

微波背景辐射与宇宙大尺度结构的形成

向守平

(中国科学技术大学天体物理中心)

提 要

本文综述了近年来国际上对微波背景辐射的各向异性和谱畸变问题的主要研究成果。这一研究可以提供早期宇宙演化的重要信息,对研究初始密度扰动谱、宇宙暗物质、星系及宇宙大尺度结构的形成以及复合之后的再热过程都具有重要意义。

一、引 言

微波背景辐射是六十年代天文学的四大发现之一。它不仅从观测上有力地支持了Gamow等人早在四十年代提出的大爆炸宇宙模型,从而成为Hubble关系之后大爆炸宇宙模型所依托的最重要的观测事实之一,而且为研究复合之前的早期密度扰动、复合时期的物理过程以及复合之后密度扰动的演化和星系的形成提供了一个重要的观测依据。虽然背景辐射的形成发生在物质与辐射脱耦之后即红移大约为 $Z \sim 1,000$ 的时刻,但是对它的研究可以追溯到红移大约为 $Z \sim 10^6 - 10^8$ 的宇宙早期,并且,由于我们今天观测到的背景辐射必然要受到辐射传播过程中所途经的物质的影响,背景辐射的观测也必然带来复合之后特别是 $Z \sim 1,000 - 10$ 阶段的物质成团以及星际物质再热过程等有关信息。所以,自从微波背景辐射被发现以来的20年间,对它从各种角度的研究一直是天体物理特别是宇宙学领域的活跃课题之一。此外,虽然光子与中微子、光微子、引微子等“暗粒子”没有直接的相互作用,但是由于这些粒子与核子之间存在引力相互作用,而核子与光子之间存在耦合与退耦的过程,因而对微波背景辐射的研究可以提供有关宇宙暗物质的重要信息,由此可以得到对诸如暗物质的质量密度、初始密度扰动谱甚至暗粒子寿命等的宇宙学限制,从而为检验各种有关宇宙暗物质的理论提供一个有力的判据。

总之,对背景辐射的研究是早期宇宙和宇宙大尺度结构研究中的一个极其重要的课题。本文的目的是介绍这一课题目前研究的主要成果,并对这一研究中的某些问题进行探讨。

二、微波背景辐射的各向异性与宇宙早期 物质密度扰动及星系的形成

宇宙中的物质在大尺度上($\geq 100\text{Mpc}$)的分布是均匀的,而在小尺度上($< 100\text{Mpc}$)的分布表现为星系、星系团、超星系团以及巨洞等形式的不均匀性,这一观测事实向大爆炸宇宙学提出了一系列严峻的课题:为什么极早期均匀、各向同性分布的宇宙物质今天在不同的尺度上有着如此截然不同的分布?星系、星系团、超星系团及巨洞等不均匀性是如何形成的?为什么在小尺度上物质明显成团,但微波背景辐射却在小尺度上表现出极小的各向异性^[1]?

根据目前宇宙大尺度结构形成的理论,各种尺度上的不均匀性都是由宇宙极早期出现的微小密度涨落演化而成的^[2]。早在1946年,Lifshitz就提出过关于初始绝热扰动演化的模式^[3]。这一模式的基本图象是:(1)当宇宙的年龄 t 远小于 λ/c (这里 λ 是扰动的特征尺度, c 为光速),密度扰动 $\delta\rho/\rho$ (ρ 是总的物质密度)随着时间而增长,但每一个粒子的熵是守恒的(因而称为绝热扰动);(2)当 $\lambda \ll ct$,扰动如声波一样振荡;(3)当宇宙膨胀而进入复合阶段,光子的平均自由程可以与 λ 相比较,因而这种振荡波被稀释而只在物质的分布中留下残余扰动;(4)当辐射温度 $T < 2,500\text{K}$,复合过程已充分完成,辐射对物质的耦合作用可以忽略,这种残余的扰动即开始增长而形成类似原始星系的束缚体系。1967年,Zel'dovich更进一步提出了两种可能存在的扰动模式,即初始等温扰动与初始绝热扰动^[4]。

迄今为止,对初始密度扰动演化的研究仍基本上遵从Lifshitz和Zel'dovich所提出的模式,只是对演化过程中的各种因素考虑得越来越详尽。1970年,Peebles和Yu^[5]首先运用数值积分方法于扰动演化的计算,他们取初始绝热扰动发生在 $T = 10^4\text{K}$ 的辐射为主的早期阶段,并分别计算了宇宙密度参数 $\Omega = 0.03, 1, 5$ 以及标量-张量模型。他们的结果是,对所有的绝热模式,小于某一特征质量尺度的密度扰动在复合完成之前由于光子阻尼而被强烈地衰减,只在大于这一特征质量的尺度上留下明显的残余扰动。这一特征质量(即Silk质量)对 $\Omega = 0.03$ 的开放宇宙是 $10^{14}M_{\odot}$,而对 $\Omega = 1$ 的平直宇宙为 $10^{12}M_{\odot}$,Silk在此之前由解析方法所得到的估计值分别为 $5 \times 10^{11}M_{\odot}$ 与 $7 \times 10^{10}M_{\odot}$ ^[6]。这一效应被称之为Silk效应。目前通常取Silk质量为 $M_s \approx 1.2 \times 10^{12}(\Omega h^2)^{-2}M_{\odot}$ ^[2],这里 h 为以 $100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 为单位的Hubble常数。由于Silk效应,复合之后在宇宙物质中只留下大尺度的扰动,这就使得在绝热扰动条件下,星系的形成开始于大约为星系团或超团的尺度,即首先形成所谓薄饼(pancake)^[7],此后星系等较小尺度结构的形成归结为薄饼的分裂与解体。由脱耦时的辐射的涨落即可算出今天的观测值。Peebles和Yu所得到的微波背景辐射在小角度的各向异性的理论值与当时的观测结果符合得很好。

继Peebles和Yu之后,许多作者继续用数值积分方法对这一问题进行研究。例如,Doroshkevich等^[8]以及Wilson和Silk^[9]研究了绝热扰动与等温扰动的不同情况,得到了对初始扰动谱指数的某些限制,Bonometto等^{[10],[11]}用双流近似方法研究了复合阶段的物理过程,并对多成分暗物质主导的情况下背景辐射的各向异性进行了计算^[12];Vittorio和Silk^[13]研究了大尺度本动速度场与微波背景辐射大角度各向异性的关系,并研究了冷暗物质的影响

等等。现将以上这些研究的要点归纳如下：

1. 早期宇宙只在热平衡且均匀各向同性的状态下受到轻微的扰动，故绝大部分对扰动演化的研究仍采用线性近似，即取物质扰动和辐射的扰动分别为

$$\begin{aligned}\rho_m &= \rho_{mb}(1 + \delta_m) \\ \rho_r &= \rho_{rb}(1 + \delta_r)\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $\delta_m \equiv \delta\rho_m/\rho_{mb}$, $\delta_r \equiv \delta\rho_r/\rho_{rb}$ 为密度扰动的相对值, ρ_{mb} , ρ_{rb} 分别为未受扰动的物质与辐射密度的基态值。由于目前所观测到的大尺度不均匀性 $\delta_m \sim 1$, 故线性近似对较早期宇宙演化 (例如 $Z \geq 10$) 是可行的。

2. 在初始扰动发生及演化的整个过程中 ($T \lesssim 10^{10} \text{K}$), 核子物质与辐射之间的耦合只通过引力以及自由电子和光子之间的 Thomson 散射。实际上, 在复合及其以后的过程中光子与物质之间还存在着氢原子对光子的 Rayleigh 散射, 但由于 Rayleigh 散射的平均自由程在任何时期总是远大于 Thomson 散射的平均自由程^[5], 故前者的作用可以忽略。同时, 由于核子物质的粘滞性以及压力均可忽略, 核子物质可以作为理想流体来处理。

3. 辐射扰动的演化用光子分布函数的 Boltzmann 方程来描述。在对所有的立体角积分后, 这一方程可以写为

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\gamma_a}{a} \frac{\partial \delta}{\partial X^a} - 2\gamma_a \gamma_b \frac{\partial h_{ab}}{\partial t} = \sigma_T n_e (\delta_r + 4\gamma_a v^a - \delta) \quad (2)$$

其中 γ_a 为所考虑的体积元方向余弦, σ_T 为 Thomson 散射截面, n_e 为物质静止参考系中自由电子数密度, v 为物质的固有速度, a 为宇宙标度因子, $h_{ab} \ll 1$ 为同步规范下的度规扰动, δ_r 是扰动 δ 对所有立体角积分的平均值, 即

$$\delta_r = \int \delta d\Omega / 4\pi \quad (3)$$

通常取 δ 为平面波形式, 并对它的 k 分量作球谐函数展开:

$$\delta(k, \mu, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sigma_l(k, t) P_l(\mu) (-i)^l \quad (4)$$

这里 $k = \frac{2\pi a(t)}{\lambda}$ 为共动波矢的绝对值, $P_l(\mu)$ 是 Legendre 级数。此时方程 (2) 成为

$$\left. \begin{aligned}\dot{\sigma}_0 &= -\frac{a}{3} kZ^{-3/2} \sigma_1 + \frac{2}{3} \dot{h} \\ \dot{\sigma}_1 &= -akZ^{-3/2} \sigma_0 + \frac{2}{5} akZ^{-3/2} \sigma_2 - \beta\chi\tau_r^{-1} Z^{-5/2} (4iv - \sigma_1) \\ \dot{\sigma}_2 &= -\frac{2}{3} akZ^{-3/2} \sigma_1 + \frac{3}{7} akZ^{-3/2} \sigma_3 - \frac{4}{3} \dot{h} + \beta\chi\tau_r^{-1} Z^{-5/2} \sigma_2 \\ \dot{\sigma}_l &= -\frac{l}{2l-1} akZ^{-3/2} \sigma_{l-1} + \frac{l+1}{2l+3} akZ^{-3/2} \sigma_{l+1} + \beta\chi\tau_r^{-1} Z^{-5/2} \sigma_l \quad (l > 2)\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

其中所有的导数都是对红移 Z 进行的, $h = \Sigma h_{aa}$, $\tau_r = 1/\sigma_T n$ (n 为核子数密度), $\chi = n_e/n$ 为电离率, 常数 $\alpha = 188.4$, $\beta = 3.084 \times 10^{17}$ 。

在平面波展开下, 物质和引力场的扰动方程分别为

$$\dot{\delta}_m = \frac{1}{2} \dot{h} + akZ^{-3/2} i\nu \quad (6)$$

$$\dot{\nu} = \beta\chi\tau_m^{-1} Z^{-5/2} \left(\frac{i\sigma_1}{4} + \nu \right) + \nu Z^{-1} \quad (7)$$

$$\dot{h} = -\frac{\dot{h}}{2Z} + \gamma Z^{-5} \left(\frac{\delta_m}{\tau_r} + \frac{3\sigma_0}{2\tau_m} \right) \quad (8)$$

其中 $\tau_m = 3\tau_r\rho_m/4\rho_r$, $\gamma = 4.01 \times 10^{29}$ 。电离率的演化方程是

$$\dot{\chi} = \beta C_0 \alpha_e n \left(\chi^2 - \frac{1}{n} \left(\frac{\beta_e}{\alpha_e} \right) (1 + \chi) \right) Z^{-5/2} \quad (9)$$

其中函数 C_0 , α_e , β_e 为红移 Z 的函数^[14]。联立方程(5)–(9), 我们即可用数值积分求解。

4. 积分的初始条件。在复合以前的早期阶段, 可能存在着四种初始扰动模式^[15], 即 $\delta_m \propto t^m$, $m = -1, 0, 1/2, 1$ 。 $m=0$ 的模式对应于等温扰动, 其余的对应于绝热扰动。 $m=-1$ 的模式可以用规范变换消去。其余两种绝热模式中, 最有意义的是快速增长模式, 即 $m=1$ 。在这样的考虑之下, 初始扰动条件取为

$$m=0: \delta_0=0, \dot{h}=0, \nu=0 \quad (10)$$

$$m=1: \delta_0=\frac{4}{3}\delta_m, \dot{h}=2\delta_m/t, \nu=0 \quad (11)$$

5. 复合的物理过程。在复合以前的早期阶段, 光子的平均碰撞时标远小于宇宙膨胀的特征时标(比率 $\sim 10^{-9}$), 复合与电离的两种过程基本是平衡的, 因而可以用热平衡状态下的 Saha 公式描述氢原子电离率的变化(这里我们假定宇宙的主要成分是氢)。当宇宙的膨胀使得光子的平均碰撞时标变得可以与宇宙膨胀的特征时标相比拟时, 复合率越来越大于电离率。当辐射的温度降到大约 4,000K 时, 复合过程迅速进行。复合过程有以下几个特点:

(1) 由自由电子直接到氢原子基态的复合是被禁止的^[14], 实际的复合过程是自由电子首先复合到激发态, 然后通过辐射转移由激发态跃迁到基态。由于宇宙的膨胀, 由激发态之间的跃迁所产生的共振光子被红移到谱线之外, 这就使得基态氢原子随着宇宙膨胀而集聚。在由第一激发态向基态跃迁的过程中, 双光子辐射的几率远大于 Ly α 辐射的几率, 所以复合过程主要是由双量子衰变而实现。

(2) 虽然复合期间的核子物质是处在热平衡状态下, 但物质的温度与辐射的温度并不严格相等, 辐射的温度总是略高于核子的温度, 特别是当 $T < 2,000\text{K}$ 以后, 这一差别变得越来越明显。

(3) 最后散射面(the last scattering surface)。我们定义 Thomson 散射光深为

$$\tau(Z) = \int_0^z dZ \sigma_T n_e c \frac{dt}{dZ} \quad (12)$$

函数

$$g(Z) = e^{-\tau} d\tau/dZ \quad (13)$$

对任意红移间隔 ΔZ 积分, 给出背景光子在 ΔZ 间隔内经受最后一次散射(即与物质脱耦)的几率^[16]。显然, $g(Z)$ 的极大值对应于大多数光子的脱耦, 我们称此为最后散射面, 此时相应

的红移大约为 $Z \sim 1,050$ 。

6. 背景辐射的各向异性。数值计算的结果表明, 复合期间辐射密度的涨落会受到比物质密度涨落更强烈的阻尼。这是由于当辐射压骤减并且物质与辐射在动力学上脱耦之后, 对于辐射仍然存在着较大的光深, 即物质对辐射的散射仍然相当重要, 尽管此时散射已不足以使物质与辐射之间发生动力学上的耦合。

(1) 背景辐射的小角度各向异性。小角度的背景辐射涨落主要来源于: (i) 绝热的温度扰动; (ii) 具有密度扰动的物质对辐射的散射。我们定义相关函数

$$F(\theta) = \frac{1}{16} \langle \delta_{rs}(\mathbf{x}, \hat{\gamma}_1) \delta_{rs}(\mathbf{x}, \hat{\gamma}_2) \rangle \quad (14)$$

其中 $\delta_{rs} \approx \int d^3k \delta_{rms}(\mathbf{k}) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \lambda \hat{\gamma})]$ 为目前观测到的辐射的小尺度涨落, δ_{rms} 为对应的复合结束时辐射涨落的均方根, λ 为光子由复合时刻结束到观测者的传播距离, $\hat{\gamma}_1 \cdot \hat{\gamma}_2 = \cos\theta$, θ 相应于天线的扫描角度。由于复合结束时的视界直径的张角大约为 6° , 故通常称 $\theta \lesssim 6^\circ$ 的涨落为小角度的各向异性。如果天线的响应函数具有高斯分布形式, 设其精度因子为 σ , 则测量到的背景辐射温度涨落为

$$(\delta T/T)^2(\theta) = F(0; \sigma) - F(\theta; \sigma) \quad (15)$$

其中

$$F(\theta; \sigma) \approx \frac{1}{2\sigma^2} \int_0^\infty \phi d\phi F(\phi) \exp \left[-\frac{1}{4\sigma^2} (\theta^2 + \phi^2) \right] I_0 \left(\frac{\theta\phi}{2\sigma^2} \right) \quad (16)$$

这里 I_0 为修正的 Bessel 函数。

小角度的背景辐射各向异性是与复合的动力学过程密切相关的, 它可以使我们了解宇宙在红移 $Z=10-1,000$ 之间的演化, 而对它的谱的深入研究甚至可以使我们获得直到 $Z \sim 10^6-10^8$ 的早期宇宙的信息, 特别是可以给出对初始扰动谱的某些限制。

(2) 背景辐射的大角度各向异性(其中特别有意义的是偶极(Dipole)和四极(Quadrupole)各向异性)与复合期间的动力学过程并没有直接联系, 而是与初始度规的扰动^[17]、初始物质密度扰动谱^[18]、大尺度的引力势涨落(即所谓 Sachs-Wolfe 效应^[19])以及大尺度本征速度场^[13]有密切关系。在一般情况下, 大角度的背景辐射涨落总是大于小角度的涨落^[17](图 1), 并且不会被复合之后可能的宇宙介质的再热过程平滑掉。

偶极各向异性反映了物质对辐射背景的固有运动, 而四极各向异性则只与宇宙的空间曲率及总的物质密度有关(其中一小部分四极矩来源于银河系大的尘埃云的辐射)。

7. 线性转移函数。设初始扰动谱具有幂律形式

$$|\delta_k(i)|^2 \propto k^n \quad (17)$$

($n=1$ 即为所谓 Zel'dovich 谱, 也相应于暴涨宇宙学的量子涨落谱), 在所考虑的时刻扰动的振幅增长为 $\delta_k(f)$, 则线性转移函数 $T(k)$ 定义为

$$T(k) = \delta_k(f) / \delta_k(i) \quad (18)$$

由于辐射为主时视界质量

$$M_h(Z) \approx 8 \times 10^{23} Z^{-2} M_\odot \quad (19)$$

在扰动的质量 $M = \pi \rho \lambda^3 / 6$ 进入视界之前, $\delta_k(t) \propto t \propto (1+Z)^{-2}$; 当扰动的波长 λ 完全进入视

界之后, 小于Jeans质量 M_J 的扰动即开始象声波一样振荡, 其振幅近于常数^[21]。第一次振荡的固有波长为

$$\lambda = 2\pi a(t)/k \sim ct \propto a^2 \quad (20)$$

故我们有 $1 + Z_k \propto a^{-1} \propto ck$, 这里 Z_k 为扰动波长进入视界时的红移值。此时的转移函数

$$T(k) \propto (1 + Z_k)^{-2} \propto k^{-2} \quad (21)$$

如果初始扰动具有(17)式所示的形式, 则有

$$|\delta_k(f)|^2 \propto k^{n-4} \quad (22)$$

即扰动进入视界后谱指数变化了 -4 , 这称为谱的倾斜(the slope of spectrum)。另一方面, 大于Jeans 质量的扰动即使进入视界以后仍然持续增长, 谱指数保持不变。这样, 总的质量密度扰动即为

$$\left(\frac{\delta M}{M}\right)^2 = A \left[\int_0^{k_{M_J}} k^{2+n} T_m^2(k) dk + \int_{k_{M_J}}^{\infty} k^{n-2} T_m^2(k) dk \right] \quad (23)$$

式中 T_m 指物质扰动的转移函数, A 为(17)式的比例因子。

8. 复合结束后的扰动谱。由线性转移函数的计算可以得到, 在初始绝热扰动的情况下, 复合刚刚结束时扰动谱的分布

$$P(k) = k^3 |\delta_m|^2 \quad (24)$$

在大于超星系团的质量尺度处有一个明显的峰, 例如当 $n=0$ 时这一质量尺度 $\sim 10^{18} M_\odot$ ^[9]。这是因为大于Jeans 质量的扰动在复合期间仍然保持增长, 而较小尺度的扰动进入视界后即被“冻结”并开始振荡, 只是在复合结束后才重新开始增长(由于物质的Jeans质量在复合结束后陡然减小)。在扰动谱的分布中, 在上述明显的峰(对应于从未发生振荡)和强衰减区域之间还有若干个小峰(其振幅远小于上述大尺度扰动对应的峰), 依次对应于振荡相隔半个周期的极大值。由于辐射衰减和非线性弥散而形成的强衰减发生在 $M \lesssim 10^{18} M_\odot$, 即小于Silk 质量的范围。如前所述, 辐射扰动比物质扰动受到更大的衰减, 其中尤以小尺度的辐射扰动衰减得更为明显。

等温扰动下的图象与上述绝热扰动的情况有很大不同。其主要区别在于残余物质扰动谱的峰发生在小尺度范围, 尺度越大残余扰动越小。这即是“等级式成团”的图象。这是因为等温扰动直到复合之前振幅基本保持不变, 只是在复合之后才开始增长。在辐射的扰动谱中, 也存在着波动形式的谱分布, 并朝着小尺度方向很快衰减。辐射的扰动产生于复合过程中的散射, 其波动来源于复合之前物质扰动中很小的振荡成分。这是由于物质密度扰动的自引力而使等温扰动中发生了小的绝热扰动^[8]。为产生宇宙目前的大尺度结构, 复合结束时核子物质密度扰动应为 $\delta_b \equiv \delta\rho_b/\rho_b \approx 10^{-8}$ ^[21], 但由微波背景辐射的各向异性所得到的对绝热扰动的振幅限制为 $\lesssim 10^{-4}$, 因此早期等温扰动被认为是克服这一困难的途径之一。

三、宇宙暗物质与大尺度结构的形成以及背景辐射

早期宇宙核合成的理论计算表明, 宇宙中可以产生辐射的核子物质的密度必须满足以下限制条件^[20]

$$0.01 < \Omega_b h^2 < 0.04 \quad (25)$$

其中 Ω_b 为核子质量密度与宇宙临界密度之比。而在低密度的核子为主的宇宙中,背景辐射的小角度各向异性会超过观测值^[21],这表明发光核子物质只占到宇宙总物质成分中的很少一部分,其余大部分即所谓暗物质。暗物质的可能存在也为旋涡星系的转动曲线、宇宙物质质光比的逐级增大等观测事实所支持。

暗物质的可能候选者可能是非常暗的恒星、行星、“石块”、氢“雪球”、黑洞以及弱相互作用的基本粒子。目前宇宙学的一个主要问题是这些暗物质的成分是核子还是非核子。不少研究者倾向于暗物质的本质是非核子^{[22], [23]},但到目前为止对此问题尚无定论。因此,对于宇宙核子总密度的估计,目前仍有两种可能性,即一种是开放宇宙模型, $\Omega_b \sim \Omega_{tot} \sim 0.1$;另一种是平直宇宙模型, $\Omega_b \sim 0.1 \Omega_{tot}$, $\Omega_{tot} = 1$ ^[24]。第二种可能性中宇宙物质的总密度 $\Omega_{tot} = 1$ 亦为暴涨宇宙学的理论所支持。

本文主要介绍对弱相互作用的基本粒子作为暗物质候选者的某些宇宙学结果。在这一研究中,暗物质按照其相对于膨胀宇宙的共动坐标系的初始随机速度以及由相对论性到非相对论性的转变时间而分成热、温和冷三种类型。热的粒子比较轻($\sim 100\text{eV}$)并保持相对论性直到接近复合阶段,其最为熟知的候选者是静质量不为零的中微子。温粒子一般要比热粒子重10—100倍(1—10keV),因而很快成为非相对论性的。早些时候温粒子的候选者是引微子,但由于超对称破缺的尺度有了改变^[25],而引微子可以获得大约 10^2GeV 的质量而成为冷粒子,因而目前自然界中尚无温粒子的典型候选者。冷粒子或者是在很早期就成为非相对论性的非常重的粒子(如引微子,光微子,右旋中微子),或者是产生时固固有本动速度为零的粒子(如轴子——axions)。

1. 热暗物质 由于小于Jeans质量的扰动会被声速流(free-streaming)所弥散掉,热的暗物质导致由薄并而首先形成质量约 $10^{15}M_\odot$ 的星系团或超团结构,随后星系由这些大尺度结构的解体而形成。这一图象有利于解释星系Hubble型之间的相关性,以及真实宇宙中存在的大尺度的纤维、薄块和巨洞等结构的形成^[26],但也遇到以下几个严重困难:(1)按照这一图象由数值模拟可以得出^[27],星系的形成必须发生在 $Z < 1$ 的相当晚的阶段,这与星系年龄的最佳估计所得到的 $Z \sim 3$ 相抵触;(2)由数值模拟得到的总质量与核子物质质量之比 M/M_b 随结构尺度的增大而增大,这是由于大的结构可以保持比较大的速度弥散,例如由 $10^{12}M_\odot$ 增至 $10^{14}M_\odot$ 时这一比值增大大约5倍^[25],但是观测上却没有发现这一明显增长的现象^[28];(3)目前还缺乏大尺度结构解体的完善理论;(4)热暗物质为主会导致太大的大尺度本动速度场^[29]。

2. 温暗物质 由于温暗物质相应的Jeans质量大约为 $10^{12}M_\odot$,即典型的大星系的质量,所以星系群、星系团及超团结构可以通过等级式成团过程而形成,这样就避免了解体的困难。同时,由于星系首先形成,这也就避免了星系年龄的困难。又由于星系也不再必须由星系团或超团的解体过程中而形成它们的暗晕,所以 M/M_b 也不再必须随尺度的增大而增长。温粒子为主的宇宙其背景辐射的各向异性值也在观测值以下^[12]。

但是温暗物质的理论在矮星系的解释中也遇到了严重困难。因为矮星系的质量为 $10^{6-7}M_\odot$,这比温暗物质的Jeans质量要小,这就使得解体的理论仍然是不可避免的。

3. 冷暗物质 按照这一图象, 成团始于小的质量尺度(约 $10^5 M_\odot$), 然后通过等级式成团逐渐形成大尺度结构。因而在所有星系的尺度上, 解体的理论已成为不必要的。这一图象所得到的星系的尺度、密度以及相对于星系团的速度弥散都与观测相符, 并同样可以解释 Hubble 型的相关性等问题, 而且它所预言的微波背景辐射的各向异性比热、温暗物质的结果都要小(见图 1), 因而被认为是可以被接受的较好的理论。当然这一理论中也存在着某些困难, 例如星系质量的问题, 在这一理论中星系的质量由成团率所决定, 而成团率与星系的重子碰撞截面由于弥散所产生的收缩率有关, 因而星系质量的完善理论与对弥散过程的深入了解有关, 但目前对此了解甚少。另外, 在解释大尺度的纤维和巨洞等形成问题上, 冷暗物质的理论也缺乏足够的说服力。这些都需要进行更为深入的研究。

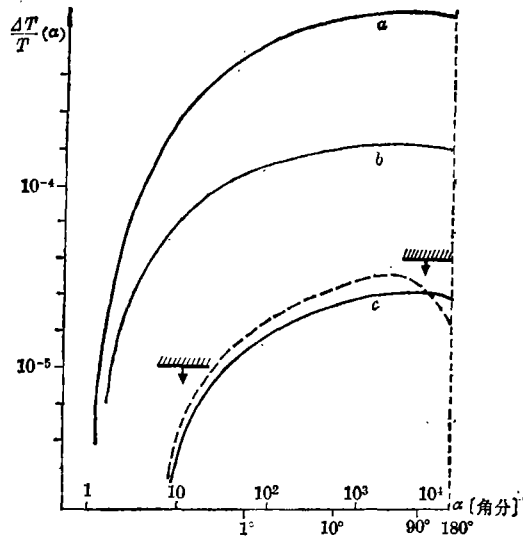


图1. 背景辐射的各向异性 $\Delta T(\alpha)/T$, 其中 α 为天线的扫描角。实线对应 $\Omega=1, n=0$, 其中 (a) 对应于核子为主的宇宙; (b) 大质量中微子为主的宇宙; (c) 超重粒子为主的宇宙。虚线相应于 (c) 但 $\Omega=0.5$ 。箭头所指处为观测结果(引自文献[17])。

4. 多重成分的暗物质 宇宙暗物质的存在也很可能以多重成分的状态出现, 但以某一种成分为主。在这样的图像下, 上述单成分情况下的某些困难会得到克服。例如, 在以中微子为主导暗物质成分的宇宙中, 如果还存在非主导的温或冷的暗物质, 只要非主导成分的质量密度和 Jeans 长度分别远小于主导成分相应的值, 则无论初始扰动发生在哪一成分中, 扰动发展的结果总是非主导成分中的小尺度扰动超过主导成分中的^[80], 并且不会被朗道阻尼所衰减。所以在复合结束后即可形成较大的小尺度扰动(星系形成的种子), 从而避免热暗物质宇宙中大尺度结构解体的困难。

四、背景辐射的谱畸变与复合之后的再热过程

上述对背景辐射的考虑均基于标准的宇宙热历史, 即没有考虑复合之后可能的再热过程。

按照标准的宇宙热历史，可以得到两个主要的结论：(1) 复合之后的宇宙物质的电离率应当非常低，例如当 $T=2,500\text{K}$ ($Z=926$)时电离率 $\chi=0.00092$, $T=1,500\text{K}$ ($Z=556$)时 $\chi=0.00053$ 。(2) 背景辐射谱的主体为黑体谱，但由于宇宙的膨胀使电离复合线以及激发态之间的共振线红移出线外，并且由于复合的最后过程中即由 $2s$ 态到基态跃迁时所产生的双量子辐射(每个光子的能量 $\sim 5\text{eV}$)，背景辐射谱中应存在部分畸变，畸变区域大约在 $\text{Ly } \alpha$ 线附近^[14]。

实际观测到的情况是，星际介质(IGM)中的中性氢的密度异常之低，其数密度 $n_{\text{HI}} < 10^{-11}\text{cm}^{-3}$ ^[31]。如果星际介质的主要成分是中性的，并且设 $Q_{\text{IGM}} \sim 1$ ，则应有 $n_{\text{HI}} \sim 10^{-5}$ 。这说明直到目前为止宇宙物质的电离度仍然非常高，显然并不是标准宇宙热历史所预言的图象。另一方面，对从射电波段直到X射线波段的背景辐射谱的观测表明(图2，并参见文献[32])，

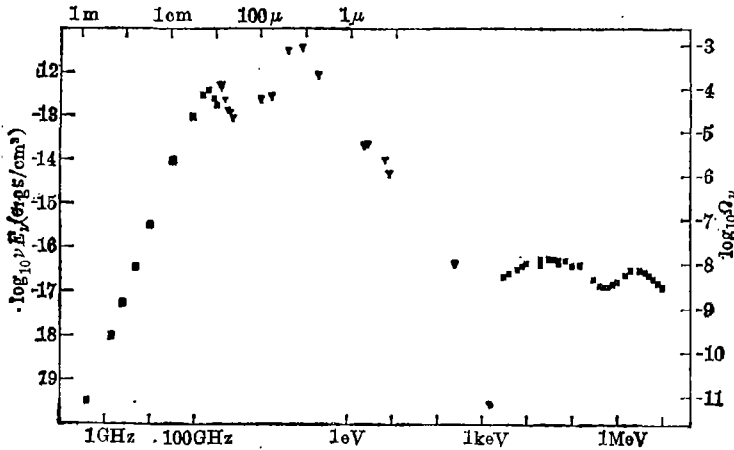


图2. 观测到的背景辐射谱对频率的分布(引自文献[31])。

除 $\text{Ly } \alpha$ 附近可以看到部分畸变外，微波波段的谱与 2.7K 黑体谱符合得很好，但长于1米的射电波段，以及大部分红外、可见、紫外波段明显受到银河源、河外源以及银河系在 $10\text{eV} - 1\text{keV}$ 的波段的不透明性的影响。X射线波段的辐射显然来源于河外源的发射。因此对背景辐射谱畸变的限制主要由微波波段的观测给出，对较高的频率这一观测限制是^[33]

$$Y_c < 0.03 \tag{26}$$

其中畸变参数 Y_c 的定义是

$$dY_c \equiv (\phi - 1) dy_c \tag{27}$$

这里 dy_c 是Compton光深， $\phi \equiv T_e/T_r$ ， T_e, T_r 分别为自由电子气和辐射的温度。由 dY_c 到 Y_c 的积分以红移 Z 为参数，从目前一直积分到复合结束的时期。对较低频率的限制由自由-自由切致辐射的计算给出，结果是^[31]

$$Y_{ff} < 10^{-4} \tag{28}$$

这里

$$dY_{ff} \equiv \phi^{-3/2} (\phi - 1) dy_{ff} \tag{29}$$

y_{ff} 是切致辐射的光深。(26)，(28)两式表明在微波波段背景辐射的畸变很小，基本上仍是黑体谱辐射。

因此，上述观测结果所提出的一个重要问题是，目前宇宙物质高的电离率需要复合之后

的再热过程来解释, 而这一再热过程对微波背景辐射所产生的谱畸变必须满足(26)及(28)式所给出的条件。因此我们必须讨论产生再热化的可能的热源, 并把它们对微波背景辐射的影响与(26)及(28)式相比较。

早在1966年, Ginzburg等^[84]就提出过宇宙射线可以使星际介质加热到 $T > 10^6 \text{K}$ 。其后, Zel'dovich等利用 Kompane'ets 方程研究了微波背景辐射通过热等离子体后的谱畸变^[85], 这一研究认为较高频的辐射是以 Compton 散射为主的, 但只有当等离子体的电离率非常高, 其温度也远比背景辐射温度为高的情况下才会对背景谱产生影响。另一方面, 对于足够低的频段, 电子之间的自由-自由韧致辐射是重要的。之后许多研究者对宇宙物质的再热化过程提出了多种机制, 如类星体的光辐射及高能粒子的辐射^[86]、宏观流体运动所产生的辐射粘滞性^[87]、早期湍流和超声速冲击波的衰变^[88]、原始星系或星系团的崩溃^[89]、星系爆发或其他可能的爆发源的能量注入^{[40], [41]}以及大质量天体的辐射^[42]等等。但是, 以上这些机制的考虑都几乎限制在较晚的时期 ($Z < 10$), 实际上宇宙在复合之后的较早期 ($10 < Z < 1,000$) 就很可能具有非标准的热历史。另一方面, 虽然 Zel'dovich 和 Johes 等研究了较早期可能的温度与电离历史, 但他们的工作中并没有涉及什么样的辐射源可以提供再热化所需要的热量与电离注入。

最近 Stebbins 和 Silk 给出了关于 $10 < Z < 1,000$ 的有关结果^[81]。他们的基本假设是: (1) 热源变化的时间尺度远小于宇宙的膨胀时间; (2) 等离子体的状态完全由能量平衡与电离平衡所决定; (3) 再热源的数量足够大并可看成是均匀分布; (4) 宇宙是 Einstein-de Sitter 宇宙, 其中充满了氢、辐射以及可能的非相对论性弱作用粒子。背景辐射谱的畸变主要来源于以下几个方面: (1) 再热源直接辐射的光子; (2) 复合之后由于再热而电离, 随后又复合而产生的辐射; (3) 热等离子体中的自由-自由韧致辐射; (4) Compton 散射。由对谱的畸变的计算可以得出, 即使在核子为主的情况下, Compton 散射要比 X 射线弥漫背景受到更为严格的限制。

下面分析一下能量平衡和电离平衡的条件。如果我们考虑的是静态的均匀气体被某些恒定的源所加热和电离, 则能量的平衡由气体冷却的时间所决定, 电离平衡由复合时间所决定, 而平衡要求这两个时间尺度都必须小于宇宙膨胀的时间尺度。如果这些源不是恒定的, 则要求冷却时间与复合时间都必须小于源或气体发生显著变化的时间。如果这些源是由通常的热星或类星体构成, 它们的年龄都远小于宇宙的年龄, 则要求这些源的数目足够多, 且它们叠加的结果只有很慢的变化。

由于宇宙膨胀的时间尺度 t_{exp} 和 Compton 冷却的时间尺度 t_{cool} 分别为

$$t_{\text{exp}} \approx 2 \times 10^{10} h^{-1} (1+Z)^{-3/2} (\text{年}) \quad (30)$$

$$t_{\text{cool}} \approx 4.86 \times 10^{12} (1+Z)^{-4} (\text{年}) \quad (31)$$

故能量平衡要求

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{exp}} \implies (1+Z) > 9.1 h^2 / 5 \quad (32)$$

此即 $Z \geq 10$ 。因此, 宇宙在 $10 < Z < 1,000$ 的阶段是满足能量平衡的条件的。

复合时间为

$$t_{\text{rec}} \approx 7.4 \times 10^7 h^{-1} \frac{1-Z}{\chi} \Omega_b^{-1} T_e^{-2/3} (1+Z)^{-3} (\text{年}) \quad (33)$$

则在我们所考虑的 $10 < Z < 1,000$ 范围内, 电离平衡的条件要求电离率 $\chi \sim 1$ 以及 $T_e \gg T_r$, 即气

体是高度电离并且自由电子的温度远高于辐射温度。

从以上考虑出发, 我们可以利用能量平衡方程

$$\Omega_{in} = \Omega_c + \Omega_{ff} + \Omega_{rec} + \Omega_{ce} \quad (34)$$

以及电离平衡方程

$$\Omega_{in} = (R_{rad} - R_{ct})\xi \quad (35)$$

来具体计算某些典型的热源的情况, 其中 Ω_{in} 为单位宇宙膨胀时间由热源注入的能量(以宇宙的能量密度为单位), Ω_c , Ω_{ff} , Ω_{rec} , Ω_{ce} 分别为 Compton 冷却, 韧致冷却, 复合冷却(即电子动能的丢失)及碰撞激发冷却的能量损失。 ξ 为每次电离的平均能量注入, R_{rad} 与 R_{ct} 分别为辐射复合率与碰撞激发率。

对几种典型再热源的计算结果是:

1. 宇宙射线 设宇宙物质被均匀的宇宙射线所加热。因为宇宙射线的碰撞截面随着能量的增大而减小, 故为使绝大部分的宇宙射线能量在小于宇宙膨胀的时间内转移给等离子体, 注入的射线的初始能量应该足够低即射线应该是非相对论性的。例如对质子成分的宇宙射线其能量应该小于 $5(1+Z)h^2/3\text{MeV}$ 。在这样的情况下, 宇宙射线将使绝大部分介质电离, 并把它的动能转移给电离后的电子, 使电子获得 22eV 的平均动能。计算的结果是, 在满足 (26)、(28) 式的限制条件下, 宇宙介质可以被加热到数万度以上的高温, 其电离率可以非常接近于 1。如果宇宙射线能量足够高并且其注入发生在较早的时期(例如 $Z > 100$), 微波背景辐射的小角度不均匀性将被抹掉。

2. 光致电离 高能光子(例如类星体的辐射)可以通过两条途径使原始等离子体加热: 一是通过光致电离, 但如果等离子体已经高度电离, 这一效应便不再显著; 二是通过 Compton 热化, 在等离子体已高度电离(例如 $T_e \gg 10^4\text{K}$) 或者注入光子的能量足够高 ($h\nu \gg 5\text{keV}$) 的情况下, 这一途径将成为主要的。

在高能光子注入的情况下, 等离子体所能达到的温度和电离度不仅要受到微波背景辐射谱畸变即式(26)、(28)的限制, 而且由于电离和 Compton 散射将使光子流发生衰减, 因而另一个限制条件是注入光子的能量及能量密度要足够高, 以不至在宇宙膨胀的时间内被明显衰减掉。在这些限制下光子源仍能够使宇宙介质在复合之后达到很高的电离状态以及非常高的温度。

3. 大质量天体 我们感兴趣的大质量天体是具有表面温度大约为 10^5K 的 Eddington 极限星, 它们可以利用的核燃料大约为其静质量的 0.75% , 因而其寿命约为 2×10^6 年。 10^5K 的表面温度使得其对周围光学厚的等离子体每次电离的平均能量注入为 16eV 。计算表明冷却时间小于大质量天体的寿命, 因而只要这些天体不密集成团而使得它们周围的电离区发生重叠, 在这些电离区内平衡状态可以实现, 故可以运用上述平衡方程(34), (35) 计算其有关参数, 所得结果与上面对于宇宙射线和高能光子源的结果是一致的。

总之, 对几种典型再热源的分析表明, 在宇宙早期实际上已经存在的再热源, 允许星系际介质具有多种不同的热历史, 尽管目前我们对这些再热源的详细情况仍然所知甚少。观测上给出的限制及所需要的能量注入, 并不排斥宇宙在复合之后仍然处于高度电离及高温的状态, 甚至还有可能宇宙至今从没有发生过复合! 所以, 我们有相当的自由度去重建宇宙在 $Z=$

1,000到 $Z=10$ 这一阶段的热历史。如果情况确实如此,则高温高电离度的星系际介质将使微波背景辐射的小角度不均匀性受到强烈衰减,而我们将从中获得的一个极大好处是,对初始扰动的种种限制将大大放宽,这将允许我们在更大的自由度内去重写星系及宇宙大尺度结构形成的历史。

五、自由电子的空间分布不均匀性可能对 微波背景辐射各向异性产生的影响

在上述对物质及辐射扰动演化的讨论中,宇宙的各项参数诸如自由电子数密度、辐射温度等均取为宇宙的平均值,它们只随时间变化,即只是红移 Z 的函数。事实上,由于物质和辐射中都存在着各种不同尺度的扰动,这种扰动必然引起自由电子的不均匀的空间分布,即电离率也应该表现为空间的函数,尽管这种空间分布的不均匀性只是在平均值附近作很小的涨落。这样,观测到的背景辐射的不均匀性将会与电离率完全均匀的情况下的结果有所不同。

例如,如果取物质与辐射的扰动分别为^[43]

$$\rho_m(\alpha, Z) = \rho_{0m} Z^3 \left[1 + \frac{3}{4} \alpha Z_{ref}/Z \right] \quad (36)$$

$$\rho_r(\alpha, Z) = \rho_{0r} Z^4 [1 + \alpha (Z_{ref}/Z)^{1-s}]$$

这里 ρ_{0m}, ρ_{0r} 分别为核子物质与辐射密度的目前观测值, α 为一固定的小参数($\alpha \ll 1$), Z_{ref} 为一取定的参考红移值, s 为一常数, $s=0$ 对应于绝热扰动。如果定义平均温度为

$$\langle T(\alpha) \rangle = (15/\pi^2)^{1/4} \int_0^\infty dZ g(\alpha, Z) [\rho_r(\alpha, Z)]^{1/4} \quad (37)$$

其中 g 为(13)式所定义,则对应于扰动波峰(+ α)与波谷(- α)的温度涨落应为

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\langle T(\alpha) \rangle - \langle T(-\alpha) \rangle}{\langle T(\alpha) \rangle + \langle T(-\alpha) \rangle} \quad (38)$$

这一结果与只考虑辐射涨落的结果

$$\langle T^*(\alpha) \rangle = (15/\pi^2)^{1/4} \int_0^\infty dZ g(0, Z) [\rho_r(\alpha, Z)]^{1/4} \quad (39)$$

相比较,所得的比值

$$r = (\Delta T^*/T^*) / (\Delta T/T) \quad (40)$$

称为缩减系数。计算表明 r 的值在2.6到无穷大之间,前者对应于 $s=0$ 的绝热扰动,后者对应于 $s=1.775$ 。这表示实际观测到的背景温度涨落应小于通常不考虑电离率的空间涨落所得的结果,而对 $s=1.775$ 时则完全观测不到涨落。上述结果可以定性地解释如下:密度扰动处于正增长的空间区域(即 α 为正)自由电子的密度要略大些,这就使得该区域内自由电子与光子脱耦的时刻要略晚,即最后散射面向红移小的方向有一很小的移动,使处于散射峰的光子的平均能量要略低些,而负增长区域内(α 为负)的情况正相反。这一效应恰好可与只考虑光子平均能量密度的涨落的结果产生某种程度的抵消,使得 $r > 1$ 。

(36)式的扰动模式相应于大尺度的扰动,即空间密度扰动在空间确定区域是单调增长或

负增长。一般情况下的结果^[44]要复杂些,例如,对于较小尺度的扰动,即扰动发生振荡时,会有 $r < 1$,这说明实际观测到的辐射涨落比电离率空间均匀的情况要大。这种情况的出现可能是由于扰动振荡的过程中电离率起伏变化,以及物质扰动与辐射扰动之间的非绝热过程、光子平均自由程的迅速增长和非线性弥散等因素综合作用的结果。

参 考 文 献

- [1] Uson, J. M. and Wilkinson, D. T., *Ap. J.*, 177(1984), L1.
- [2] Peebles, P. J. E., *The Large-scale Structure of the Universe* (Princeton, 1980).
- [3] Lifshitz, E. M., *J. Phys. USSR*, 10(1946), 116.
- [4] Zel'dovich, Ya. B., *Soviet Phys.-Usp.*, 9(1967), 602.
- [5] Peebles, P. J. E. and Yu, J. T., *Ap. J.*, 162(1970), 815.
- [6] Silk, J., *Ap. J.*, 151(1968), 459.
- [7] Zel'dovich, Ya. B., *Astrofizika*, 6(1970), 319; *Astron. Astrophys.*, 5(1970), 84.
- [8] Doroshkevich, A. G., Zel'dovich, Ya. B. and Sunyaev, R. A., *Sov. Astron.*, 22(1978), 523.
- [9] Wilson, M. L. and Silk, J., *Ap. J.*, 243(1981), 14.
- [10] Bonometto, S. A. and Lucchin, F., *M. N. R. A. S.*, 187(1979), 611.
- [11] Bonometto, S. A., Caldarà, A. and Lucchin, F., *Astron. Astrophys.*, 126(1983), 377.
- [12] Bonometto, S. A., Lucchin, F. and Valdardini, R., *Astron. Astrophys.*, 140(1984), L27.
- [13] Vittorio, N. and Silk, J., *Ap. J.*, 293(1985), L1.
- [14] Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, 153(1968), 1.
- [15] Silk, J. and Wilson, M. L., *Ap. J.*, 228(1979), 641.
- [16] Sunyaev, R. A. and Zel'dovich, Ya. B., *Astrophys. Space Sci.*, 7(1970), 3.
- [17] Lukash, V. N., Naselskij, P. D. and Novikov, I. D., *Quantum Gravity*, 3(1984), 675.
- [18] Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, 263(1982), L1.
- [19] Sachs, R. K. and Wolfe, A. M., *Ap. J.*, 147(1967), 73.
- [20] Yang, J., Turner, M. S., Steigmann, G., Schramm, D. N. and Olive, K. A., *Ap. J.*, 231(1984), 493.
- [21] Wilson, M. L., *Ap. J.*, 273(1983), 2.
- [22] Hegyi, D. J. and Olive, K. A., *Phys. Lett.*, B126(1983), 28.
- [23] Silk, J., *Proceedings of 1st ESO-CERN Symposium* (1983), 225.
- [24] Rees, M., *Proceedings of 2nd ESO-CERN Symposium* (1986), 227.
- [25] Savoy, C. A. and Recotre de Moriond, *Elementary Particles* (1983).
- [26] Zel'dovich, Ya. B., Einasto, J. and Shandarin, S. F., *Nature*, 300(1982), 407.
- [27] White, S. D. M., Frenk, C. and Davis, M., *Ap. J.*, 274(1983), L1.
- [28] Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R. and Rees, M., *Nature*, 311(1984), 517.
- [29] Kaiser, N., *Ap. J.*, 273(1983), L17.
- [30] 方励之, 向守平, 李淑娟, *中国科学(A)*, (1984), No.9, 832.
- [31] Stebbins, A. and Silk, J., *Ap. J.*, 300(1986), 1.
- [32] Wilkinson, D. T., *Proceedings of 1st ESO-CERN Symposium* (1983), 153.
- [33] Peterson, J., Richards, P. and Timusk, T., *Phys. Rev. Letters*, 55(1985), 332.
- [34] Ginzburg, V. and Ozernoi, L., *Soviet Astron.-AJ.*, 9(1966), 726.
- [35] Zel'dovich, Ya. B. and Sunyaev, R., *Astrophys. Space Sci.*, 4(1969), 301.
- [36] Sherman, R. and Silk, J., *Ap. J.*, 231(1979), L61.
- [37] Ozernoi, L. M. and Chibisov, G. V., *Soviet Astron.-AJ.*, 14(1971), 615.
- [38] Jones, B., *Rev. Mod. Phys.*, 48(1975), 107.
- [39] Sunyaev, R. A. and Zel'dovich, Ya. B., *Astron. Astrophys.*, 20(1972), 189.

- [40] Field, G. and Perrenod, S., *Ap. J.*, 215(1977), 717.
[41] Ostriker, J. and Ikeuchi, S., *Ap. J.*, 268(1983), L63.
[42] Carr, B., Bond, R. and Arnett, W., *Ap. J.*, 277(1984), 445.
[43] Bonometto, S. A. and Xiang, S. P., *Astron. Astrophys.*, 157(1986), L7.
[44] 向守平, 天体物理学报, 7 (1987),

(责任编辑 刘金铭)

Microwave Background Radiation and the Formation of Large-scale Structure of the Universe

Xiang Shouping

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China)

Abstract

Microwave background radiation photons provide us informations about the environment, and state of motion, of the material which last scattered the photons. They also have great importance in testing the theories of galaxy formation, since different theories predict widely differing residual anisotropy. Moreover, the residual anisotropy and distortion of microwave background radiation spectrum offer informations on the spectrum of initial density perturbation in early universe, the cosmic dark matter and the possible reheating processes after recombination. Major recent results of the study on microwave background radiation and formation of large-scale structure of the Universe are introduced in this paper.