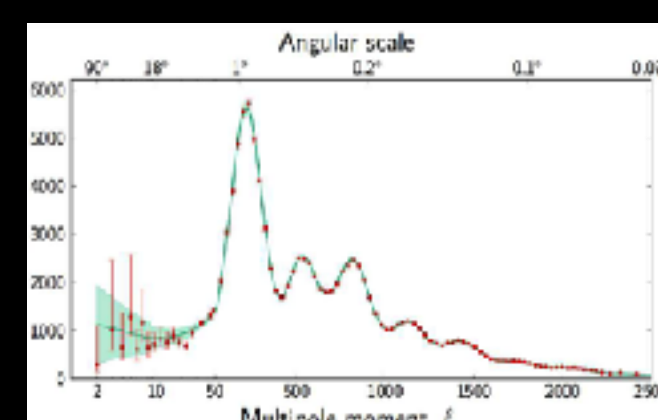
$$e^{i(k_x x + k_y y)} \quad \longleftrightarrow \quad Y_{\ell m}(\theta,\phi)$$



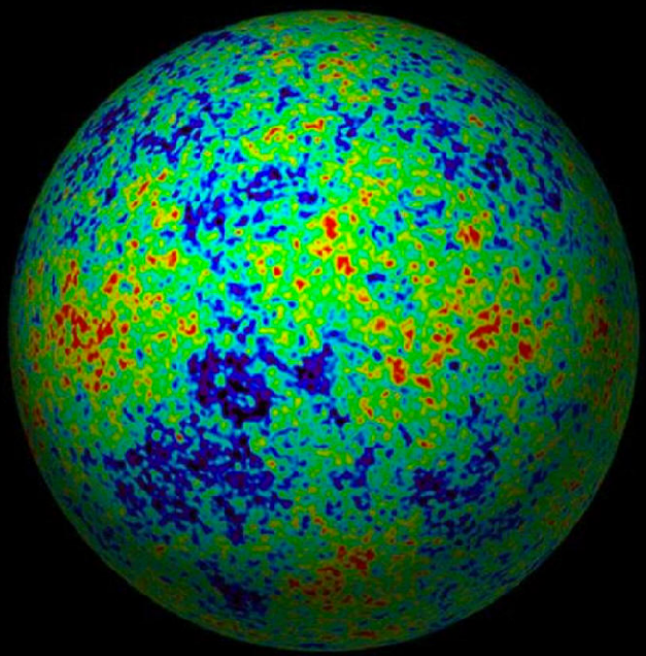
$$f(x,y) = \sum_{\vec{k}} \tilde{f}_{\vec{k}}\, e^{i(k_x x + k_y y)} \quad \longleftrightarrow \quad f(\theta,\phi) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell m}\, Y_{\ell m}(\theta,\phi)$$



$$P_k = \left|\tilde{f}_{\vec{k}}\right|^2 \quad \longleftrightarrow \quad C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle$$



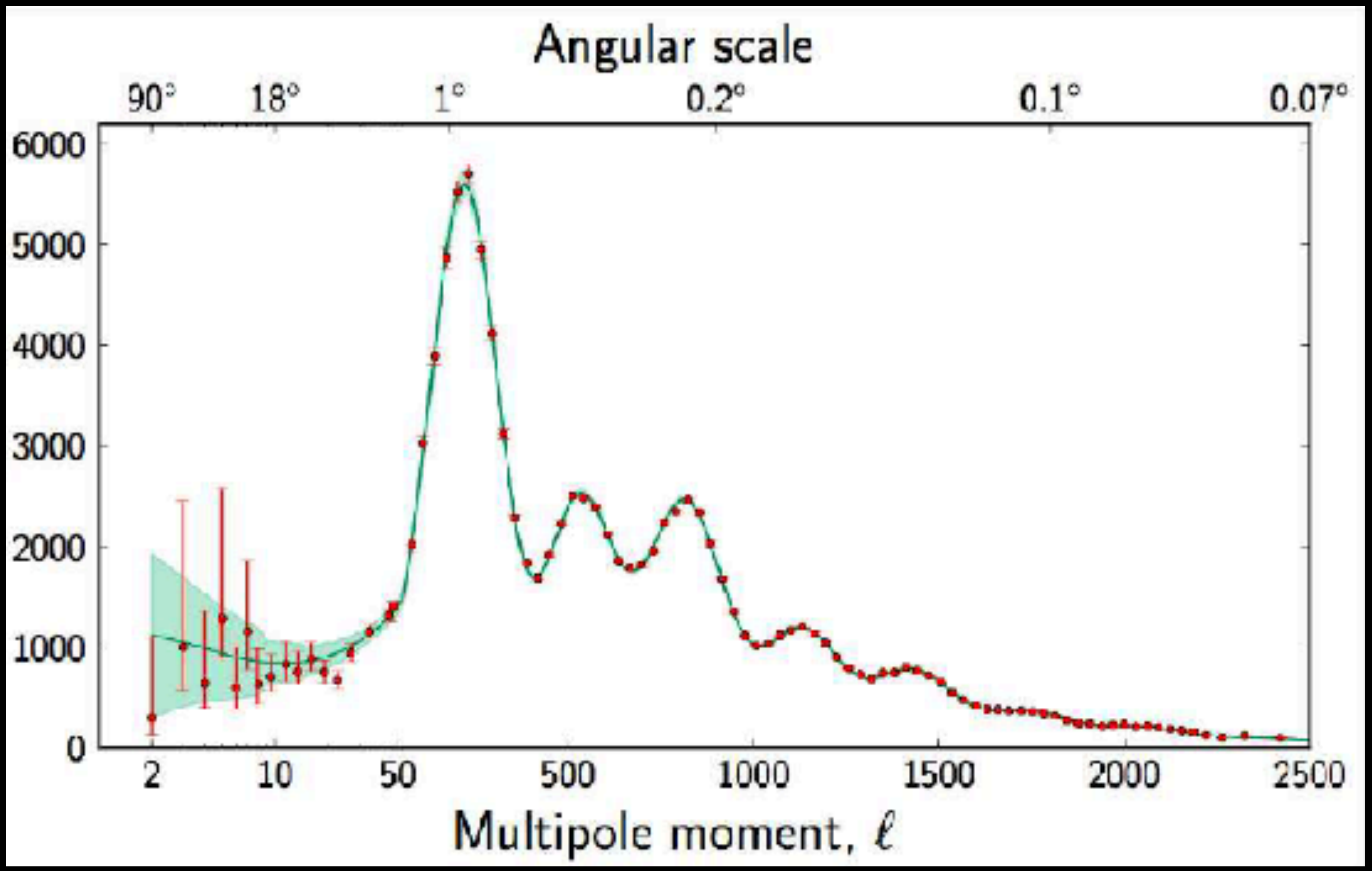
Espectro angular de potência da RCF



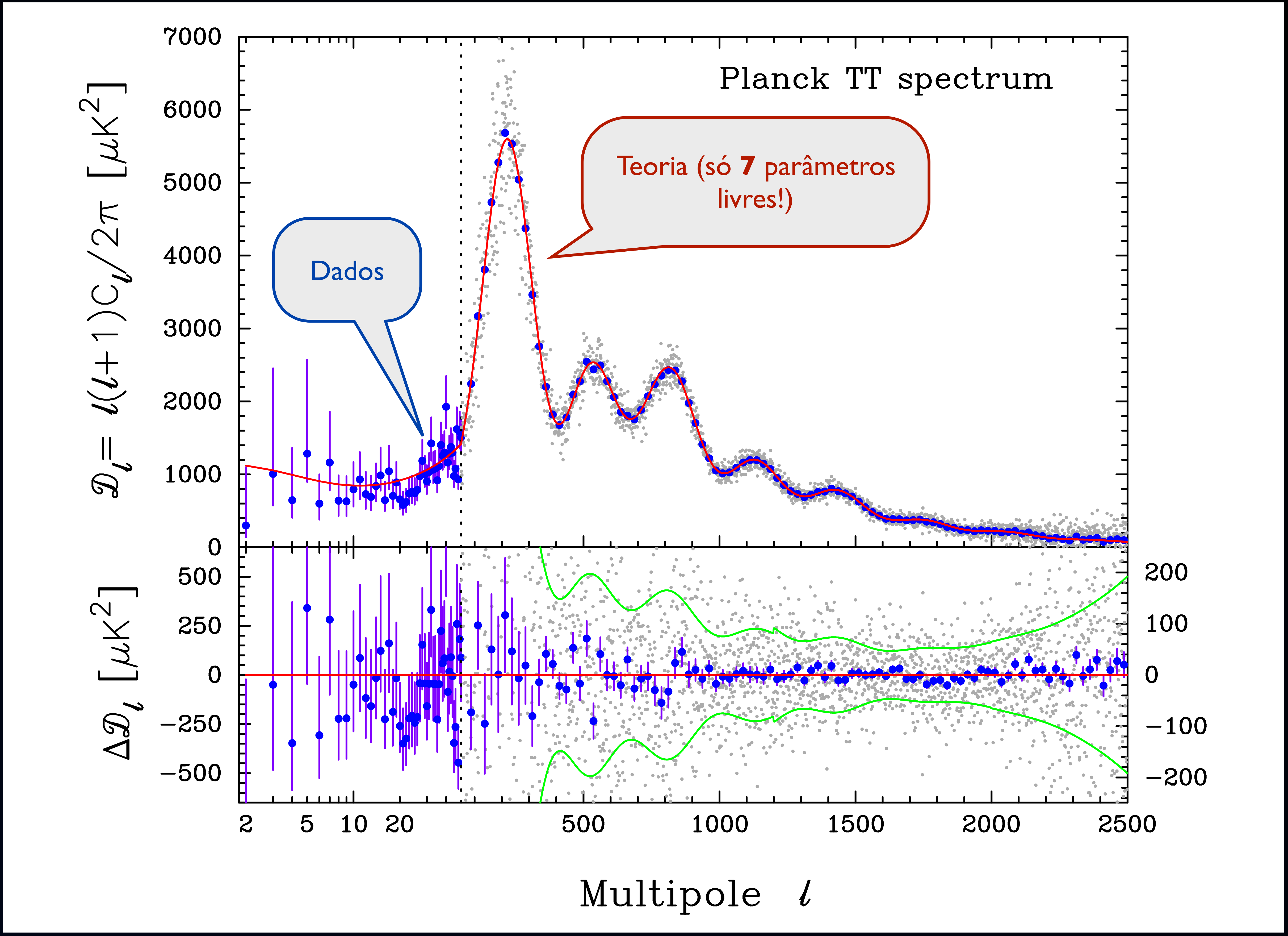
NASA, WMAP

$$f(\theta,\phi) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi)$$

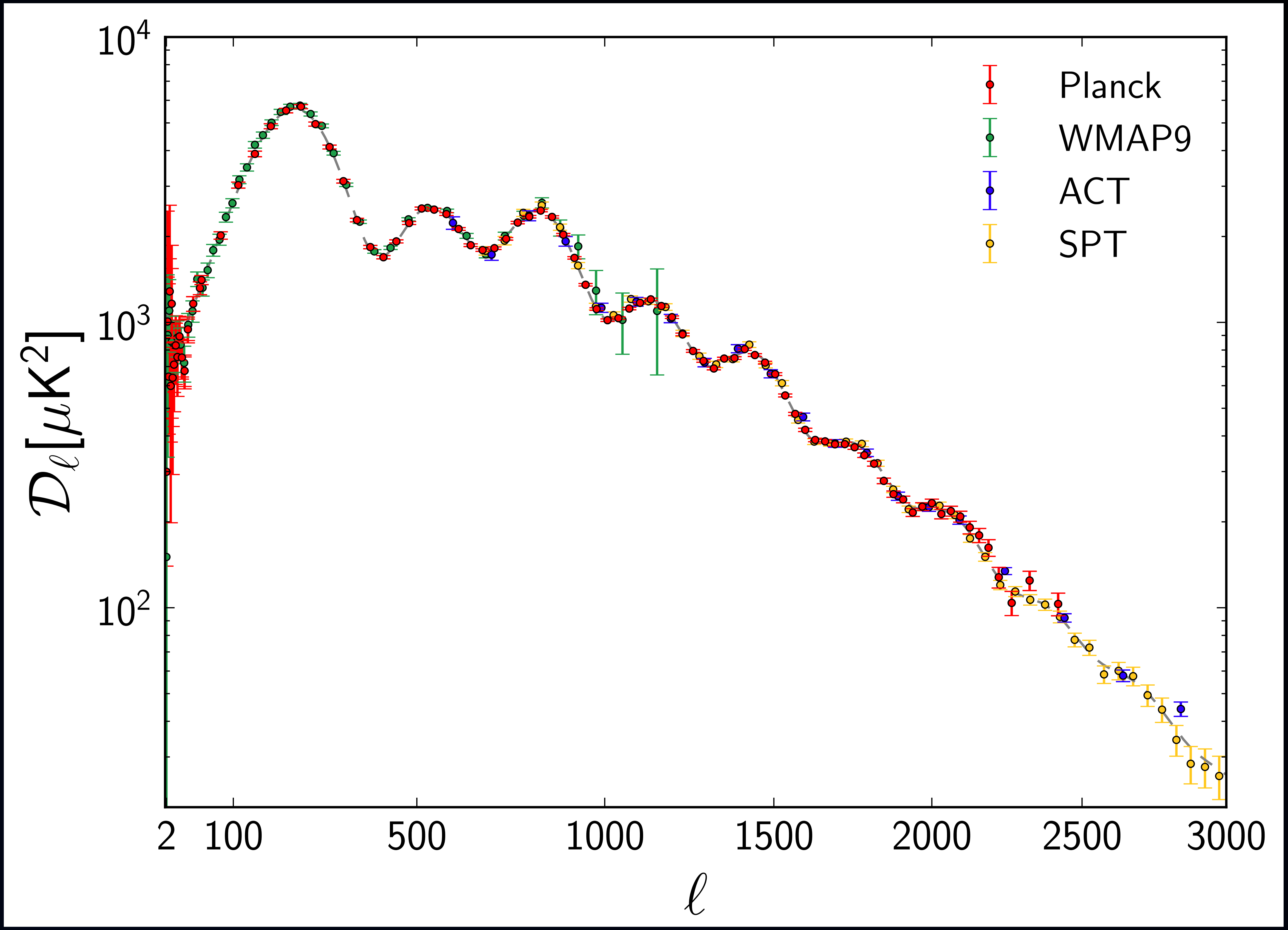
$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle$$



Teoria *v.* dados (temperatura)



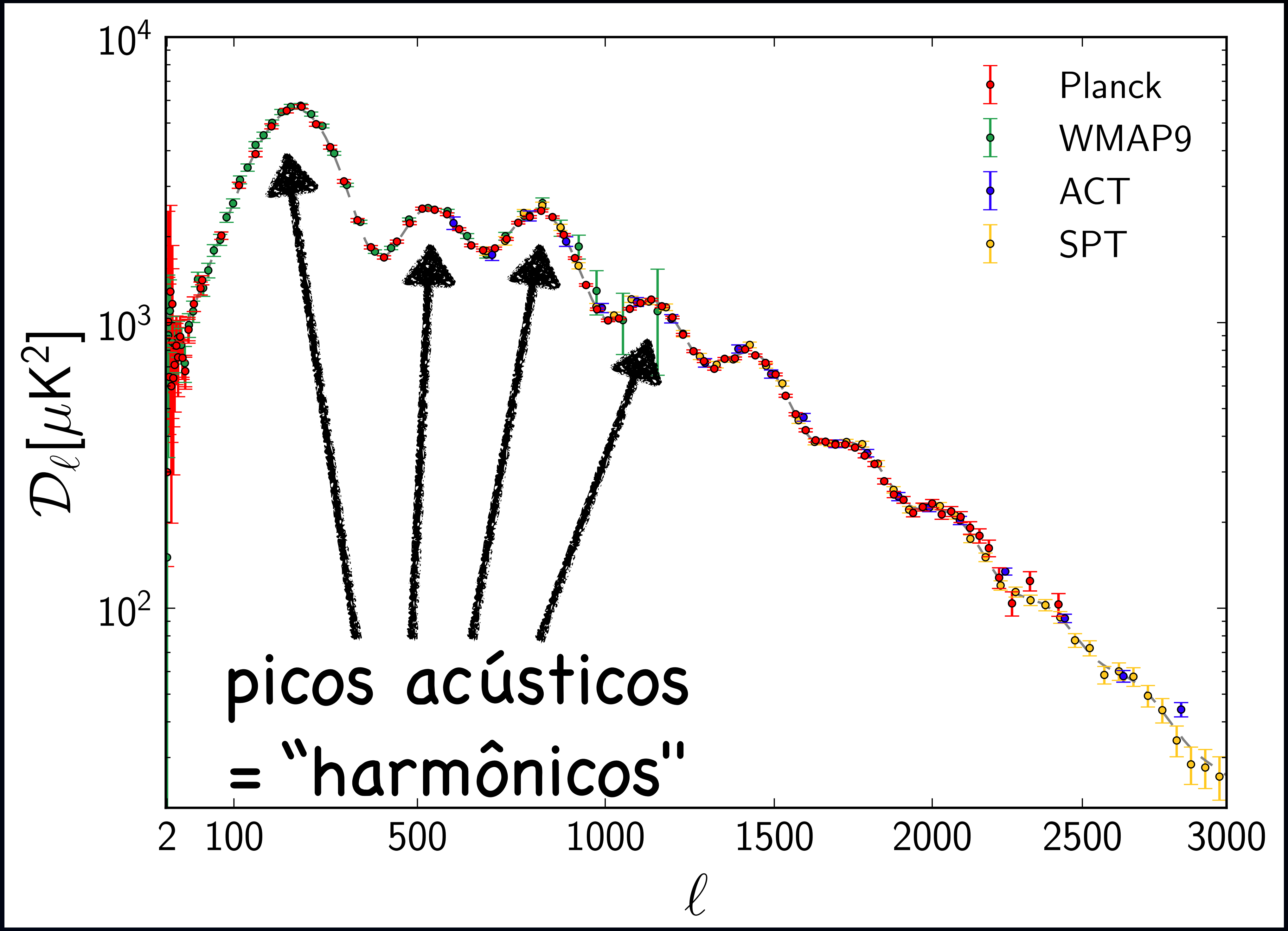
Estado-da-arte em 2014



Radiação cósmica de fundo: "Cosmologia de precisão"

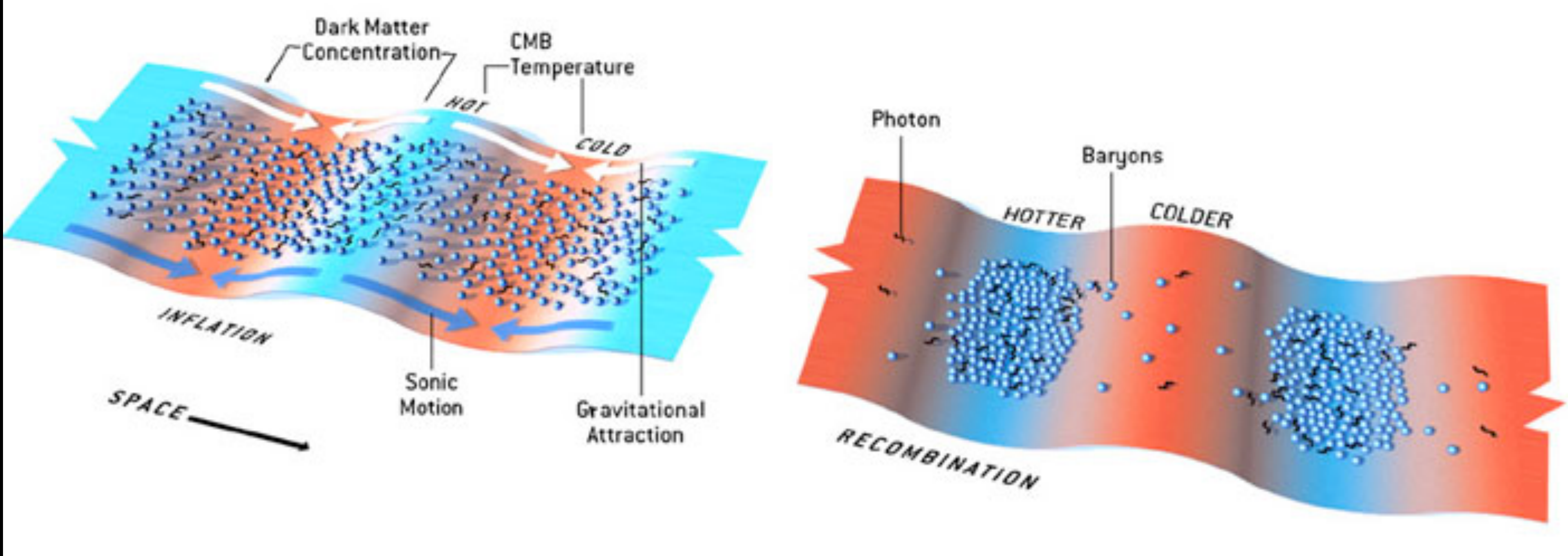
	Planck (CMB+lensing)		*Planck*+WP+highL+BAO	
Parameter	Best fit	68 % limits	Best fit	68 % limits
$\Omega_b h^2$	0.022242	0.02217 ± 0.00033	0.022161	0.02214 ± 0.00024
$\Omega_c h^2$	0.11805	0.1186 ± 0.0031	0.11889	0.1187 ± 0.0017
$100\theta_{MC}$	1.04150	1.04141 ± 0.00067	1.04148	1.04147 ± 0.00056
τ	0.0949	0.089 ± 0.032	0.0952	0.092 ± 0.013
n_s	0.9675	0.9635 ± 0.0094	0.9611	0.9608 ± 0.0054
$\ln(10^{10} A_s)$	3.098	3.085 ± 0.057	3.0973	3.091 ± 0.025
Ω_Λ	0.6964	0.693 ± 0.019	0.6914	0.692 ± 0.010
σ_8	0.8285	0.823 ± 0.018	0.8288	0.826 ± 0.012
z_{re}	11.45	$10.8^{+3.1}_{-2.5}$	11.52	11.3 ± 1.1
H_0	68.14	67.9 ± 1.5	67.77	67.80 ± 0.77
Age/Gyr	13.784	13.796 ± 0.058	13.7965	13.798 ± 0.037
$100\theta_*$	1.04164	1.04156 ± 0.00066	1.04163	1.04162 ± 0.00056
r_{drag}	147.74	147.70 ± 0.63	147.611	147.68 ± 0.45
$r_{drag}/D_V(0.57)$	0.07207	0.0719 ± 0.0011		

Ondas acústicas de radiação, matéria bariônica e matéria escura

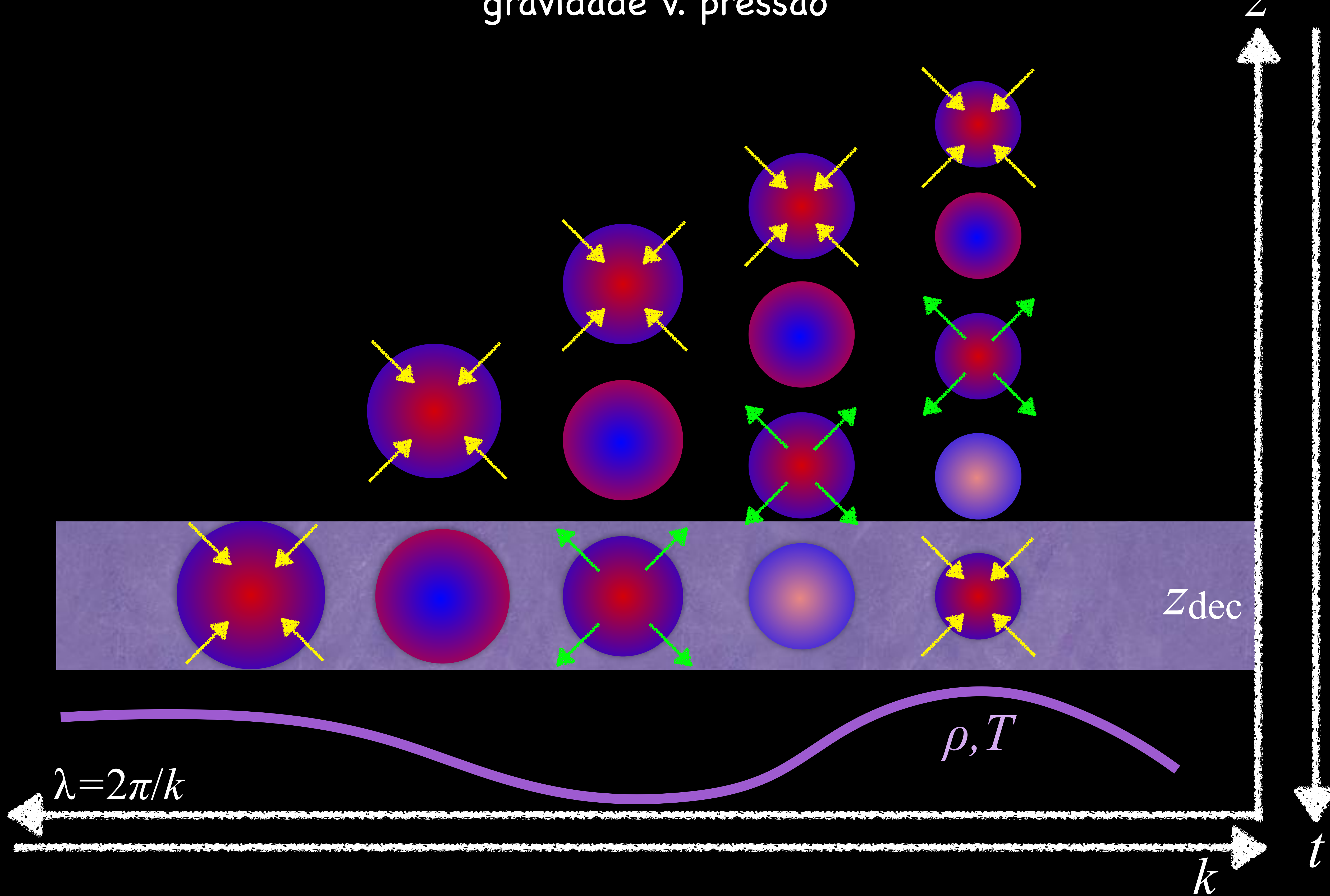


Física da RCF,
ondas de pressão
(“ondas acústicas”):
próxima aula!

Origem física da RCF: ondas de pressão (“ondas acústicas”)

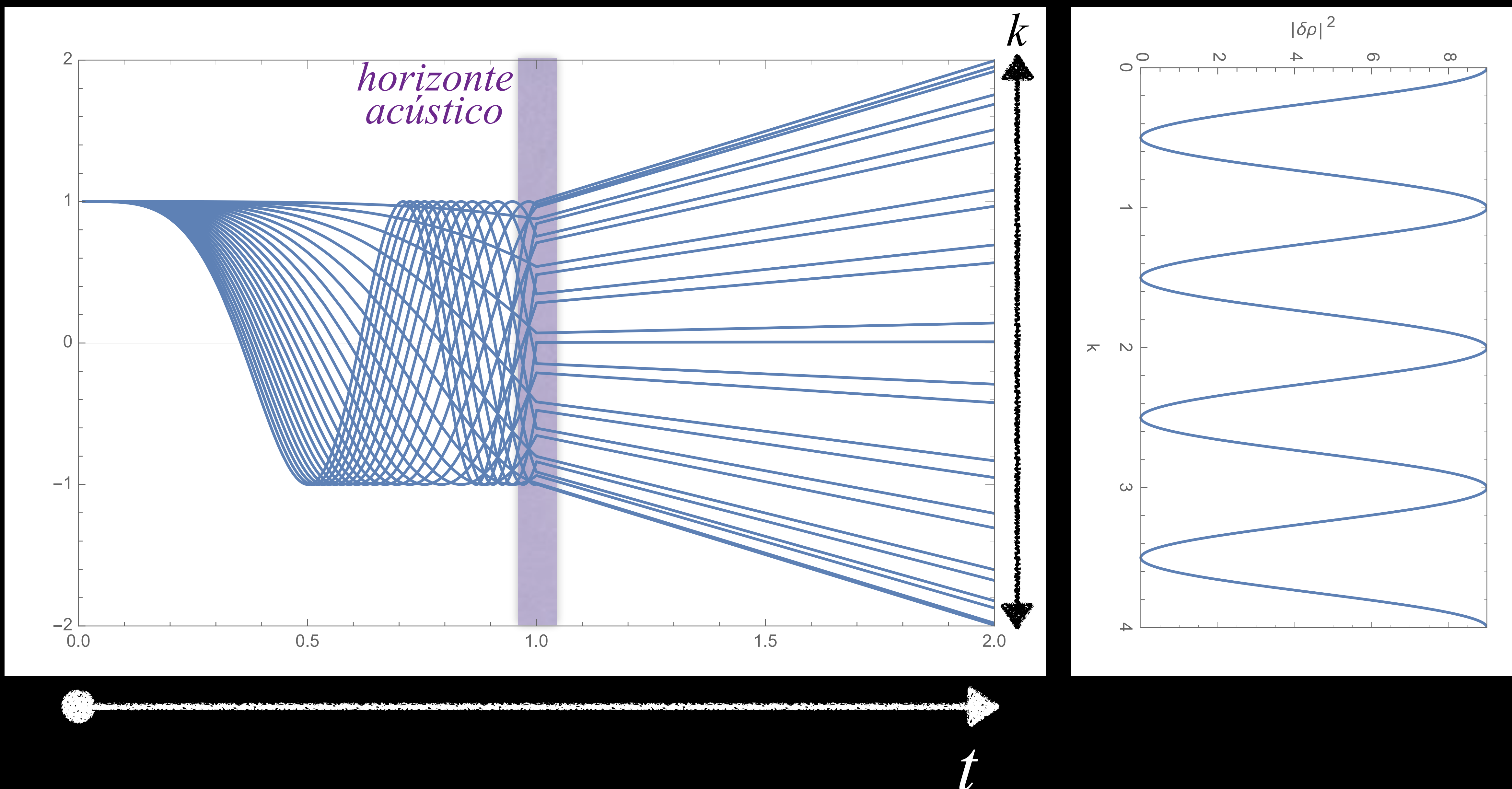


Oscilações acústicas do fluido de fótons, barions e matéria escura: gravidade v. pressão



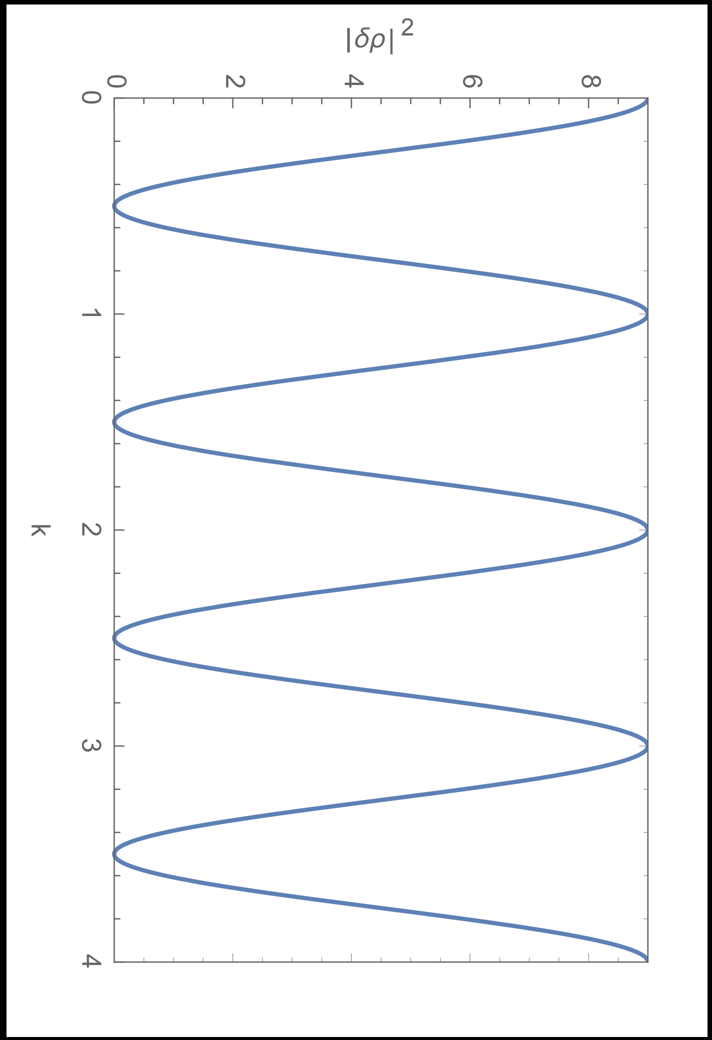
Quando os fótons desacoplam da matéria, as flutuações de densidade perdem o suporte da radiação, e evoluem somente segundo a força gravitacional — crescendo como o fator de escala,

$$\delta \sim a$$

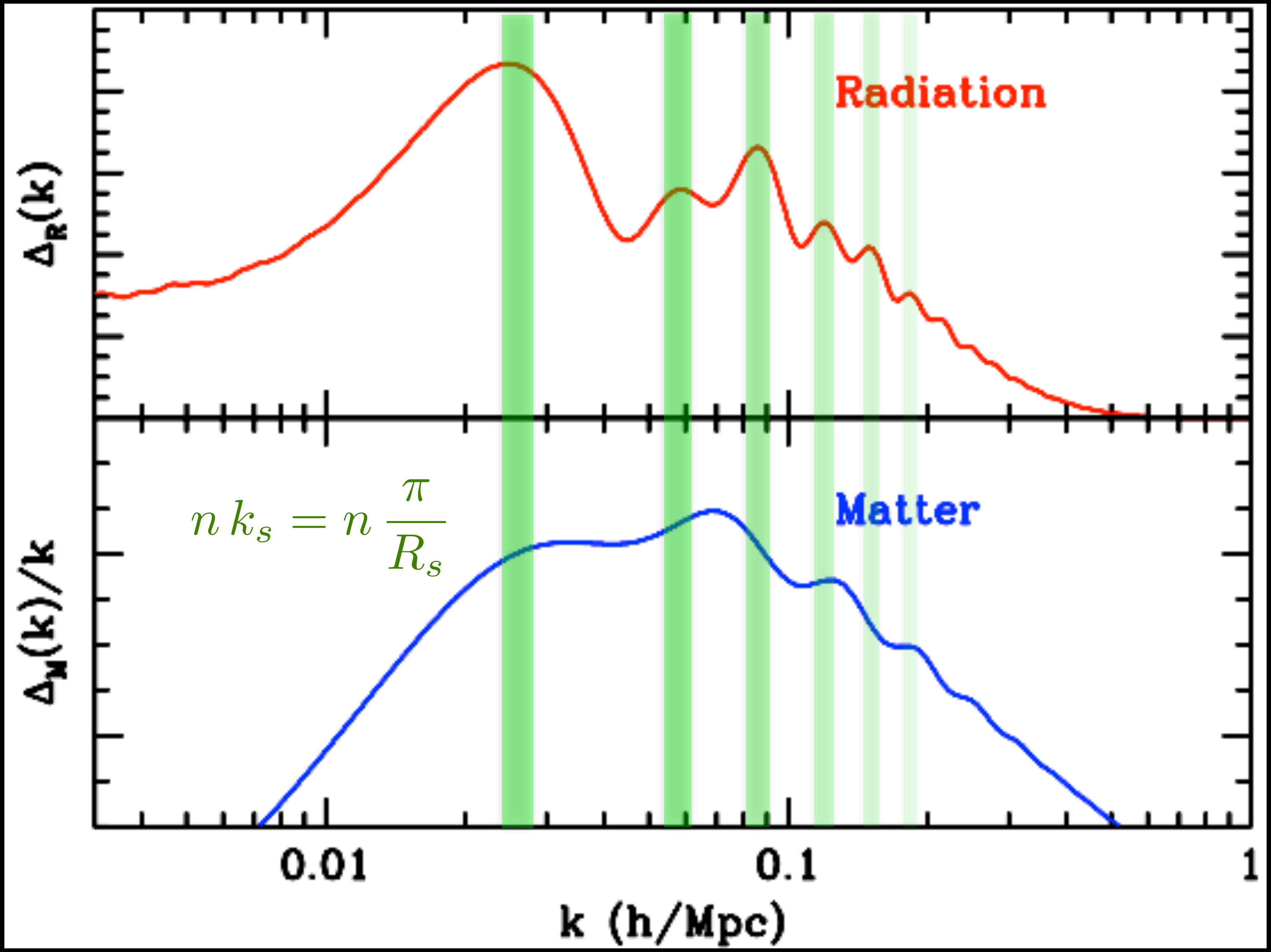


Quando os fótons desacoplam da matéria, as flutuações de densidade perdem o suporte da radiação, e evoluem somente segundo a força gravitacional — crescendo como o fator de escala,

$$\delta \sim a$$

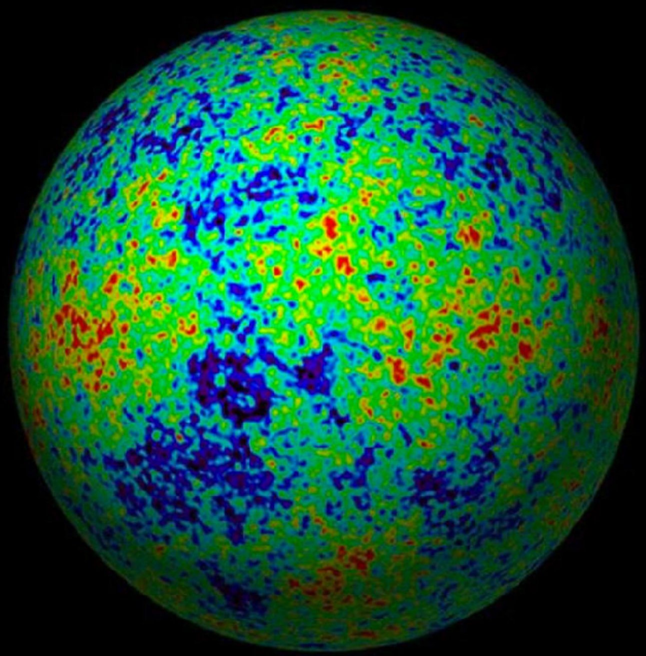


Ondas acústicas de radiação, matéria bariônica e matéria escura



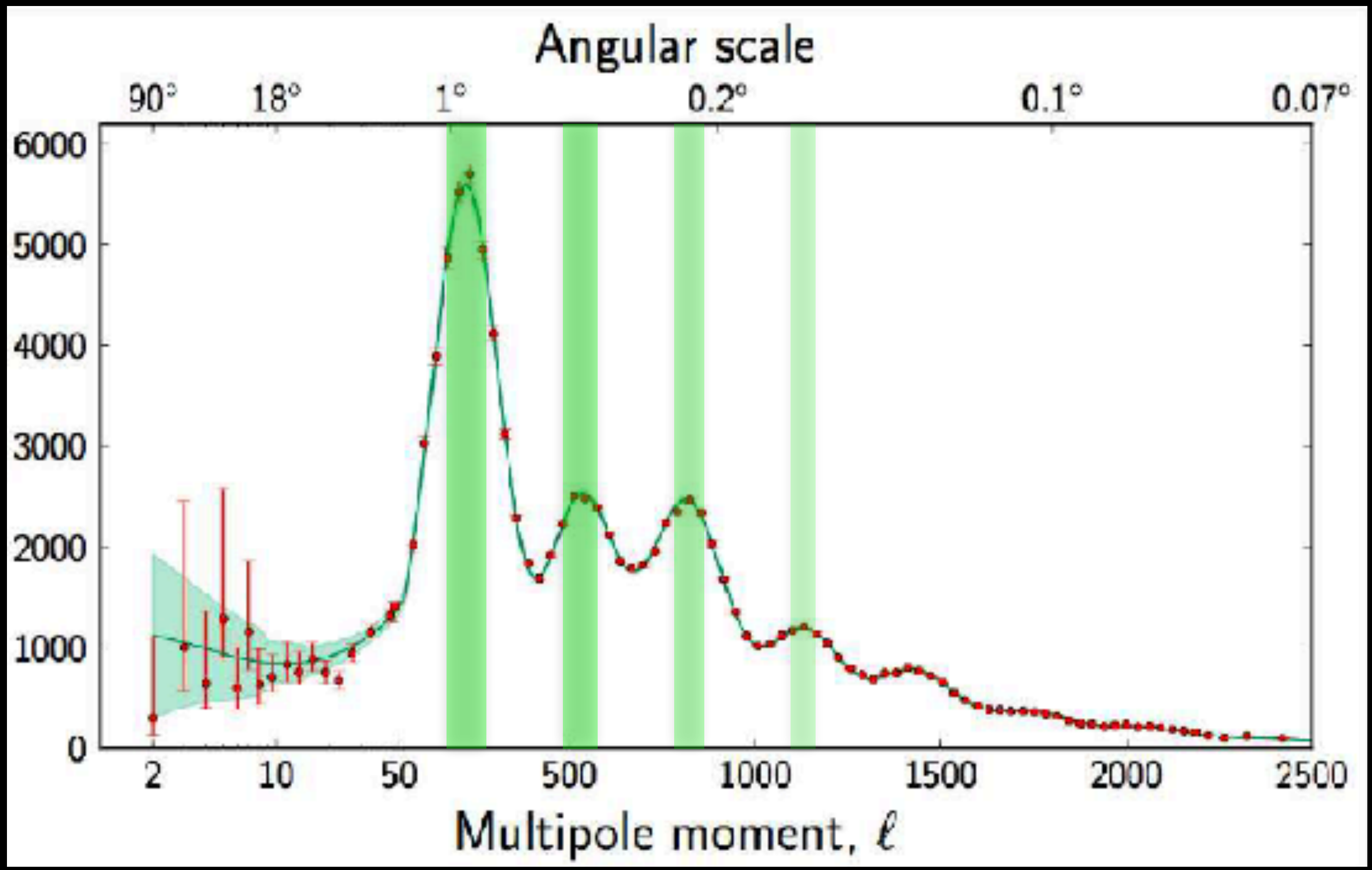
$$R_s = \int_0^{t_{dec}} dt\,\frac{c_s}{a(t)} = \int_0^{a_{dec}} da\,\frac{c_s}{H(a)\,a^2} = \int_{z_{dec}}^{\infty} dz\,\frac{c_s}{H(z)}$$

Espectro angular de potência da RCF

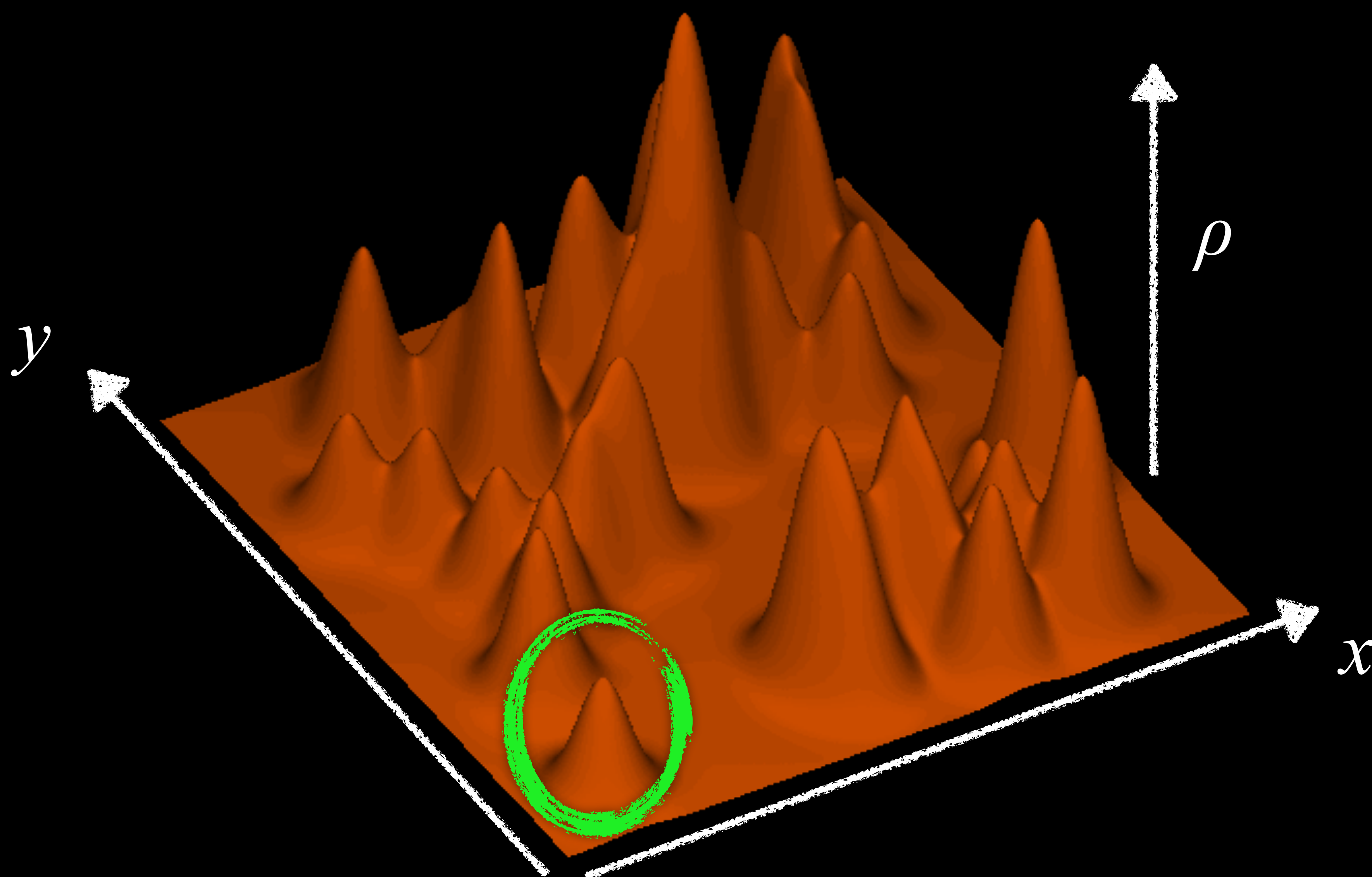


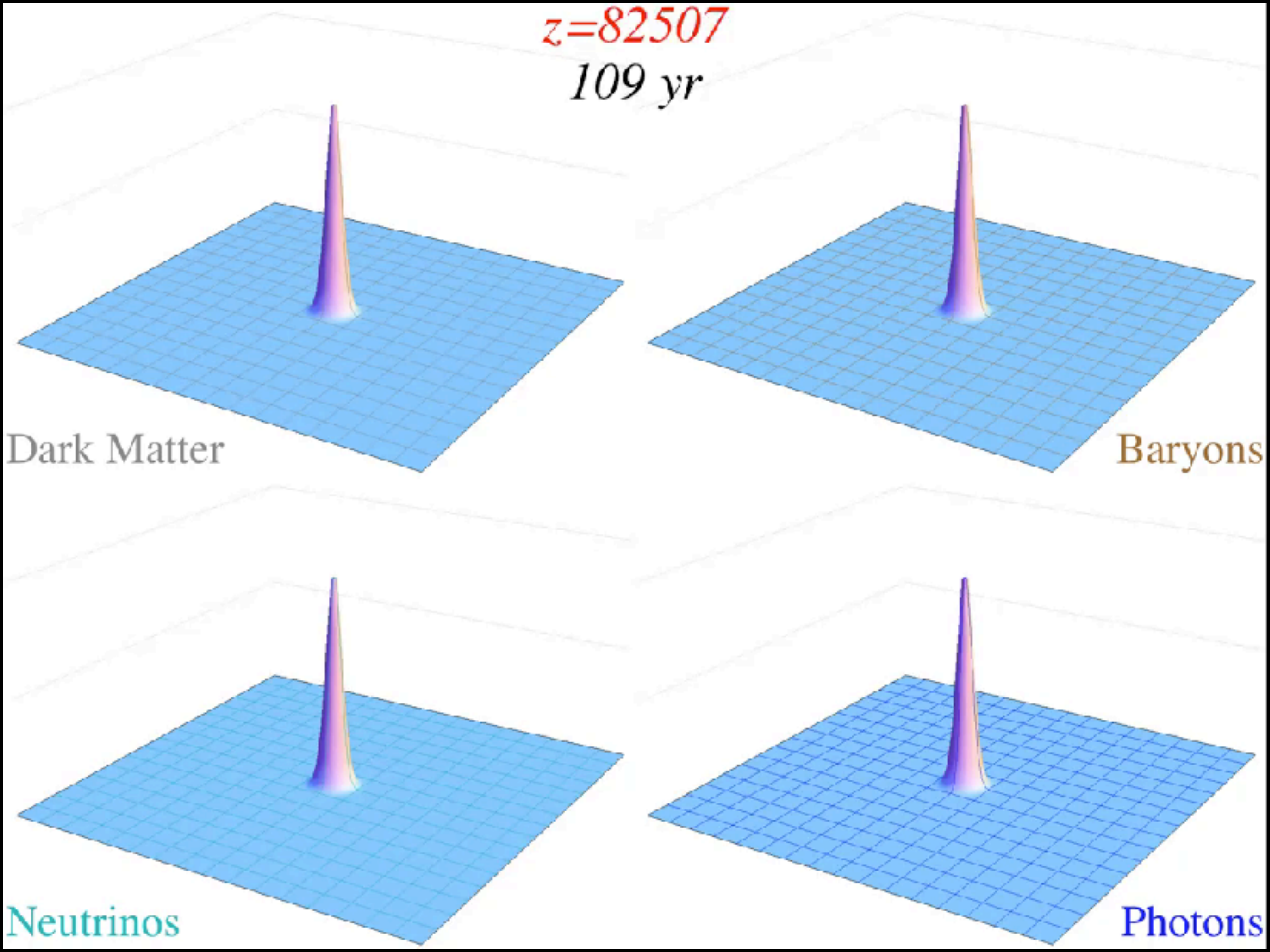
$$f(\theta, \phi) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi)$$

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle$$

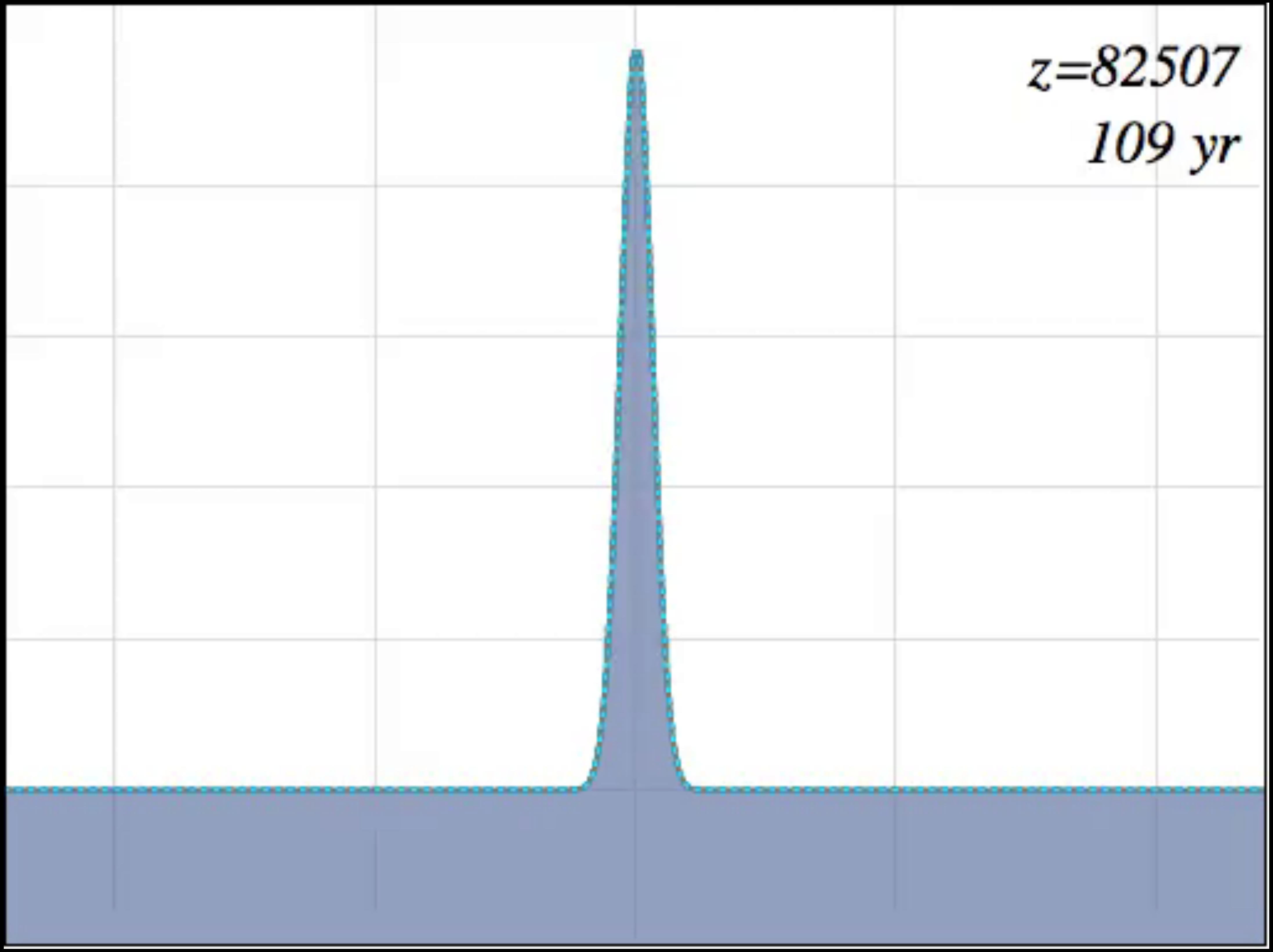


O efeito é sutil, quando observamos uma distribuição realística de matéria (aqui, um corte 2D de uma distribuição 3D)

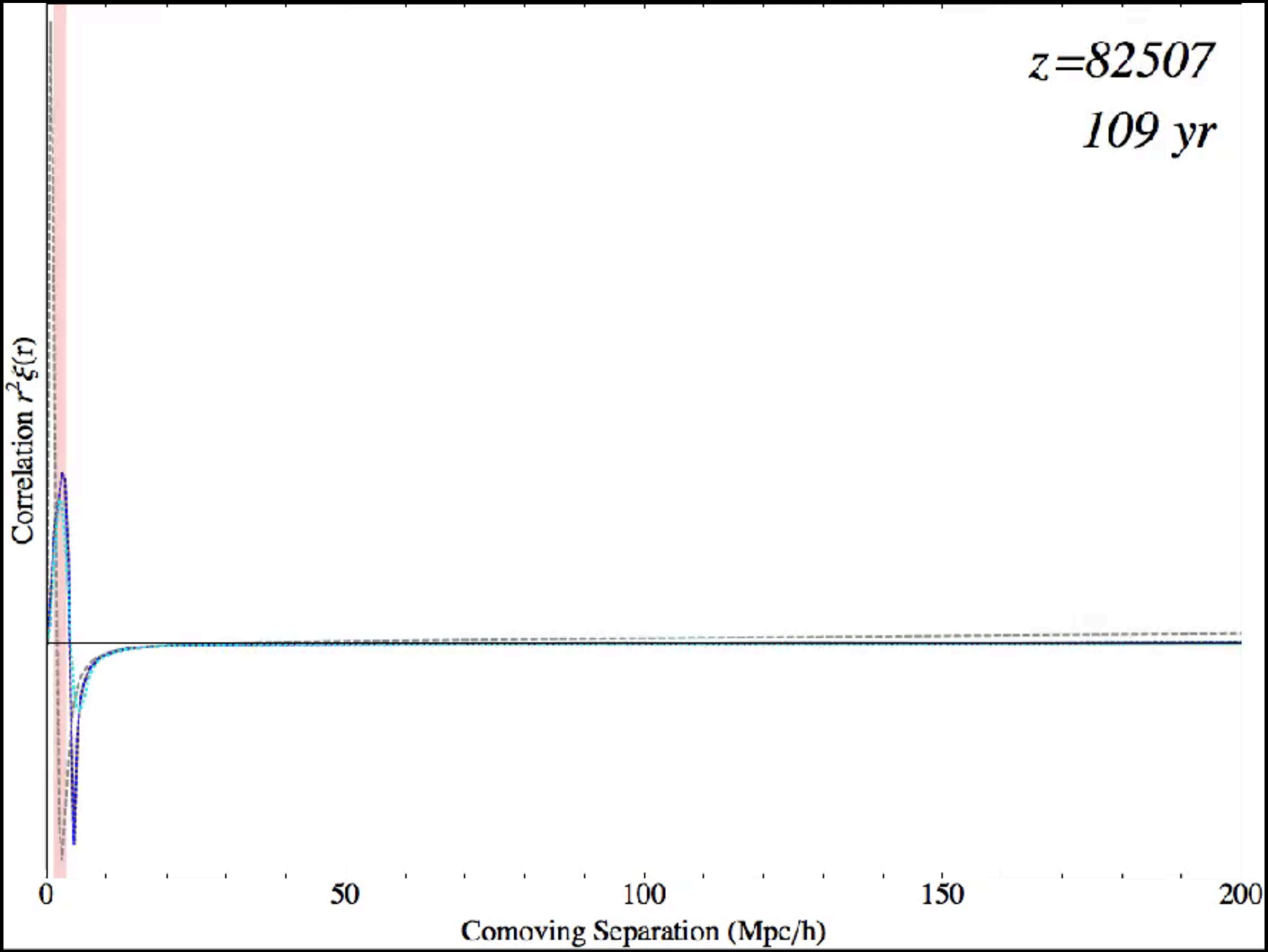




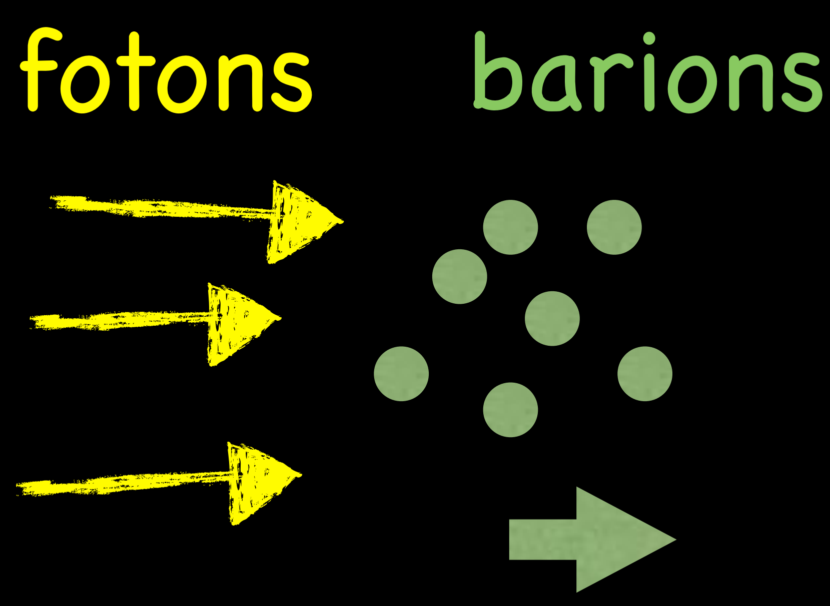
https://www.youtube.com/watch?v=GPiQVRS8kCg



https://www.youtube.com/watch?v=L7ws68XmgKo


z=82507
109 yr
Correlation $r^2\xi(r)$
0
50
100
150
200
Comoving Separation (Mpc/h)

Vamos adicionar um pouco mais de precisão, levando em conta o arrasto dos barions pela radiação ("baryon drag")



Esse arrasto é proporcional à fração barions/fotons

$$R_b \equiv \frac{(\rho_b + p_b)v_b}{(\rho_r + p_r)v_r} = \frac{\rho_b}{\rho_r + \frac{1}{3}\rho_r} = \frac{\rho_b}{\frac{4}{3}\rho_r} \simeq 31.5\,\Omega_b\,h^2\,\frac{10^3}{z}$$

A velocidade do som nesse meio fica então:

$$c_s^2(z) = \frac{1}{3}\frac{1}{1+R_b(z)}$$

Horizonte acústico no desacoplamento:

Observações: WMAP, Planck

$$z_{dec} \simeq 1090.5 \pm 1 \quad \longleftrightarrow \quad R_s(z_{dec}) = (146.8 \pm 1.8)\ \mathrm{Mpc}$$

Horizonte acústico de "baryon drag"

Como temos $\sim 10^9$ fótons para cada barion (!!!), mesmo depois do desacoplamento da radiação, apesar dos fótons não "sentirem" mais os barions (i.e., e-), os barions ainda sofrem o efeito da radiação por meio do "baryon drag".

Esse arrasto termina um pouco depois do desacoplamento:

Incerteza da **predição** baseada no WMAP, Planck

$$z_{drag} \simeq 1020.5 \pm 1.6 \quad \longleftrightarrow \quad R_s(z_{drag}) = (153.3 \pm 2)\ \mathrm{Mpc}$$

Esse horizonte acústico, que pode ser **predito com alta precisão** pelas observações da RCF (que determina todos os parâmetros que regem o "baryon drag"), deve estar presente na **distribuição de matéria** !

Atividade prática #2

1. Preparar um código que permite calcular (a) o horizonte acústico no desacoplamento e (b) o horizonte acústico no final da era de baryon drag, ambos como função dos parâmetros cosmológicos

2. Sabendo que as observações da RCF mostram que:

$$R_s(z_{dec}) = (146.8 \pm 1.8) \text{ Mpc}$$

encontre limites nos parâmetros cosmológicos H_0 , Ω_m^0 , Ω_Λ^0 , Ω_k^0

3. Mais à frente vamos supor que observamos a escala acústica de baryon drag, $R_s(z_{\rm drag})$, na distribuição de matéria. Essas observações serão em redshifts "baixos", e vamos usá-las para impor outros limites nos parâmetros cosmológicos.

Fórmulas úteis

Horizonte de baryon drag:

$$z_{drag} \simeq \frac{1291\,(\Omega_m h^2)^{0.251}}{1+0.659\,(\Omega_m h^2)^{0.828}}\left[1+b_1\,(\Omega_b h^2)^{b_2}\right]$$

$$b_1 \simeq 0.313\,(\Omega_m h^2)^{-0.419}\left[1+0.607\,(\Omega_m h^2)^{0.674}\right]$$

$$b_2 \simeq 0.238\,(\Omega_m h^2)^{0.223}$$

Parâmetro de Hubble como função do fator de escalar/redshift:

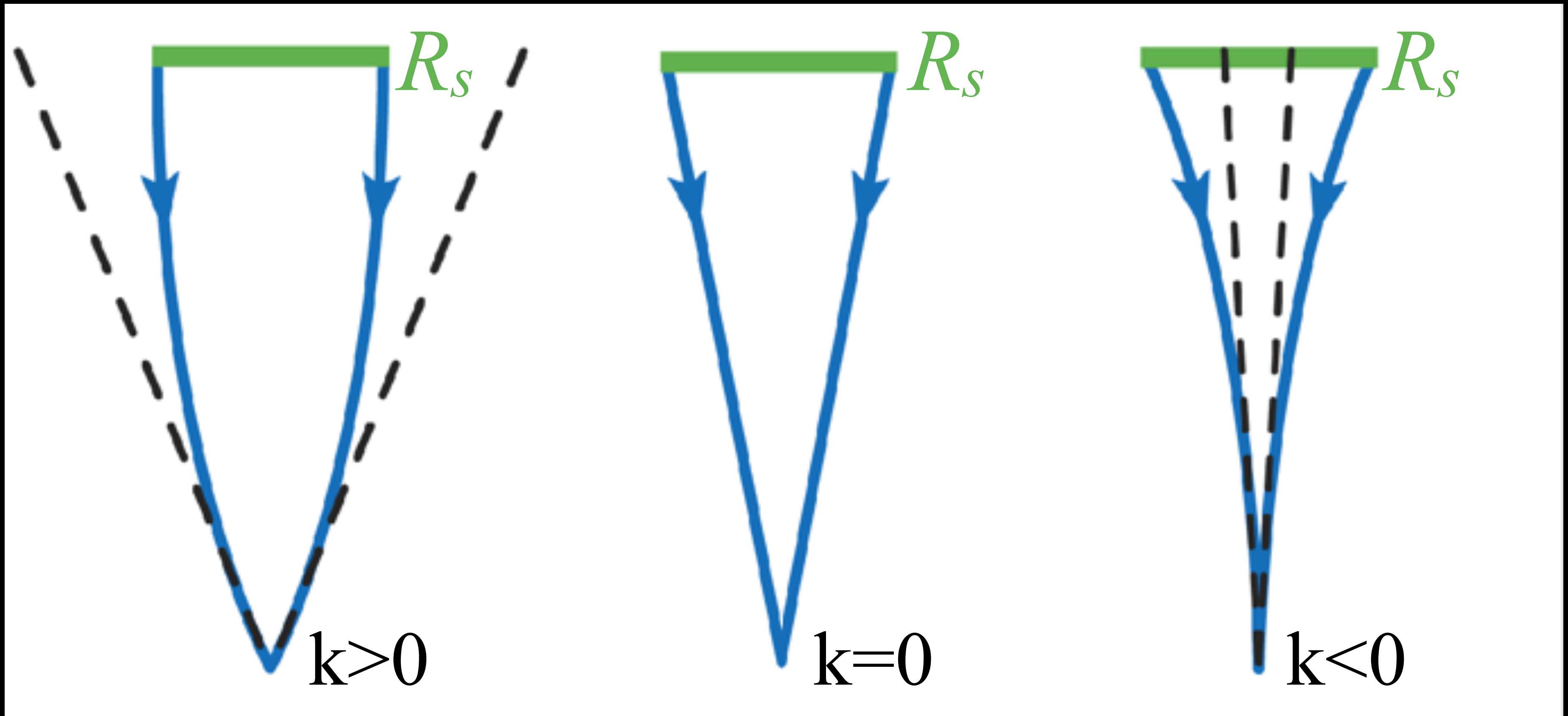
$$H(z) = H_0\left[\Omega_m^0\,a^{-3}+\Omega_r^0\,a^{-4}+\Omega_\Lambda^0+\Omega_k^0\,a^{-2}\right]^{1/2}$$

Parâmetros de densidade da radiação e dos baryons:

$$\Omega_r^0\,h^2 = 4.37\times10^{-5} \qquad \Omega_b^0\,h^2 = 0.02217\pm0.00033$$

Ex.: O horizonte sonoro (R_s) e a curvatura espacial

Na RCF observamos um **ângulo** que corresponde ao horizonte acústico



$$\theta = \frac{R_{s,Phys}(z_{dec})}{D_a(z_{dec})} = \frac{R_s(z_{dec})}{(1+z_{dec})\, D_a(z_{dec})}$$

Ex.: O horizonte sonoro (R_s) e a curvatura espacial

Lembre-se que a distância de diâmetro angular é:

$$D_a(z) = \frac{1}{(1+z)\sqrt{k}} \sin\left[\sqrt{k}\,\chi(z)\right] = \frac{1}{(1+z)\sqrt{\Omega_k^0}} \sinh\left[\sqrt{\Omega_k^0}\,\chi_E(z)\right]$$

Note que ela é **muito sensível** à curvatura espacial:

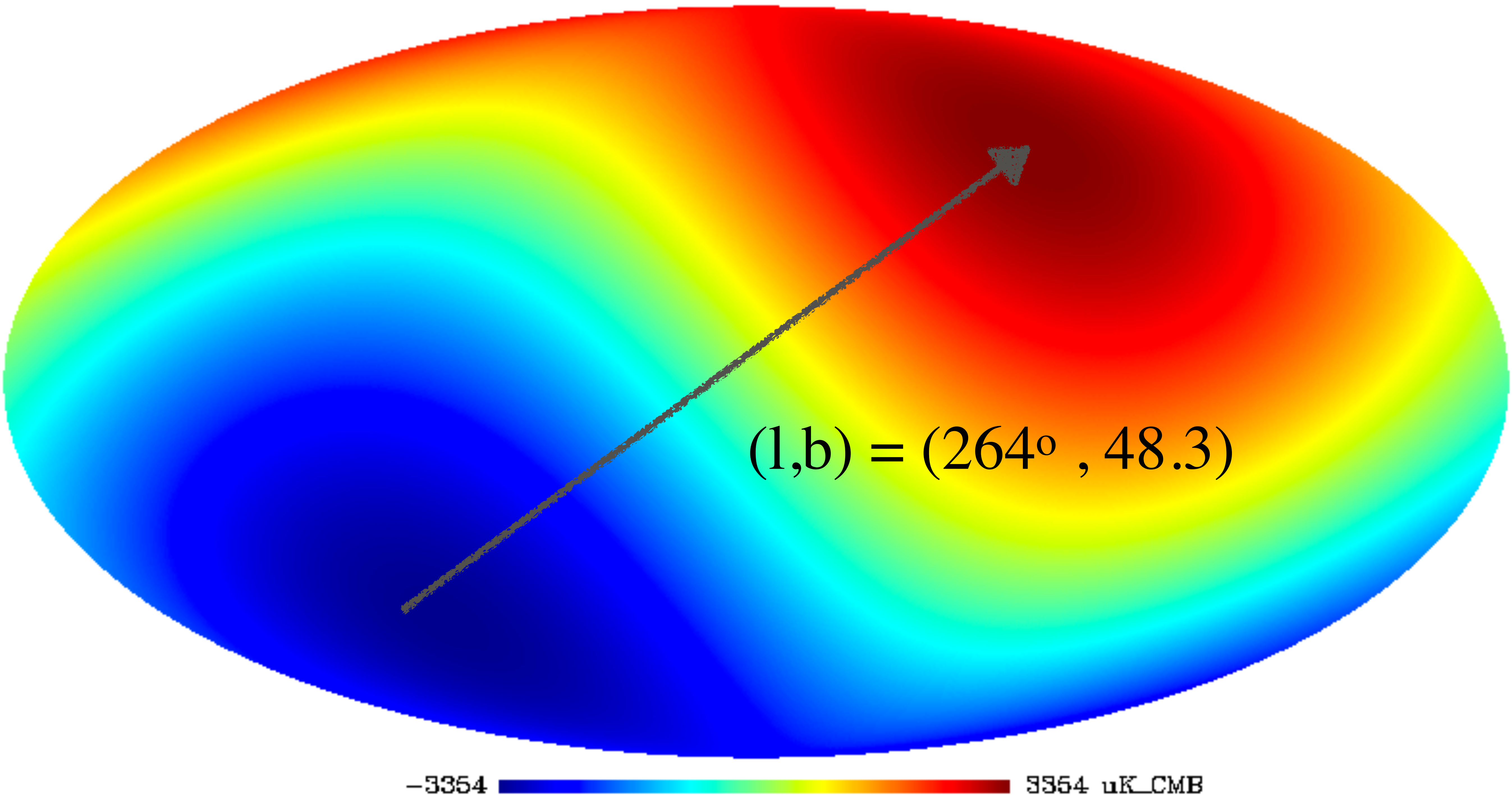
$$\Omega_m^0 = 0.31\,, \Omega_\Lambda^0 = 0.7\,, \Omega_k^0 = -0.01 \quad \Longrightarrow \quad D_a(z=1100) = 8.442\,h^{-1}\,\mathrm{Mpc}$$

$$\Omega_m^0 = 0.3\,, \Omega_\Lambda^0 = 0.7\,, \Omega_k^0 = 0.0 \quad \Longrightarrow \quad D_a(z=1100) = 8.676\,h^{-1}\,\mathrm{Mpc}$$

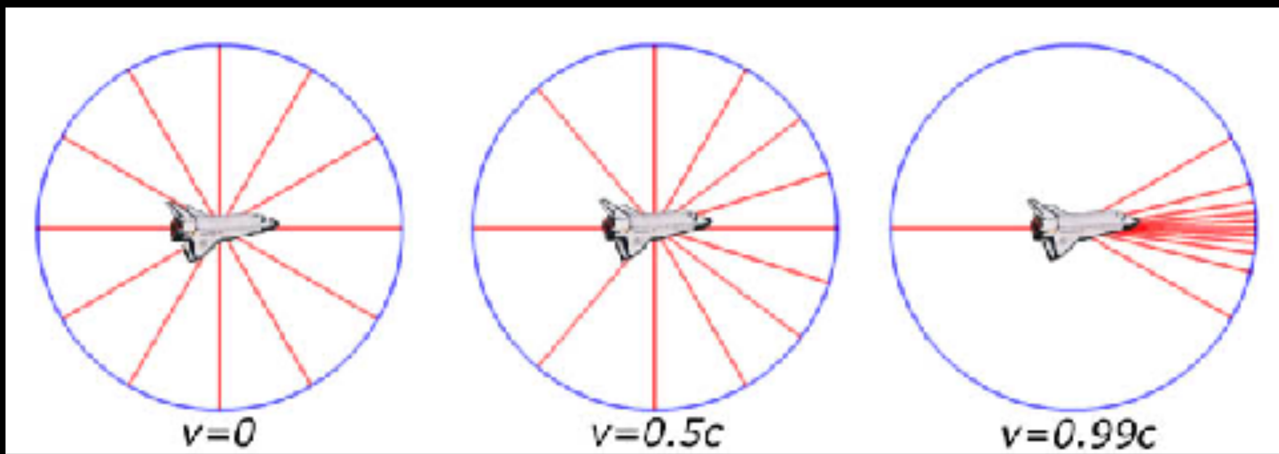
$$\Omega_m^0 = 0.29\,, \Omega_\Lambda^0 = 0.7\,, \Omega_k^0 = 0.01 \quad \Longrightarrow \quad D_a(z=1100) = 8.924\,h^{-1}\,\mathrm{Mpc}$$

Slides extras:
tópicos avançados

O Dipolo da RCF

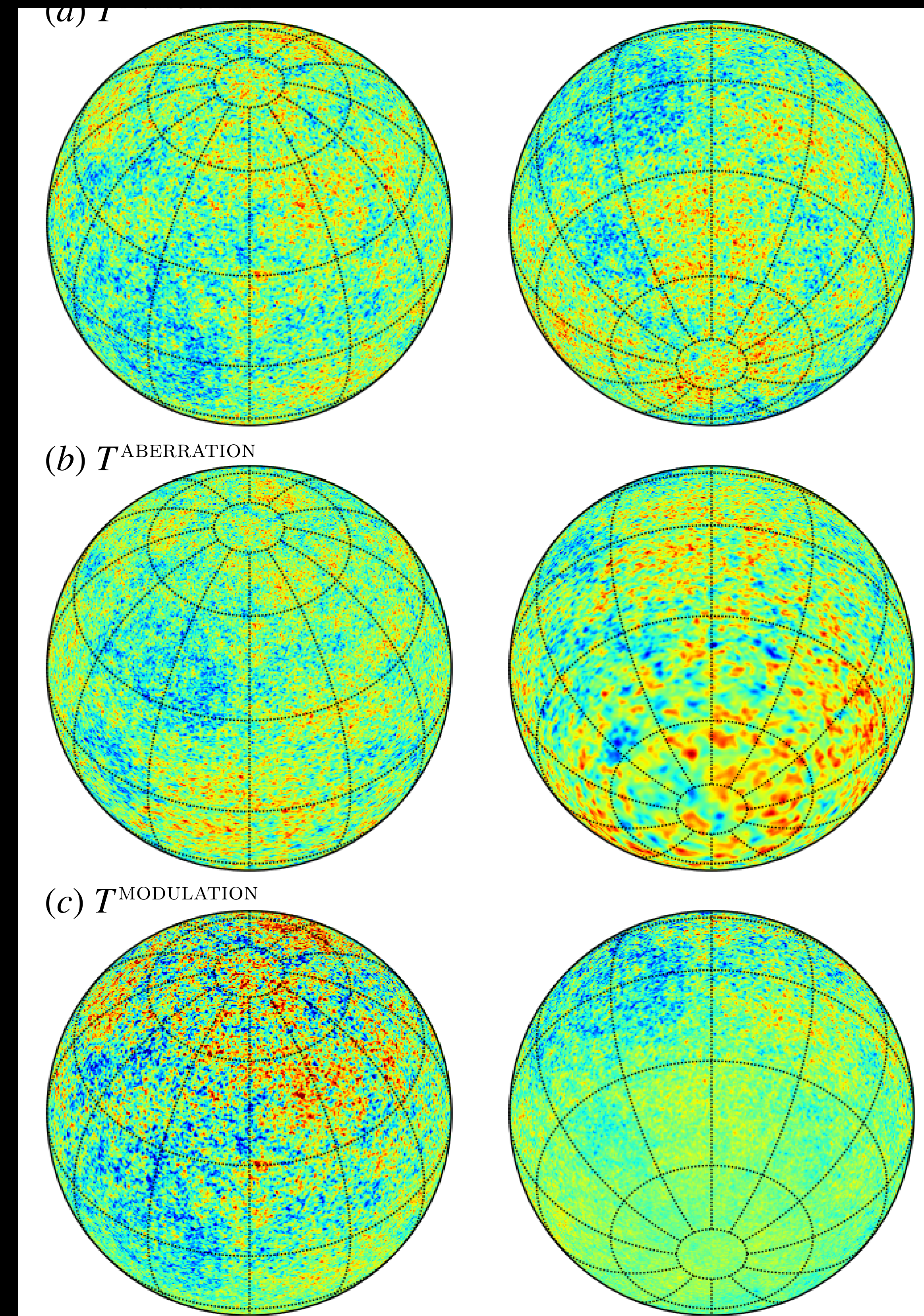


Efeito Doppler e Aberração:



$$T_{Obs}(\hat{n}) = \frac{T_R(\hat{n}_R)}{\gamma(1-\hat{n}\cdot\vec{\beta})}$$

$$\hat{n} = \frac{\hat{n}_R + [(\gamma-1)\hat{n}_R\cdot\hat{\beta} + \gamma\,\beta]\hat{\beta}}{\gamma(1+\hat{n}_R\cdot\vec{\beta})}$$

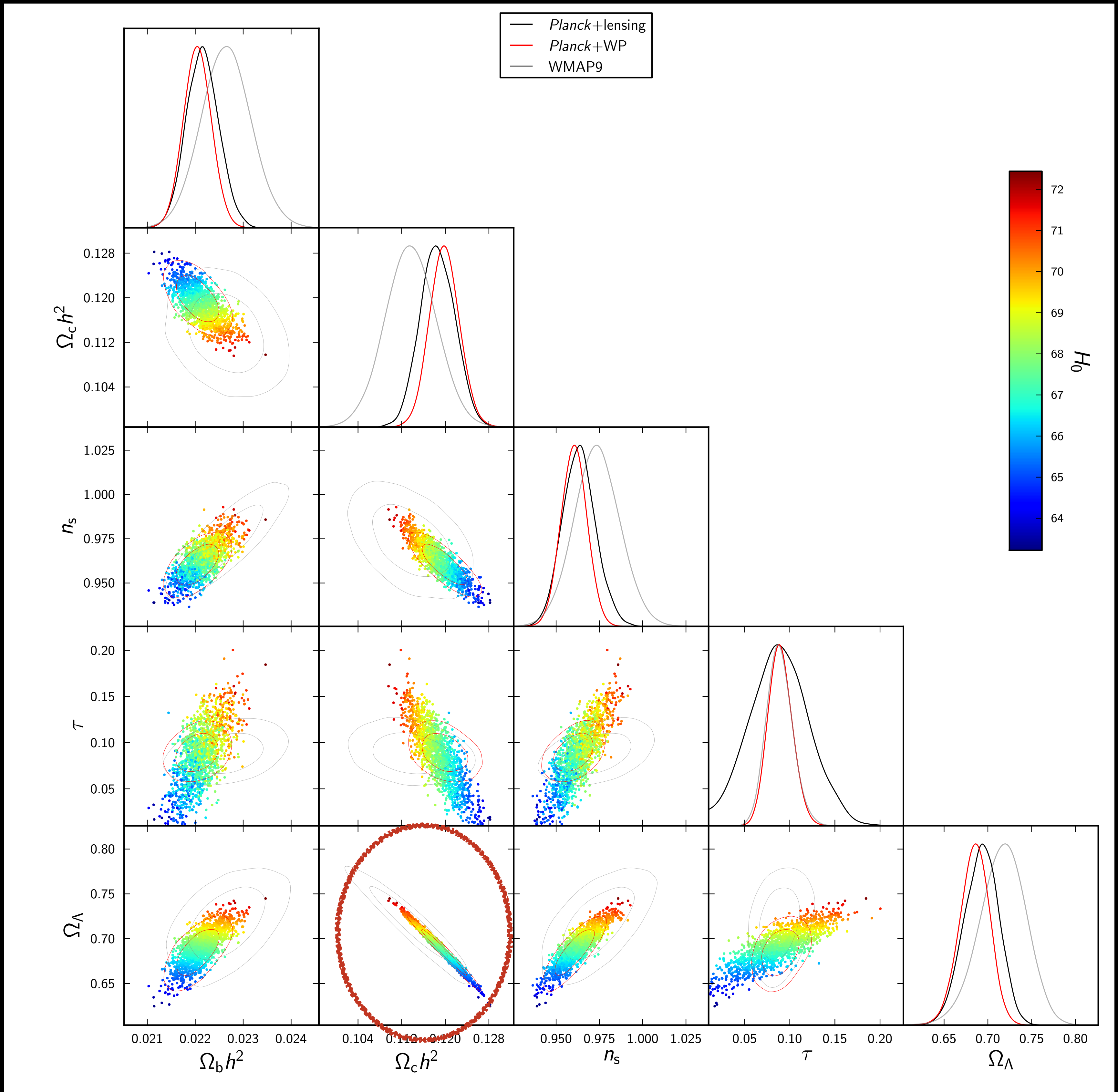


Expandindo:

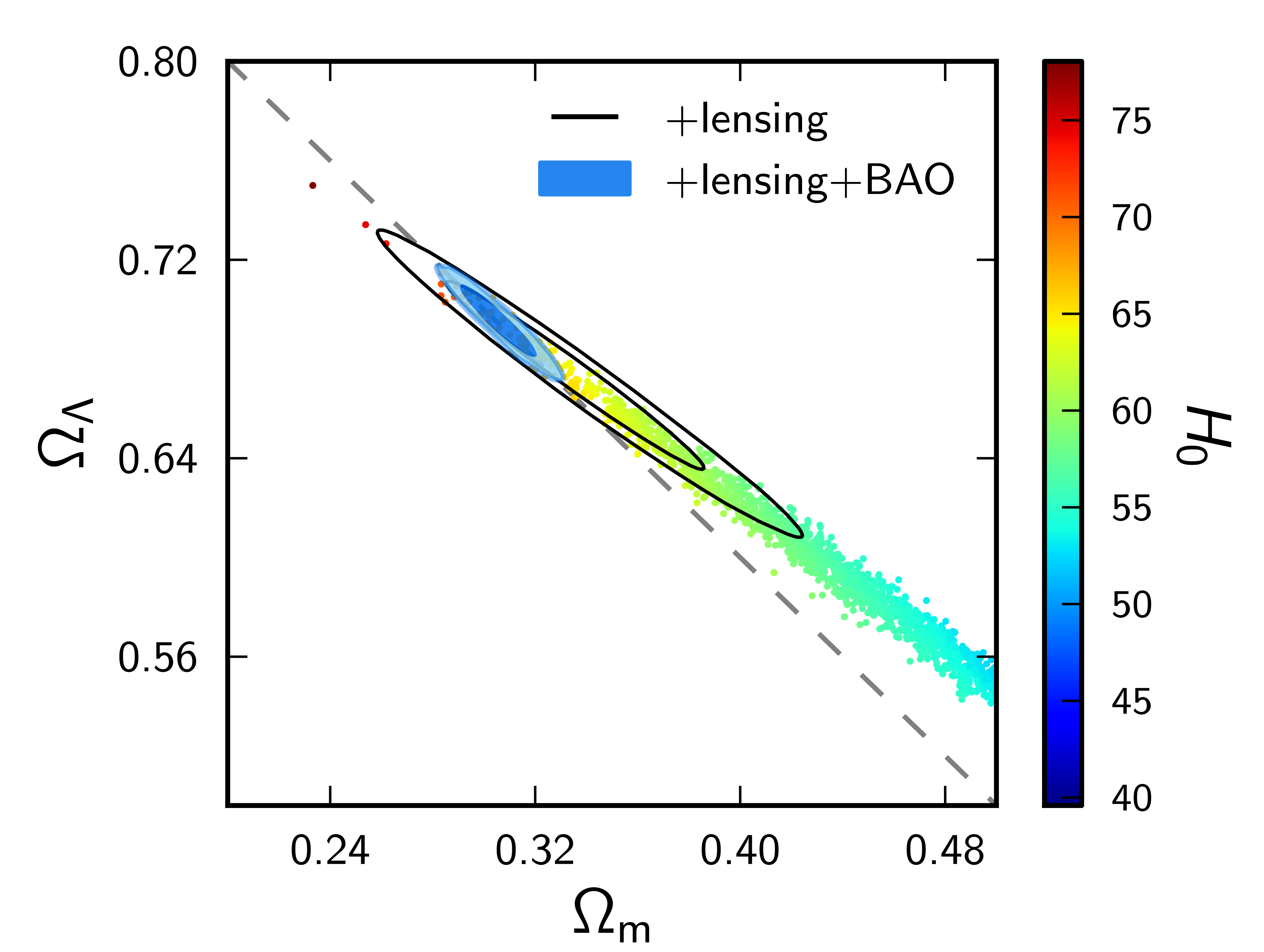
$$T_R(\hat{n}_R) \simeq T_R[\hat{n} - \vec{\nabla}(\hat{n}\cdot\vec{\beta})]$$

$$\Delta T_\beta(\hat{n}) \simeq T_0\,\hat{n}\cdot\vec{\beta} + \Delta T_{RCF}[\hat{n} - \vec{\nabla}(\hat{n}\cdot\vec{\beta})]\,(1+\hat{n}\cdot\vec{\beta})$$

Resultados do Satélite Planck (2013):



Curvatura espacial muito bem limitada pela RCF...



Mas a RCF, sozinha, não dá conta do recado: