Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico
Departamento de Astronomia

A Radiação Cósmica de Fundo

Alex Ignácio da Silva

Monografia redigida para o curso de cosmologia.

São Paulo, setembro de 2000.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

1. Introdução Histórica

Referência para este capítulo: Partridge (1995).

A radiação cósmica de fundo (RCF) é uma das evidências mais importantes em favor do modelo cosmológico do Big Bang. Segundo este modelo, a RCF é um 'instantâneo' de como era o Universo cerca de 300.000 anos após o seu início, quando a radiação se desacoplou da matéria. Antes dessa época, os fótons interagiam fortemente com os elétrons livres devido a espalhamento Thomson. Posteriormente em $z_{rec} \cong 1100$ a temperatura da radiação caiu a $T \cong 3000\,\mathrm{K}$, impossibilitando-a de ionizar a matéria e permitindo a recombinação de prótons e elétrons em átomos de hidrogênio neutro. O Universo então se tornou transparente à radiação, que passou a seguir o seu curso livremente sem ser afetada pela matéria.

A teoria do Big Bang nasceu do esforço de Gamow e colaboradores em tentar explicar a origem dos elementos químicos num Universo primordial quente. Eles perceberam que, como um remanescente da síntese de elementos pesados no Universo primordial, restaria uma radiação de fundo de espectro térmico com uma temperatura presente que eles estimaram $T \approx 5\,\mathrm{K}$ (Alpher, Bethe & Gamow, 1948; Gamow, 1948; Alpher & Herman, 1949).

É curioso notar que no mesmo volume do Physical Review em que Gamow (1946) publicou o seu primeiro paper sobre o modelo do Big Bang, Dicke et al. (1946) colocaram um limite superior de $T < 20\,\mathrm{K}$ na temperatura de 'matéria cósmica'.

Entretanto pouca atenção era reservada à RCF, uma vez que o modelo do Big Bang carecia de comprovações observacionais que contentassem os seus opositores, partidários do cenário rival do modelo estacionário. Em particular, a inexistência de núcleos estáveis com massas atômicas 5 e 8 constituia um obstáculo ao esquema proposto por Gamow para fabricar elementos mais pesados que o hélio. De fato, o trabalho subsequente de Burbidge et al. (1957) apontava para uma origem estelar desses elementos.

Foi somente em 1964 que Dicke e os seus colegas em Princeton decidiram seriamente procurar detectar a RCF. Entretanto, a apenas alguns quilômetros dali, Penzias e Wilson trabalhando no Bell Telephone Laboratories em New Jersey, detectaram um excesso de ruído na antena proveniente de todas as direções do céu que não podiam explicar. A notícia se propagou rapidamente, até que finalmente Penzias e Wilson telefonaram para Dicke (coincidentemente

quando todo o grupo de Princeton estava reunido em seu gabinete) para notificá-lo que a radiação que vinham se empenhando em detectar já havia sido descoberta! Os dois grupos concordaram em publicar artigos separados comunicando a descoberta, em que Penzias e Wilson (1965) descreviam o excesso de ruído detectado e Dicke et al. (1965) forneciam uma explicação teórica para a origem desse sinal.

Na verdade, a RCF já havia sido detectada antes mesmo dos trabalhos pioneiros de Gamow e seus colaboradores! Medidas das linhas de absorção provenientes do primeiro estado excitado da molécula de CN recém identificada no meio interestelar apontava uma temperatura de excitação $T = 2.73\,\mathrm{K}$ (Adams, 1941; McKellar, 1941). Porém, nenhum significado físico era atribuído a esta temperatura, uma vez que se imaginava que a excitação se dava por efeitos colisionais.

Não obstante as inúmeras oportunidades perdidas tanto no lado teórico quanto observacional, desde a sua descoberta acidental por Penzias e Wilson (1965) a RCF constitui umas das pedras angulares do modelo do Big Bang.

A confirmação da natureza cosmológica dessa radiação se deve à verificação observacional de três propriedades fundamentais previstas pelo modelo do Big Bang:

1. a radiação deve possuir um espectro de corpo negro;
2. ela deve ser homogênea e isotrópica,
3. ela deve se resfriar à medida que o Universo se expande de acordo com a lei $T = T_0(1+z)$.

Nos capítulos seguintes nos ocuparemos em descrever detalhadamente cada uma dessas propriedades: desde a comprovação por experimentos precisos e como elas podem nos fornecer informações acerca do Universo.

2. O Espectro

Se a radiação de fundo descoberta por Penzias e Wilson é mesmo um remanescente do Big Bang, então ela deverá possuir um espectro térmico. Neste capítulo analizamos os mecanismos que levaram à formação desse espectro térmico no universo primordial, bem como mecanismos que podem ter alterado esse espectro posteriormente. Veremos também como a determinação precisa observacionalmente do espectro da RCF pode fornecer informações sobre o Universo em várias épocas ao longo de sua evolução.

2.1 Termalização

Referência para esta seção: Partridge (1995).

Para que o espectro da RCF observado atualmente seja um espectro térmico, é necessário satisfazer a duas condições:

1. em alguma época do passado a matéria e a radiação estiveram em equilíbrio térmico, de tal forma que um espectro Planckiano foi estabelecido,
2. a expansão do universo desde esta época até hoje não alterou a forma desse espectro.

Veremos que ambas as condições são satisfeitas no modelo padrão do Big Bang.

2.1.1 O equilíbrio térmico do Universo primordial

Que condições são necessárias para produzir um espectro Planckiano num Universo em expansão? Ou, recolocando a pergunta numa maneira ligeiramente diferente: que condições transformariam um espectro inicial arbitrário *não-Planckiano* num espectro térmico?

Para estabelecer um espectro térmico no Universo primordial, é preciso satisfazer a duas condições. Uma é a existência de mecanismos que criam/destroem fótons e redistribuam as energias dos mesmos. Outra é que as taxas de reação destes mecanismos sejam rápidas em comparação com a expansão do Universo, de modo que eles tenham tempo suficiente para agir.

Vamos considerar o estado do Universo quando a temperatura caiu a ponto do último par de partícula-antipartícula ter sido aniquilado. No modelo padrão do Big Bang o último aniquilamento foi $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ em $z \cong 10^9$, quando o Universo tinha aproximadamente 1 minuto de idade.

Nesta época, matéria e radiação estavam fortemente acoplados entre si devido a espalhamento Compton $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$, duplo espalhamento Compton $\gamma + e^- \leftrightarrow \gamma + \gamma + e^-$ e transições livre-livre (ou de *bremsstrahlung*) com partículas carregadas - prótons ou núcleos mais pesados - $Z + e^- \leftrightarrow Z + e^- + \gamma$*. Por esse motivo se espera que o espectro da radiação em $z \cong 10^9$ não esteja grosseiramente distorcido. Entretanto, mesmo que distorções arbitrariamente grandes estejam presentes, o espectro seria forçado posteriormente a um espectro térmico como veremos a seguir.

O efeito Compton depende da energia (e portanto da temperatura T_e) dos elétrons, bem como de sua densidade numérica. Portanto ele é mais efetivo a altos redshifts, quando a densidade e a temperatura foram altos.

O espalhamento Compton pode produzir equilíbrio entre elétrons e fótons numa escala de tempo da ordem de

$$t_C = \frac{m_e c}{n_e \sigma_T k T_e} \approx 1.1\ 10^{28} \frac{2.7}{T_0} \frac{T}{T_e} (\Omega_b h^2)^{-1} (1+z)^{-4} \text{ s.} \tag{2.1}$$

Esta escala de tempo será rápida comparada com a escala de tempo da expansão do Universo para

$$z_C \geq 2.2\ 10^4 \left(\frac{T}{T_e} \right)^{1/2} (\Omega_b h^2)^{-1/2} \ . \tag{2.2}$$

Como o valor de T/T_e não é conhecido *a priori*, podemos apenas estimar o valor de z_C. O que podemos afirmar é que, qualquer que seja a forma do espectro da radiação anterior a essa época, em torno de $z_C \approx 10^4 - 10^6$ ele teria tomado a forma de um espectro em equilíbrio.

Entretanto, como o espalhamento Compton preserva o número de fótons, o máximo que se pode atingir é o *equilíbrio cinético*, caracterizado por uma distribuição de Bose-Einstein. Assim, o número de ocupação dos fótons será:

---

* espalhamento Coulomb mantém equilíbrio térmico entre os bárions sem afetar a radição.

$$\eta = \frac{1}{e^{x+\mu} - 1} \ , \tag{2.3}$$

onde $x \equiv \frac{h\nu}{kT}$ é a *freqüência adimensional* e μ é o *potencial químico*; esta última quantidade será zero para um espectro Planckiano exato.

Pode-se demonstrar que a redshifts suficientemente altos um espectro inicial de Bose-Einstein com potencial químico μ_0 tenderá a um espectro térmico devido aos processos livre-livre e duplo espalhamento Compton, ou seja, $\mu \to 0$. Cálculos detalhados mostram que o equilíbrio térmico será atingido em

$$z_{th} \approx 1.5\ 10^6 \mu_0^{0.11} (\Omega_b h^2)^{-0.39} \ , \tag{2.4}$$

para distorções não muito grandes ($\mu_0 < 1$). Para distorções arbitrariamente grandes ($\mu_0 > 1$) temos:

$$z_{th} \approx 1.8\ 10^6 (\Omega_b h^2)^{-0.36} \ . \tag{2.5}$$

Se a densidade de bárions é alta, $\Omega_b h^2 > 0.3$, teremos ($\Omega_b = 1$):

$$z_{th} \approx 2.5\ 10^6 \mu_0^{0.17} \text{ ou } 2.75\ 10^6 , \tag{2.6}$$

para μ_0 grande ou pequeno, respectivamente.

Portanto, qualquer que tenha sido o espectro da RCF em $z > z_{th}$, por volta de $z_{th} \approx 10^6 - 10^7$ ela adquiriu um espectro térmico.

Distorções induzidas por liberação de energia no campo de radiação em épocas posteriores a termalização $z < z_{th}$ resultariam num espectro não necessariamente termalizado.

Uma vez que o equilíbrio térmico é estabelecido e posteriormente a RCF se desacopla da matéria em $z_{rec} \approx 10^3$, o espectro térmico não é destruído pela expansão do Universo. Isso porque no modelo do Big Bang a expansão é adiabática, podendo-se mostrar que a temperatura da RCF diminui segundo,

$$T = T_0(1+z) \ , \tag{2.7}$$

onde T_0 é a temperatura atual da RCF; assim, não obstante os fótons sejam redshiftados com a expansão do Universo, $\upsilon = \upsilon_0(1+z)$, a forma da função de distribuição (2.3) mantém-se inalterada.

2.1.2 Distorções produzidas no espectro posteriormente à termalização

Vimos que o equilíbrio térmico da RCF é estabelecido em $z_{th} \approx 10^6 - 10^7$. Qualquer distorção produzida por liberação de energia no espectro da radiação em $z > z_{th}$ seria rapidamente termalizado, meramente aumentando a temperatura da RCF.

Se a distorção for introduzida numa época $z_{th} > z > z_C$ ela não mais será termalizada, tendendo somente a um espectro de Bose-Einstein.

Na verdade, temos de levar em conta a dependência com a freqüência do processo de bremsstrahlung. A taxa de reação de bremsstrahlung é proporcional a $\upsilon^{-2.1}$, de modo que o mecanismo de bremsstrahlung é mais eficiente em produzir um espectro térmico em baixas freqüências do que em altas. Assim, o espectro da radiação será termalizado acima de um certo comprimento de onda característico λ_C. Coincidentemente a região de baixas freqüências é onde um espectro de Bose-Einstein mais difere de um espectro Planckiano puro, de modo que a aparência do espectro induzido por distorções introduzidas em $z_{th} > z > z_C$ será como aparece na figura 2.1 .

Se a liberação de energia for pequena, $\Delta E << E = aT^4$, teremos aproximadamente

$$\mu = 1.4\frac{\Delta E}{E} = 1.85\ 10^{14}\frac{\Delta E}{T^4} \ . \tag{2.8}$$

Os outros parâmetros característicos na figura 2.1 serão dados por

$$\begin{aligned} &\frac{\Delta T_C}{T} = 3.2\frac{\Delta E}{E}(\Omega_b h^2)^{-2/3} = 2.3\mu(\Omega_b h^2)^{-2/3} \\ &\lambda_C \approx 2.2(\Omega_b h^2)^{-2/3}\ \text{cm} \end{aligned} \tag{2.9}$$

Como $\Omega_b h^2 \cong 0.02$, esperaríamos ver esse desvio do espectro térmico em aproximadamente 30 cm .

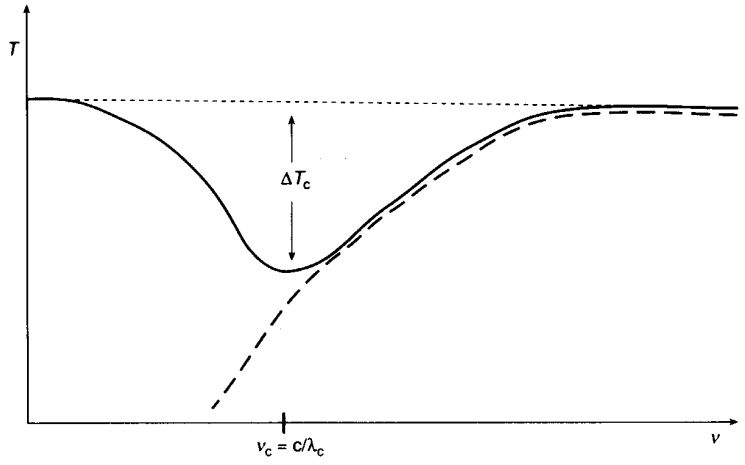

Fig. 2.1: Distorções no espectro da RCF produzidas em $z_{th} > z > z_C$.
Um espectro de Bose-Einstein, caracterizado por $\mu > 0$ (linha pontilhada longa). As reações de bremsstrahlung restauram o espectro Planckiano no regime de baixas freqüências (linha cheia). Extraído de Partridge (1995).

Distorções introduzidas em $z < z_C$ não resultarão num espectro térmico ou de Bose-Einstein. Ao invés disso, o espectro final da RCF dependerá do mecanismo produzindo as deformações no mesmo.

Por exemplo, distorções produzidas por efeito Compton inverso por elétrons quentes produz um espectro *Comptonizado*

$$\frac{\Delta T}{T} = -2(1 - \frac{x^2}{4})y \ , \tag{2.10}$$

na região Rayleigh-Jeans do espectro (em segunda ordem em x); y é o chamado *parâmetro de Comptonização*, definido por

$$y \equiv \int \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_{\mathrm{T}} dl \ , \tag{2.11}$$

onde a integral é avaliada ao longo da linha de visada.

Distorções geradas por emissão livre-livre produzirão uma deformação

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{Y_{ff}}{x^2} \ , \tag{2.12}$$

onde o parâmetro Y_{ff} é dado por

$$Y_{ff} = \int_0^z \frac{8\pi e^6 h^2 n_e^2 g}{3 m_e c (kT)^3 \sqrt{6\pi m_e k T_e}} dl \ , \tag{2.13}$$

onde g é o fator de Gaunt.

2.1.3 Observações do espectro da RCF

As observações do espectro da RCF confirmam a previsão do modelo do Big Bang de um espectro fortemente termalizado, como mostra a figura 2.2 .

Vale a pena notar que não é possível medir a intensidade da RCF em todos os comprimentos de onda devido à presença de *foregrounds* da nossa Galáxia que dominam a emissão em certas regiões do espectro. A RCF só se sobressai a esses *foregrounds* no intervalo ~ 30 – 150 GHz, como mostra a figura 2.3 . Em baixas freqüências temos a emissão de radiação síncrotron e de bremsstrahlung, ao passo que em altas freqüências temos emissão por poeira aquecida pela radiação estelar da Galáxia. Linhas largas de emissão produzidas por captura de elétrons durante a recombinação são previstas na região de Wien do espectro, que entretanto não podem ser detectadas devido à presença desses *foregrounds*.

Das medidas recentes do espectro da RCF podemos destacar os resultados obtidos pelo instrumento FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer), a bordo do satélite COBE. Este experimento determinou a natureza térmica do espectro da RCF com um grau espantoso de precisão (figura 2.4), obtendo para a sua temperatura $T_0 = 2.725 \pm 0.001\,\mathrm{K}$ (Mather et al., 1999; Smoot & Scott, 2000).

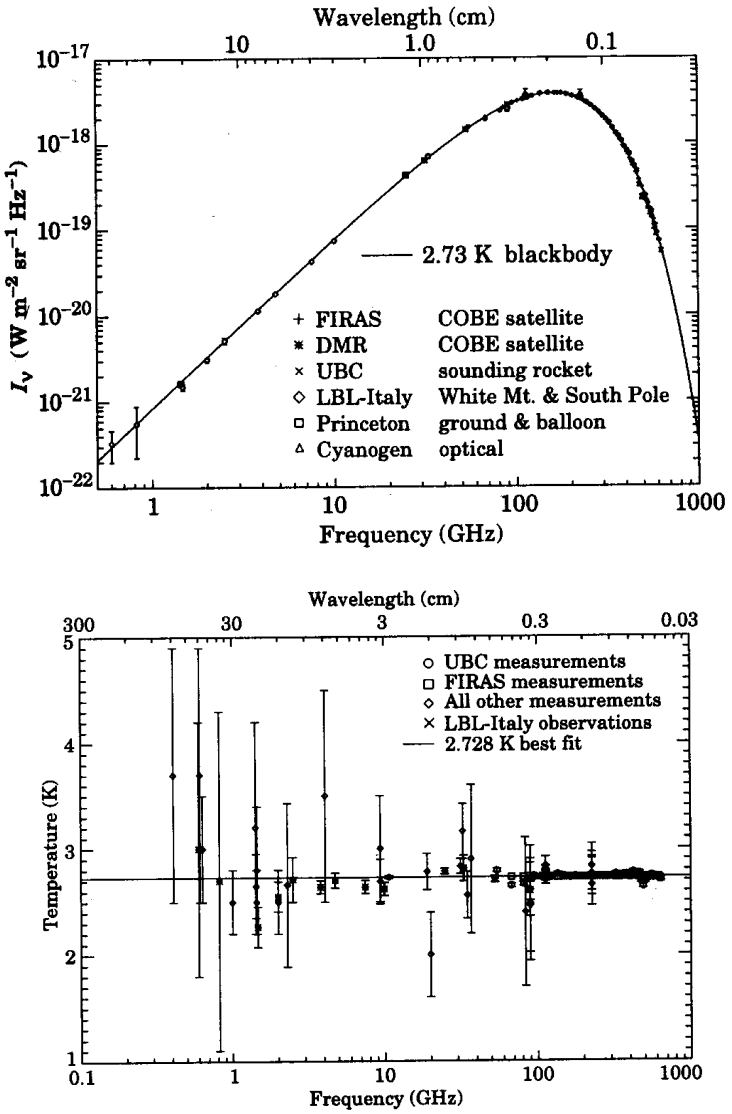

Fig. 2.2: O espectro térmico da RCF.
Todas as medidas são consistentes com um espectro térmico caracterizado por $T_0 = 2.725\,\mathrm{K}$. Extraído de Smoot & Scott (2000).

Nenhum desvio de um espectro térmico foi observado, restringindo severamente os parâmetros característicos considerados na seção 2.1.2:

$$\begin{aligned} |\mu| &< 9\ 10^{-5} \\ |y| &< 1.2\ 10^{-5} \quad , \\ |Y_{ff}| &< 1.9\ 10^{-5} \end{aligned} \tag{2.14}$$

no nível de confiança 95%. Esses limites implicam em $\Delta E / E < 2\ 10^{-4}$ nos possíveis processos que liberem energia no campo de radiação em $z_{th} > z > z_{rec}$.

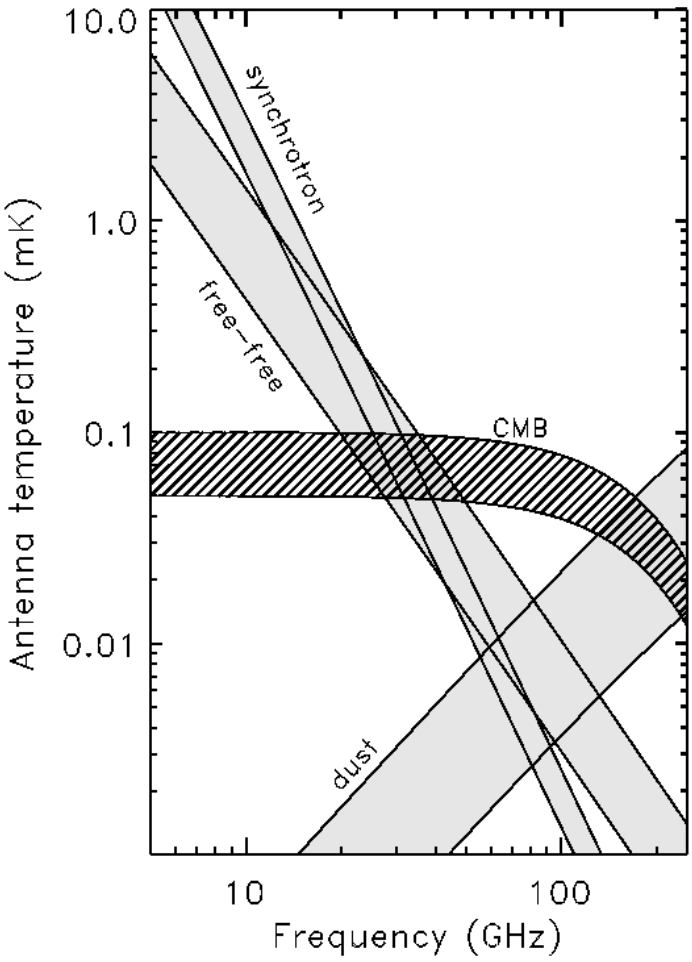

Fig. 2.3: A emissão da RCF comparada com a de *foregrounds* presentes na Galáxia.
A RCF só pode ser observada no intervalo ~ 30 – 150 GHz. Em baixas freqüências temos a emissão de radiação síncrotron e de bremsstrahlung, ao passo que em altas freqüências temos emissão por poeira aquecida pela radiação estelar da Galáxia. Extraído do website do MAP: http://map.gsfc.nasa.gov .

De fato, as medidas do espectro da RCF mostraram que ela é o corpo negro mais perfeito que se conhece! A aparente dificuldade em se produzir um espectro térmico como vimos na seção 2.1.1 indica que o Universo realmente passou por um estágio onde ele era aproximadamente 2 10^6 vezes mais quente e 10^{19} vezes mais denso.

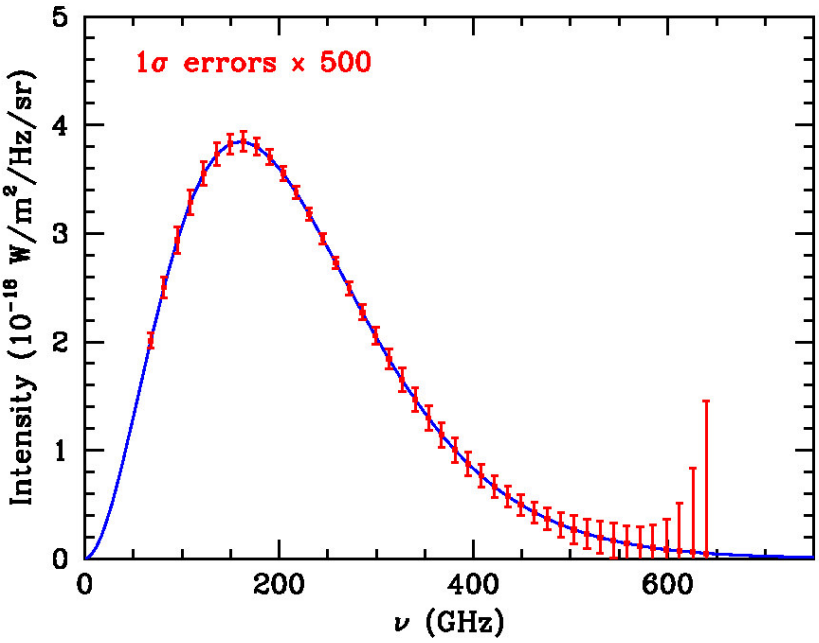

Fig. 2.4: O espectro da RCF obtida pelo FIRAS.
O experimento FIRAS a bordo do satélite COBE revelou a natureza térmica do espectro da RCF com um grau espantoso de precisão. O tamanho da barra de erros na verdade é menor do que a espessura da curva téorica. A temperatura determinada é $T_0 = 2.725 \pm 0.001\,\mathrm{K}$. Extraído do website de M. White: http://cfa-www.harvard.edu/~mwhite.

2.2 O efeito Sunyaev-Zeldovich

Referência para esta seção: Rephaeli (1995).

Até aqui assumimos que os fótons da RCF se propagaram livremente desde que sofreram o último espalhamento durante a época da recombinação.

Ao observarmos a RCF na direção de aglomerados de galáxias no céu notamos que a sua temperatura é ligeiramente mais fria do que o valor normalmente obtido. Isso é explicado como sendo produzido por efeito Compton inverso devido a elétrons quentes presentes no gás intra-aglomerado. Como os elétrons são mais energéticos do que os fótons da RCF, estes ganharão energia durante o processo, sendo deslocados da região de Rayleigh-Jeans (RJ) do espectro para a região de Wien. O espectro resultante terá então um déficit de fótons de baixa energia, fazendo com que as medidas de temperatura, normalmente tomadas na região de RJ, resultem num valor menor. Esse processo de *Comptonização* do espectro da RCF é conhecido como *efeito Sunyaev-Zeldovich* (SZ), o qual passamos a analizar em maiores detalhes nesta seção.

2.2.1 Teoria e observações

O problema em se determinar as distorções produzidas num campo de radiação isotrópico causadas por um gás de elétrons com uma distribuição Maxwelliana de velocidades pode ser resolvido por intermédio da equação de Kompaneets, que descreve a taxa de mudança no número de ocupação dos fótons η :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{kT}{m_e c} \frac{\sigma_{\mathrm{T}} n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{T_e}{T} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \eta + \eta^2 \right) \right] . \tag{2.15}$$

O primeiro termo dentro do parênteses é muito maior do que os outros dois, pois em geral $T_e >> T$. Ignorando os últimos termos simplifica enormemente a equação:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c} \frac{\sigma_{\mathrm{T}} n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^4 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) . \tag{2.16}$$

Supondo que a radiação incidente é apenas fracamente espalhada, podemos obter uma solução aproximada para esta equação substituindo no lado direito a expressão para o número de ocupação de fótons de um campo de radiação puramente Planckiano:

$$\eta_P = \frac{1}{\mathrm{e}^x - 1} . \tag{2.17}$$

Integrando ao longo da linha de visada através do aglomerado, obtemos para a mudança de intensidade espectral $I = I_0 x^3 \eta$:

$$\Delta I_{\mathrm{term}} = I_0 y g(x) , \tag{2.18}$$

onde $I_0 = 2(kT_0)^3 / (hc)^2$, e y é o parâmetro de Comptonização definido na equação 2.11 .

A forma espectral desse efeito SZ térmico está expressa na função

$$g(x) = \frac{x^4 \mathrm{e}^x}{(\mathrm{e}^x - 1)^2} \left[\frac{x(\mathrm{e}^x + 1)}{\mathrm{e}^x - 1} - 4 \right] . \tag{2.19}$$

Essa função aparece plotada na figura 2.5 . Podemos notar o deslocamento de fótons da região de baixas para altas energias, a freqüência de transição sendo igual a $x_0 = 3.83$, ou $\nu_0 = 217\,\text{GHz}$ para $T_0 = 2.725\,\text{K}$.

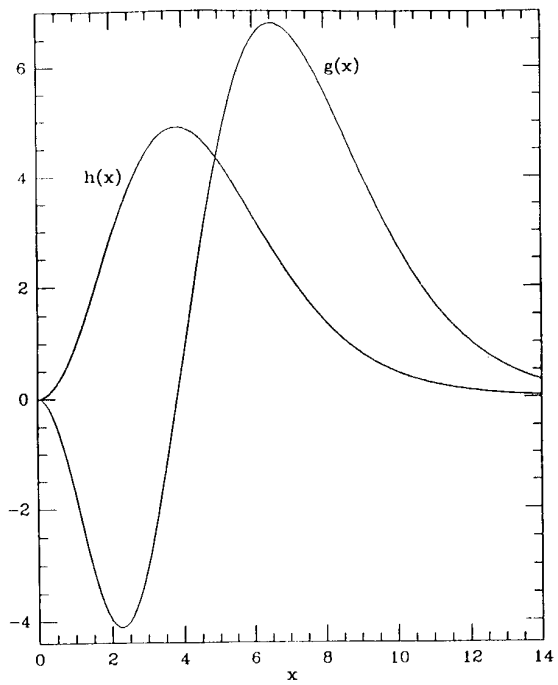

Fig. 2.5: Dependência espectral do efeito SZ térmico, $g(x)$, e cinemático, $h(x)$.
Extraído de Rephaeli (1995).

A mudança na temperatura da radiação será então,

$$\Delta T_{\text{term}} = \left[\frac{x(\mathrm{e}^x + 1)}{\mathrm{e}^x - 1} - 4 \right] T_0 y \ . \tag{2.20}$$

Na região de RJ do espectro ($x << 1$)

$$\frac{\Delta T_{\text{term}}}{T_0} \cong -2y \ . \tag{2.21}$$

As distorções espectrais até aqui analizadas são causadas pelo movimento aleatório dos elétrons, cuja distribuição é assumida como isotrópica. Entretanto, o aglomerado como um todo está se movendo em relação ao referencial da RCF, produzindo um desvio Doppler adicional. Esse efeito é denominado efeito SZ *cinemático*.

Assumindo que os dois efeitos são separáveis (razoável, uma vez que ambos são muito pequenos), a expressão para a mudança da intensidade espectral devido ao efeito SZ cinemático é:

$$\Delta I_{\text{cin}} = -I_0 h(x) \frac{V_r}{c} \tau \ , \tag{2.22}$$

onde

$$h(x) = \frac{x^4 \mathrm{e}^x}{(\mathrm{e}^x - 1)^2} \ , \tag{2.23}$$

V_r é a velocidade do aglomerado ao longo da linha de visada, positiva (negativa) para um aglomerado se afastando (se aproximando), e

$$\tau = \sigma_T \int n_e dl \tag{2.24}$$

é a profundidade óptica por espalhamento Compton. A função $h(x)$ aparece na figura 2.5 . Em oposição à mudança de temperatura devida ao movimento térmico, a mudança cinemática de temperatura é independente da freqüência:

$$\frac{\Delta T_{\text{cin}}}{T_0} = -\frac{V_r}{c} \tau \ . \tag{2.25}$$

A dependência com a velocidade da razão $\Delta T_{\text{cin}} / \Delta T_{\text{term}}$ é $(V_r / c)/(v_e / c)^2$ (onde v_e é a velocidade média térmica dos elétrons no gás), ao passo que a dependência espectral é dada por $h(x) / g(x)$. Como as velocidades peculiares de aglomerados de galáxias provavelmente estão muito abaixo de 1000 km s^{-1}, a razão contendo a dependência com a velocidade será muito pequena, muito embora o efeito térmico seja em segunda ordem em v_e / c . Portanto, se desejamos medir o efeito cinemático para extrair a velocidade peculiar de aglomerados de galáxias, devemos fazê-lo numa freqüência próxima a x_0 , onde $\Delta T_{\text{term}} = 0$. Felizmente, por uma coincidência fortuita a função $h(x)$ têm um máximo centrado em x_0 , como podemos notar na figura 2.5 .

O tratamento dado aqui ao efeito SZ térmico baseado na equação de Kompaneets foi puramente clássico. Entretanto, como a temperatura do gás de elétrons em aglomerados é

extremamente elevada, a distribuição de temperatura não será uma Maxwelliana e as correções relativísticas serão importantes.

A figura 2.6 mostra um cálculo teórico inteiramente relativístico do efeito SZ. Notamos que as maiores discrepâncias em relação ao cálculo clássico ocorrem na região de Wien do espectro; os resultados relativísticos são mais discrepantes ainda a altas temperaturas.

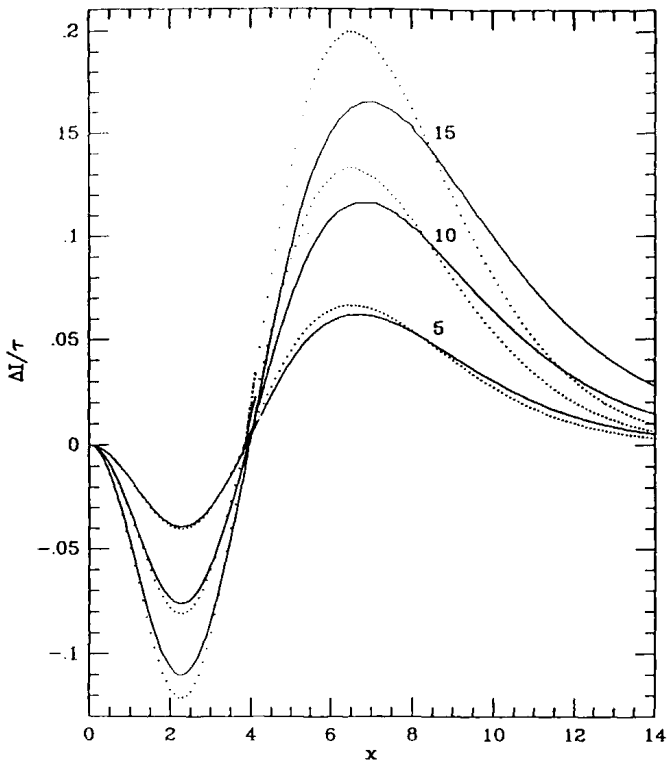

Fig. 2.6: Cálculos relativísticos do efeito SZ térmico.
As retas sólidas mostram $\Delta I / \tau$ (em unidades de $(hc)^2/[2(kT_0)^3]$) para $kT_e = 5, 10 \text{ e } 15 \text{ keV}$. As linhas pontilhadas junto a cada linha sólida indicam o valor obtido pelo cálculo não-relativístico, a função *g(x)*. Extraído de Rephaeli (1995).

Um resultado adicional que advém do cálculo relativístico é o deslocamento da freqüência de transição para valores mais altos com o aumento de T_e. Desvios do valor clássico $x_0 = 3.83$ a temperaturas não muito altas são simplesmente lineares em $kT_e / m_e c^2$, sendo que uma aproximação precisa em 0,2% no intervalo $kT_e = 1 - 50 \text{ keV}$ é:

$$x_0 \cong 3.83\,(1 + kT_e / m_e c^2) \ . \tag{2.26}$$

O efeito SZ já foi detectado de maneira significativa em cerca de dez aglomerados, como mostra a tabela 2.1 .

Aglomerado	ν [GHz]	ΔT [mK]
A401	19.5	-0.64 ± 0.18
A478	32	-0.379 ± 0.029
A665	20.3	-0.434 ± 0.052
A773	32	-0.79 ± 0.16
A773	28.7	-0.617 ± 0.042
A1656	15	-0.495 ± 0.087
A2142	32	-0.414 ± 0.026
A2163	144	-1.05 ± 0.16
A2218	20.3	-0.60 ± 0.20
A2218	20.3	-0.445 ± 0.033
A2218	15	-1.1 ± 0.2
A2256	32	-0.240 ± 0.027
0016+16	20.3	-1.584 ± 0.256
0016+16	19.5	-0.48 ± 0.12
0016+16	28.7	-0.772 ± 0.047

Tabela 2.1: Detecções significativas do efeito SZ.
Observações compreendidas entre 1984-1995. Extraído de Rephaeli (1995).

Todas as medidas foram tomadas na região RJ do espectro. Num futuro próximo a medição do efeito SZ em várias freqüências nos dois lados do pico no espectro da RCF permitirá uma melhor caracterização do efeito.

2.2.2 Determinação da constante de Hubble

A combinação do efeito SZ térmico com medidas de emissão em raios-X nos aglomerados de galáxias permite determinar a constante de Hubble, H_0. O procedimento é baseado no seguinte método:

O brilho superficial observado em raios-X do gás intra-aglomerado é dado por:

$$b_{\mathrm{X}} = \frac{\Lambda_0 n_0^2 d_{\mathrm{A}}}{4\pi(1+z)^3} \int w_n^2 w_\Lambda d\theta \ . \tag{2.27}$$

Nesta integral a densidade eletrônica está expressa como $n_e = n_0 w_n$, o coeficiente de emissividade bremsstrahlung (que depende da temperatura) como $\Lambda = \Lambda_0 w_\Lambda$; w_n e w_Λ são perfis funções das coordenadas espaciais. A integral é ao longo da linha de visada l atravessando o aglomerado, expressa em termos da variável angular adimensional $\theta = l / d_{\mathrm{A}}$, onde d_{A} é a distância angular.

Assumindo que o aglomerado é esfericamente simétrico, teremos que a mudança da intensidade espectral da RCF devido ao efeito SZ térmico será:

$$\Delta I_{\mathrm{term}} = I_0 g(x) \frac{kT_{e0}}{m_e c^2} \sigma_{\mathrm{T}} n_0 d_{\mathrm{A}} \int w_n w_T d\theta \, , \tag{2.28}$$

onde $T_e = T_{e0} w_T$. Embora tenhamos usado a expressão não-relativística para o efeito SZ, a expressão relativística correta deve ser utilizada durante a aplicação do método. A correção relativística pode ser implementada como um fator de correção, que dependerá da freqüência da medida e da temperatura.

Uma expressão para d_{A} pode ser obtida substituindo o valor de n_0 da última equação na expressão para b_{X}:

$$d_{\mathrm{A}} = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \left(\frac{\Lambda_0}{\sigma_{\mathrm{T}}^2 b_{\mathrm{X}}} \right) \left(\frac{\Delta I_{\mathrm{term}}}{I_0 g(x)} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{kT_{e0}} \right)^2 \left(\frac{Q_{\mathrm{X}}}{Q_{\mathrm{m}}^2} \right) , \tag{2.29}$$

onde as integrais dos perfis são

$$\begin{aligned} Q_{\mathrm{X}} &= \int w_n^2 w_\Lambda d\theta \\ Q_{\mathrm{m}} &= \int w_n w_T d\theta \end{aligned} \ . \tag{2.30}$$

A equação 2.29 relaciona a distância angular com quantidades que podem, em princípio, ser determinadas observacionalmente. Por outro lado, a expressão teórica para d_{A} é:

$$d_{\mathrm{A}} = \frac{c\{zq_0 + (q_0 - 1)[(1+2zq_0)^{1/2} - 1]\}}{H_0 q_0 (1+z)^2} \quad . \tag{2.31}$$

Assim, H_0 pode ser obtido comparando-se as duas expressões para d_{A}. A dependência em q_0 pode ser ignorada no limite $z << 0.2$, quando $d_{\mathrm{A}} \cong cz / H_0$. A incerteza no valor de q_0 introduz um erro de até ~ 12% para $z \leq 0.2$.

A princípio o método serviria também para determinar o valor de q_0, se tomamos medidas a altos redshifts. Porém, esta é uma tarefa extremamente difícil. Por exemplo, mesmo se medíssemos a distância angular de um aglomerado em $z \approx 1$ com 25% de precisão (o que é impraticável atualmente) poderíamos apenas distinguir entre um Universo extremamente aberto ou fechado no nível de confiaça 2σ.

A aplicação do método requer algumas suposições acerca do gás intra-aglomerado. A distribuição do gás é assumida como uniformemente e esfericamente simétrica, com um perfil de densidade geralmente tomado como $w_n = (1 + r^2 / r_{\mathrm{C}}^2)^{-3\beta_n/2}$. É ainda assumido que o gás é ou isotérmico ou politrópico, no último caso necessitando ainda mais um parâmetro: o índice politrópico. Todas estas suposições introduzem incertezas inerentes ao método.

Na tabela 2.2 mostramos os valores obtidos para H_0 pela aplicação do método em alguns aglomerados.

Aglomerado	kT_e [keV]	β_n	θ_C	H_0 [km s^{-1} Mpc^{-1}]
A478	6.56 ± 0.09	0.67 ± 0.03	1.93’ ± 0.30’	32^{+19}_{-15}
A665	8.18 ± 0.53	0.66	1.6’	40 ± 9
A1656	9.10 ± 0.40	0.75 ± 0.03	10.5’ ± 0.60’	74^{+29}_{-24}
A2142	8.68 ± 0.12	1	3.69’ ± 0.14’	57^{+61}_{-39}
A2163	14.6 ± 0.55	0.62 ± 0.01	1.20’ ± 0.05’	82^{+35}_{-22}
A2218	6.70 ± 0.45	0.65	1’	24 ± 11
A2218	6.70 ± 0.45	0.65	1’	65 ± 25
A2218	6.70 ± 0.45	0.64	1’	38^{+18}_{-16}
A2256	7.51 ± 0.11	0.795 ± 0.020	5.33’ ± 0.20’	76^{+22}_{-19}

Tabela 2.2: A constante de Hubble das medidas de raios-X e do efeito SZ.
Extraído de Rephaeli (1995).

Os erros em H_0 citados na tabela correspondem a erros estatísticos das medidas. Muito mais difícil de estimar são os erros inerentes ao método, dos quais podemos destacar:

- *O estado térmico do gás.* O efeito SZ depende menos fortemente da densidade do gás ($\Delta I_{\text{term}} \propto n_e$) do que o brilho superficial em raios-X ($b_{\text{X}} \propto n_e^2$). Consequentemente, uma contribuição significativa ao efeito SZ virá de regiões externas do aglomerado, onde pode haver gás de baixa densidade que não contribui significativamente à emissão em raios-X. Isso pode dizer que o brilho superficial em raios-X medido pode ser desproporcionalmente baixo comparado ao efeito SZ observado, fazendo com que o valor de H_0 seja substimado. Acredita-se que esse efeito acarrete um erro por um fator não maior do que 2. Outro fator adicional de incerteza no valor de H_0 provém da indeterminação do estado térmico do gás, o qual é usualmente tomado como isotérmico. Adotando um modelo politrópico obtem-se diferenças no valor de H_0 por um fator de até 1.5 .

- *Distribuição esférica do gás.* A estrutura do gás pode diferir ao longo da linha de visada comparativamente ao longo de outras direções no aglomerado. De fato, as isofotas em raios-X freqüentemente não são esféricas, chegando a atingir elipticidades até E5. Se a distribuição do gás tem uma estrutura prolata (alongada ao longo da linha de visada), a suposição de um perfil espacial esférico pode subestimar H_0 por um fator da ordem de 2. Similarmente, H_0 pode ser superestimado por um fator idêntico se a distribuição for oblata. Esse efeito pode ser reduzido tomando-se uma amostra grande de aglomerados.

- *Inomogeneidades do gás em pequena escala.* É assumido que o gás intra-aglomerado se encontra uniformemente distribuído por todo o aglomerado, com um gradiente de densidade apenas em larga escala. Porém, o gás pode ser inomogêneo em pequena escala. Se isso ocorrer, então a diferença na dependência com a densidade entre o efeito SZ e o brilho superficial em raios-X fará com que o valor de d_{A} seja linearmente proporcional ao fator de inomogeinização, $C \equiv \langle n_e^2 \rangle / \langle n_e \rangle^2$, ou seja, $H_0 \propto 1/C$. Como $C \geq 1$, o valor de H_0 será em geral superestimado se assumirmos $C = 1$.

- *A velocidade peculiar do aglomerado.* Como a velocidade peculiar do aglomerado não é determinada, o efeito SZ observado pode incluir uma contribuição do efeito SZ cinemático. Uma estimativa conservadora para a incerteza em H_0 (quando o efeito SZ é tomado na região de RJ do espectro) é cerca de 20%, para um aglomerado se movendo a 1000 km s^{-1} e cuja temperatura é 5 keV. A contribuição do efeito SZ cinemático pode ser avaliada através de uma medida separada em v_0. Se a velocidade peculiar do aglomerado não pode ser determinada (ou restringida a valores muito baixos), então mesmo assim esse efeito pode ser reduzido: como a velocidade peculiar do aglomerado pode ser em qualquer direção, esse efeito será apagado tomando-se uma amostra grande de aglomerados. Esses aglomerados devem abranger uma região grande no céu, para minimizar uma possível correlação no campo de velocidades.

- *Correções relativísticas no efeito SZ.* Todos os valores de H_0 derivados na tabela 2.2 (com exceção do valor correspondente ao aglomerado A2163) foram obtidos através da expressão não relativística para o efeito SZ. Correções relativísticas alteram o valor de ΔI_{term} em cerca de 2-3% mesmo na região RJ do espectro, o que introduz uma incerteza de 4-9% em H_0.

Em face das incertezas discutidas inerentes ao método, devemos ser cautelosos ao derivar o valor de H_0 baseado em uma única medida. Um significado maior deve ser atribuído a uma média obtida sobre uma amostra grande de aglomerados. A média sobre os valores da tabela 2.2 resulta em $H_0 \cong 58 \pm 6\,\text{km}\,\text{s}^{-1}$.

3. A Isotropia

Referências para este capítulo: Bennett, Turner & White (1997)
Hu, Sugiyama & Silk (1997)
Scott, Silk & White (1995)
White, Scott & Silk (1994)

3.1 Perfeição e suas implicações

Desde a sua descoberta, percebeu-se que a RCF era extremamente isotrópica. Penzias e Wilson (1965) puderam inferir que a sua temperatura era a mesma em todas as direções do céu dentro da margem de incerteza de 10% do experimento.

Essa isotropia da RCF se revela, entretanto, extremamente desconcertante:

Durante a época da recombinação o Universo possuía um horizonte relativamente pequeno, o que corresponderia atualmente a uma escala de cerca de 200 Mpc. Essa distância projetada no céu subentende um arco de apenas um grau. Desse modo, regiões em contato causal durante a época da recombinação só poderiam criar condições de equilíbrio na RCF dentro de uma pequena região no céu. Como explicar então que a RCF possui a mesma temperatura mesmo em regiões separadas por 180º no céu?

Esse é o chamado *problema do horizonte*, e a tentativa de solucioná-lo resultou no modelo de inflação. Segundo esse modelo, uma fração de segundo após o Big Bang, o Universo passou por uma fase extremamente rápida de expansão, durante a qual o seu volume aumentou abruptamente por um fator da ordem de e^{60}. Assim, um pequeno volume em contato causal é expandido para escalas muito maiores do que o horizonte.

Existe ainda outro problema associado à isotropia da RCF. O Universo atual apresenta um grau enorme de complexidade, com estruturas que vão desde estrelas até superaglomerados de galáxias e além. Como isso tudo poderia ter surgido a partir de um Universo perfeitamente homogêneo? Supõe-se que a estrutura do Universo observada atualmente evolui por colapso gravitacional de pequenas imperfeições presentes originalmente. Onde estariam então as "sementes" que alimentaram a formação de estruturas no Universo?

Durante décadas procurou-se sem sucesso detectar pequenas anisotropias na RCF, com os limites observacionais baixando gradativamente da estimativa inicial de ~ 1% à medida que a

sensibilidade dos detectores aumentava. Não se sabia até que ponto se poderia continuar forçando as observações até que os *foregrounds* da Galáxia dominassem completamente e impossibilitassem qualquer tipo de medição. Alguns até chegavam a questionar o paradigma do modelo padrão em criar estruturas a partir de pequenas instabilidades gravitacionais!

Felizmente, em 1992 os teóricos foram salvos pelo satélite COBE, que ultrapassou as expectativas até mesmo dos mais otimistas. A anisotropia da RCF foi finalmente detectada como uma parte em 10^5. As figuras 3.1-3.4 mostram os mapas de temperatura obtidos pelo instrumento DMR (Differential Microwave Radiometer) a bordo do COBE baseados nos quatro anos de observação que durou a missão.

A maior parte da anisotropia observada provém de uma componente de dipolo da ordem de $\Delta T / T = 1.23\ 10^{-3}$, interpretada como resultante do efeito Doppler causado pelo movimento da Terra em relação ao referencial da RCF:

$$T(\theta) = T_0 \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta} = T_0\left(1+\beta\cos\theta+(\beta^2/2)\cos 2\theta + O(\beta^3)\right) \ . \tag{3.1}$$

A velocidade derivada para o sistema solar é $v = 371 \pm 0.5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ na direção $(\alpha,\delta) = (11.20^h \pm 0.01^h, -7.22^\circ \pm 0.08^\circ)$, ou $(l,b) = (264.31^\circ \pm 0.17^\circ, 48.05^\circ \pm 0.10^\circ)$ em coordenadas Galáticas.

3.2 Imperfeição e suas aplicações

A detecção de pequenas imperfeições na RCF foi um passo importante para explicar a formação de estruturas no Universo tal qual o conhecemos hoje. Nesta seção veremos como o estudo pormenorizado da anisotropia da RCF nos permite obter informações detalhadas acerca do Universo, tais como os parâmetros cosmológicos e a natureza dos seus constituintes fundamentais.

3.2.1 Determinando os parâmetros cosmológicos

O padrão das flutuações de temperatura da RCF depende sensivelmente no valor dos vários parâmetros livres do modelo padrão do Big Bang, tais como as densidades dos constituintes do Universo – em termos da densidade crítica necessária para frear a expansão $\Omega_\mathrm{i} \equiv \dfrac{\rho_\mathrm{i}}{\rho_\mathrm{crit}} = \dfrac{8\pi G\rho_\mathrm{i}}{3H_0^2}$ -

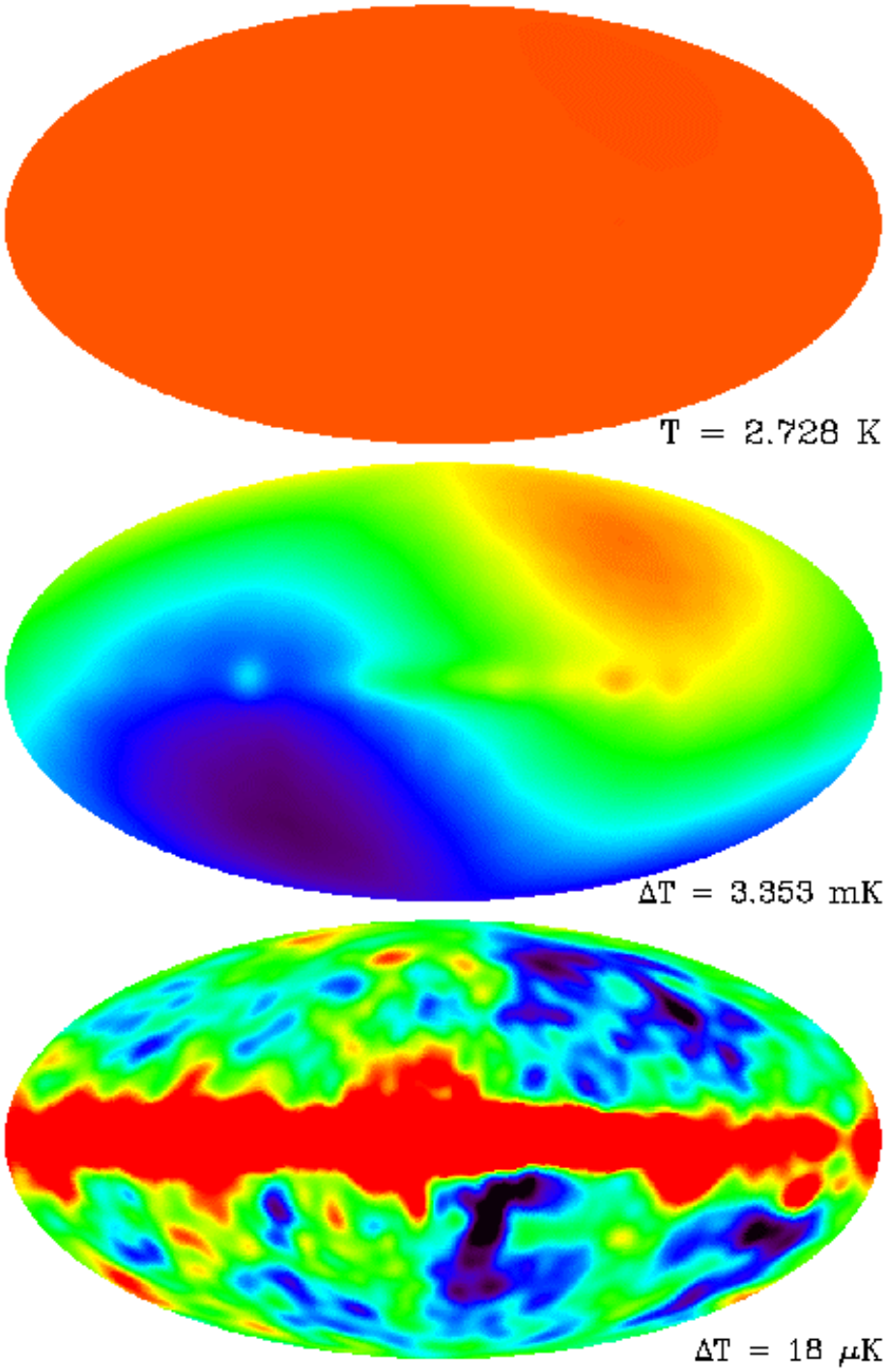

Fig. 3.1: Mapas do DMR COBE em 53 GHz: a componente de dipolo.
Mapas da anisotropia da RCF (em coordenadas Galáticas) obtido pelo DMR COBE ao longo dos quatro anos que durou a missão. A figura acima está numa escala de 0-4 K, mostrando a uniformidade da RCF. A figura do meio está numa escala de modo a destacar a componente de dipolo. A figura abaixo mostra as pequenas anisotropias que resultam após a extração da componente de dipolo, evidenciando a emissão Galática. Extraído do website do COBE: http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html .

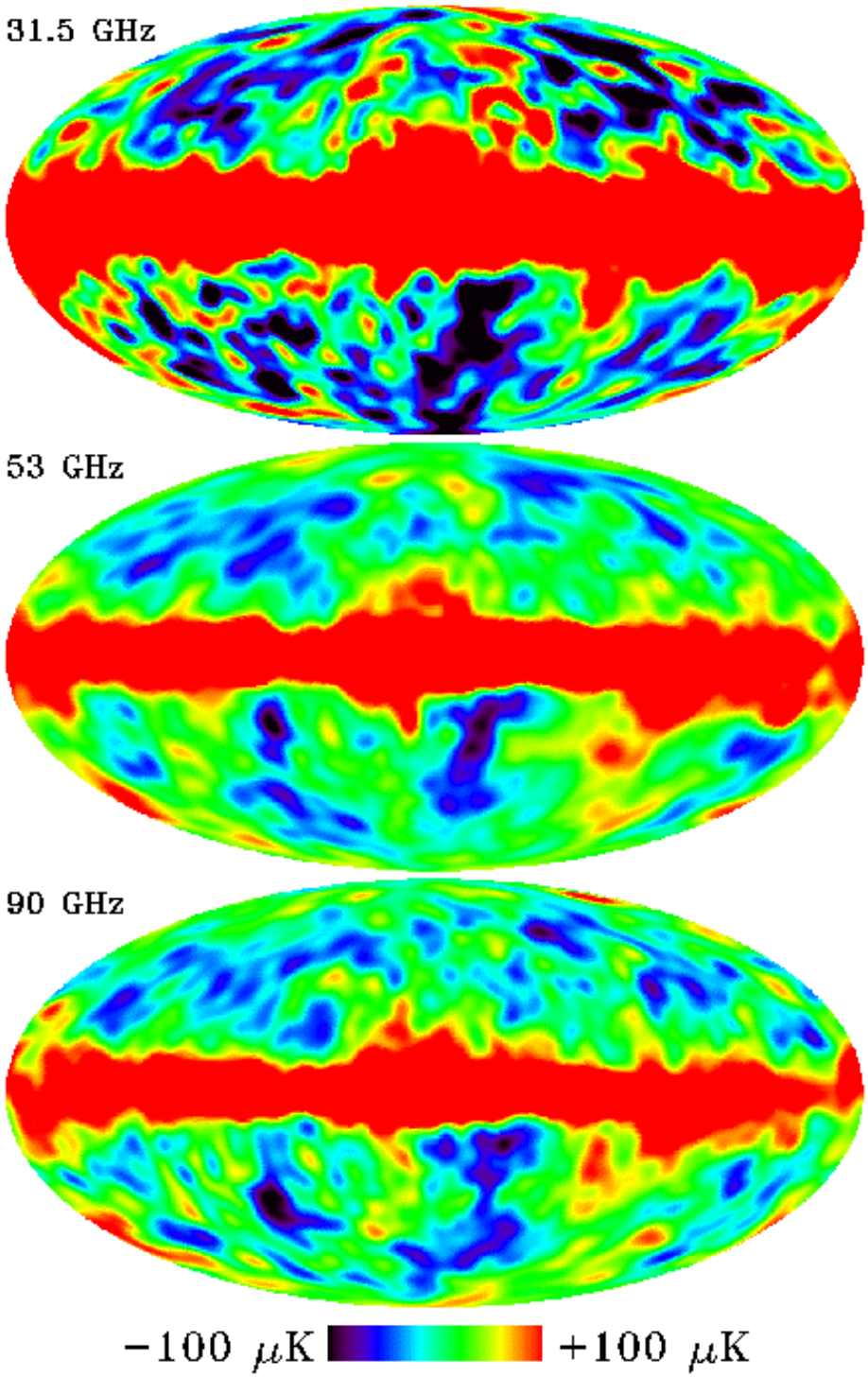

Fig. 3.2: Mapas do DMR COBE em várias freqüências.
Mesmo que a figura anterior, mostrando os mapas obtidos nas três freqüências analizadas pelo DMR COBE. Extraído do website do COBE:
http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html .

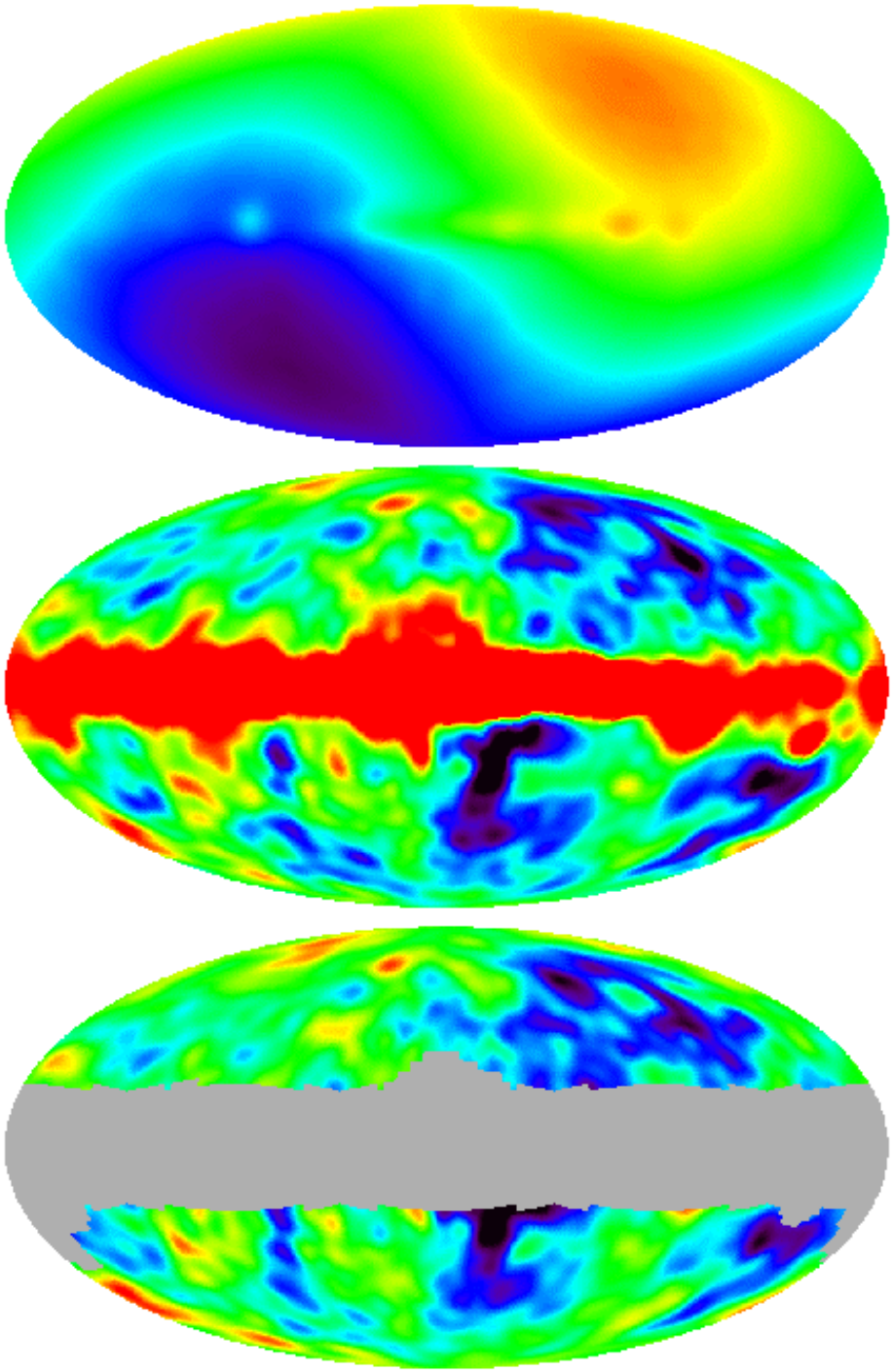

Fig. 3.3: Mapas do DMR COBE em 53 GHz: a emissão Galática.
O mapa da RCF em 53 GHz antes de se extrair a componente de dipolo (acima), após a subtração (meio) e após a subtração da emissão Galática (abaixo), excluindo da análise regiões demasiadamente próximas do plano Galático. Extraído do website do COBE: http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html .

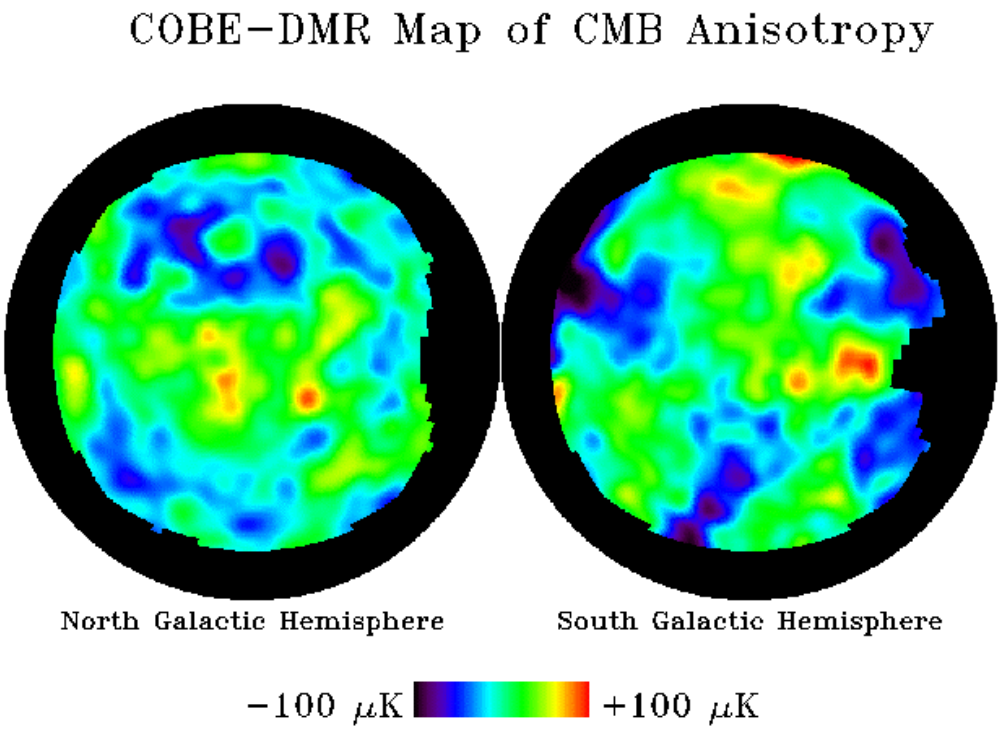

Fig. 3.4: Mapas do Universo primordial.
Imagem em falsa cor das anistropias da RCF baseada nos mapas do DMR COBE obtidos ao longo dos quatro anos que durou a missão. As manchas em azul (vermelho) correspondem a regiões ligeiramente super(sub)-densas no Universo primordial. Extraído do website do COBE: http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html .

Ω_b (matéria bariônica), Ω_M (densidade total de matéria, incluindo matéria escura) e Ω_Λ (densidade da chamada *energia escura*, devido à contribuição da constante cosmológica) e da constante de Hubble H_0. A figura 3.5 ilustra a diferença entre as anisotropias da RCF presentes em um Universo aberto ($\Omega = 0.1$) e fechado ($\Omega = 1$).

Ainda que os mapas das flutuações de temperatura da RCF sejam visualmente atraentes, é necessário traduzi-los numa base mais quantitativa a fim de se extrair previsões detalhadas dos mesmos.

É mais útil expressar a anisotropia da RCF na esfera celeste em termos de uma expansão em harmônicos esféricos:

$$\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T} = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi) \ . \tag{3.2}$$

Quanto maior o índice l de uma dada componente de multipolo dos esféricos harmônicos, menor será a separação característica no céu, de acordo com a relação aproximada $\theta = 180º / l$.

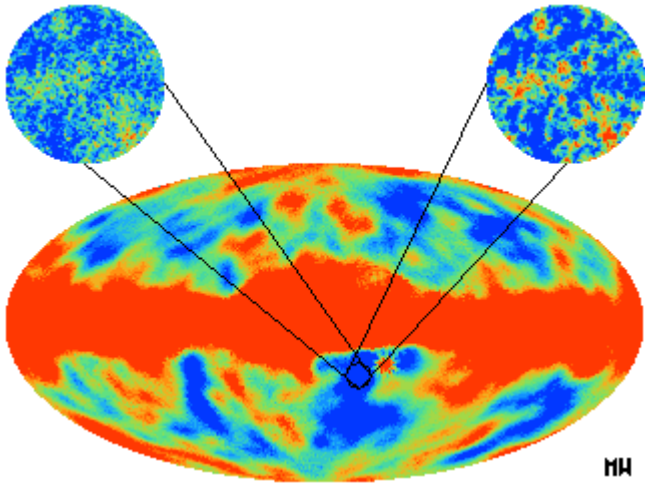

Fig. 3.5: Flutuações de temperatura na RCF e o parâmetro de densidade.
O mapa das flutuações de temperatura da RCF obtido pelo DMR COBE. O detalhe a esquerda simula um Universo aberto ($\Omega = 0.1$), o da direita um Universo plano ($\Omega = 1$) preferido pela teoria de inflação. Extraído de Bennett, Turner e White (1997).

Se as flutuações de temperatura forem descritas por uma estatística Gaussiana, como prevê a teoria de inflação, então o poder espectral angular $C_l \equiv \left\langle |a_{lm}|^2 \right\rangle$ contém toda a informação disponível. Pode-se mostrar que a variação de temperatura numa dada separação angular será dada por:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{l(l+1)C_l / 2\pi} \quad . \tag{3.3}$$

A figura 3.6 mostra a forma do poder espectral angular das flutuações de temperatura para alguns valores típicos dos parâmetros cosmológicos. Na seção seguinte procuraremos desenvolver alguma intuição física acerca da forma dessas curvas.

3.2.2 A física das anisotropias da RCF

As anisotropias da RCF são tão importantes para a cosmologia porque elas se originaram numa época muito mais simples da evolução do Universo. Anteriormente à época da recombinação, a temperatura e densidade do Universo eram tão grandes que os elétrons acoplavam fortemente os

bárions aos fótons por espalhamento Compton e interações eletromagnéticas. O Universo era constituído, portanto, de um fluido homogêneo de bárions, fótons e matéria escura.

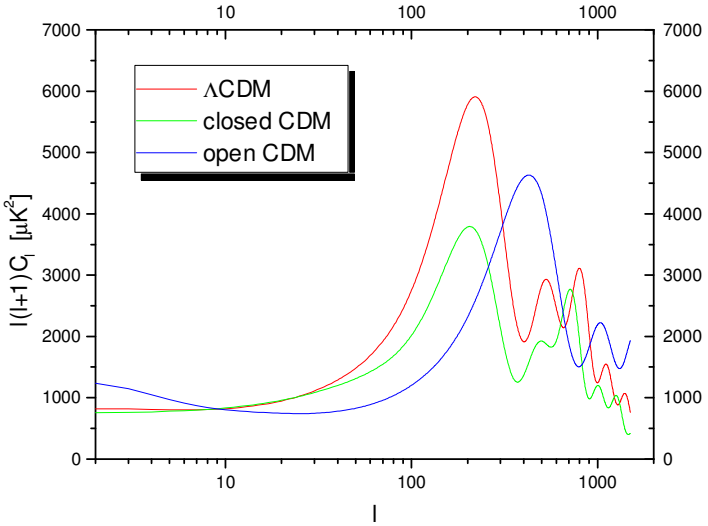

Fig. 3.6: O poder espectral angular da RCF para alguns modelos típicos.
Os parâmetros cosmológicos adotados são: $\Omega_M = 0.35$ e $\Omega_\Lambda = 0.6$ (ΛCDM), $\Omega_M = 0.95$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (closed CDM), $\Omega_M = 0.25$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (open CDM); $\Omega_b = 0.05$, $H_0 = 65$ km/s/Mpc , $n_s = 1$. Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

Os processos físicos envolvidos na formação de anisotropias da RCF são bem-conhecidos, previsíveis e empregam um número relativamente pequeno de ingredientes: gravidade, termodinâmica e dinâmica dos fluidos. O fato das anisotropias serem muito pequenas implica que elas foram formadas por simples processamento linear das flutuações primordiais através de interações gravitacionais e entre as partículas.

Supõe-se que essas flutuações primordiais tenham se originado durante a época da inflação, quando pequenas flutuações quânticas em escala atômica foram expandidas para dimensões cosmológicas. Alternativamente, uma transição de fase no Universo primordial pode ter deixado defeitos topológicos, análogos aos domínios de estrutura num material ferromagnético.

Em escalas maiores do que o horizonte na época da recombinação (l's pequenos) o poder espectral angular das anisotropias na temperatura da RCF é aproximadamente constante (vide figura 3.6). Flutuações de temperatura nessa escala ocorrem quando os fótons sofrem redshift gravitacional ao atravessarem regiões de potencial variável, devido a flutuações de densidade primordiais ou, em menor grau, devido à presença de ondas gravitacionais. Esse é o chamado *efeito Sachs-Wolfe*.

Em escalas menores do que o horizonte na época da recombinação, as flutuações primordiais de densidades são amplificadas pelo colapso gravitacional do fluido fóton-bárion na direção de poços de potenciais de regiões ligeramente super-densas. A temperatura dos fótons nessas regiões aumenta e a pressão da radiação tende a resistir à compressão, fazendo com que o fluido volte a se expandir e resfriar. Desse modo, são estabelecidas ondas sonoras, ou oscilações acústicas no fluido.

É conveniente representar as flutuações de temperatura $\Theta = \Delta T / T$ como uma superposição de modos normais, analogamente à decomposição de uma flutuação em ondas planas de número de onda comóvel k por uma transformada de Fourier no espaço plano. Pode-se então mostrar que cada modo normal de flutuação de temperatura evolui de modo independente aproximadamente de acordo com uma equação de oscilador harmônico:

$$m_{\text{eff}} \ddot{\Theta} + \frac{k^2 c^2}{3} \Theta \approx m_{\text{eff}}\, g \ , \tag{3.4}$$

onde $m_{\text{eff}} = 1 + R$ é a massa efetiva adimensional do oscilador, com $R = 3\rho_{\text{b}} / 4\rho_{\gamma}$ sendo a razão bárion-fóton de densidade de momento no fluido, e $g = -k^2 c^2 \Psi / 3 - \ddot{\Phi}$, onde Ψ é o potencial gravitacional Newtoniano e $\Phi \approx -\Psi$ é um termo devido à perturbação de curvatura.

A freqüência das oscilações obedece à relação de dispersão

$$\omega = \frac{kc}{\sqrt{3 m_{\text{eff}}}} = k c_{\text{s}} \ , \tag{3.5}$$

onde c_{s} é a velocidade do som. A fase da oscilação é dada por $\phi = \int \omega d\tau = ks$, onde o horizonte acústico $s = \int c_{\text{s}} d\tau$ é a distância máxima que o som pode viajar durante o tempo τ.

Na época da recombinação cada um dos modos normais das flutuações de temperatura se encontra numa fase diferente de oscilação. Os picos acústicos presentes no poder espectral angular da RCF correspondem aos modos de vibração que estão nos pontos máximos de suas fases de compressão ou rarefação.

Se os potenciais e a razão R forem constantes, então a solução da equação 3.4 será:

$$\Theta + \Psi = \frac{1}{3} \Psi (1 + 3R) \cos(ks) - R\Psi \ , \tag{3.6}$$

portanto os modos normais correspondentes aos picos acústicos no poder espectral angular da RCF são $k_m = m\pi / s_*$, onde s_* é o horizonte acústico na época da recombinação. Os picos ímpares (pares) correspondem as fases de máxima compressão (rarefação), e as diferenças de amplitude entre dois picos consecutivos é $2R\Psi$.

O diâmetro angular de uma flutuação caracterizada por um número de onda k projetada no céu dependerá da geometria do Universo, ou seja, de sua curvatura (relacionada com a densidade total Ω). Em um Universo fechado as geodésicas convergem (figura 3.7), de modo que uma distância característica terá um tamanho angular maior projetado no céu em comparação com o esperado num Universo plano. Analogamente, num Universo aberto a mesma distância terá um tamanho angular menor projetado no céu, devido à natureza divergente das geodésicas (figura 3.7). Assim, os picos acústicos são deslocados para l's menores (maiores) num Universo fechado (aberto), como mostra a figura 3.8 .

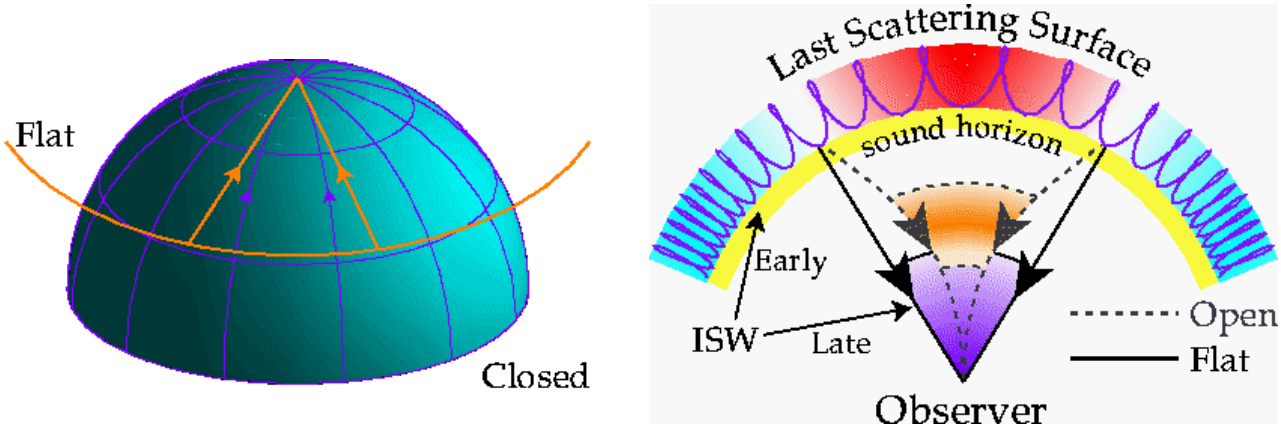

Fig. 3.7: A geometria do Universo.
Num Universo fechado (à esquerda) as geodésicas convergem, fazendo com que uma distância fixa projete um ângulo maior no céu em relação ao esperado num Universo plano. O efeito oposto se passa num Universo aberto (à direita).
Extraído do website de Wayne Hu: http://www.sns.ias.edu/~whu/physics/physics.html .

Esse efeito de projeção pode ser utilizado para determinar o valor da densidade total do Universo Ω. Em particular, esta se relaciona com a posição do primeiro pico acústico l_A de acordo com a relação

$$l_A \approx \frac{220}{\sqrt{\Omega}} \ . \tag{3.7}$$

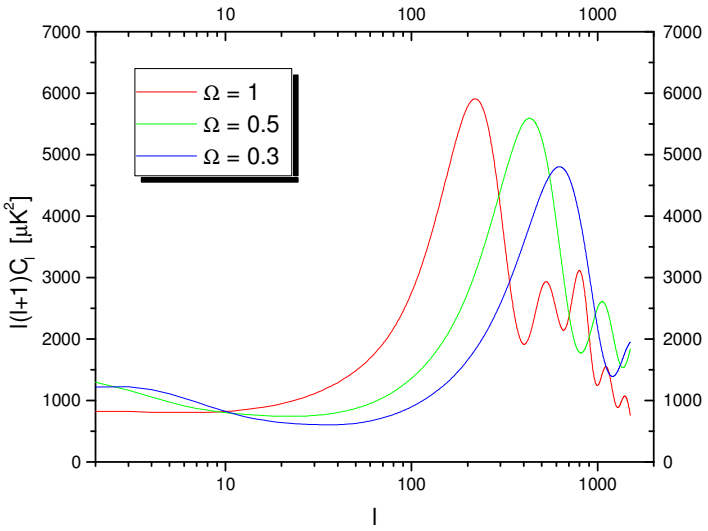

Fig. 3.8: Dependência do poder espectral angular com a curvatura do Universo.
Os parâmetros cosmológicos adotados são $(\Omega,\Omega_M,\Omega_\Lambda)$: (1,0.35,0.6), (0.5,0.17,0.28), (0.3,0.09,0.16); $\Omega_b = 0.05$, $H_0 = 65\,\text{km/s/Mpc}$, $n_s = 1$. Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

A amplitude relativa entre dois picos consecutivos de compressão/rarefação pode ser utilizada para determinar a densidade de bárions $\Omega_b h^2$. Os bárions produzem um efeito de arrasto, amplificando as fases de compressão e reduzindo as de rarefação. Teremos então que os picos de compressão serão amplificados em relação aos de rarefação para densidades de bárions maiores, como mostra a figura 3.9 . Caso não houvesse esse efeito de arrasto de bárions os picos acústicos não seriam visíveis, pois o aumento de temperatura da RCF numa região de compressão é compensado na medida exata pelo efeito Doppler dos fótons em relação ao observador.

O poder espectral angular da RCF também pode ser utilizado para obter informações acerca da forma das flutuações de densidade primordiais. De acordo com a teoria de inflação (uma de suas variantes) as flutuações primordiais obedecem a uma lei de potência

$$P_{\text{rad}}(k) \propto k^{n_s - 1} \ , \tag{3.8}$$

de modo que para o *índice espectral escalar* $n_s = 1$ teremos um espectro primordial invariante por escala (favorecido pela inflação). A figura 3.10 mostra a dependência do poder espectral angular com o valor de n_s .

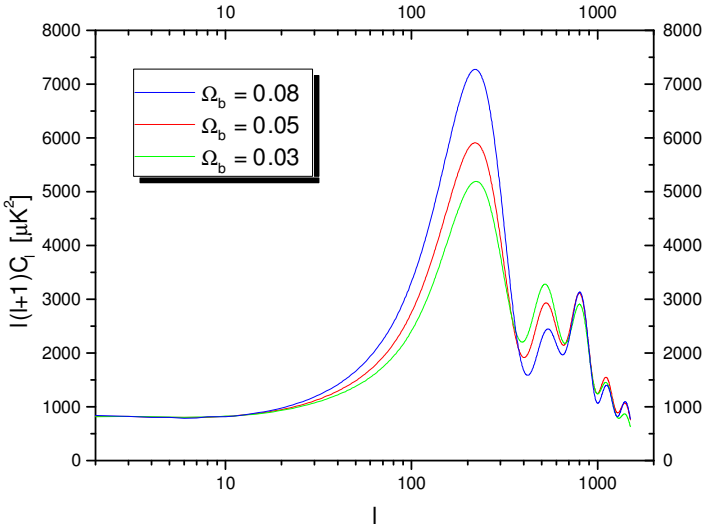

Fig. 3.9: Dependência do poder espectral angular com a densidade de bárions.
Parâmetros cosmológicos adotados: $\Omega_M = 0.35$, $\Omega_\Lambda = 0.6$, $H_0 = 65$ km/s/Mpc , $n_s = 1$.
Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

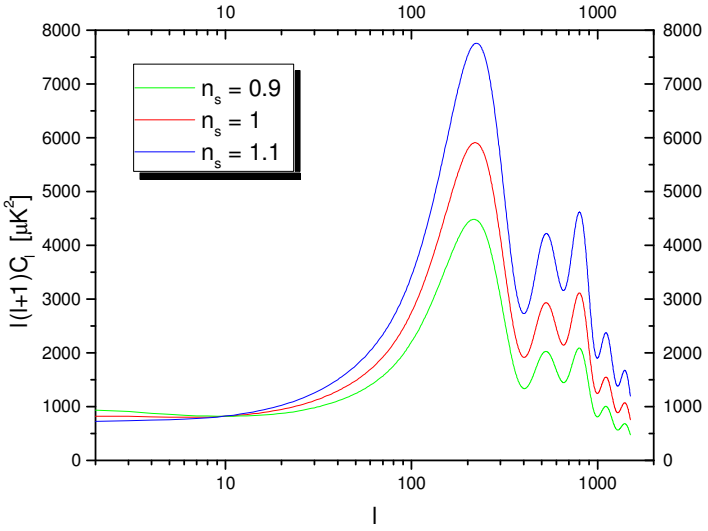

Fig. 3.10: Dependência do poder espectral angular com o índice espectral escalar.
Parâmetros cosmológicos adotados: $\Omega_b = 0.05$, $\Omega_M = 0.35$, $\Omega_\Lambda = 0.6$, $H_0 = 65$ km/s/Mpc .
As teorias de inflação tendem a favorecer um espectro primordial invariante por escala $n_s = 1$. Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

As teorias de inflação prevêem ainda uma contribuição ao poder espectral angular devido a ondas gravitacionais. Na figura 3.11 comparamos as formas do poder espectral angular devido às contribuições de perturbações de densidade (modo escalar) e ondas gravitacionais (modo tensorial). Ambas as curvas foram normalizadas com o espectro angular do COBE. A maioria das teorias de

inflação prevêem uma relação entre os respectivos índices espectrais $n_s = n_t + 1$, e a contribuição relativa de cada modo (expresso nas razões de momentos de quadrupolo) $C_2^t / C_2^s = 7(1 - n_s)$. Ambas as propriedades podem ser testadas através das observações.

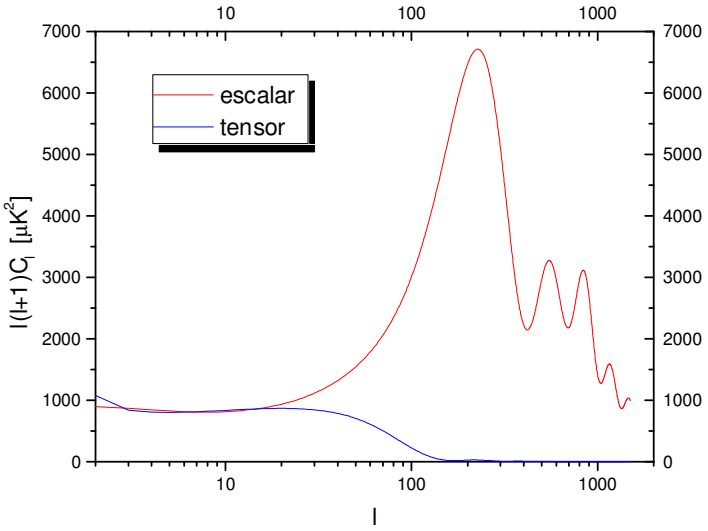

Fig. 3.11: Os modos escalar e tensorial do poder espectral angular.
Ambas as curvas foram normalizadas com o espectro angular do COBE.
Parâmetros cosmológicos adotados:
$\Omega_b = 0.05$, $\Omega_M = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 65$ km/s/Mpc , $n_s = 1$, $n_t = 0$.
Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

Até aqui assumimos que o poder espectral angular da RCF observado corresponde às flutuações de temperatura na época da recombinação. Entretanto, ao longo da história do Universo, os fótons da RCF podem ter sofrido novos espalhamentos e com isso alterando a forma das curvas analizadas. Sabe-se que posteriormente à época da recombinação, assim que se formaram as primeiras gerações de galáxias e quasares, o Universo foi novamente reionizado. A RCF então pode sofrer espalhamentos secundários pela matéria novamente ionizada, apagando parte da anisotropia. O efeito produzido no poder espectral angular depende de quando exatamente produziu-se essa reionização do Universo, como mostra a figura 3.12 .

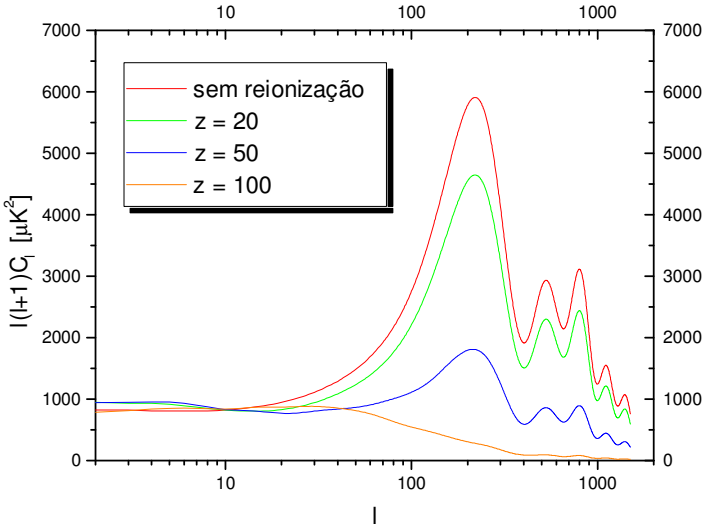

Fig. 3.12: Influência da reionização no poder espectral angular.
Assumimos a matéria completamente ionizada a partir do redshift considerado.
Parâmetros cosmológicos adotados:
$\Omega_b = 0.05$, $\Omega_M = 0.35$, $\Omega_\Lambda = 0.6$, $H_0 = 65$ km/s/Mpc , $n_s = 1$.
Resultados obtidos através do código CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996).

3.2.3 Estruturas em grande escala

As flutuações de temperatura na RCF são causadas por pequenas variações na densidade do Universo na época da recombinação, que mais tarde vieram a sofrer colapso gravitacional para dar origem às estruturas que observamos hoje.

O modo como as estruturas evoluem a partir destas "sementes" depende do modelo de Universo adotado, i.e., do valor dos parâmetros cosmólogicos e também da natureza de seus constituintes básicos, tais como a matéria escura.

A matéria não-bariônica escura pode ser classificada em dois tipos: "fria" (movendo-se lentamente) ou "quente" (movendo-se rapidamente, como neutrinos por exemplo). Se a maior parte da matéria escura é fria, então as estruturas no Universo se formam hierarquicamente – de galáxias para aglomerados de galáxias e superaglomerados. Se, por outro lado, ela é essencialemente quente, então os superaglomerados teriam se formado primeiro e posteriormente se fragmentado em aglomerados e galáxias. Existem atualmente boas evidências de que as galáxias se formaram primeiro (a maioria entre reshifts 2 a 3), o que favorece fortemente o cenário de matéria escura fria.

Podemos testar o paradigma de formação de estruturas no Universo confrontando as medidas das flutuações iniciais de temperatura da RCF com a estrutura observada atualmente em surveys de galáxias em grande escala. Com isso, pode-se obter informações acerca do modelo do

Universo e do tipo de matéria escura. A figura 3.13 mostra a comparação das observações da RCF e da estrutura da matéria em grande escala (figura 3.14) com a previsão de modelos teóricos.

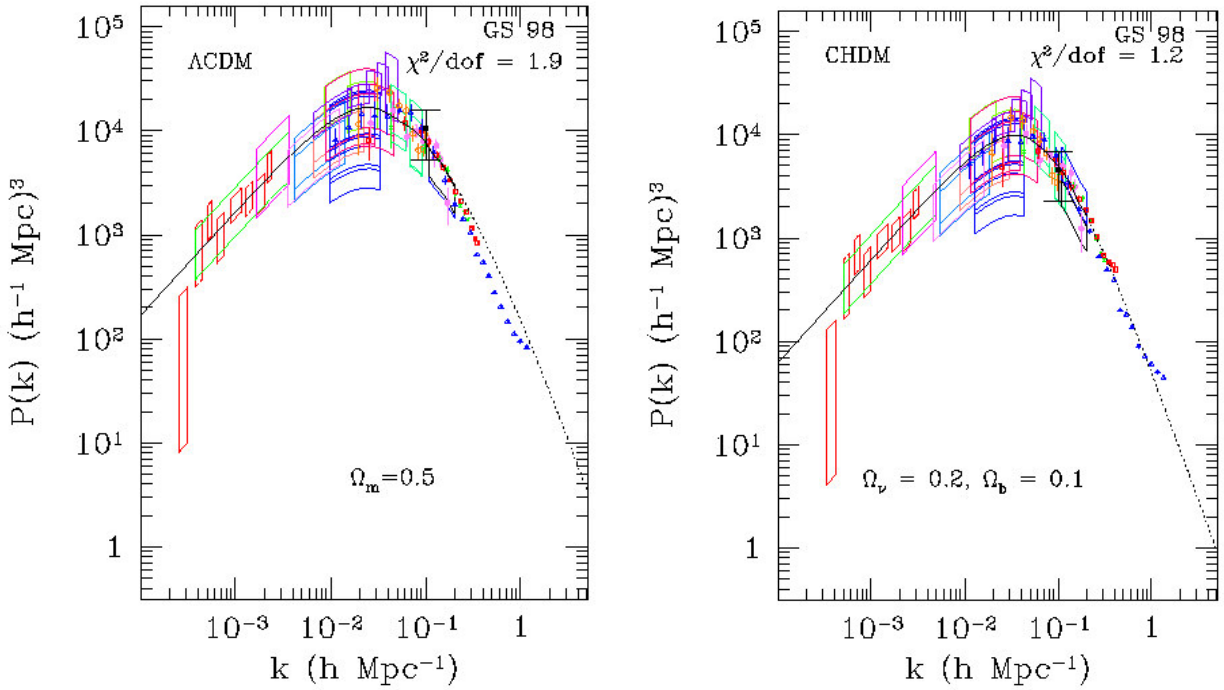

Fig. 3.13: Anisotropias da RCF e estruturas em grande escala.
As caixas correspondem às medidas das anisotropias da RCF, ao passo que os pontos correspondem às observações de estruturas em grande escala em surveys de Galáxias. As linhas sobrepostas são as previsões dos modelos:
ΛCDM ($\Omega_b = 0.05$, $\Omega_{cdm} = 0.45$, $\Omega_\nu = 0$, $\Omega_\Lambda = 0.5$, $H_0 = 60$ km/s/Mpc , $n_s = 1$) ,
CHDM ($\Omega_b = 0.1$, $\Omega_{cdm} = 0.7$, $\Omega_\nu = 0.2$, $\Omega_\Lambda = 0$, $H_0 = 50$ km/s/Mpc , $n_s = 1$).
Extraído de Gawiser & Silk (1998).

Num futuro próximo esperamos uma melhora considerável não apenas nas medidas das flutuações da RCF em pequena escala, mas também nas observações de estruturas em grande escala provenientes de surveys de galáxias cada vez mais aprofundados.

Um dos projetos mais excitantes de mapeamento de estruturas em grande escala é o chamado SDSS (Sloan Digital Sky Survey), que cobrirá um quarto de todo o céu, determinando as posições e magnitude absolutas de mais de 100.000.000 de objetos celestes. No total serão determinadas as distâncias a cerca de 1.000.000 de galáxias mais próximas, proporcionando uma visão em três dimensões do Universo sobre um volume mil vez maior do que o explorado atualmente! O survey ainda observará cerca de 100.000 quasares, cujo estudo nos dará uma idéia da distribuição de matéria nos confins do Universo observável (veja a seção 4.1 mais adiante).

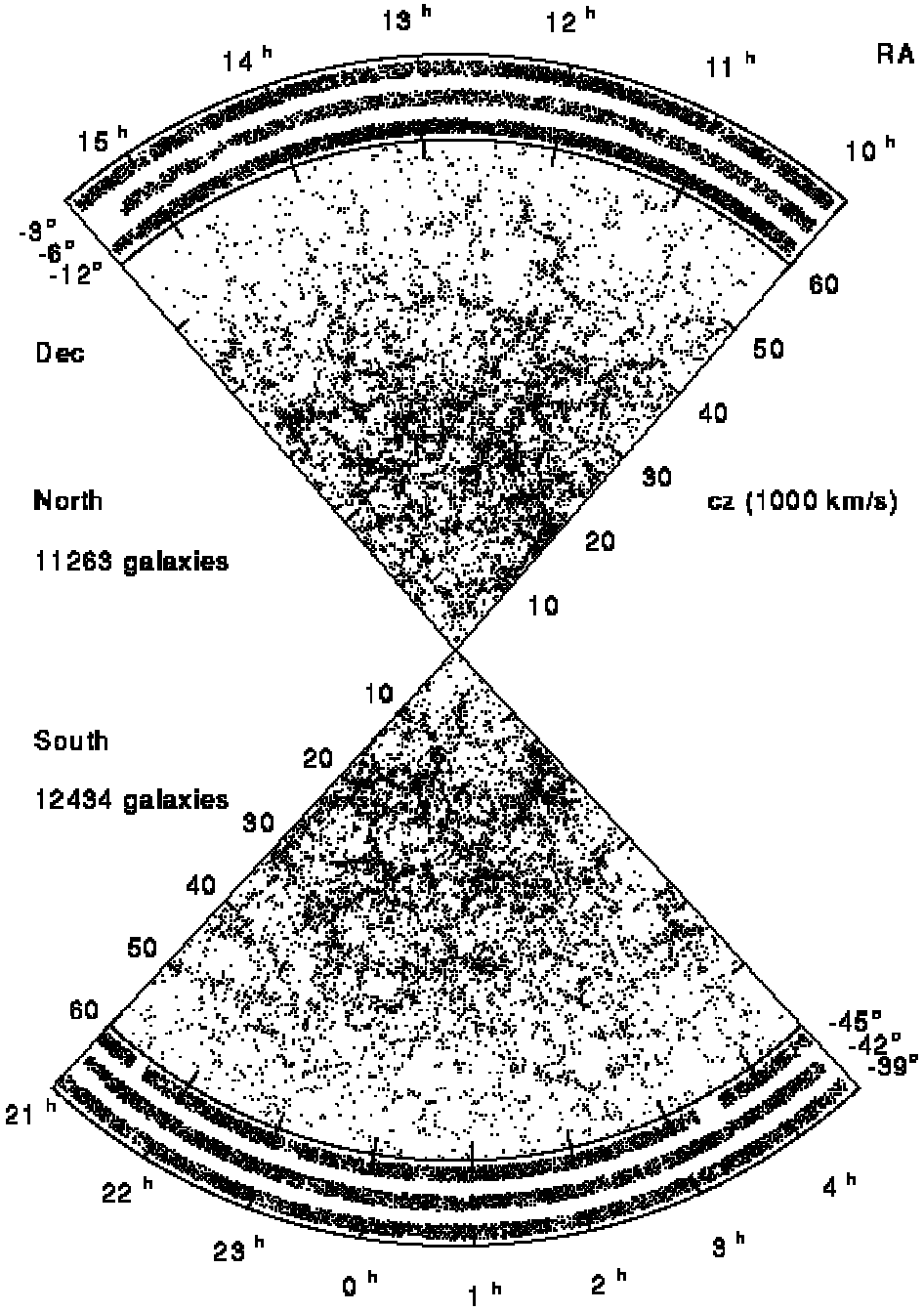

Fig. 3.14: O survey de galáxias de Las Campanas.
Extraído do website http://manaslu.astro.utoronto.ca/~lin/lcrs.html .

3.3 Observações

O experimento DMR COBE mediu a anisotropia da RCF em escalas $\theta \geq 7^{\circ}$ ($l \leq 20$). Entretanto, é em escalas de graus ou minutos que se encontra a informação cosmológica presente nos picos acústicos.

Desde a missão COBE sucederam-se mais de trinta medidas adicionais da anisotropia da RCF em escalas que vão de 7º a 0º.3, além de limites superiores em escalas menores. Os experimentos costumam ser realizados em locais secos em grande altitude ou ainda por vôos em balões, a fim de eliminar a maior parte da emissão da atmosfera. Os dados obtidos revelaram a existência de um pico acústico bem localizado e com amplitude bem definida, como mostra a figura 3.15 .

Ao longo de três décadas desde a descoberta da RCF, houve um desenvolvimento tecnológico enorme nos detectores. Os dois tipos de detectores mais empregados atualmente correspondem aos amplificadores de microondas com transistores de alta mobilidade eletrônica (HEMTs) e bolômetros que medem o aquecimento de uma pequena quantidade de material pelos fótons da RCF. Com os novos detectores disponíveis atualmente, a sensibilidade atingida pelo DMR a bordo do COBE em quatro anos poderia ter sido alcançada em apenas dez dias!

Um salto qualitativo na precisão das medições da anisotropia da RCF deve ser dado com a entrada em operação de duas novas missões espaciais: o satélite da NASA MAP (Microwave Anisotropy Probe) previsto para lançamento em setembro de 2001, e o da ESA Planck (anteriormente conhecido como COBRAS/SAMBA) em 2007.

Ambos medirão a anisotropia da RCF em várias freqüências, a fim de possibilitar a extração de *foregrounds* galáticos e com isso observar uma região maior do céu. O satélite MAP observará em seis freqüências distintas que vão de 22 GHz a 90 GHz, com resolução angular variando entre 0º.93 a 0.º21, ao passo que o satélite Planck utilizará nove canais distintos entre 30-1000 GHz com resolução angular entre 5'-30'.

As observações das missões espaciais nos permitirão determinar os parâmetros cosmológicos com a precisão de ~ 1%! As figuras 3.16-3.17 mostram simulações de como o satélite Planck observará o poder espectral angular da RCF e determinará os parâmetros cosmológicos.

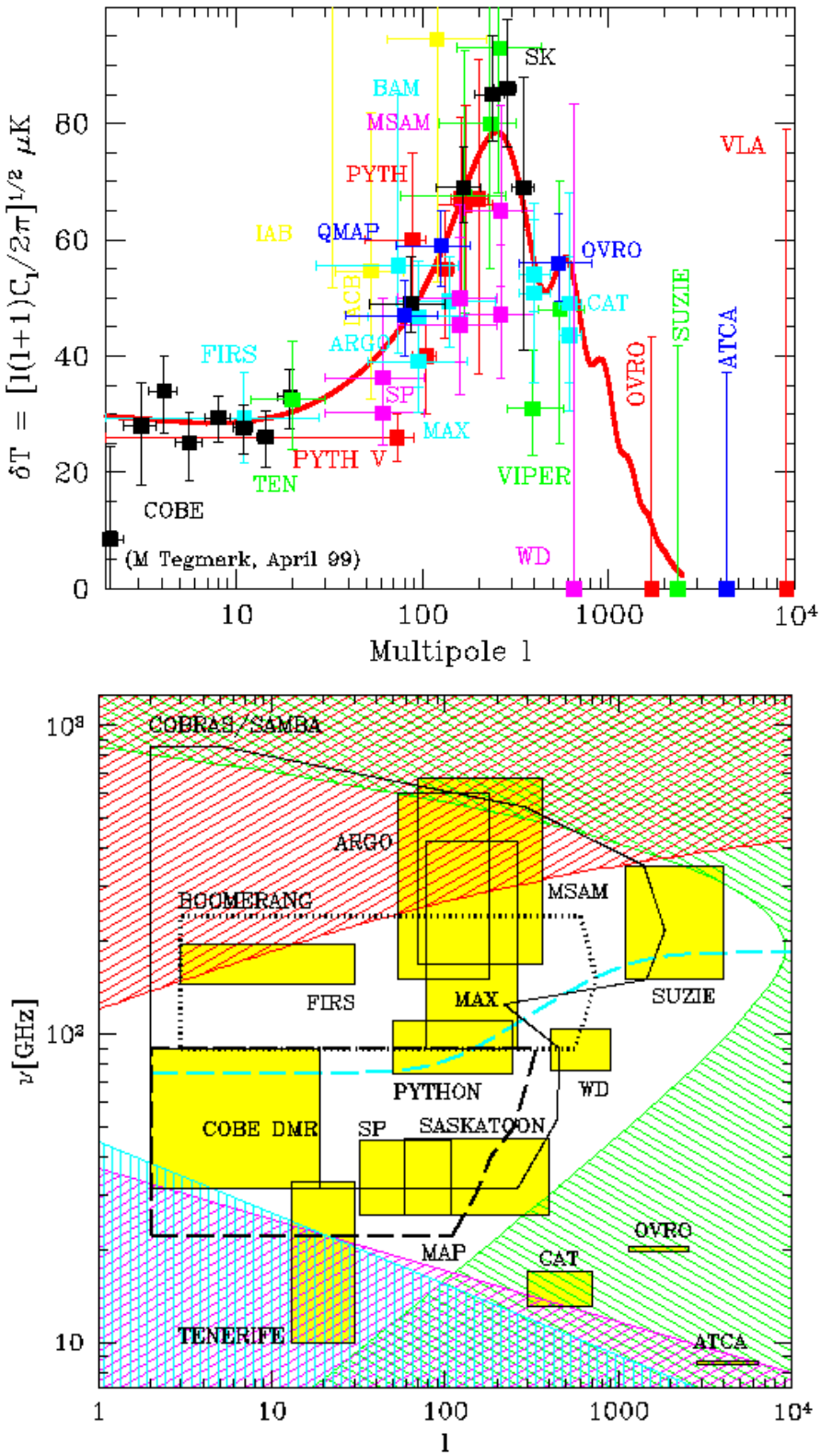

Fig. 3.15: Observações do poder espectral angular da RCF.
Acima: as observações revelam um pico acústico bem localizado e com amplitude definida. Abaixo: cada observação é realizada numa resolução angular e freqüência características; as regiões rachuradas correspondem aos vários *foregrounds*: poeira (vermelho), fontes pontuais (verde), síncrotron (magenta) e emissão livre-livre (ciano).
Extraído do website de Max Tegmark: http://www.hep.upenn.edu/~max .

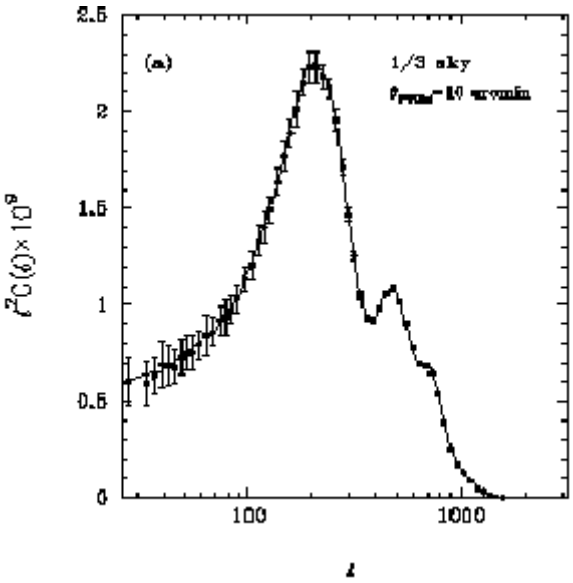

Fig. 3.16: Simulação do poder espectral angular da RCF observado pelo satélite Planck.
As barras de erro assumem que se observará 1/3 do céu numa resolução angular de 10' e sensibilidade $\Delta T/T = 2\ 10^{-6}$. O satélite Planck deverá alcançar no mínimo a precisão mostrada nessa figura.
Extraído do website do Planck: http://astro.estec.esa.nl/Planck .

Ambas as missões espaciais possibilitarão ainda pela primeira vez detectar a polarização da RCF. Se espera que a RCF seja ligeiramente polarizada, uma vez que espalhamento Thomson é um processo criador de polarização linear.

A exemplo das flutuações de temperatura da RCF, flutuações de polarização também dependem sensivelmente dos parâmetros cosmológicos. Poderemos então obter uma medida independente dos mesmos que pode servir para testar os resultados obtidos e mostrar que eles se encontram livres de erros sistemáticos.

Com medidas da polarização da RCF podemos ainda avaliar a contribuição relativa dos modos escalar e tensorial das anisotropias: perturbações escalares produzem polarização somente no campo elétrico, perturbações vetoriais (criadas por defeitos topológicos) produzem polarização principalmente no campo magnético, ao passo que perturbações tensoriais (criadas por ondas gravitacionais) produzem polarização tanto no campo elétrico quanto magnético. Adicionalmente, poderemos avaliar com mais precisão o redshift onde se deu a reionização do Universo.

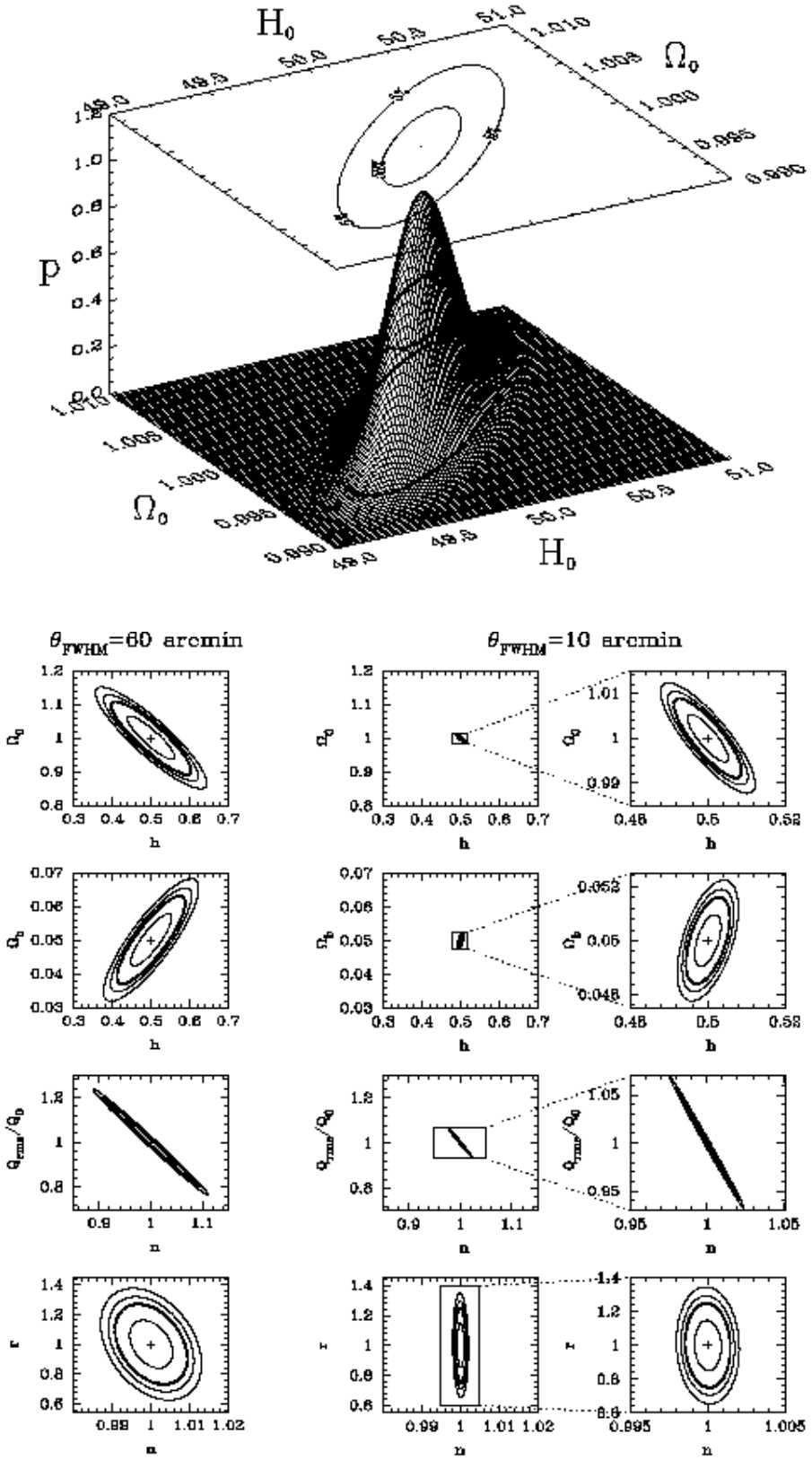

Fig. 3.17: Simulação da determinação dos parâmetros cosmológicos pelo satélite Planck.

O poder espectral da figura anterior permitirá resolver a inter-dependência entre os inúmeros parâmetros cosmológicos e determiná-los com precisão de alguns porcento.
Extraído do website do Planck: http://astro.estec.esa.nl/Planck .

3.4 Algumas perguntas...

Ante a perspectiva das novas missões espaciais MAP e Planck, esperamos conhecer dentro dos próximos dez anos precisamente o valor de todos os parâmetros cosmológicos que caracterizam o nosso Universo. Os resultados obtidos estarão em acordo com o que esperamos?

Podemos formular algumas questões a esse respeito:

- O valor de Ω estará em acordo com a previsão de modelos inflacionários de um Universo plano ($\Omega = 1$)? Como o resultado obtido irá se comparar com o valor $\Omega_{\mathrm{M}} = 0.3$ baseado em estimativas dinâmicas da densidade média de matéria derivadas das velocidades peculiares de galáxias?

- O valor de H_0 será compatível com as estimativas obtidas através de métodos mais tradicionais, tais como os baseados nas distâncias de Cefeidas em galáxias no aglomerado de Virgo ou ainda nas curvas de luz de supernovas tipo Ia?

- Os valores de Ω e H_0 juntos implicarão numa idade do Universo compatível com a estimada através de aglomerados globulares?

- A componente de energia escura no Universo devido a uma constante cosmológica é significativa, como sugerido pelas observações de supernovas tipo Ia em altos redshifts?

- A densidade bariônica será compatível com o valor estimado pela nucleossíntese primordial? Através das medidas da anisotropia da RCF será possível determinar $\Omega_{\mathrm{b}} h^2$ com uma precisão 30 vezes maior do que os obtidos pela nucleossíntese, o que servirá como estímulo para observações mais precisas das abundâncias primordiais dos elementos bem como investigações teóricas de desvios na previsão da nucleossíntese causadas por fenômenos físicos além do modelo padrão da física de partículas elementares (neutrinos massivos, etc.).

- Nós precisamos de matéria bariônica escura? A quantidade de matéria bariônica presente em estrelas luminosas em galáxias é de apenas $\Omega_* \approx 0.003$.

*3.5 ... e algumas respostas!**

Nos últimos meses as medidas do poder espectral angular das flutuações de temperatura da RCF foram melhoradas sensivelmente com os dados do vôo antártico do BOOMERanG (Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geomagnetics) e do primeiro vôo do MAXIMA (Millimiter Anisotropy eXperiment IMaging Array).

Ambos os experimentos produziram mapas das flutuações de temperatura em regiões do céu relativamente livres de *foregrounds* galáticos. Nas figuras 3.18-3.19 mostramos os mapas obtidos pelo BOOMERanG (de Bernardis et al., 2000) e MAXIMA-1 (Hanany et al., 2000), de onde foi possível derivar o poder espectral angular mostrado na figura 3.20. Os resultados derivados a partir do poder espectral mostraram excelente acordo com as previsões do modelo de inflação de um Universo plano, com os parâmetros cosmológicos $\Omega \approx 1$, $n_s \approx 1$ e densidade de bárions $\Omega_{\mathrm{b}} h^2$ ligeiramente acima do valor esperado pela nucleossíntese primordial (Lange et al., 2000; Balbi et al., 2000).

Para obter o valor de Ω_{M} e Ω_{Λ} precisamos associar as medidas da RCF com algum outro método independente, uma vez que estas variáveis produzem efeitos semelhantes e não podem ser estimadas individualmente com a precisão disponível. Combinando os resultados do BOOMERanG e MAXIMA-1 com estimativas independentes provenientes do estudos de estrutura em grande escala e curvas de luz de supernovas do tipo Ia (vide figura 3.21) obtem-se $\Omega_{\mathrm{M}} \approx 0.3$ e $\Omega_{\Lambda} \approx 0.7$.

Os resultados do COBE-DMR, BOOMERanG e MAXIMA-1 foram analizados em conjunto (Jaffe et al., 2000), chegando-se nos seguintes valores: $\Omega = 1.11 \pm 0.07 \left(^{+0.13}_{-0.12}\right)$, $\Omega_{\mathrm{b}} h^2 = 0.032^{+0.005}_{-0.004} \left(^{+0.009}_{-0.008}\right)$ e $n_s = 1.01^{+0.09}_{-0.07} \left(^{+0.17}_{-0.14}\right)$, onde as incertezas são no nível de confiança de 68% (95%). Combinando as medidas da RCF com as de estruturas em grande escala e supernovas do tipo Ia obtem-se: $\Omega_{\mathrm{M}} = 0.37 \pm 0.07$ e $\Omega_{\Lambda} = 0.71^{+0.05}_{-0.05}$.

Inesperadamente, o resultado obtido para $\Omega_{\mathrm{b}} h^2$ corresponde a mais de 2σ acima do valor esperado pela nucleossíntese primordial $\Omega_{\mathrm{b}} h^2 = 0.0190 \pm 0.0024$.

Vale lembrar que apenas uma fração pequena dos dados disponíveis por essas missões foram analizados até aqui, e que existem ainda dados não analizados correspondentes ao segundo vôo já realizado do MAXIMA. Espera-se muito em breve aumentar a precisão do poder espectral angular em pequenas escalas, possibilitando aumentar ainda mais a precisão nos parâmetros

---

* esta seção está desatualizada enquanto você lê!

cosmológicos. Em particular, a detecção de outros picos acústicos permitirá avaliar com segurança o valor de $\Omega_b h^2$.

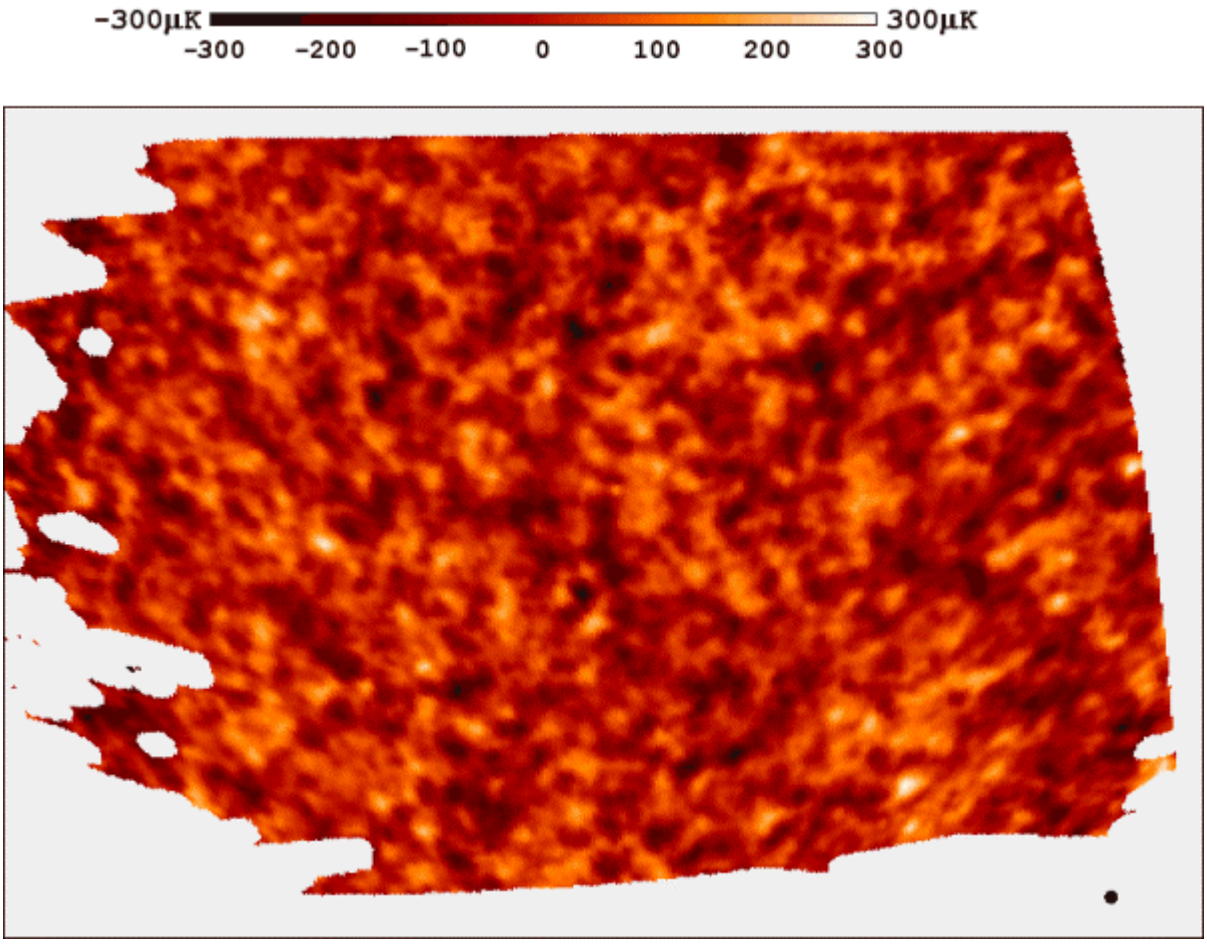

Fig. 3.18: As flutuações de temperatura da RCF vistas pelo BOOMERanG.
Extraído do website do BOOMERanG: http://oberon.roma1.infn.it/boomerang .

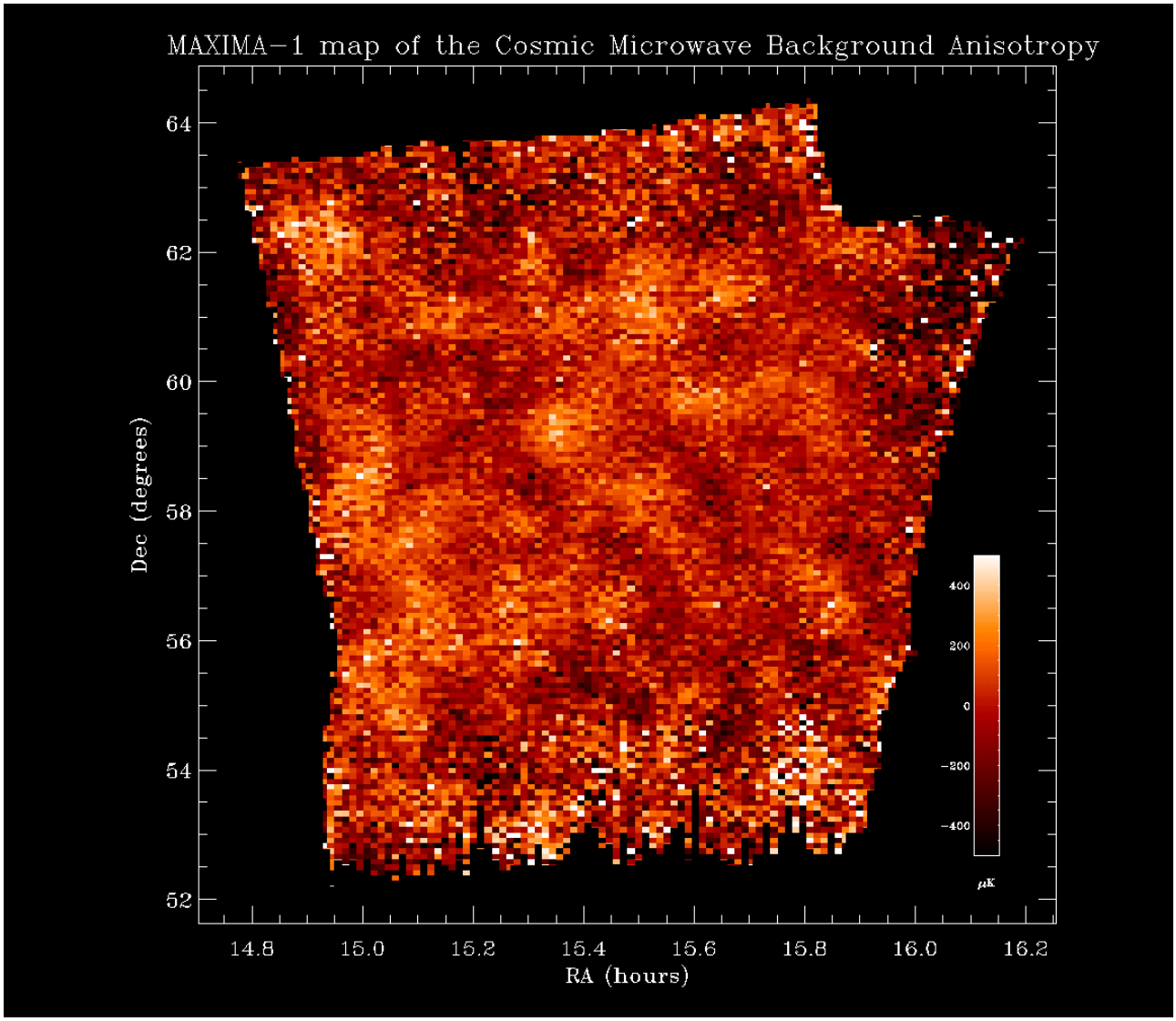

Fig. 3.19: As flutuações de temperatura da RCF vistas pelo MAXIMA.
Extraído do website do MAXIMA: http://cfpa.berkeley.edu/maxima .

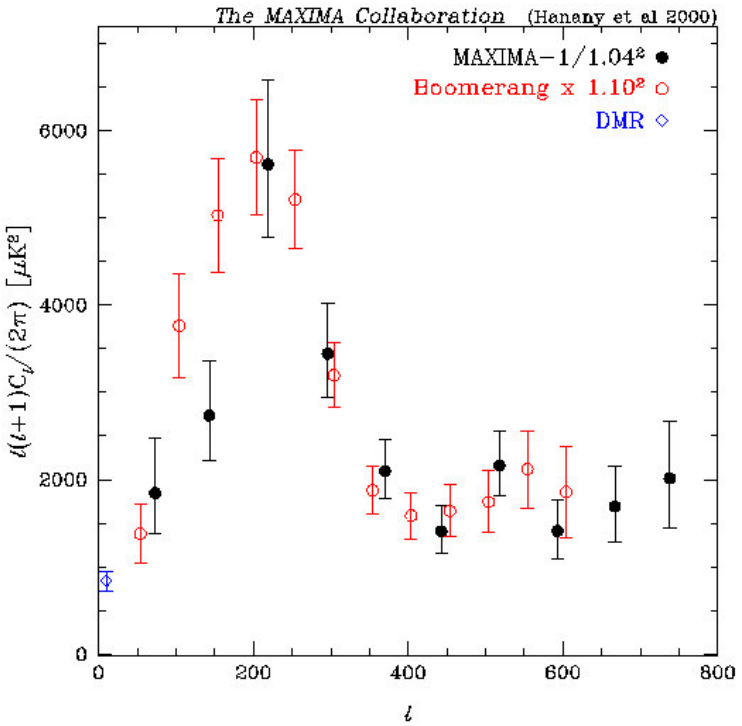

Fig. 3.20: O poder espectral angular da RCF obtidos pelo BOOMERanG e Maxima.
Extraído do website do MAXIMA: http://cfpa.berkeley.edu/maxima .

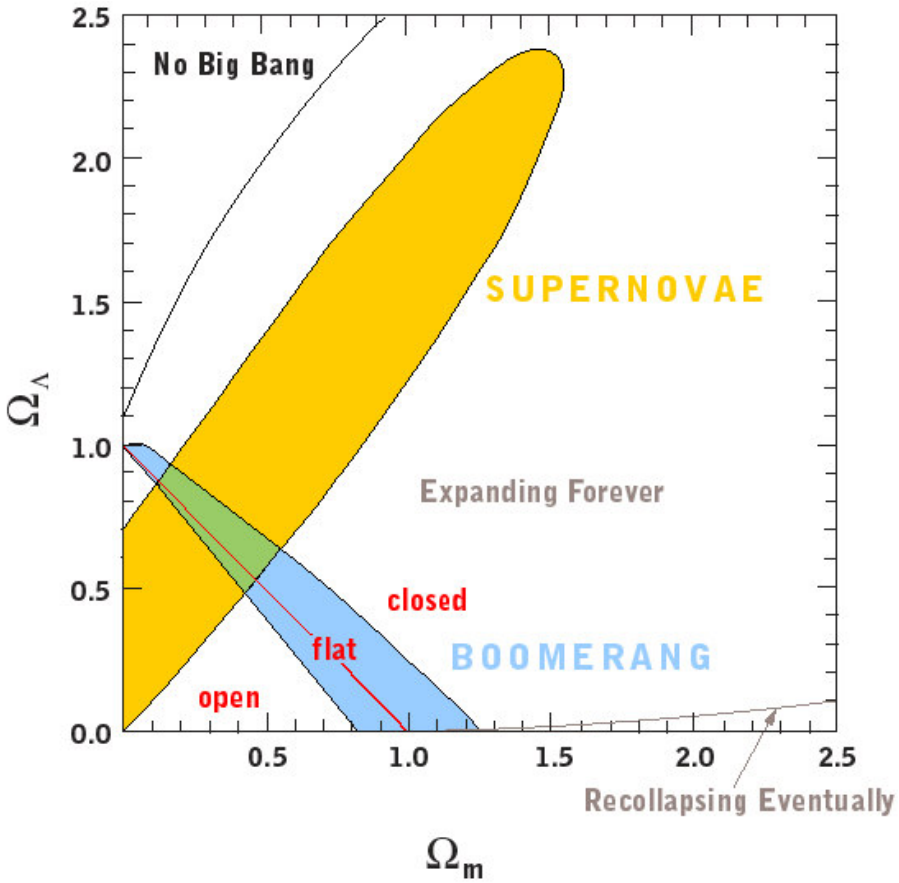

Fig. 3.21: Combinando anisotropias da RCF com supernovas tipo Ia.
Extraído do website do BOOMERanG: http://oberon.roma1.infn.it/boomerang .

4. A Lei de Temperatura

Referências para este capítulo: Silva (1999)
Lima, Silva & Viegas (2000)
Peterson (1997)
Charlton & Churchill (2000)
Meyer (1994)

O modelo padrão do Big Bang prevê que a temperatura da RCF deve ter sido maior no passado, de acordo com a relação

$$T = T_0(1+z)\,. \tag{4.1}$$

Infelizmente, todas as observações diretas da RCF podem fornecer somente o valor de sua temperatura atual $T_0 = 2.725 \pm 0.001\,\mathrm{K}$ (Mather et al., 1999; Smoot & Scott, 2000). Para determinar a temperatura da RCF no passado precisamos nos valer das linhas em absorção no espectro de QSOs (Quasi Stellar Objects) distantes, que passamos a discutir com maiores detalhes neste capítulo.

4.1 Sistemas em absorção de QSOs

Os QSOs correspondem aos representantes mais luminosos de uma classe de objetos conhecidos como *núcleos ativos de galáxias*. Por serem intrinsicamente brilhantes puderam ser detectados a enormes distâncias, tendo sido encontrados até $z = 5.80$ (Fan et al., 2000).

Por estarem situados a distâncias cosmológicas, é bastante provável que a luz que emitem intercepte outros objetos situados na linha de visada durante a sua longa jornada até a detecção na Terra. Esses objetos intervenientes absorverão parcialmente a luz do QSO em comprimentos de onda específicos, criando assim linhas em absorção no espectro observado. Essas linhas em absorção carregarão a assinatura do sistema interveniente, uma vez que serão observadas a um redshift de absorção z_a menor do que o redshift de emissão z_e do QSO. A figura 4.1 mostra um espectro típico de um QSO com as linhas em absorção características comumente observadas.

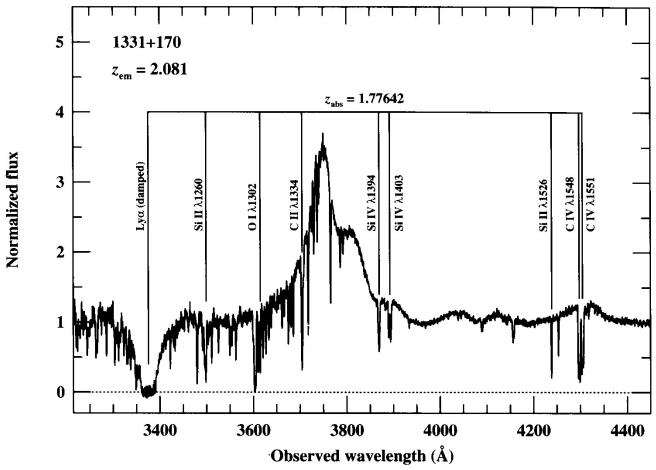

Fig. 4.1: Espectro típico de um QSO.
Podemos notar uma linha proeminente em emissão, correspondendo à transição de Ly-α λ_0=1216 Å observada em z_e=2.081, bem como inúmeras linhas metálicas em absorção causadas por um sistema interveniente em z_a=1.77642. Extraído de Peterson (1997).

Vale lembrar que, por não serem tão brilhantes como o QSO, sistemas em absorção a redshifts elevados z_a dificilmente seriam observados diretamente. Assim, o QSO funciona como um "holofote de fundo", possibilitando o estudo desses sistemas analizando-se a absorção característica da luz no espectro. As linhas em absorção dos QSOs são, portanto, a ferramenta ideal para se estudar a evolução do Universo em $0 < z < 5$. É interessante notar que ao observarmos em $z = 5$ estamos vendo o Universo quando ele tinha apenas 7% de sua idade atual (para um Universo de Einstein-de Sitter).

Na seção seguinte mostraremos como as linhas em absorção dos QSOs podem ser utilizadas para determinar a temperatura da RCF no passado.

4.2 Termômetros cósmicos

Uma linha em absorção se origina quando os fótons da radiação do QSO são absorvidos por átomos/íons no estado fundamental situados ao longo da linha de visada. Porém, devido à existência de mecanismos locais de excitação nos sistemas em absorção dos QSOs, uma fração pequena desses átomos/íons se encontrarão ligeiramente excitados, povoando níveis de energia acima do estado fundamental.

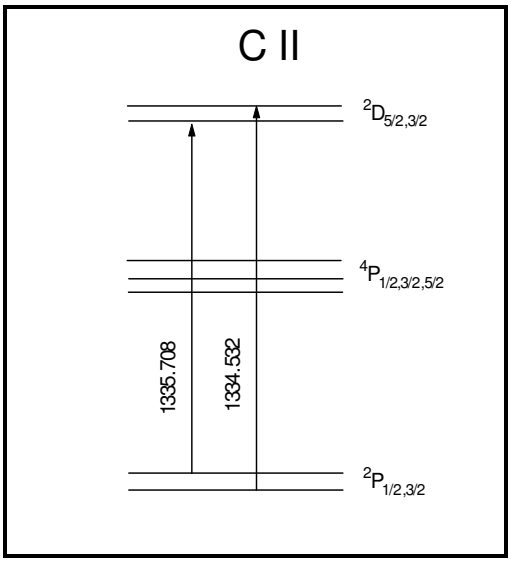

Fig. 4.2: As linhas de estrutura fina do C II.
Os níveis de estrutura fina não estão em escala. Extraído de Silva (1999).

A figura 4.2 ilustra a idéia para o íon C^+. A maior parte dos íons C^+ se encontrarão no estado fundamental $^2P_{1/2}$, dando origem a uma linha de absorção no espectro em $\lambda = 1334.5\,(1+z_a)$ Å. Uma fração menor de 10^{-3}-10^{-2} dos íons C^+ se encontrarão ligeiramente excitados, povoando o primeiro estado excitado dos níveis de estrutura fina $^2P_{3/2}$, dando origem a uma linha de absorção bem mais fraca em $\lambda = 1335.7\,(1+z_a)$ Å ao lado da linha anterior.

Os principais mecanismos responsáveis pela excitação dos níveis de estrutura fina de um dado átomo/íon são:

- Colisões com partículas presentes no meio. Se o sistema em absorção encontrar-se essencialmente neutro os principais parceiros de colisão serão átomos de hidrogênio neutro, ao passo que se ele encontrar-se ionizado teremos colisões com elétrons ou prótrons.

- Excitação direta por fótons infra-vermelhos. Esses fótons podem provir de um campo IV local ou da RCF.

- Excitação indireta por fótons ultra-violeta. Esses fótons excitam o átomo/íon para níveis de energia bem acima do nível fundamental (como o nível $^2D_{3/2}$ no exemplo da figura 4.2) que mais tarde decai espontaneamente para os níveis excitados de estrutura fina do termo fundamental. Este mecanismo é conhecido como *fluorescência*.

Através de uma dada linha de absorção podemos inferir a *densidade de coluna* N de átomos/íons responsáveis pela absorção. Essa quantidade é uma medida do número de átomos/íons por cm^2 situados ao longo da linha de visada:

$$N = \int n\, dl \ , \tag{4.2}$$

onde n é a densidade volumétrica (em cm^{-3}) dos átomos/íons e a integração se dá ao longo da linha de visada.

Se aproximarmos a região responsável pelas linhas em absorção como homogênea, teremos que a razão entre as densidades de coluna de átomos/íons no primeiro estado excitado N^* (em nosso exemplo obtida por intermédio da linha $\lambda_0 = 1335.7\,\text{Å}$) em relação à de átomos/íons no estado fundamental N será dada por:

$$\frac{N^*}{N} = \frac{n^*}{n} \ . \tag{4.3}$$

O lado direito da equação 4.3 pode ser calculado teoricamente resolvendo-se as equações de equilíbrio estatístico dos níveis de energia, que consideram todos os processos que povoam/despovoam um dado nível. O resultado dependerá da intensidade dos inúmeros mecanismos locais de excitação dos níveis. Em particular, se o único mecanismo em operação for excitação direta pelos fótons da RCF, teremos:

$$\frac{n^*}{n} = \frac{g^*}{g}\, e^{-\frac{\chi}{kT}} \ , \tag{4.4}$$

onde g é o peso estatístico do nível, χ é a energia de separação entre os níveis e T é a temperatura da RCF.

Assim, se medimos N^*/N podemos avaliar a temperatura da RCF pela equação 4.4 . Entretanto o valor obtido será super-estimado, uma vez que o povoamento dos níveis de estrutura fina observado inclui a contribuição de outros mecanismos locais de excitação além da RCF. Para corrigir-se o valor obtido devemos avaliar de algum modo a intensidade desses mecanismos e incluí-los nas equações de equilíbrio estatístico. A temperatura obtida pela equação 4.4 é

denominada *temperatura de excitação*, e constitui um limite superior à verdadeira temperatura "física" da RCF.

4.3 Medidas

Vimos que a única alternativa para se medir a temperatura da RCF no passado é por intermédio das linhas em absorção de QSOs.

A aplicação do método descrito na seção 4.2, porém em nuvens difusas na Galáxia na direção de estrelas brilhantes próximas utilizando-se transições rotacionais da molécula de CN fornecem um valor $T_0 = 2.729^{+0.023}_{-0.031}$ K (Roth, 1992; Roth, Meyer & Hawkins, 1993; Roth & Meyer, 1995), em excelente acordo com as medidas obtidas pelo COBE. As medidas de CN na Galáxia constituem uma comprovação dos resultados do COBE por um método totalmente independente e fora do ambiente local da Terra.

Transições rotacionais moleculares são úteis na determinação da temperatura da RCF, pois os níveis de energia estão extremamente próximos entre si, fazendo com que a RCF seja o principal mecanismo de excitação. Infelizmente, só foram encontrados até hoje quatro sistemas em absorção de QSOs exibindo linhas moleculares. Em um deles foi possível derivar $T_{\rm exc} = 4 \pm 2$ K (o erro é 3σ) em $z = 0.89$ (Wiklind & Combes, 1996), portanto em acordo com o valor previsto pelo modelo padrão ($T = 5.16$ K) apenas no nível de confiança 2σ. No entanto, como o parâmetro de impacto da galáxia interveniente deve ser próximo de zero para que as linhas moleculares sejam vistas no espectro do QSO, o contínuo pode ter sofrido alguma alteração devido a um efeito de lente gravitacional.

Tendo em vista as dificuldades com as linhas moleculares em sistemas de absorção de QSOs, costuma-se utilizar outros "termômetros cósmicos", como as linhas de estrutura fina do carbono neutro e uma vez ionizado. Para estes, a temperatura de excitação definida pela equação 4.4 fica:

$$\begin{aligned} T_{\rm exc} &= \frac{23.60}{\ln[3/(n^*/n)]} \qquad {\rm C}^0 \\ T_{\rm exc} &= \frac{91.25}{\ln[2/(n^*/n)]} \qquad {\rm C}^+ \end{aligned} \quad , \tag{4.5}$$

onde a temperatura é dada em K.

A figura 4.3 mostra os valores de T_{exc} obtidos através das linhas de estrutura fina do C I e C II, juntamente com a reta $T = T_0(1+z)$ prevista pelo modelo padrão. Como seria de se esperar, todos os pontos (com exceção daquele obtido através de linhas moleculares) se encontram acima da temperatura prevista pelo modelo padrão, uma vez que a temperatura de excitação obtida constitui apenas um limite superior à temperatura da RCF. Para os pontos onde aparecem uma seta indicando para baixo, a temperatura de excitação obtida em si também é um limite superior, uma vez que para aquelas observações só foi possível colocar um limite superior em N^*/N.

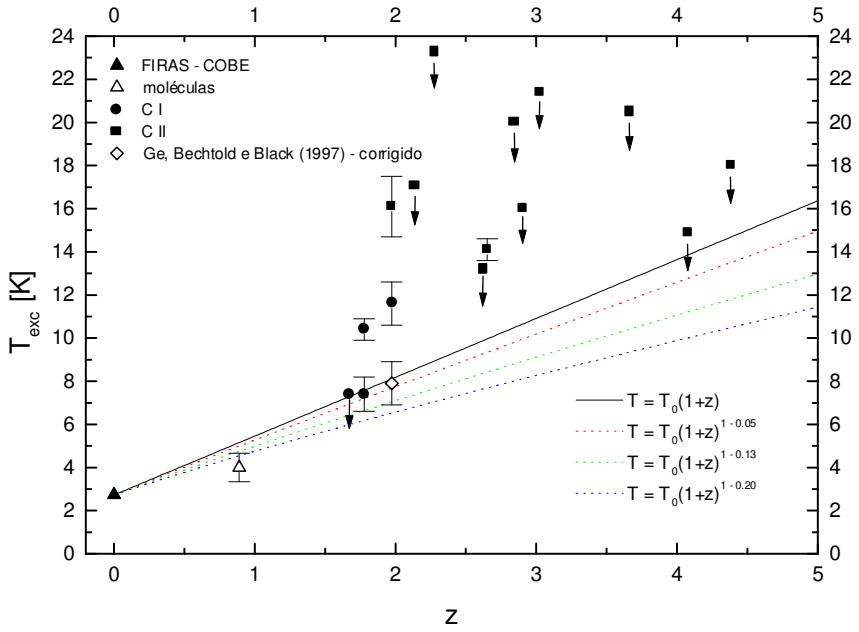

Fig. 4.3: Limites superiores na temperatura da RCF.
As barras de erro correspondem a 1σ, ao passo que os limites superiores são no nível de confiança 2σ. A reta sólida mostra a previsão da lei de temperatura do modelo padrão. As retas pontilhadas correspondem à previsão de modelos alternativos mais gerais. Adaptado de Silva (1999).

Modelos cosmológicos alternativos em que fótons são criados com a expansão do Universo prevêem uma lei de temperatura diferente, resultando num valor menor do que a temperatura prevista pelo modelo padrão (Lima, Silva & Viegas, 2000):

$$T = T_0(1+z)^{1-\beta} \ , \tag{4.6}$$

onde $0 \le \beta \le 1$ é um parâmetro a ser ajustado pelas observações. Limites impostos pela nucleossíntese primordial restringem o valor desse parâmetro para $\beta < 0.13$ (Birkel & Sarkar, 1997).

Podemos notar que certos pontos da figura 4.3 encontram-se perigosamente próximos da reta prevista pelo modelo padrão, de modo que qualquer efeito local de excitação além da RCF deslocaria o ponto para baixo. Resta saber se esses mecanismos adicionais são de intensidade comparável à RCF, do contrário os limites superiores obtidos corresponderiam realmente à temperatura verdadeira da RCF. Para as outras medidas cabe ainda verificar se, ao levar em consideração todos os mecanismos de povoamento dos níveis, os pontos desceriam para a reta, ou se manteriam acima dela para os casos em que só foi possível obter limites superiores em T_{exc}. Isso só poderia ser feito resolvendo-se as equações de equilíbrio estatístico completas e paralelamente utilizando-se um código de fotoionização apropriado a fim de determinar as condições físicas presentes nas regiões responsáveis pelas linhas em absorção.

Ge, Bechtold & Black (1997) utilizaram o código de fotoionização Cloudy e corrigiram os efeitos locais na temperatura de excitação, obtendo $T = 7.9 \pm 1.0\,\mathrm{K}$ em $z = 1.9731$, em excelente acordo com o valor $T = 8.105 \pm 0.030\,\mathrm{K}$ esperado pela lei de temperatura do modelo cosmológico padrão.

Vale lembrar que a não-comprovação da lei de temperatura (4.1) traria sérias dificuldades ao modelo padrão do Big Bang, uma vez que mesmo com uma constante cosmológica diferente de zero a lei de temperatura prevista é a mesma.

Por outro lado, a comprovação da mesma consistiria em mais uma forte evidência em favor do modelo padrão com um bônus adicional: uma vez que cada região em absorção se encontra num ponto diferente do Universo, teríamos então comprovado a *homogeneidade* da RCF.

5. Conclusão

A RCF constitui uma das peças mais importantes dentro do modelo do Big Bang. Várias de suas propriedades observadas confirmam dramaticamente a previsão teórica.

A sua forma espectral – de fato, o corpo negro mais perfeito que se conhece! – é uma forte evidência de que o Universo originou-se num estágio extremamente quente e denso. Desvios de um espectro térmico nas direções de aglomerados de galáxias no céu constituem ainda numa ferramenta útil para investigar suas estruturas, velocidades peculiares ou ainda estimar o valor da constante de Hubble.

As observações de suas pequenas anisotropias ajudam a entender como se formaram as estruturas em grande escala no Universo tal qual o conhecemos hoje. O aspecto mais interessante dessas observações, no entanto, é a possibilidade de através delas virmos a conhecer todos os parâmetros cosmológicos do modelo do Big Bang com uma precisão de cerca de um porcento dentro dos próximos dez anos. A cosmologia será então revolucionarizada, passando de uma ciência meramente qualitativa repleta de incertezas para uma ciência quantitativa, onde todos os parâmetros estão restringidos e bem determinados com alta precisão.

Inúmeras outras questões deverão encontrar uma resposta:

Qual a natureza da matéria escura, ela é quente ou fria? Qual a contribuição de energia escura no Universo? O cenário de inflação é válido? Quando se deu a reionização do Universo?

Futuramente, a medida da polarização da RCF deverá vir a auxiliar a responder todas as questões, fornecendo uma maneira independente de testarmos os resultados obtidos pelo estudo das anisotropias.

Finalmente, a lei de temperatura permanece como uma propriedade da RCF ainda não verificada observacionalmente. A não comprovação desta lei traria sérias dificuldades ao modelo do Big Bang, ao passo que a sua comprovação viria a adicioná-la à lista de triunfos já existente.

Referências

Adams W.S., 1941, ApJ, **93**, 11

Alpher R.A., Bethe H., Gamow G., 1948, Phys. Rev., **73**, 803

Alpher R.A., Herman R.C., 1949, Phys. Rev., **75**, 1089

Balbi A. et al., 2000, astro-ph/0005124

Bennett C.L., Turner M.S., White M., 1997, Physics Today, November, p32

Birkel M., Sarkar S., 1997, Astroparticle Phys., **6**, 197

Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F., 1957, Rev. Mod. Phys., **29**, 547

Charlton J.C., Churchill C.W., 2000, astro-ph/0006002

de Bernardis P. et al., 2000, astro-ph/0004404

Dicke R.H., Beringer R., Kyhl R.L., Vane A.B., 1946, Phys. Rev., **70**, 340

Dicke R.H., Peebles P.J.E., Roll P.G., Wilkinson D.T., 1965, ApJ, **142**, 414

Fan X. et al., 2000, astro-ph/0005414

Gamow G., 1946, Phys. Rev., **70**, 572

Gamow G., 1948, Phys. Rev., **74**, 505

Gawiser E., Silk J., 1998, Science, **280**, 1405

Ge J., Bechtold J., Black J.H., 1997, ApJ, **474**, 67

Hanany S. et al., 2000, astro-ph/0005123

Hu W., Sugiyama N., Silk J., 1997, Nature, **386**, 37

Jaffe A.H. et al., 2000, astro-ph/0007333

Lange A.E. et al., 2000, astro-ph/0005004

Lima J.A.S., Silva A.I., Viegas S.M., 2000, MNRAS, **312**, 747

Mather J.C. et al., 1999, ApJ, **512**, 511

McKellar A., 1941, Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, **7**, 251

Meyer D.M., 1994, Nature, **371**, 13

Partridge R.B., 1995, "*3 K: The Cosmic Microwave Background Radiation*", Cambridge University Press, Cambridge.

Penzias A.A., Wilson R.W., 1965, ApJ, **142**, 419

Peterson B.M., 1997, "*An Introduction to Active Galactic Nuclei*", Cambridge University Press,

Cambridge.

Rephaeli Y., 1995, ARA&A, **33**, 541

Roth C.K., 1992, "*The Excitation of Cyanogen and Ionized Carbon in Interstellar and Extragalactic Gas Clouds*", tese de doutorado, Northwestern University, Evanston, Illinois.

Roth C.K., Meyer D.M., 1995, ApJ, **441**, 129

Roth C.K., Meyer D.M., Hawkins I., 1993, ApJ, **413**, L67

Scott D., Silk J., White M., 1995, Science, **268**, 829

Seljak U., Zaldarriaga M., 1996, ApJ, **469**, 437

http://www.sns.ias.edu/~matiasz/CMBFAST/cmbfast.html

Silva A.I., 1999, "*Linhas de Estrutura Fina em Absorção no Espectro de QSOs*", dissertação de mestrado, Instituto Astronômico e Geofísico, Universidade de São Paulo, São Paulo.

Smoot G.F., Scott D., 2000, Eur. Phys. J. C, **15**, 145

White M., Scott D., Silk J., 1994, ARA&A, **32**, 319

Wiklind T., Combes F., 1996, Nature, **379**, 139