

大爆炸宇宙学模型的基本参数 —— 宇宙年龄 t_0 和哈勃常数 H_0

向 守 平

(中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

摘 要

大爆炸宇宙学模型有 6 个基本参数 —— 宇宙年龄 t_0 ，哈勃常数 H_0 (或哈勃参数 $h \equiv H_0/100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$)，宇宙物质密度参数 Ω_0 ，减速因子 q_0 ，以及与宇宙学常数 Λ 和宇宙的曲率 k 有关的另外两个参数 $\Omega_0 \Lambda \equiv \Lambda/3H_0^2$ ， $\Omega_R \equiv -k/H_0^2$ 。简要介绍了国际上对 t_0 和 H_0 的最近研究进展。由于观测上和理论上都还存在着相当多的不确定因素，目前对这两个参数的取值大小仍然有很大的争议。总的说来，对于宇宙的年龄 t_0 ，较普遍的看法是 $t_0 \geq 11\text{Gyr}$ ，其最可几值为 $t_0 \approx 13\text{Gyr}$ 。对于哈勃常数 H_0 ，如果所测的天体距离尺度较小，则通常给出较大的值 $h \approx 0.6 - 0.8$ ；而如果所测天体距离尺度较大，则通常给出较小的值 $h \approx 0.4 - 0.6$ 。最近哈勃空间望远镜对 M100 的观测给出 $h \approx 0.8$ ，这一测量结果仍然含有不确定因素，因而还不能认为 H_0 的大小已有定论。

关键词 (宇宙学:) 距离尺度 — 宇宙背景辐射 — 宇宙学: 观测 — 宇宙学: 理论 — 球状星团: 一般 — 引力透镜

1 引 言

COBE(Cosmic Background Explorer) 卫星是美国国家宇航局(NASA)发射的第一个直接用于宇宙学研究的太空设备。1990年，它在北银极方向探测到宇宙微波背景辐射的谱型为绝对温度 $T = 2.73 \pm 0.06\text{K}$ 的黑体谱^[1]，1992年更进一步探测到微波背景辐射温度的涨落具有很小但确定的四极矩 $\Delta T/T = (4.8 \pm 1.5) \times 10^{-6}$ ^[2]。黑体谱是大爆炸宇宙学模型早就预言过的，而量级为 $10^{-6} - 10^{-5}$ 的温度涨落所相应的物质密度涨落，恰好为复合以后宇宙结构的形成提供了引力不稳定性所需要的“种子”。COBE 卫星的观测给予了大爆炸宇宙学模型决定性的支持。在 COBE 卫星观测之前，对于大爆炸宇宙学模型的争论一度曾达到白热化的程度^[3,4]。而在 1992 年以后，虽然新的观测结果似乎仍然在继续对大爆炸模型冲击，但人们普

普遍认为, 这些冲击对大爆炸理论并不构成实质性的威胁。因为, 或者这些观测结果本身并不一定准确地反映宇宙整体的性质, 或者它们最多只会迫使我们在标准模型与非标准模型之间作出选择。

大爆炸宇宙学模型建立在 Freidmann–Robertson–Walker(FRW) 宇宙学基础上, 它的基本假设是宇宙均匀且各向同性。宇宙微波背景辐射和大红移天体^[5]的观测结果表明, 这一假设至少在大于 $10^6 \text{ Gpc} \cdot \text{s}^{-1}$ 的尺度上是正确的。在 FRW 宇宙学框架下, 描述宇宙标度因子 $a(t)$ 随时间演化的方程由 Einstein 场方程给出:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1)$$

这里 ρ 是物质 (包括辐射) 的密度, G 是万有引力常数, Λ 是宇宙学常数, k 是宇宙的曲率。由方程 (1) 可以得到下列参数: t_0 , 宇宙的年龄即从大爆炸开始所经历的时间; $H_0 \equiv \dot{a}(t_0)/a(t_0)$, 哈勃常数; $\Omega_0 \equiv \rho_0/\rho_c$, 宇宙物质密度参数, 其中 $\rho_0 = \rho(t_0)$, $\rho_c \equiv 3H_0^2/8\pi G$ 为宇宙临界密度; $q_0 \equiv \ddot{a}(t_0)a(t_0)/\dot{a}(t_0)^2$, 宇宙减速因子。通常把 t_0 , H_0 , Ω_0 , q_0 以及 $\Omega_A \equiv \Lambda/3H_0^2$, $\Omega_R \equiv -k/H_0^2$ 这 6 个参数称为宇宙学基本参数, 它们之间的关系是

$$t_0 = H_0^{-1}\tau(\Omega_0, \Omega_A), \quad \Omega_0 + \Omega_A + \Omega_R = 1, \quad q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 - \Omega_A$$

其中 τ 是与 Ω_0, Ω_A 有关的函数, 在标准大爆炸宇宙学模型 (即 $\Omega_0 = 1, \Omega_A = \Omega_R = 0$ 的 Einstein–de Sitter 宇宙) 情况下 $\tau = 2/3$ 。

2 宇宙年龄 t_0

大爆炸宇宙学的一个最基本的结论, 就是宇宙的年龄 t_0 是有限的。可是, t_0 的精确测定是一个相当困难的问题。最经典的方法是利用球状星团年龄的测定, 因为球状星团被认为是宇宙中最古老的天体, 因而球状星团的年龄也就是宇宙年龄的下限。这种方法的理论依据是, 低质量的恒星在主序序阶段的燃烧过程十分缓慢, 直到中心氦核的质量积累到占恒星总质量的比率为 $f \approx 0.1$ 。然后, 它的体积和光度很快增大从而由主序折向巨星分支。从球状星团的赫罗图可以得到这一主序折向点, 同时还可以得到相应恒星的光度和质量。氢和氦的燃烧使得大约 0.7% 的质量转化为辐射能, 所以折向点处典型的质量值 $0.8M_\odot$ 和典型的光度值 $0.5L_\odot$ 给出球状星团的典型年龄

$$\begin{aligned} t_{\text{GC}} &= f \times \frac{0.007Mc^2}{L} \\ &= f \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \left(\frac{L}{L_\odot}\right) \times 100\text{Gyr} \approx 16\text{Gyr} \end{aligned} \quad (2)$$

利用主序折向点的观测数据, 球状星团的年龄可由下列解析式拟合^[6]:

$$\log t_{\text{GC}} \simeq -0.41 + 0.37M_V - 0.43Y - 0.13[\text{Fe}/\text{H}] \quad (3)$$

其中 t_{GC} 以 Gyr 为单位, M_V 是主序折向点的绝对仿视星等 ($M_V = V - \text{mod}$, 其中 V 是折向点的视星等, mod 为星团距离模数), Y 是氦丰度, $[\text{Fe}/\text{H}]$ 为标准记法的铁丰度,

$[\text{Fe}/\text{H}] = \{\log(\text{Fe}/\text{H})_{\text{star}} - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}\}$ 。如果取 $Y = 0.23$, t_{GC} 也可以改用主序折向点的色指数 $B-V$ 表示^[7]

$$\log t_{\text{GC}} \simeq -1.016 + 3.234(B - V) - 0.8774[M/\text{H}] - 0.1753[M/\text{H}]^2 \quad (4)$$

其中 $[M/\text{H}]$ 是总体金属丰度。大多数球状星团的观测结果给出 $t_{\text{GC}} \simeq 16 \pm 2 \text{Gyr}$, 保守的估计值是 $13 \pm 2 \text{Gyr}$, 这也就给出宇宙年龄 t_0 的下限值。通常认为 t_0 应该由 t_{GC} 再加上 $0-2 \text{Gyr}$ 。

由 (3) 式给出的 t_{GC} 的误差取决于 M_V , Y 以及 $[\text{Fe}/\text{H}]$ 的测量误差, 其中最主要的部分来自 M_V 。计算表明, 典型的距离模数的误差 $\sigma(\text{mod}) \simeq 0.25 \text{mag}$ 会转化为 25% 的 t_{GC} 的误差^[8], 即如果 $t_{\text{GC}} \simeq 15 \text{Gyr}$, 则该误差为 $\sim 3 \text{Gyr}$ 。其他量的误差对 t_{GC} 的影响相对较小。例如, 现在高精度的 CCD 在测量星团视星等时的误差小于 0.1mag , 它对 t_{GC} 的影响小于 9%。宇宙氦丰度的值通过早期宇宙核合成的研究或者原初星系氦丰度的经验测定方法均给出 $Y = 0.23 - 0.24$ ^[9], 即使 ± 0.02 的不确定性也只会给 t_{GC} 带来 2% 的误差。金属丰度的测量误差对 t_{GC} 的影响的也只有不到 9%^[8]。

由于球状星团距离的测定对 t_{GC} 的影响最大, 让我们来讨论一下距离测量中的问题。通常使用的球状星团的“标准烛光”天体有三类, 即天琴座 RR 型变星、亚矮星和白矮星。天琴座 RR 型变星是相当亮但是稀有的天体。即使是离我们最近的天琴座 RR 型星, 它的距离对于用三角视差法的精确测量来说也是太远了。这类“标准烛光”天体的距离定标是依赖于间接的物理或天体物理方法, 包括脉动、演化和恒星大气等模型。实际的情况是, 理论运用得越多, 误差量化就越困难。尽管变星的周期可以测定得非常精确, 但是在运用到脉动变星的周期—光度—质量—温度关系中后, 距离的问题又转化为“天琴座 RR 型变星的质量是多大”的问题。在所需要的精度内确定恒星的质量是件非常困难的事, 例如使用不同的辐射不透明度的数据(见下面的讨论)可以使质量变化 30%; 如果使用光变曲线方法, 必须以非常高的精度确定光变曲线, 即便如此, 质量估计的误差也不会低于 15%。总之, 25% 的质量偏差会转化为光度和距离模数中大约 0.25mag 的偏差, 然后转化为大约 25% 的年龄偏差。

另一种确定天琴座 RR 型变星绝对光度的方法是利用其绝对星等—金属丰度之间的线性关系 $M_V^{\text{RR}} = a[\text{Fe}/\text{H}] + b$, 但这样一来问题又成为: 我们如何直接地测量斜率 a 和零点 b ? 最近有人由大麦云中的天琴座 RR 型星测得了零点 b 的值^[10]。但是, 大麦云中球状星团的形成和金属丰度的增加可能比银河系晕中相应的过程缓慢得多, 因而不能保证元素丰度比 ($[\text{O}/\text{Fe}]$, $[\text{He}/\text{Fe}]$) 是一样的。这样, 零点 b 中完全可能含有 $0.1-0.2 \text{mag}$ 的偏差。斜率 a 的测定亦包含有相当的不确定性, 有些结果给出 $a \approx 0.35$, 而另一些结果给出 $a \leq 0.2$ ^[10], 这表明金属丰度的测量会使球状星团的年龄产生几个 Gyr 的偏差, 使富金属的球状星团的年龄要相对年轻许多。比较可靠的 a 值的确定, 需要丰度 $[\text{Fe}/\text{H}]$ 每 dex 的测量精度相应于 $\sim 0.05 \text{mag}$ 。M31 是与银河系非常类似的星系, 因此对 M31 中球状星团的颜色—星等图的精确测定将使我们获得有关 a 值的可靠数据, 因为这些球状星团的距离可看成是完全相同的, 其金属丰度也散布在 $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -2$ 到 0 之间整个区间内。这一测量任务是哈勃望远镜预定的工作目标之一。

亚矮星是贫金属的主序晕星。至今为止还没有理由认为场亚矮星与球状星团中的同质量、同金属丰度的星有什么不同, 因此它们可以作为距离测量的“标准烛光”。目前只有 5 个场亚矮星的距离用三角视差法测量出, 其距离模数的平均误差为 $\langle \sigma(\text{mod}) \rangle = 0.15 \text{mag}$ 。这是一个相当好的结果。但是, 用这种方法来确定球状星团的距离需要精确测定金属丰度, 而这

样就会带来误差。对误差传递的分析表明, $\sigma(\text{mod}) \simeq \sigma[\text{Fe}/\text{H}]$, 因而在球状星团年龄中产生的误差接近等于 $[\text{Fe}/\text{H}]$ 的误差, 亦即球状星团或亚矮星的 $[\text{Fe}/\text{H}]$ 中 dex 0.3 的误差会转换成 $\sim 30\%$ 的年龄误差。

白矮星作为“标准烛光”的基本原理是, 球状星团中白矮星的冷却序列与理论上的或太阳附近的相应结果相拟合^[8]。这种方法的显著优点是, 它不需要测定金属丰度, 而且也没有对流引起的复杂性。事实上, 白矮星的大气中完全不含有金属元素, 近乎于纯粹的氢或氦。此外, 太阳附近的白矮星比亚矮星要多得多, 因而可以用三角视差法做精密的距离测量。但是另一方面, 白矮星是非常暗弱的天体, 即使是在最近的球状星团中, 可利用的白矮星样品也暗于 $V \simeq 24$ 。按照哈勃望远镜的工作规划, 球状星团距离模数的测量精度可以好于 $\sim 0.1\text{mag}$, 这将只会给球状星团的年龄带来小于 10% 的误差。

除了上述观测方面的不确定性以外, 另一个重要的问题是 (3) 式的理论根据是否正确。事实上, (3) 式是根据标准的恒星演化理论得到的, 因而这一问题也就等价于标准的恒星结构与演化的理论, 在多大程度上是精确和可靠的。例如, 新的计算结果表明, 恒星的不透明度一直是标准恒星演化模型中最不确定的成分, 这是由于众多的化学元素、数目巨大的电离态、能级以及电子跃迁的可能性给计算带来的复杂性。可是, 估计新的不透明度不会使 t_{GC} 有很大改变。这是因为, 不透明度的增加将使恒星变暗, 这使得中心部分氢燃烧的时间变长。另一方面, 对于质量给定的恒星, 主序折向点相应的光度减小, 因而这两种倾向会大部分抵消掉, 对 t_{GC} 大约只有 1Gyr 的影响。再如, 离子扩散也被认为是可能缩短球状星团年龄的一个因素。重的氦会向恒星中心扩散而轻的氢会向外部扩散, 这两者都会使达到折向点的时间提前: 在恒星核心部分氦增加而氢减少会缩短氢燃烧的时间; 在恒星外层增加不透明度更大的氦会使外层更早地膨胀。但是, 最近的研究表明, 离子扩散也只会使 t_{GC} 减小大约 0.5Gyr^[12]。相对于其他方面的误差, 这个影响是完全可以忽略不计的。

虽然至今还没有发现会对 t_{GC} 产生重大影响的理论上的问题, 但是太阳中微子问题始终在提醒我们, 现有的恒星演化理论模型中, 似乎存在着某种重大缺陷。对离我们最近的一颗恒星——太阳的了解都仅限于此, 对恒星演化的普遍理论的描述就可想而知了, 而且太阳在恒星演化模型中起着十分重要的定标作用, 因为太阳是其年龄可以独立地由早期太阳系物质的放射性纪年法定出的唯一的恒星。尽管有上述观测和理论上的种种不确定性, 人们还是倾向于认为, 各方面对 t_{GC} 的综合影响使 (3) 式的误差大约为 2Gyr。这样, 目前普遍采用的宇宙年龄 t_0 的值是 $t_0 \geq 11\text{Gyr}$, 其最可几值为 $t_0 \approx 13\text{Gyr}$ 。

除了用球状星团来估计宇宙年龄外, 也可以通过测定邻近椭圆星系中的恒星年龄从而估计出宇宙年龄。多年来形成的一种经典看法是, 椭圆星系主要由非常老的恒星所组成, 其年龄至少与银河系的球状星团的年龄相当。但是近年来由星族合成的研究流行起另一种完全不同的看法, 即椭圆星系的形成可能较晚, 例如由旋涡星系的并合而成^[13], 其大部分恒星的年龄只有 5—8Gyr。对这种看法的批评意见认为, 星族合成的最优化方法完全忽略了椭圆星系中应有的金属丰度弥散, 这种弥散在椭圆星系的化学演化模型中可达两个 dex^[14], 正如已在银河核球中观测到的那样^[15]。星族合成中表征演化的时钟基本上由折向点的温度(颜色)与年龄的关系所代表, 但折向点附近的星颜色积分的演化要慢得多, 这些星所发的光会影响折向点的确定。因而, 一个星族的颜色积分将演化得比主序折向点慢, 但会保持很强的对金属丰度的依赖性。所以, 很难把星族合成方法运用到单独的星系中去, 同时精确地确定金

属丰度和年龄的分布，从而对星系的年龄给出切合实际的严格限制。

Bower 等人^[16] 采取了另外的处理方法，即放弃对每个单独星系年龄的确定，代之以对一群星系（例如星系团中的一群星系）的年龄给出一个下限。他们从室女团和后发团中的椭圆星系的颜色分布与速度弥散之间的相关性，得出对于这些星系年龄弥散的一个限制：室女团和后发团中椭圆星系的主体必须形成早于 $z = 2$ 的时期，其年龄弥散的上限为 $\leq 3\text{Gyr}$ 。

3 哈勃常数 H_0

哈勃常数 H_0 的大小是多年来激烈争论的焦点问题之一。习惯上哈勃常数表示为 $H_0 = 100h \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ，这里 h 为一无量纲参数，称为哈勃参数。最近引起轰动效应的观测结果是^[17]，哈勃空间望远镜测得室女团中 M100 里面的造父变星的距离为 $17.1 \pm 1.8\text{Mpc}$ ，这样由室女团的退行速度大约 $1400\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 可以推知哈勃常数 $H_0 = 80 \pm 17\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 。对于 $\Omega_0 = 1, \Omega_\Lambda = \Omega_R = 0$ 的 Einstein—de Sitter 宇宙， $h = 0.8$ 相应于 $t_0 = 8.15\text{Gyr}$ ，这意味着宇宙的年龄比银河系球状星团以及某些邻近的白矮星的年龄还要年轻。如果这一观测是正确的，则大爆炸宇宙学确实要面临灾难性的后果乃至崩溃。可是，情况并不是如此简单。多年来对哈勃常数的测量有两组截然不同的结果。Sandage, Tammann 等人给出的哈勃参数值一直在 $h \approx 0.5$ 附近，即使是利用哈勃望远镜的最新观测资料，他们的结论也还是 $h = 0.4 \approx 0.5$ ^[18]。而 de Vaucouleurs 却始终认为 $h \approx 1$ 。其他大多数观测者所取的值介于这两个极端值之间，即 $0.5 < h < 1$ ^[19]。

哈勃常数的测量通常基于两类基本方法。一类方法是，利用典型的造父变星的周期—光度关系来确定邻近的“定标”星系的距离，从而为星系相对距离的测量建立起零点。另一类方法是，将某些基本物理规律直接运用于遥远的天体距离的测量，从而避免距离标度中的某些不确定性。但是，这两类方法中都存在着困难。第一类方法的困难在于，目前只有极少星系中的造父变星可以被分辨出来，这也是近几年将利用哈勃望远镜观测的工作目标之一。第二类方法的困难在于，迄今为止或者是所研究的天体，或者是所运用的基本物理规律本身，都还存在着某些不确定性。下面对这两类方法作一简单介绍。

1. 相对距离方法 这类方法包括：(1) 利用“标准烛光”天体；(2) 利用一个星系的两种可测量性质之间的经验关系，其中一种性质与距离有关，另一种性质与距离无关。属于“标准烛光”的有 I_a 型超新星以及最近发现的行星状星云的最大视亮度^[20]。Sandage 等人所采用的方法主要是利用 I_a 型超新星。有人指出，考虑到 I_a 型超新星光变曲线形状与最大亮度之间的经验关系会导致较大的 h 值^[21]，但 Sandage 和 Tammann 认为这种效应很小^[22]。属于作为相对距离指示之经验关系的，传统的有旋涡星系的转动速度与光度之间的 Tully—Fisher 关系以及椭圆星系光度与速度弥散之间的 Faber—Jackson 关系（或 $D_n-\sigma$ 关系）；新的方法是利用椭圆星系表面亮度的起伏随距离的增加而减小这一观测结果^[23]。

2. 基本物理学方法 这类方法包括 I_a 型和 II 型超新星，Sunyaev—Zel’dovich (S—Z) 效应和引力透镜等。这里所采用的 I_a 型超新星方法，是基于理论模型所计算出的超新星的最大绝对光度，其结果给出 $h = 0.61 \pm 0.10$ ^[24]；但有人指出星际消光的不确定性会使 h 的允许范围增大^[25]。II 型超新星的方法是将由红移得到的超新星外壳的膨胀率与由温度和星等得到的体积增大率相比较。Schmidt 等人用这种方法在 1992 年给出 $h = 0.6 \pm 0.1$ ^[26]，但后来又修

改为 $h = 0.73 \pm 0.06^{[27]}$ 。当然,这种方法中外壳膨胀的物理过程包含相当多的复杂性。

S-Z 效应是微波背景辐射光子与星系团中的热电子发生康普顿散射而引起的谱畸变,其结果与 H_0 有关。最早的观测是对星系团 A665(红移值为 $z = 0.182$) 进行的,结果给出 $h = (0.4 - 0.5) \pm 0.12^{[28]}$ 。把这一结果与对星系团 A2218($z = 0.171$) 的观测结果结合起来,给出 $h = 0.55 \pm 0.17^{[29]}$ 。看来, S-Z 效应的观测结果偏向于较小的 h 值。但这个方法的一个问题是,如果星系团呈椭球状,所得到的 H_0 值应该与椭球半长轴的取向有关。因此,只有观测的星系团的数目足够多时,用 S-Z 效应所确定的 H_0 的统计平均值才能接近真实的结果。这一目标据信可能在近几年内完成。

大尺度的引力透镜效应与哈勃常数有直接的联系。例如,在透镜天体为点源的近似下,如果同一个类星体的两个像之间的时间差为 Δt , 则 $\Delta t \approx \theta^2/H_0$, 其中 θ 是以角秒为单位的两个像之间的角距离。第一个被观测到的引力透镜样品是 QSO 0957+561($z = 1.41$), 它的两个像之间的时间差为 $\Delta t = 409 \pm 23d^{[30]}$, 这给出 $h = 0.50 \pm 0.17$ 。但这种方法存在的问题是,引力透镜天体的具体模型(通常认为与暗物质的分布有关)会对 H_0 的结果产生影响,同时恒星尺度的微引力透镜效应也会对 H_0 的结果引起相当的不确定性。最近 Danle 等人用弱引力透镜效应对透镜星系团(位于 $z = 0.36$ 处)内的引力势分布作了探测^[31], 其结果导致 $h \leq 0.7$ 。

让我们再回到最近的哈勃望远镜的观测结果 $h \approx 0.8$ 上来。这一结果是假定 M100 位于室女团的核心部分,而室女团相对本星系群的退行速度大约是 $1100\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 加上本星系群自身向室女团方向的“下落速度”大约 $300\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 故室女团总的哈勃速度为大约 $1400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$; 这一速度值除以距离 17.1Mpc, 即得到 $h \approx 0.8$ 。这里实际上暗含两个非常重要的不确定因素。第一个因素是,如果位于后发超团方向的巨大吸引物(great attractor)的确存在,则上述 $1400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度中应包含有室女团向后发团的“下落速度”,扣除这一因素后,室女团的哈勃速度应该小于 $1400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$; 另一个因素是,距离 17.1Mpc 是对 M100 测量的,把室女团的距离也取为 17.1Mpc, 是假设 M100 位于室女团核心部分。但是,目前的观测并没有确定 M100 的真实位置。M100 有可能位于室女团之中,也有可能位于室女团与本星系群之间的某处。如果是后者的情况,则室女团的真实距离应该大于 17.1Mpc。因此,这两个因素都会使哈勃常数的观测值下降,如果是两个因素共同影响,则 h 会由 0.8 下降很多。

作为一个小结,哈勃常数的值究竟是多少,目前还不能说已经定论。总的来看,如果天体距离尺度较小(例如在几十个 Mpc 之内),则常常给出较大的值($h \approx 0.6-0.8$); 如果天体的距离尺度很大(例如用 S-Z 方法或引力透镜方法),则通常给出较小的哈勃常数值($h \approx 0.4-0.6$)。有人建议^[32], 这一结果可以解释为,本星系群附近几十 Mpc 范围的“局部宇宙”为一低密度区(低于宇宙平均密度),因而呈现较大的哈勃膨胀速度;而宇宙其余部分的密度为宇宙的临界密度,因而呈现较小的哈勃速度。但是,这一模型所面临的严重困难是,如何在 $\Omega_0 = 1$ 的平均宇宙背景中产生出如此大范围(尺度达几十个 Mpc)的低密度区域? 如所周知,通常的星系形成理论^[33]认为,现有的宇宙结构是由早期初始密度扰动因引力不稳定性发展而来。而早期初始密度扰动一般认为是高斯随机扰动场。按照高斯随机扰动理论,在如此大范围内产生这样的低密度区,其几率实际上是一个接近于零的极端小量^[34]。因而,这样的模型看来只具有纯理论上的意义。

参 考 文 献

- [1] Mather J C et al. *Ap. J.*, 1990, 354: L37
- [2] Bennett C L et al. *Ap. J.*, 1992, 396: L7
- [3] Arp H C et al. *Nature*, 1992, 357: 287
- [4] Peebles P J E et al. *Nature*, 1992, 357: 288
- [5] Schetman S et al. In: Fabian A ed. *Clusters and superclusters of galaxies*. Dordrecht: Kluwer, 1992
- [6] Buonanno R, Corsi C E, Fusi P F. *Astron. Astrophys.*, 1989, 216: 80
- [7] Straniero O, Chieffi A. *Ap. J. Suppl.*, 1991, 76: 525
- [8] Renzini A. In: Shanks T et al eds. *Observational tests of cosmological inflation*. Dordrecht: Kluwer, 1991. 131
- [9] Boesgaard A M, Steigman G. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1985, 23: 319
- [10] Walker A R. *Ap. J.*, 1992, 390: L81
- [11] Rogers F J, Iglesias C A. *Ap. J. Suppl.*, 1992, 79: 507
- [12] Chaboyer B et al. *Ap. J.*, 1992, 388: 372
- [13] O'Connell R W. In: Norman C A, Renzini A, Tosi M eds. *Stellar populations*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986. 167
- [14] Arimoto N, Yoshii Y. *Astron. Astrophys.*, 1987, 173: 23
- [15] Rich R M. In: Barbuy B, Renzini A eds. *The stellar populations of galaxies*. Dordrecht: Kluwer, 1992. 29
- [16] Bower R G, Luccy J R, Ellis R S. *M. N. R. A. S.*, 1992, 254: 613
- [17] Freedman W L et al. *Nature*, 1994, 371: 757
- [18] Sandage A. In: Binggeli B, Buser R eds. *Practical cosmology: Inventing the past*, 23rd Sass Fee lectures. Berlin: Springer, 1995; Sandage A et al. *Ap. J.*, 1994, 423: L13
- [19] Fukugita M, Hogan C J, Peebles P J E. *Nature*, 1993, 366: 309
- [20] Ciradullo R, Jacoby G H, Tonry J L. *Ap. J.*, 1993, 419: 479
- [21] Phipps M M. *Ap. J.*, 1993, 413: L105
- [22] Tammann G A, Sandage A., Preprint, 1995
- [23] Tonry J. *Ap. J.*, 1991, 373: L1
- [24] Brach D. *Ap. J.*, 1992, 392: 35
- [25] Leibundgut B, Pinto P A. *Ap. J.*, 1992, 401: 49
- [26] Schmidt B P et al. *Ap. J.*, 1992, 395: 366
- [27] Schmidt B P et al. *Ap. J.*, 1994, 432: 42
- [28] Birkinshaw M, Hughes J P, Arnoud K A. *Ap. J.*, 1991, 379: 466
- [29] Birkinshaw M, Hughes J P. *Ap. J.*, 1994, 420: 33
- [30] Pelt J et al. *Astron. Astrophys.*, 1994, 286: 775
- [31] Danle H, Maddox S J, Lilje P B. *Ap. J.*, 1994, 435: L79
- [32] Turner E L, Cen R, Ostriker J P. *Ap. J.*, 1992, 103: 1427
- [33] Peebles P J E. *Principles of physical cosmology*. Princeton: Princeton Univ. Press, 1992. 608
- [34] Suto Y, Suginochara T, Inagaki Y. Preprint astro-ph/9412090(1994)

(责任编辑 舒似竹)

Fundamental Parameters in the Big Bang Cosmology —the Age of the Universe t_0 , and the Hubble Constant H_0

Xiang Shouping

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract

There are six fundamental parameters in the big bang cosmology—the age of the universe t_0 , the Hubble constant H_0 (or the Hubble parameter $h \equiv H_0/100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$), the density parameter of cosmic matter Ω_0 , the deceleration parameter q_0 , and $\Omega_\Lambda \equiv \Lambda/3H_0^2$ and $\Omega_R \equiv -k/H_0^2$ which are related to the cosmological constant and the curvature of the universe, respectively. This paper describes new progress in the study on t_0 and H_0 . The controversy about the values of t_0 and H_0 is still obvious so far due to various uncertainties in both observation and theory. It is generally believed that $t_0 \geq 11\text{Gyr}$ and most probably $t_0 \approx 13\text{Gyr}$. On the Hubble constant H_0 , it is usually gives larger value $h \approx 0.6\text{--}0.8$ for smaller distance scales and smaller value $h \approx 0.4\text{--}0.6$ for larger distance scales. Recently, the Hubble Space Telescope gives $h \approx 0.8$ from the observations on M100. However, it is still hardly to say that the final conclusion has been reached because there are still some uncertainties in observations.

Key words (cosmology:) distance scale—cosmic microwave background—cosmology: observations: cosmology: theory—globular clusters: general—gravitational lensing