

## **Cosmologia Observacional**

Thyrso Villela, Carlos Alexandre Wuensche e Rodrigo Leonardi  
*Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Divisão de Astrofísica*  
*Av. dos Astronautas, 1758 - Jardim da Granja*  
*12227-010 São José dos Campos, SP*

### RESUMO

#### **1 Introdução: Uma breve perspectiva histórica**

As origens históricas da Cosmologia estão diretamente ligadas aos conceitos míticos que povoaram as religiões dos povos antigos. Como o Universo era desconhecido, cada civilização adequava sua percepção cosmológica ao que percebia: o Sol, a Lua, alguns planetas e algumas estrelas. Essa associação tinha raízes no desejo de organizar o cosmos e, de alguma forma, explicar a origem do lugar onde o Homem vivia. A Cosmologia na Idade Antiga pode ser bem representada pela astronomia egípcia e mesopotâmica e seu apogeu ocorreu no florescer da Grécia Clássica. A civilização grega clássica deu enormes contribuições a diversas áreas do conhecimento humano, incluindo a Astronomia e

a Matemática. Essa civilização foi bastante influenciada pelos egípcios e babilônicos, tanto na área mitológica quanto na científica. A cosmologia grega, por exemplo, foi uma fusão das idéias egípcias, fenícias, mesopotâmias, minoanas e micênicas.

A civilização árabe deu continuidade à busca do conhecimento científico e à evolução cultural proporcionados pelos antigos gregos. Foram os árabes que nomearam boa parte das estrelas e constelações conhecidas. Entretanto, à exceção da civilização árabe, durante a Idade Média a evolução do pensamento científico ficou estagnada. O modelo de Ptolomeu (universo geocêntrico) transformou-se em dogma adotado pela religião cristã e, em conseqüência, pela civilização cristã. Somente com o Renascimento Europeu, associado ao período das grandes navegações, a ciência ocidental retomou seu crescimento.

O início da revolução astronômica veio com a introdução do sistema heliocêntrico para o Universo, por Nicolau Copérnico, com a utilização do telescópio por Galileu e a descoberta das Leis de Kepler. A partir desses três marcos e das descobertas científicas de Isaac Newton, a Astronomia começou a evoluir de forma quantitativa, separando-se cada vez mais da astrologia e caracterizando-se como ciência de fato. Finalmente, a noção real de que o Universo se estendia para além do nosso Sistema Solar apareceu no século XIX. Apesar disso, a Cosmologia somente passou a ser considerada como ciência no século XX. Nas últimas décadas do Séc. XX houve um rápido aumento do conhecimento humano sobre o Universo, de modo que somos a primeira geração de seres humanos capaz de perceber os detalhes da história cósmica.

A Cosmologia é a ciência que estuda a origem, estrutura e evolução do Universo e tem um caráter multidisciplinar. Seu objetivo é entender como o Universo se formou, por que ele tem a forma que hoje percebemos e qual será o seu destino. Ela é também a mais exigente em termos de extrapolação de resultados e conceitos, já que as escalas de tempo e distância envolvidas nos problemas cosmológicos são da mesma ordem de grandeza da idade e tamanho do Universo que queremos observar. Além disso, ao contrário de um experimento em laboratório, não podemos criar vários universos para que possamos fazer uma análise estatística completa de suas propriedades.

As principais ferramentas utilizadas pela Cosmologia vêm da Física, da Matemática e da Astronomia. Da Física, vêm as leis que descrevem fenômenos físicos nos laboratórios da Terra e, ao verificarmos que elas descrevem fenômenos

semelhantes em lugares distantes do Universo, podemos reafirmar seu caráter universal. A Matemática fornece a linguagem utilizada para registrar os processos observados, permitindo a descrição precisa dos fenômenos astronômicos. Da Astronomia, vêm as técnicas de observação do céu, de medição do tempo e de determinação das escalas de distância envolvidas. Podemos ainda incluir a Química e a Filosofia. A primeira é importante no estudo da matéria que compõe o Universo e a segunda fornece o arcabouço que insere a Cosmologia na hierarquia do pensamento humano.

## 2 Bases observacionais da Cosmologia

### 2.1 Testes clássicos

Os cenários previstos pelo MCP para um Universo homogêneo e isotrópico em expansão dependem essencialmente da densidade de energia e matéria e da taxa de expansão do Universo. A curvatura do espaço-tempo, criada pela presença de matéria no Universo, desempenha um importante papel na interpretação de informações sobre luminosidade, distância, idade, tamanho angular e densidade numérica de objetos extragalácticos. Testes cosmológicos clássicos examinam esses observáveis na tentativa de refinar medidas de alguns parâmetros que descrevem o Universo, como a constante de Hubble  $H_0$  e o parâmetro de desaceleração  $q_0$ .

Mattig, em 1958, e Terrell, em 1977, mostraram que, para um universo homogêneo e isotrópico com constante cosmológica  $\Lambda = 0$ , a relação magnitude-*redshift* é dada por

$$m_{bol} - M_{bol} - 25 = 5 \log D_L = 5 \log \frac{cz}{H_0} \left[ 1 + \frac{z(1 - q_0)}{(1 + 2q_0z)^{1/2} + 1 + q_0z} \right], \quad (1)$$

em que  $m_{bol}$  é a magnitude bolométrica aparente,  $M_{bol}$  é a magnitude bolométrica absoluta,  $D_L$  é a distância de luminosidade em Mpc (megaparsecs),  $c$  é a velocidade da luz,  $z$  é o deslocamento para o vermelho (redshift),  $H_0$  é a constante de Hubble e  $q_0$  é o parâmetro de desaceleração. Teoricamente, a relação de Mattig pode ser usada para relacionar os observáveis  $m_{bol}$  e  $z$  com os parâmetros  $H_0$  e  $q_0$ . Entretanto, limitações de sensibilidade dos detectores, processos físicos que ocorrem nas estrelas e no meio interestelar e variações na magnitude aparente de objetos distantes exigem cálculos complicados para

corrigir as quantidades envolvidas na Equação (1). Na prática, essas correções introduzem erros que impedem que alguma conclusão definitiva sobre diferentes cenários cosmológicos possa ser inferida a partir da relação de Mattig. Porém, essa relação continua sendo importante, pois todos os testes cosmológicos que envolvem a grandeza  $D_L$  podem ser diretamente relacionados ao *redshift*  $z$  e aos parâmetros  $H_0$  e  $q_0$ .

Outro teste cosmológico clássico é a contagem de galáxias em função da magnitude aparente. Se as galáxias estão uniformemente distribuídas no céu e possuem a mesma luminosidade absoluta  $L$ , então o número de galáxias com fluxo aparente superior a  $f$  será dado por

$$N(> f) = \frac{4\pi}{3} D_L^3 n = \frac{4\pi}{3} n \left( \frac{L}{4\pi f} \right)^{3/2} \propto f^{3/2}, \quad (2)$$

em que  $n$  é a densidade de galáxias. Portanto, o número de galáxias com magnitude aparente menor que  $m$  será

$$N(< m) \propto 10^{3m}. \quad (3)$$

Esse teste pode indicar se a distribuição de galáxias em grande escala é de fato uniforme. O Telescópio Hubble vem sendo usado para estender as contagens de galáxias até  $m \approx 30$  e  $z \sim 5$ . Entretanto, esses números ainda não fornecem uma prova definitiva da geometria do Universo. Fontes que emitem em rádio permitem realizar contagens em *redshifts* maiores do que fontes que emitem no óptico. Em um universo euclidiano estático, a contagem do número de fontes de rádio, por unidade de ângulo sólido, com densidade de fluxo maior que  $S$  deve obedecer à relação

$$N(> S) \propto S^{-3/2}. \quad (4)$$

Eventuais desvios de uma inclinação  $-1,5$  (numa escala logarítmica) permitiriam selecionar um (ou alguns) cenário(s) cosmológico(s) que se ajusta(m) bem às observações. Porém, um excesso significativo de radiofontes tem sido encontrado em comparação ao que se esperaria no MCP. O aumento observado em  $N$  quando  $S$  decresce não pode ser explicado por efeitos de curvatura no espaço-tempo. A contagem de radiofontes fornece muito mais informação sobre a evolução das galáxias do que sobre a geometria do Universo, porque há enormes mudanças nas propriedades das galáxias para diferentes *redshifts*.

A variação no diâmetro angular aparente de fontes cósmicas,  $\theta$ , em função do *redshift*,  $z$ , também pode ser usada como teste cosmológico. Em um universo isotrópico e homogêneo em expansão, uma fonte cósmica com diâmetro linear intrínseco  $l$  deve ter um diâmetro angular aparente dado por

$$\theta = \frac{l(1+z)^2}{D_L}. \quad (5)$$

Para um universo homogêneo e isotrópico em expansão com  $q_0 > 0$ , o tamanho angular aparente dessa fonte diminui com o aumento do *redshift* até atingir um mínimo absoluto em um dado  $z_{min}$  finito. A partir de então,  $\theta$  aumenta com  $z$ . Por exemplo, se  $q_0 = 0,5$  então  $\theta$  é mínimo para  $z_{min} = 1,25$ . Esse teste já foi aplicado a radiofontes que possuem lóbulos duplos até  $z \approx 2$  sem que nenhum  $z_{min}$  tenha sido detectado. Efeitos de seleção, porém, comprometem eventuais conclusões obtidas a partir deste teste. Por exemplo, objetos intrinsecamente mais luminosos são preferencialmente observados em grandes distâncias. Além disso, o teste não leva em conta de que forma o tamanho das galáxias varia com o tempo.

Os resultados obtidos com os testes cosmológicos clássicos discutidos acima são consistentes com um universo homogêneo e isotrópico em expansão, mas a dispersão dos dados torna impossível usá-los para escolher o melhor dentre os diferentes cenários cosmológicos. Os experimentos atuais não têm a precisão necessária para inferir conclusões definitivas, mas sugerem que objetos extragalácticos evoluem no tempo. Felizmente, existem outros testes (não-clássicos) que também permitem extrair parâmetros cosmológicos a partir de observáveis físicos. Por exemplo, estimativas obtidas da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas indicam que o Universo tem  $13,7 \times 10^9$  anos,  $H_0 \simeq 71$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>,  $\Omega \simeq 1,0$ ,  $\Omega_m \simeq 0,3$ ,  $\Omega_b \simeq 0,04$ .

## 2.2 A Lei de Hubble

Em 1923, o astrônomo Edwin Hubble começou um estudo de estrelas Cefeidas em “nebulosas espirais”, incluindo Andrômeda (a galáxia M31), que é visível a olho nu. Usando a relação período-luminosidade para as Cefeidas, ele calculou a distância em que elas se encontravam da Terra, obtendo um valor de 800.000 anos-luz para Andrômeda e valores semelhantes para outros objetos. Os resultados mostraram que estes sistemas eram enormes conjuntos de estrelas e, definitivamente, encontravam-se fora da nossa Galáxia. Contudo, a mais

importante descoberta de Hubble foi que as galáxias distantes se afastavam de nós e que todas as galáxias, simultaneamente, se afastavam umas das outras.

Seu resultado baseou-se na descoberta de uma relação linear entre a distância  $D$  das galáxias até nós (determinada pela relação período-luminosidade, por exemplo) e a velocidade  $v$  com que elas se afastavam de nós (determinada pela determinação do *redshift* das linhas espectrais observadas), escrita da forma  $v = H_0 D$ . A constante  $H_0$  é chamada constante de Hubble. Essas observações mostraram uma recessão sistemática e isotrópica dos objetos observados, e foram confirmadas até distâncias extremamente grandes. O valor atual para a constante de Hubble, estimado a partir da relação acima, é de 71 km/s.Mpc. Esse valor tem dimensão  $[t]^{-1}$ , logo é possível, usando os valores medidos de  $D$  e  $v$ , fazer uma estimativa da idade do Universo (lembrando que 1 Mpc = 1 Mega parsec =  $3,18 \times 10^{24}$  cm).

Hubble foi forçado a fazer sua descoberta passo a passo, utilizando Cefeidas, variáveis RR Lyrae e estrelas supergigantes para ir calibrando as distâncias até o aglomerado de Virgem. A Figura 1 apresenta um diagrama com as primeiras observações feitas por Hubble e medidas posteriores de objetos mais distantes.

### 2.3 A abundância de elementos leves

A composição química do Universo consiste principalmente de hidrogênio e hélio, com quantidades muito pequenas de todos os outros elementos químicos conhecidos. Se pesarmos todos os bárions existentes no Universo, cerca de 75% são hidrogênio, 24% hélio e 1% corresponde a todo o resto (Figura 2). Essa proporção deve-se ao fato de hidrogênio, deutério, trítio, hélio e lítio terem sido inicialmente produzidos nos três primeiros minutos após a criação do Universo, num processo conhecido como nucleossíntese primordial.

Os primeiros estudos sobre a nucleossíntese primordial foram feitos por George Gamow e colaboradores, em 1948, e mostraram que a composição química do Universo primordial não deveria conter outros elementos além dos citados no parágrafo anterior. Posteriormente, a descoberta dos ciclos de reações nucleares estelares explicou o processo de formação do hélio até o ferro. Os trabalhos sobre nucleossíntese explosiva, que ocorre durante os estágios finais da evolução de estrelas de grande massa ( $M \gtrsim 8M_\odot$ ), explicam a formação de elementos entre o ferro e o urânio. Entretanto, a comparação

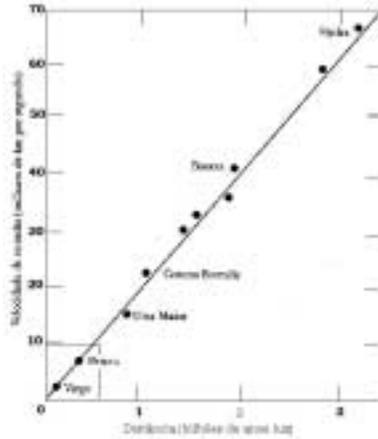


Figura 1: Gráfico da Lei de Hubble, mostrando a relação entre distância e velocidade para diversos aglomerados de galáxias. O quadrado no canto inferior esquerdo representa as regiões em que se encontravam as galáxias observadas por Hubble na década de 20.

entre a abundância de hélio esperada dos cálculos de reações nucleares estelares e a observada no meio interestelar apresentou discrepâncias sérias, restando assim somente uma explicação cosmológica para a abundância observada do hélio.

#### 2.4 A Radiação Cósmica de Fundo em Microondas

A existência de uma Radiação Cósmica de Fundo em Microondas (doravante RCFM) com um espectro de corpo negro é uma forte evidência de que o Universo no passado era muito mais denso e quente do que é hoje. Para produzir uma radiação com as características da RCFM, o Universo deve ter sido muito diferente do que é atualmente, sendo completamente preenchido por um fluido primordial, constituído de radiação e partículas elementares extremamente energéticas. A RCFM foi produzida quando o Universo tinha cerca de 380 mil anos de idade, resfriou-se por causa da expansão e hoje a sua temperatura é de 2,726 K. A evolução posterior do Universo não afetou as propriedades da RCFM, de forma que ela nos oferece uma excelente oportunidade de estudar

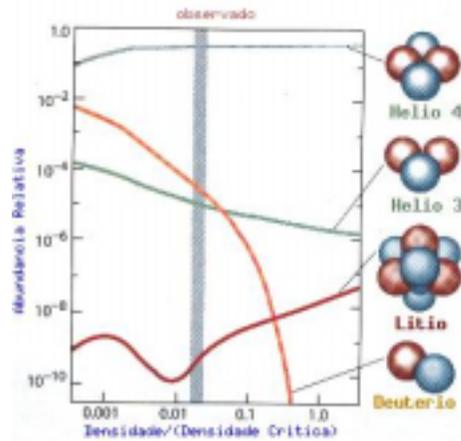


Figura 2: *Abundância relativa dos elementos leves em relação ao hidrogênio. A soma dos valores definidos na linha cinza central, para cada um dos elementos à direita, mais a porcentagem relativa ao hidrogênio (da ordem de 0,75), deve ser igual a 1.*

as condições físicas do Universo jovem. As características da RCFM (espectro, distribuição angular e polarização) são diretamente dependentes dessas condições e estão ligadas aos mecanismos que deram origem às grandes estruturas (aglomerados, superaglomerados, paredes, etc.) hoje observadas. Na Seção 4, veremos com mais detalhes as observações da RCFM.

### 3 O Modelo Cosmológico Padrão

O Modelo Cosmológico Padrão (MCP) baseia-se no princípio cosmológico, segundo o qual o Universo é isotrópico e homogêneo em grande escala. Observações da distribuição de galáxias sugerem que essa hipótese seja válida em escalas  $\gtrsim 100h^{-1}$  Mpc e em escalas angulares  $\gtrsim 10'$ . Outras observações, tais como da isotropia nas distribuições de temperatura da RCFM, de hidrogênio neutro e da distribuição de explosões de raios  $\gamma$  também apoiam a validade desse princípio.

De acordo com o MCP, o Universo foi criado há cerca de 14 bilhões de anos, tendo evoluído a partir de um estado inicial extremamente denso e quente

( $\rho \sim 10^{25}$  g/cm<sup>3</sup>,  $T \sim 10^{15}$  K em  $t \sim 10^{-8}$  s). No decorrer de sua expansão, a densidade e temperatura média do plasma primordial diminuíram até que, transcorridos cerca de 380 mil anos, a temperatura caiu o suficiente a ponto de permitir que elétrons e prótons pudessem dar origem aos primeiros átomos de hidrogênio. Confinados ao redor de núcleos atômicos, os elétrons não puderam mais interagir significativamente com os fótons, através de espalhamento Thomson, reduzindo assim a opacidade do plasma primordial. O Universo tornou-se então transparente à radiação eletromagnética e o caminho livre médio dos fótons passou a ser da ordem do comprimento de Hubble. Devido a instabilidades gravitacionais, flutuações de densidade no plasma primordial evoluíram para formar as estruturas observadas atualmente (galáxias, aglomerados e superaglomerados de galáxias). A síntese de elementos pesados ( $Z \gtrsim 7$ ) no Universo ocorreu no interior das estrelas, em supernovas e em outros processos no meio interestelar.

Friedmann, em 1922, e Lemaître, em 1927 mostraram que um universo em expansão pode ser explicado no contexto da Relatividade Geral. O elemento de linha em um Universo isotrópico e homogêneo em expansão, em coordenadas esféricas comóveis, é dado pela métrica de Robertson-Walker

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]. \quad (6)$$

A combinação da métrica de Robertson-Walker com o tensor matéria-energia, nas equações de campo de Einstein, dá origem às equações de Friedmann-Lemaître, dadas por

$$\left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (7)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right), \quad (8)$$

em que  $R(t)$  é o fator de escala,  $\rho(t)$  é a densidade média de matéria e energia do Universo (a densidade de energia é  $\rho c^2$ ),  $P(t)$  é a pressão isotrópica hidrodinâmica da matéria e radiação,  $\Lambda$  é a constante cosmológica,  $k/R^2$  é a curvatura Riemmaniana do espaço-tempo e  $k$  é o índice da curvatura que pode assumir os valores  $-1$ ,  $0$  ou  $+1$ .

A Equação (6) representa a geometria do Universo, enquanto as Equações (7) e (8) descrevem sua dinâmica. O arcabouço teórico do MCP baseia-se no estudo das soluções dessas equações. Em qualquer instante  $t$ , são definidos os parâmetros cosmológicos

$$H(t) = \frac{\dot{R}}{R}, \quad (9)$$

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (10)$$

$$\Omega(t) = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (11)$$

$$q(t) = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = \frac{\Omega}{2} - \frac{\Lambda c^2}{3H^2}, \quad (12)$$

em que  $H$  é o parâmetro de Hubble,  $\rho_c$  é a densidade crítica,  $\Omega$  é parâmetro de densidade e  $q$  é o parâmetro de desaceleração.

A densidade crítica  $\rho_c$  é obtida impondo-se  $k = 0$  e  $\Lambda = 0$  na Equação (7), ou seja, corresponde à densidade necessária para que o Universo seja plano. O parâmetro  $q(t)$  descreve a evolução do fator de escala de tal forma que  $\ddot{R} = -q(t)H^2R$ . A Equação (12) permite interpretar a constante cosmológica  $\Lambda$  como um campo repulsivo que contrabalança a atração gravitacional.

Existem três cenários descritos pelo MCP quando  $\Lambda = 0$ . Se o índice da curvatura for  $k = 0$ , tem-se um Universo plano em que verifica-se  $\Omega(t) = 1$ ,  $q = 0,5$  (também conhecido como Universo de Einstein-DeSitter). Analogamente,  $k = 1$  implica  $\Omega(t) > 1$ ,  $q > 0,5$  e corresponde a um Universo fechado que irá colapsar no futuro. Finalmente,  $k = -1$  implica  $\Omega(t) > 1$ ,  $q < 0,5$  e corresponde a um Universo aberto que irá se expandir para sempre. Entretanto, existem problemas que não são respondidos satisfatoriamente no contexto do MCP. Dentre eles, destacam-se os problemas do horizonte, da curvatura, dos monopólos magnéticos, da isotropia e da homogeneidade.

### 3.1 Problemas no Modelo Padrão da Cosmologia

#### 3.1.1 O problema do horizonte

Suponha que um fóton se desloque por uma geodésica nula ( $ds^2 = 0$ ) em um referencial comóvel mantendo  $\theta$  e  $\varphi$  constantes. Da métrica de Robertson-

Walker, obtém-se

$$cdt = \frac{Rdr}{\sqrt{1-kr^2}}. \quad (13)$$

Integrando (13), encontra-se que a distância própria  $l_h$  ao horizonte de eventos  $r_h$  desse fóton satisfaz

$$\frac{l_h}{R} = c \int_0^t \frac{dt}{R} = \int_0^{r_h} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}. \quad (14)$$

Quando se compara o horizonte de eventos de regiões no desacoplamento com a distância atual até a superfície de último espalhamento, verifica-se a validade da desigualdade

$$\int_0^{t_{des}} \frac{dt}{R} \ll \int_{t_{des}}^{t_0} \frac{dt}{R}. \quad (15)$$

Na época do desacoplamento entre matéria e radiação,  $t_{des}$ , o comprimento de Hubble ( $cH^{-1}$ ) equivalia ao que hoje corresponde a uma separação angular na esfera celeste dada por

$$\theta_{des} = (0.87^\circ) \cdot \Omega_0 \left( \frac{z_{des}}{1100} \right)^{-1/2}. \quad (16)$$

Essa expressão mostra que regiões separadas por  $\gtrsim 1^\circ$  não estavam em contato causal em  $t_{des}$ . Como explicar, no contexto do modelo de Friedmann-Lemaitre, o fato de a RCFM ser homogênea e isotrópica em escalas que não estavam em contato causal em  $t_{des}$ ?

### 3.1.2 O problema da curvatura

Nos modelos de Friedmann ( $\Lambda = 0$ ), a substituição da Equação (10) em (7) fornece

$$kc^2 = (\Omega - 1)R^2H^2. \quad (17)$$

No contexto do MCP, pode-se mostrar que na era radiativa ( $\rho_r \gg \rho_m$ ), a dinâmica do Universo obedecia a uma lei do tipo  $R \propto t^{1/2}$ . Já na era dominada pela matéria, ( $\rho_r \ll \rho_m$ ) passou a obedecer a  $R \propto t^{2/3}$ . Portanto, utilizando a definição (9), tem-se

$$\begin{cases} |\Omega - 1| \propto t & \text{se } \rho_r \gg p_m, \\ |\Omega - 1| \propto t^{2/3} & \text{se } \rho_r \ll p_m. \end{cases} \quad (18)$$

Dados recentes indicam que  $\Omega_0 = 1,02 \pm 0,02$ ,  $t_0 = 13,7 \times 10^9$  anos e  $t_{des} = 3,8 \times 10^5$  anos. Logo, tem-se

$$\frac{|\Omega_0 - 1|}{|\Omega_{des} - 1|} = \left( \frac{t_0}{t_{des}} \right)^{2/3} \sim 10^3. \quad (19)$$

Dessa forma, na época do desacoplamento deveríamos ter  $|\Omega_{des} - 1| \sim 10^{-3}$ . Analogamente, na época de Planck  $t_P = 1,35 \times 10^{-43}$  s, com  $|\Omega_P - 1| \sim 10^{-60}$ . Isto é, a existência de um Universo plano no MCP exige condições iniciais muito restritas. Por que a densidade no Universo jovem era tão próxima da densidade crítica  $\rho_c$ ?

### 3.1.3 O problema dos monopólos magnéticos

Monopólos magnéticos são partículas hipotéticas que contêm carga magnética. O processo de quebra espontânea de simetria, que teria ocorrido em  $t \approx 10^{-35}$  s, gerou soluções físicas que podem ser interpretadas como monopólos magnéticos. A consequência disso é que a equação de Maxwell referente ao campo magnético passaria a ser escrita como  $\nabla \cdot \mathbf{B} \neq 0$ . A energia de um monopólo é de cerca de  $10^{16}$  GeV, correspondendo a uma massa de cerca de  $1,8 \times 10^{-8}$  g. Supondo que apenas 1 monopólo seja criado em uma esfera com raio da ordem do raio de Hubble, a densidade de massa de monopólos nessa época seria  $1,7 \times 10^{65}$  g · cm<sup>-3</sup>. Esse valor deveria ser diluído pela expansão para uma densidade que atualmente atingiria  $10^{-15}$  g · cm<sup>-3</sup>  $\gg \rho_c \simeq 9,47 \times 10^{-30}$  g · cm<sup>-3</sup>. Para uma densidade dessa ordem, o Universo colapsaria para uma singularidade em um tempo da ordem de  $10^5$  anos. Além disso, monopólos são partículas estáveis que não podem ser destruídas. Portanto, o problema da densidade excessiva de monopólos parece não ter solução no contexto do modelo padrão.

### 3.1.4 O problema da isotropia e homogeneidade

Outro problema relacionado ao MCP é o fato de que o mecanismo de geração de flutuações primordiais de densidade é totalmente desconhecido. Como um universo homogêneo e isotrópico pôde dar origem a estruturas como galáxias,

aglomerados e superaglomerados? Uma possível solução para esses problemas é fornecida pelo modelo inflacionário sugerido por Alan Guth, em 1981.

### 3.2 O modelo inflacionário

A principal idéia da Inflação supõe que houve uma época, nos primeiros instantes do Universo, em que o fator de escala  $R(t)$  cresceu exponencialmente. O modelo inflacionário foi proposto como uma possível solução ao problema do horizonte e da curvatura. Seu formalismo baseia-se nas *Teorias de Grande Unificação*. Guth supôs que, quando o Universo tinha a escala de Planck ( $l_P \approx 10^{-35}$  m), sua energia estaria concentrada em um campo escalar  $-u_{vf}$ . No intervalo  $10^{-34}$  s  $< t < 10^{-32}$  s o Universo teria experimentado uma transição de fase que o levou de um estado dominado pelo vácuo falso (**vf**) a um estado dominado pela radiação. Admitindo que  $\rho = \rho_r + \rho_{vf}$  e  $\rho_r \ll \rho_{vf}$ , as equações (7) e (8) podem ser reescritas como

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho_{vf}}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (20)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3} + 8\pi G\rho_{vf}. \quad (21)$$

A Equação (21) é uma equação linear homogênea de segunda ordem e admite solução na forma

$$R(t) \propto \exp\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (22)$$

em que

$$\tau = \left(\frac{3c^2}{8\pi G u_{vf} + \Lambda c^4}\right)^{1/2}. \quad (23)$$

Para  $\Lambda = 0$  tem-se  $\tau \approx 10^{-33}$  s. A imposição de que a solução dada pela Equação (22) também seja solução da Equação (20) implica que  $k$  deve ser desprezível (a curvatura do Universo  $\rightarrow 0$ ). Para se ter uma idéia qualitativa do significado dessa expansão, durante o processo inflacionário o Universo necessitou de  $\sim 10^{-31}$  s para que  $R(t)$  aumentasse por um fator  $e^{100} \approx 10^{43}$ . Imediatamente antes e após a inflação, o Universo era dominado pela radiação e o fator de escala era dado por  $R(t) \propto t^{1/2}$ . Depois de  $t \gtrsim 10^4$  anos o Universo

passou a ser dominado pela matéria e  $R(t) \propto t^{2/3}$ . Portanto, da nucleossíntese primordial até hoje, o fator de expansão teria sido de  $\sim 10^{32}$  ao longo de cerca de  $\sim 10^{17}$  s.

O problema da curvatura é resolvido com a expansão inflacionária e o conseqüente aumento no fator de escala. Não importa a condição inicial: se houve um período inflacionário devemos ter, necessariamente,  $\Omega_0 \rightarrow 1$ . O problema do horizonte também é solucionado pelo modelo inflacionário. Um argumento quantitativo, para solucionar o problema do horizonte, é obtido ao se comparar a distância que a luz pôde viajar do início da inflação  $t_{inf}$ , durante um intervalo  $\Delta t$ , com a distância que pôde viajar após o desacoplamento, isto é,

$$e^{\Delta t/\tau} \int_0^{\Delta t} \frac{dt}{e^{t/\tau}} \gg t_0^{2/3} \int_{t_{des}}^{t_0} \frac{dt}{t^{2/3}}. \quad (24)$$

Essa integral fornece

$$H^{-1} \left( e^{\Delta t/\tau} - 1 \right) \gg 3t_0 \approx 2H^{-1}. \quad (25)$$

A Equação (25) mostra que, no contexto inflacionário, foi possível estabelecer contato causal entre todas as regiões do Universo antes que elas fossem separadas por distâncias superiores ao horizonte de eventos. Essa expansão rápida também reduz a densidade de monopólos por um fator proporcional a  $R^{-3} \propto \exp\left(\frac{-3t}{\tau}\right)$ . Dessa forma, a densidade atual de monopólos é desprezível, o que é compatível com o fato de que monopólos nunca foram detectados experimentalmente.

Uma outra característica atraente da inflação é a possibilidade de ela apresentar um mecanismo para explicar a existência de perturbações de densidade que dariam origem a estruturas em grande escala. Flutuações quânticas teriam sido ampliadas pela inflação e evoluído para gerar flutuações de densidade no plasma primordial. Após o desacoplamento, essas flutuações de densidade foram amplificadas e deram origem às estruturas observadas atualmente (galáxias, aglomerados, superaglomerados).

Entretanto, ainda persistem problemas que não são explicados mesmo incorporando o modelo inflacionário ao MCP. O principal deles é o da existência de uma singularidade nos instantes iniciais do Universo. Quando  $t \lesssim t_{Planck} \sim 10^{-43}$  s, as energias envolvidas tornam-se tão grandes que é necessário o uso

de uma teoria quântica da gravitação, ainda desconhecida. Portanto, mesmo que o modelo inflacionário seja verdadeiro, ele apenas descreve a dinâmica do Universo nos instantes posteriores a  $t_{Planck}$ , mas o problema de como e o quê originou o Universo continua sem resposta.

#### 4 Radiação Cósmica de Fundo em Microondas: Observações

A RCFM é observada em todas as direções do céu. A região do espaço-tempo de onde os fótons da RCFM provêm é denominada Superfície de Último Espalhamento (SUE), localizada em um *redshift*  $z_{des} \approx 1100$ . Estima-se que o desacoplamento entre matéria e radiação ocorreu em um *redshift*  $z_{des}$  dado por

$$1 + z_{des} \simeq 1100 \left( \frac{\Omega}{\Omega_b} \right)^{0,018}, \quad (26)$$

em que  $\Omega$  é a densidade total e  $\Omega_b$  é a densidade bariônica do Universo. Devido ao fato do desacoplamento não ter ocorrido instantaneamente, a SUE apresenta uma espessura em *redshift* de  $\Delta z_{SUE} \approx 195$  e a SUE impõe uma distância limite à observação de fótons, de modo que a RCFM se constitui no observável de origem eletromagnética mais antigo e distante que se pode registrar. Veremos, a seguir, que tipo de instrumentação é utilizada para estudar a RCFM e que tipo de observações podem ser feitas.

##### 4.1 Instrumentação

As observações da RCFM são realizadas utilizando-se técnicas de radioastronomia. Em microondas, duas tecnologias distintas são utilizadas para medir anisotropias na RCFM: radiômetros, que utilizam amplificadores baseados em diodos HEMT (*High Electron Mobility Transistors*) e bolômetros. Radiômetros utilizam detectores coerentes sensíveis ao ruído térmico gerado numa antena devido a um dado fluxo em rádio nela incidente. Detectores coerentes são aqueles que preservam a informação da fase do sinal. Há diversas montagens de radiômetros. Os mais simples são do tipo potência total e medem continuamente o sinal recebido pela antena. Radiômetros do tipo *Dicke* alternam o sinal de uma região do céu recebido pela antena com o sinal de uma carga de referência, mantida a uma temperatura constante, ou com o sinal de uma outra região do céu. O sinal resultante é proporcional à diferença das temperaturas de ruído da antena e da carga (ou proporcional à diferença de temperatura das

duas regiões do céu). Em geral, esse tipo de receptor é usado em frequências menores que  $\approx 120$  GHz.

Bolômetros são detectores térmicos não-coerentes nos quais os fótons incidentes geram variações de temperatura em um material absorvedor. Um termômetro feito com material que apresenta grande variação na resistência elétrica  $R$  para pequenas variações de temperatura é acoplado ao material absorvedor. A resistência  $R$  do termômetro muda com a temperatura. Aplicando-se uma corrente constante  $I$  ao termômetro, variações em  $R$  geram variações na voltagem  $V$  de um circuito que são amplificadas e medidas. Bolômetros são sensíveis à radiação em qualquer frequência e direção, sendo chamados de detectores incoerentes (não preservam a fase da radiação incidente). Por esse motivo, o absorvedor é usualmente colocado em uma cavidade, de modo a melhorar a eficiência do detector por múltiplas reflexões e a seleção em frequência é realizada por filtros. Esses detectores são usados em frequências maiores que  $\approx 120$  GHz.

Dependendo da característica da RCFM que se quer medir, deve-se utilizar técnicas de medidas absolutas ou diferenciais de temperatura. O experimento FIRAS-COBE, por exemplo, foi projetado para medir o espectro da RCFM e utilizou, para isso, medidas absolutas da temperatura da RCFM. As medidas absolutas são obtidas por integração do sinal incidente, sendo somente calibradas utilizando-se uma fonte externa. O espectro medido pelo FIRAS-COBE, ajustado a uma curva de corpo negro, forneceu uma temperatura  $T = 2,726 \pm 0,002$  K para a RCFM. O DMR-COBE realizou medidas diferenciais, isto é, subtraindo os sinais do céu provenientes de duas cornetas separadas por  $60^\circ$ , que delimitavam, cada uma, regiões de  $7^\circ$  no céu e encontrou, para as flutuações de temperatura, um valor  $\Delta T_{quad} \approx 16 \mu K$ .

O fluxo coletado por um detector de microondas é convertido em voltagem  $V$  e deve ser calibrado em unidades físicas. Tipicamente, a calibração é feita em termos de temperatura de antena,  $T_A \equiv P/k\Delta\nu$ , que é proporcional à potência  $P$  recebida por unidade de banda  $\Delta\nu$ . Para uma boa calibração, é necessário utilizar uma fonte estável com fluxo conhecido. Júpiter ou Marte, por exemplo, fornecem um sinal de  $\sim 100$  mK, em comprimentos de onda milimétricos, para uma corneta com abertura de  $\sim 10'$ .

Devido à baixa relação sinal-ruído das medidas da RCFM, um dos grandes desafios encontrados na preparação e execução dos experimentos é identi-

ficar e rejeitar erros sistemáticos, tais como distorção do feixe principal, sinais espúrios captados pelos lóbulos laterais da antena, imprecisão no apontamento do instrumento, discrepâncias de calibração, ruído  $1/f$ , flutuações periódicas e térmicas causadas por modulações no sinal devidas à atmosfera e variações de ganho nos receptores. A compreensão desses fatores é que permitirá a obtenção de uma melhor razão sinal-ruído e, conseqüentemente, de uma melhor determinação das propriedades da RCFM.

## 4.2 O espectro

O MCP prevê que a RCFM deve ter um espectro de corpo negro, cuja forma depende somente da temperatura do corpo emissor. Essa é a primeira característica marcante da RCFM: possuir um espectro de corpo negro com uma temperatura de  $2,726 \pm 0,001$  K, conforme as observações do satélite COBE (Figura 3). A explicação para a forma de corpo negro do espectro da RCFM é que, no Universo primordial, radiação e matéria se encontravam em uma situação de quase equilíbrio termodinâmico até cerca de  $4 \times 10^5$  anos depois do “Big Bang”. A expansão do Universo simplesmente diminuiu a temperatura dos fótons, que evoluíram de acordo com a relação

$$T(t) = T_0[z(t) + 1]. \quad (27)$$

## 4.3 A distribuição angular

A segunda característica importante da RCFM é a sua distribuição angular, que mostra a existência de pequenas variações, em diferentes direções do céu, na temperatura de 2,726 K. Essas variações, também chamadas de anisotropias, contêm informação sobre a distribuição da matéria no Universo jovem. Acredita-se que elas estejam relacionadas às sementes das estruturas que vemos no céu atualmente. Seria muito difícil explicar como o Universo passou do “plasma primordial” para as estruturas que observamos hoje caso não fossem detectadas anisotropias da ordem de  $10^{-5}$ , ou seja, se a temperatura da RCFM fosse exatamente 2,726 K em todo o céu (Figura 4, imagem superior).

Em 1992, o satélite COBE (Cosmic Background Explorer) confirmou a existência de pequenas flutuações de temperatura, da ordem de  $\Delta T/T \simeq 10^{-3}$ , atribuídas ao movimento do Sistema Solar em relação à SUE. O COBE também

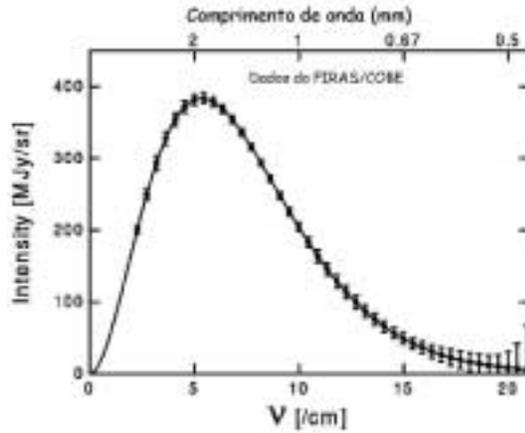


Figura 3: *Espectro da RCFM medido pelo satélite COBE. O pico encontra-se próximo da frequência de 6 cps e possui a forma de um corpo negro a aproximadamente 2,7 K.*

detectou anisotropias de origem cosmológica, da ordem de  $\Delta T/T \simeq 10^{-5}$  (Figura 4, imagem intermediária). Logo após, diversos experimentos confirmaram a existência de flutuações na RCFM em diferentes escalas angulares. Em 2003, o satélite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) apresentou resultados que mostravam, em detalhes, exatamente o mesmo tipo de estrutura medida em 1992 pelo COBE (Figura 4, imagem inferior).

O estudo de anisotropias é realizado em escalas angulares pequena ( $\theta \lesssim 10'$ ), intermediária ( $10' \lesssim \theta \lesssim 2^\circ$ ) e grande ( $\theta \gtrsim 2^\circ$ ). Em cada uma dessas escalas há a predominância de diferentes processos físicos. A interpretação da distribuição das flutuações de temperatura está ligada às flutuações de matéria na época do Universo jovem. Devido ao acoplamento entre matéria e radiação, esperava-se que existissem oscilações no fluido primordial. Ao se medir as anisotropias, encontrou-se a consequência dessas oscilações: uma série de picos no espectro de potência da RCFM, chamados de picos acústicos, que são perfeitamente descritos pela teoria física do oscilador harmônico amortecido. Os principais processos que contribuem para a produção de flutuações de temperatura na RCFM são:

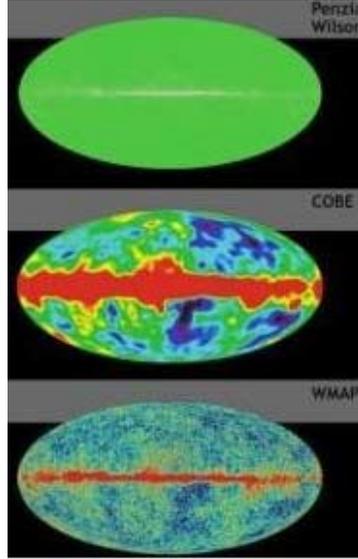


Figura 4: Mapas da RCFM. A figura no topo simula os resultados de Penzias e Wilson, como se todo o céu tivesse apresentasse uma mesma temperatura. A figura central mostra o mapa de anisotropias da RCFM feito pelo satélite COBE, em 1992, no qual as flutuações de temperatura são da ordem de  $\Delta T \approx 18\mu K$ . As manchas azuis, verdes e vermelhas correspondem às flutuações de temperatura (regiões quentes e frias) no Universo jovem. A imagem inferior mostra o mapa publicado pelo satélite WMAP, em 2003. Note a maior nitidez desse mapa em relação ao mapa do COBE. (Fonte: WMAP Science Team, <http://map.gsfc.nasa.gov>).

**Efeito Sachs-Wolfe:** efeito causado por perturbações gravitacionais. Irregularidades presentes na distribuição de matéria e energia na SUE geram flutuações no potencial gravitacional, que geram flutuações de temperatura na RCFM. As flutuações de temperatura causadas pelo efeito Sachs-Wolfe são dadas pelas relação

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \Phi}{3c^2} \approx \frac{G\Delta M}{Lc^2} \propto \Delta \rho L^2, \quad (28)$$

em que  $\Phi$  é o potencial gravitacional num determinado instante  $t$  e posição  $r$ ,  $\Delta M$  corresponde à variação de matéria que cria o potencial gravitacional

dependente do tempo,  $c$  é a velocidade da luz,  $G$  é a constante gravitacional,  $L$  é a escala de tamanho em que ocorrem as flutuações gravitacionais e  $\rho$  é a densidade de matéria. Esse efeito foi originalmente descrito por Sachs e Wolfe, em 1967.

**Deslocamento Doppler:** perturbação na distribuição angular da RCFM devido ao efeito Doppler cinemático ocasionado por velocidades peculiares do plasma primordial. Para fótons espalhados por um fluido à velocidade  $v$ , esse efeito é estimado por

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{v}{c}. \quad (29)$$

**Dipolo:** flutuação de temperatura na distribuição angular da RCFM devida ao movimento do observador em relação ao sistema de referência definido pela RCFM. Esse efeito foi medido pela primeira vez por Conklin, em 1969, e pode ser estimado pela equação

$$T(\theta) = T_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c) \cos \theta}, \quad (30)$$

a qual descreve a temperatura  $T$  registrada por um observador movendo-se no interior de uma cavidade de corpo negro à temperatura  $T_0$ , com velocidade  $v$  em relação à parede dessa cavidade. A grandeza  $\theta$  representa o ângulo entre a direção do movimento e a linha de visada do observador. A direção do dipolo da RCFM é  $(l, b) = (264,14^\circ, 48,26^\circ)$ , em que  $l$  e  $b$  são coordenadas galácticas, e a sua amplitude é 3,372 mK. Para  $v \ll c$ , a Equação (30) permite estimar a anisotropia de dipolo como

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{v \cos \theta}{c}. \quad (31)$$

**Efeito Sunyaev-Zel'dovich:** Distorção no espectro da RCFM devido à interação de fótons com elétrons existentes em gases quentes e ionizados, presentes em aglomerados de galáxias que se interpõem entre o observador e a SUE. Neste efeito, fótons que compõem a RCFM são espalhados, via efeito Compton inverso, por elétrons relativísticos presentes no gás. Esses fótons são reemitidos em raios-X e gama, deixando de ser observados na faixa de microondas. Isso ocasiona uma distorção no espectro de corpo negro da RCFM, resultando numa diminuição da intensidade da RCFM na frequência da observação, com

uma conseqüente diminuição na determinação de sua temperatura. Esse efeito é representado por:

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{2kT_e\tau}{m_e c^2}, \quad (32)$$

em que  $m_e$  representa a massa do elétron,  $k$  a constante de Boltzmann,  $T_e$  a temperatura do gás de elétrons e  $\tau$  a profundidade óptica na direção do aglomerado. Esse efeito foi previsto por Sunyaev e Zel'dovich, em 1972.

#### 4.4 Espectro de potência da RCFM

As perturbações na distribuição angular de temperatura da RCFM na esfera celeste podem ser representadas através de uma expansão em harmônicos esféricos, dada por

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (33)$$

a qual expressa as flutuações de um campo de radiação em função de dois ângulos  $(\theta, \phi)$ , em que  $l \sim 180^\circ/\theta$  e os coeficientes  $a_{lm}$  apresentam média nula. O valor esperado dos coeficientes  $C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle$ , que representam a variância dos  $a_{lm}$ , define o espectro de potência das flutuações de temperatura da RCFM. Esse espectro é geralmente representado sob a forma  $l(l+1)C_l \times l$  (Figura 5).

A posição, altura e espaçamento relativo entre os picos são sensíveis aos parâmetros cosmológicos dos modelos que representam o Universo. O conhecimento da forma do espectro de potência da RCFM permite estimar esses parâmetros e separar diferentes classes de modelos cosmológicos. Por exemplo, no caso da classe de modelos baseada em matéria escura fria, o primeiro pico acústico está localizado em  $l \approx 200\sqrt{\Omega_0}$ . Assim, a determinação da posição do primeiro pico permite estimar o parâmetro de densidade  $\Omega_0$ . Pode-se estimar o valor de alguns parâmetros cosmológicos, tais como  $H_0$ ,  $\Omega_0$ ,  $\Omega_b$ ,  $\Lambda$ , pela determinação da posição e da amplitude dos picos do espectro de potência da RCFM.

#### 4.5 Polarização

Em geral, um campo de radiação de eletromagnética, que pode ser caracterizado pela superposição de ondas polarizadas em todas as direções, apresenta

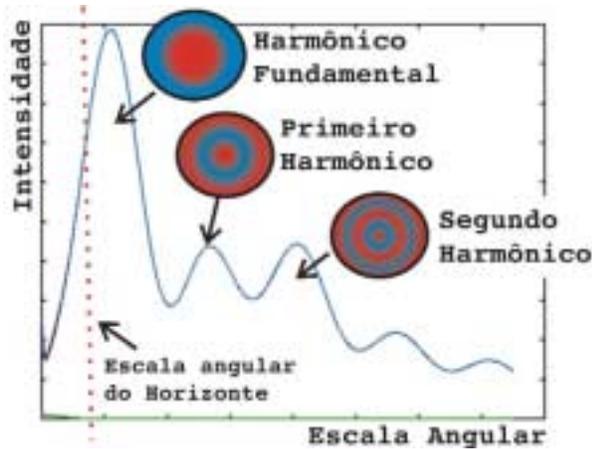


Figura 5: *Espectro de potência das flutuações de temperatura da RCFM.*

apenas uma porcentagem de sua intensidade total com polarização bem definida, gerando um padrão que pode ser mapeado. Para a RCFM, esta fração polarizada corresponde de 0,1% a 1% da amplitude das flutuações de temperatura, dependendo do processo físico que deu origem à polarização. Entretanto, essa polarização será sempre linear, uma vez que ela resulta de um espalhamento.

Quando as primeiras estrelas de grande massa surgiram (cerca de 200 milhões de anos após o Big-Bang), a radiação emitida por elas foi capaz de ionizar as moléculas de hidrogênio que permeavam o Universo, num processo conhecido como reionização. Os elétrons liberados durante a reionização puderam interagir com os fótons presentes no meio, inclusive com os da RCFM, introduzindo um pequeno grau de polarização ( $\approx 1\%$ ) em grandes escalas angulares. Por outro lado, fenômenos presentes no momento da recombinação também produziram polarização. O espalhamento Thomson dos fótons pelos elétrons do fluido primordial apresentavam um movimento ordenado seguindo as ondas acústicas que se propagavam no plasma, produzindo polarização com uma intensidade da ordem de 1%. Além desta perturbação escalar (ondas acústicas), o plasma também sofreu a ação de perturbações tensoriais: o espaço-tempo oscilava, alongando, comprimindo e torcendo o plasma. O termo tensorial, ao

contrário de escalar, indica que a perturbação requer uma orientação definida. Estas oscilações eram decorrentes da passagem de ondas gravitacionais produzidas durante a Inflação. O espalhamento dos fótons pelos elétrons durante o processo de torção do plasma também polariza a radiação, com uma amplitude  $\lesssim 0,1\%$  devida à pequena amplitude das ondas gravitacionais.

As primeiras medidas de polarização da RCFM começaram a ser feitas ainda na década de 70, mas somente em 2002 se conseguiu a primeira detecção positiva. O instrumento DASI foi capaz de mapear o padrão de polarização em torno do Pólo Sul celeste. Em 2003, o satélite WMAP confirmou esta medida, porém com um mapeamento do céu inteiro.

## 5 Problemas atuais da Cosmologia

Na década de 80, os astrônomos observaram um fato bastante estranho ao estudar as curvas de rotação das galáxias espirais. A Figura 6 mostra as curvas de velocidade de rotação devidas ao disco, gás e halo de uma galáxia espiral típica. Devido à grande diferença observada entre a curva da galáxia e a curva do disco, foi levantada a hipótese de que o halo continha muito mais matéria do que o imaginado e que essa matéria somente sofria a ação da gravidade, não emitindo nenhum tipo de radiação eletromagnética. Daí o nome “matéria escura”. Podemos mostrar que a curva de rotação de uma galáxia espiral deve variar em função da posição do elemento de massa com a distância até o centro. A relação entre a energia potencial gravitacional e a energia cinética de um elemento de matéria a uma distância  $r$  do centro da Galáxia, de acordo com a 2ª lei de Newton, é dada por

$$\frac{GMm}{r^2} = m \frac{V^2}{r} \quad (34)$$

e determinando uma relação para a massa contida dentro de uma esfera de raio  $R$ , obtemos:

$$M = \frac{V^2 r}{G}, \quad (35)$$

o que sugere que a velocidade deve aumentar proporcionalmente à massa e, fora dos limites do objeto, cair rapidamente a zero. A Figura 6 nos mostra algo completamente diferente. A curva combinada deveria decair como a curva do disco, caso a matéria do halo fosse desprezível em relação à massa do disco.

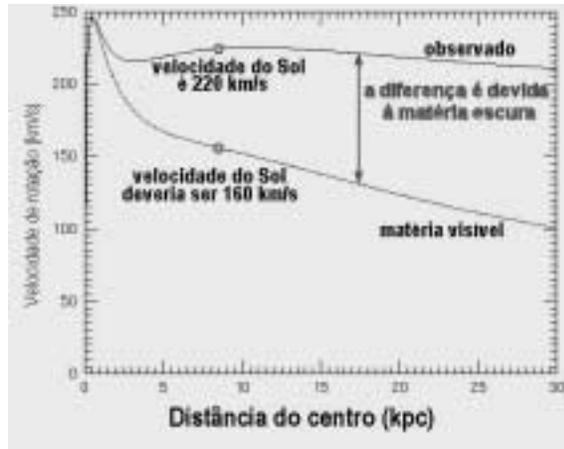


Figura 6: *Curva de velocidade radial de galáxia espiral. Note que a curva com os pontos é a combinação das curvas de disco, gás e halo e esperava-se que ela decrescesse para raios maiores que 20 ou 30 kpc.*

Entretanto, nota-se claramente que a velocidade do halo também cresce e, para raios maiores que os raios determinados por meio de observações ópticas, tende à velocidade de toda a Galáxia. As estimativas dinâmicas (via leis de Newton) dessa matéria não-luminosa (“escura”) indicam que ela é quase 10 vezes maior que a quantidade de matéria comum (bariônica).

Pode-se argumentar que também existe matéria escura bariônica: anãs negras, nuvens moleculares frias (“escuras”) e outros objetos que não emitem luz visível. A resposta é que sempre será possível tentar medir esses objetos feitos de bárions por meio da emissão no infravermelho ou em rádio. A matéria não-bariônica, porém, somente pode ser percebida através de efeitos gravitacionais pois não emite radiação eletromagnética. Para ela existem diversos candidatos, entre eles o neutrino, que é o mais conhecido. Veremos que a matéria escura é responsável por algo da ordem de 30% de toda a densidade do Universo e concluímos então que, mesmo falando somente de matéria, somos constituídos de matéria que é a exceção do que existe no Universo.

A energia escura é uma grandeza ainda mais complicada de ser definida, porque simplesmente não sabemos o que ela é ou como medi-la. Pode-se dar

a ela diversos significados, todos mais ou menos relacionados com a chamada constante cosmológica, introduzida por Einstein nas suas equações da Relatividade Geral. Em 1929, Hubble mostrou que o Universo estava em expansão e a constante colocada por Einstein nas suas equações saiu de moda. Recentemente, a descoberta que o Universo encontra-se numa expansão acelerada trouxe novamente à discussão a idéia de uma constante cosmológica que exerce pressão negativa e faz com que a gravidade não seja a única força a dominar o mecanismo de expansão.

Isso nos permite concluir que o Universo possui uma geometria praticamente Euclidiana em grandes escalas, com 96% de sua composição química desconhecida. Com relação ao mecanismo de expansão, a presença da energia escura faz com que o Universo, apesar de plano e com densidade de matéria menor que a densidade crítica, sofra uma aceleração no processo de expansão. Assim, em termos dinâmicos, podemos dizer que o Universo atual tem cerca de 14 bilhões de anos, é plano e tem a expansão gradualmente acelerada pela energia escura. Matéria e energia escuras representam hoje um dos maiores desafios científicos tanto para a Física quanto para a Astronomia. A solução para esses enigmas passa por um grande esforço experimental, observacional e teórico, no qual físicos e astrônomos se unem na tentativa de, talvez, descobrir uma nova Física no Espaço! Para as novas gerações de cientistas, como os alunos dessa Escola do CBPF, fica o convite para que participem dessa aventura de descobrimento da Natureza!

## Referências

1. Partridge, R. B. "The Cosmic Microwave Background Radiation". Cambridge University Press, 1997.
2. Harrison, E. "Cosmology - The Science of the Universe" (2nd Edition). Cambridge University Press, 2000.
3. Peebles, P. J. E. "Principles of Physical Cosmology". Princeton University Press, 1993.
4. Kolb, E. W.; Turner, M. "The Early Universe". Addison-Wesley Publishing Co., 1990.

5. Lachièze-Rey, M.; Gunzig, E. "The Cosmological Background Radiation". Cambridge University Press, 1999.
6. Padmanabham, T. "Structure Formation in the Universe". Cambridge University Press, 1993.