

星系巡天中的线性红移畸变效应

肖伟科 郭仪成 褚耀泉

(中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

摘 要

在红移巡天中, 由于星系本动速度的存在, 星系的三维空间分布图像将会发生畸变, 这种效应使得我们可以用动力学与统计方法, 通过测量线性红移畸变因子来获取宇宙中大尺度上物质分布的信息. 介绍了线性红移畸变效应的图像、理论, 以及线性红移畸变因子 β 的测量方法和一些最新结果.

关键词 宇宙大尺度结构 — 星系 — 本动速度 — 红移畸变

分类号 P157, P159.4

1 引 言

近年来, 一大批河外天体的红移巡天计划被实施, 其中有些已经完成, 有些还在进行之中, 例如 PSCz (The Point Source Redshift Survey)、2dFGRS (The 2-degree Field Galaxy Redshift Survey)、SDSS (The Sloan Digital Sky Survey) 等, 这些新一代的红移巡天大大推动了宇宙学等方面的研究.

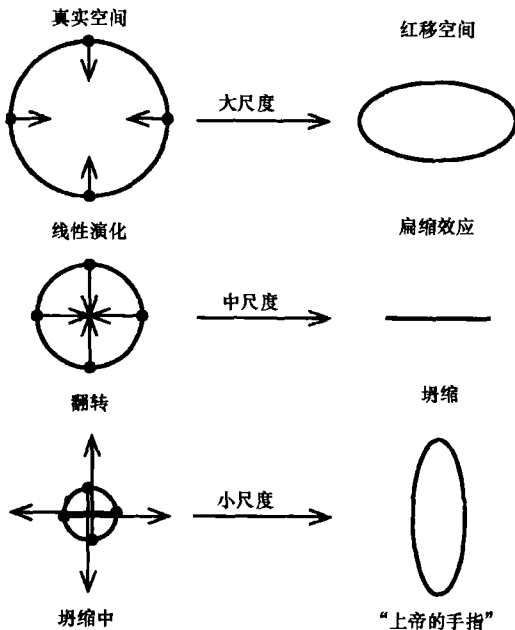
在观测宇宙学中, 人们通常利用 Hubble 定律 ($cz = H_0 d$) 来确定一个遥远星系的观测距离, 从而得到该星系分布的三维图像. 然而, 由于星系本动速度的存在^[1,2], 所测得的红移距离 $s = cz_0$ 与真实距离 $r = H_0 d = cz_U$ 并不相等:

$$\begin{aligned} s &= r + v_{\parallel}, \\ 1 + z_0 &= (1 + z_U)(1 + z_D), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 z_0 为星系的红移 (观测值), z_U 为宇宙学红移, z_D 为本动速度径向分量 v_{\parallel} 引起的多普勒红移. 因此, 在星系红移巡天测量中 (星系的视向距离按 $s = cz$ 定出), 用 Hubble 定律确定的星系位置三维图像将与实际情况产生偏离, 这种现象称为红移畸变 (redshift-distortions) 效应^[1]. 红移畸变效应的存在一方面使得对宇宙中物质的空间分布特征的研究变得更为复杂,

另一方面也使我们可以通过动力学分析和统计的方法来测量线性红移畸变因子 $\beta \simeq \Omega_m^{0.6}/b$ ，为进一步限定观测宇宙学中的一些基本参数（如 Ω_m 等的范围）提供新的途径。

虽然人们早就发现红移巡天中存在着红移畸变效应^[3~5]，而且在 20 世纪 70 年代就有人提出利用这种效应测量宇宙学密度 Ω_m 的可能性^[6,7]，80 年代后期 Kaiser 又首次给出了这一现象的完整分析^[8]，但是限于当时没有足够大的巡天样本，测量效果也并不理想，这种方法一直未得到实施。90 年代后，随着不同红移巡天计划，如 IRAS (The Infrared Astronomical Satellite)、Stromlo-APM (The Stromlo Automated Plate Measuring Redshift Survey) 和 2dFGRS 等的开展，红移畸变效应已经成为测量 Ω_m 的一种重要方法。



2 红移畸变效应的观测图像

假设由于引力不稳定性，一个遥远的球对称的星系团中各星系向质量中心加速运动。图 1 显示了星系分布图像在真实空间中与在红移空间中的区别（图中黑点表示星系，箭头表示星系的本动速度）：星系位置在垂直视线方向并不改变，而在视线方向上，按大、中、小三种尺度不同而改变，（由于速度弥散，实际上中尺度的情况并不会出现），其中小尺度情形就是早期红移巡天中所谓的“上帝的手指”（“Finger of God”）现象。

由于红移畸变效应只影响视向距离的测量，而对角距离的影响可以忽略，因此在实际测量中，可以从红移空间中的径向与角向的两点相关函数 $\xi(\sigma, \pi)$ 图上直接看到上述的红移畸变效应^[1]。

图 1 红移畸变效应：星系分布图像在真实空间和红移空间中三个不同尺度上的区别^[1]

最近完成的 2dFGRS 红移巡天第一次清楚地展示了这种图像。图 2 是 2dFGRS 巡天得到的红移空间两点相关函数 $\xi(\sigma, \pi)$ 等值线图^[9]。若无畸变，等值线图 $\xi_0(r) = \xi(\sqrt{\pi^2 + \sigma^2})$ 在 $(\sigma - \pi)$ 平面应为一圆弧，但这里视向距离已发生畸变，对于值为 ξ_0 的等高线，在大尺度上 $\pi^s < \pi^r$ 呈一横向椭圆，在小尺度上 $\pi^s > \pi^r$ 则呈一纵向椭圆（上标 s 和 r 分别表示红移空间与真实空间）。从图 2 可以明显地看到上述各种效应（对比早期 IRAS 等的红移巡天结果可以看出，由于巡天样本的完备性的改善，红移畸变效应的统计效果得到了很大的改善）。

3 线性红移畸变理论

星系本动速度的存在，导致红移畸变效应的出现，使得对红移巡天结果的分析变得更为

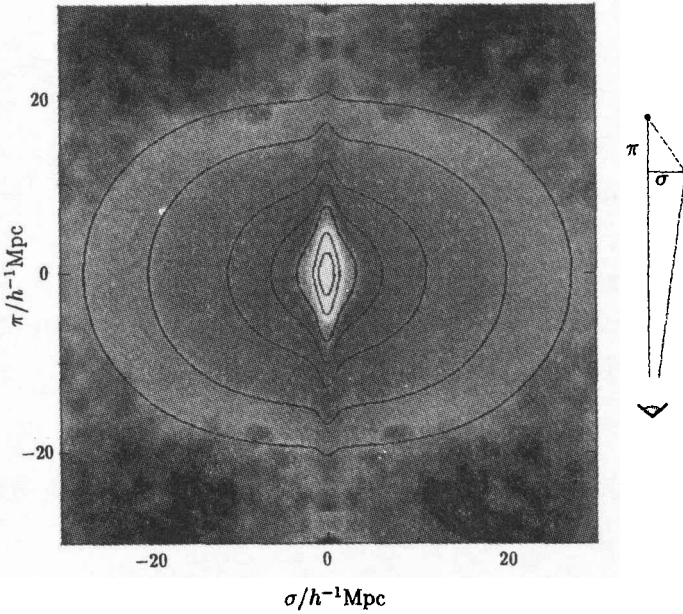


图 2 2dFGRS 巡天得到的红移空间两点相关函数 $\xi^\sigma(\sigma, \pi)$ 等值线图^[9]

图中可以清楚地看到“上帝的手指”和图 1 中不同尺度上的红移畸变效应(本图已用 Gauss 窗口函数作平滑, 为凸现图像特征, 图中 $\sigma < 0, \pi < 0$ 部分是第一象限作镜面反射的结果)。

复杂。然而, 不同于一般随机速度场, 星系的本动速度场是由于物质密度涨落的引力不稳定性引起的, 它的特征和演化与宇宙大尺度结构的形成和演化密切相关。这就使得人们可以用动力学和统计方法, 通过分析观测中的红移畸变效应来获取宇宙中大尺度上物质分布的信息。

3.1 线性红移畸变因子 β

假设物质密度涨落为 $\delta_m(\mathbf{r}) = \rho_m(\mathbf{r})/\bar{\rho}_m - 1$, 本动速度可以表示为

$$\mathbf{v}_m \equiv \frac{a d\mathbf{r}}{H_0 a_0 dt} = \frac{d\mathbf{r}}{d\tau},$$

其中 τ 为共动时间, $d\tau \equiv H_0 a_0 dt/a$, $a(\tau)$ 为宇宙学尺度因子。

在线性演化阶段 ($|\delta_m| \ll 1$), 可以写出物质密度涨落的线性化连续性方程:

$$\frac{H a f}{H_0 a_0} \delta_m + \nabla \cdot \mathbf{v}_m = 0, \tag{2}$$

其中, f 为增长模式的线性增长率, 与 Ω_m 有关。Lahav 等人^[10] 给出了有宇宙学常数时 f 的形式: $f \simeq \Omega_m^{0.6} + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda (1 + \frac{1}{2} \Omega_m)$ 。实际观测中得到的是星系密度涨落 δ , 为建立二者之

间的关系, 最简单的方法是直接假设两者有线性关系 (即线性偏袒模型):

$$\begin{aligned}\delta &= b\delta_m, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_m,\end{aligned}\tag{3}$$

这里 b 称为线性偏袒因子。类似地可写出星系密度涨落的线性化连续方程:

$$\beta\delta + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0,\tag{4}$$

其中 $\beta \equiv \frac{f_0}{b} \simeq \frac{\Omega_m^{0.6}}{b}$ 即为线性红移畸变因子。

3.2 线性红移畸变算符 \hat{S}

在星系红移巡天观测中, 只能得到红移空间中“畸变后”的星系的 $\delta^s(\mathbf{s})$, 而不能得到真实空间中的 $\delta(\mathbf{r})$ 。一个真实空间中位于距离 \mathbf{r} 处的星系, 在红移空间中将在 $\mathbf{s} = \mathbf{r} + v_{\parallel}\hat{\mathbf{r}}$ 处被发现。由此可定义线性红移畸变算符 \hat{S} :

$$\delta^s(\mathbf{r}) = \hat{S}\delta(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - v_{\parallel}\hat{\mathbf{r}}).\tag{5}$$

由 (4) 式可得到: $\mathbf{v} = -\beta\nabla\nabla^{-2}\delta$ 。类似量子力学中的平移算符, 并考虑平面平行近似, Hamilton 等人^[11]给出了 \hat{S} 的形式:

$$\hat{S}^P = 1 + \beta\frac{\partial^2}{\partial z^2}\nabla^{-2},\tag{6}$$

其中 z 是视线方向的距离。在 Fourier 空间中, \hat{S}^P 有如下的简单形式:

$$\hat{S}^P = 1 + \beta\mu_{\mathbf{k}}^2,\tag{7}$$

其中 $\mu_{\mathbf{k}} \equiv \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{k}}$ 。相应地可以写出 $\delta(\mathbf{k})$ 与 $P(\mathbf{k})$ 在红移空间中的形式:

$$\hat{\delta}^s(\mathbf{k}) = (1 + \beta\mu_{\mathbf{k}}^2)\hat{\delta}(\mathbf{k}),\tag{8}$$

$$P^s(\mathbf{k}) = (1 + \beta\mu_{\mathbf{k}}^2)^2 P(\mathbf{k}).\tag{9}$$

由于线性红移畸变算符 \hat{S} 中包含了 β 因子, 因此可用红移畸变效应的强弱来测量 β 。又由于 $\beta \approx \Omega_m^{0.6}/b$, 如果能用其它方法得到线性偏袒因子 b , 则可以根据 β 来定出宇宙的物质密度 Ω_m 的大小; 相反, 如果有了可靠的 Ω_m 取值, 则可以用 β 来确定 b , 从而可以进一步研究可见物质与暗物质之间的关系。

3.3 畸变因子 β 的测量方法

在实际观测中可以通过三种不同的方法对 β 进行测量:

(1) 利用红移空间与真实空间的统计量之比

这里的统计量主要是指功率谱和相关函数。此方法采用平面平行近似, 忽略观测者的存在对红移图像的影响。把 (9) 式对角向积分, 且考虑有限天区巡天样本的窗口函数后得

$$\begin{aligned}\frac{\tilde{P}^s(k)}{\tilde{P}(k)} &= 1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2, \\ \tilde{P}(k) &\equiv \int_0^\infty W(k)P(k)4\pi k^2 dk / (2\pi)^3.\end{aligned}\tag{10}$$

在实际观测中, 因为得到的都是有红移畸变存在的图像, 所以红移空间的 $\tilde{P}^s(k)$ 可通过实测计算得出。而真实空间的 $\tilde{P}(k)$ 则要通过二维信息反投影或建立模拟样本的方法来得到。对于 β , 因为红移畸变效应对星系角分布无影响, 所以也可直接用二维角相关函数 $\xi(\sigma, \pi)$ 的信息来获得, 即 $\frac{\xi^s(\sigma, \pi)}{\xi(\sigma, \pi)} = 1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2$ 。注意上述这种方法因 ξ^s 在线性情况下幅度很小, 容易受到噪声的影响, 因此只适用于高信噪比大角度巡天样本, 而不适用于狭窄的锥形巡天样本。

(2) 利用红移空间统计量展开各项之比

在线性演化阶段, 由作了平面平行近似的 (9) 式可以证明, 将红移空间的功率谱 $P^s(k)$ 按勒让德函数 \mathcal{P}_l 展开后将只有单极、四极和十六级项:

$$P^s(k) = P_0^s(k)\mathcal{P}_0(\mu_k) + P_2^s(k)\mathcal{P}_2(\mu_k) + P_4^s(k)\mathcal{P}_4(\mu_k),$$

$$P_0^s(k) = (1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2)P(k),$$

$$P_2^s(k) = (\frac{4}{3}\beta + \frac{4}{7}\beta^2)P(k),$$

$$P_4^s = \frac{8}{35}\beta^2 P(k).$$

可利用 $P_2^s(k)$ 与 $P_0^s(k)$ 的比值来测量 β , 同样要考虑窗口函数, 有

$$\frac{\tilde{P}_2^s(k)}{\tilde{P}_0^s(k)} = \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{4}{7}\beta^2}{1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2}. \quad (11)$$

由于 $P_4^s(k)$ 比较小, 易受不确定因素的影响, 因此一般不用它来进行比较。对于红移空间的相关函数也可以用上述方法展开, 比较 ξ_2^s/ξ_0^s 。在这种方法中, 利用比式消除了真实空间中的统计量, 使待计算的量都是红移空间的量, 而这些量均可由观测直接得到 (功率谱中含有的真实空间的窗口函数也可由巡天样本直接得到)。这样整个处理过程就可以完全在观测到的红移空间中进行, 从而避免了第一种方法要求获得真实空间信息的步骤。利用这种思路, 还可以产出几种利用红移空间的统计量分解展开来确定 β 的方法。如: (i) 将红移空间的功率谱在径向与横向上分解为 $P_{||}^s$ 与 P_{\perp}^s , 然后取二者的比值确定 β [12,13]。 (ii) 将红移空间的小波功率谱在不同尺度上的各项做比较来确定 β , 如 P_{j_1}/P_{j_2} [14] 等等。

(3) 最大似然法

对于一个多变量高斯随机场, 可以写出其似然函数

$$\mathcal{L} \propto \frac{1}{|C|^{1/2}} \exp(-\frac{1}{2}\delta^\dagger C^{-1}\delta), \quad (12)$$

其中 $C \equiv \langle \delta\delta^\dagger \rangle$, 通常可写成信号与噪声叠加的形式, 最简单的情况是假设红移巡天中只有唯一的噪声, 即 Poisson sampling 噪声, 则

$$C_{ij} = \xi^s(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) + \delta_D(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)[\bar{n}^s(\mathbf{r}_i)]^{-1}. \quad (13)$$

在实际计算时, $\xi^s = \hat{S}_1 \hat{S}_2 \xi(r_{12})$. \hat{S} 的形式由(5)式给出, 与 β 有关, 而 $\xi(r)$ 则由各种理论模型或其模拟样本产生. 这样, 给定 β 就可以算出 C_{ij} , 通过调节 β 及模型的参量, 把测量结果 δ^s 作为(12)式中的 δ , 就可得到 \mathcal{L} 随 β 及模型中各参量变化的取值, 寻找 \mathcal{L} 的极值点就可得到各参量的最佳取值.

3.4 理论及测量方法的几点注意

(1) 非线性效应的修正. 上述所讨论的理论及方法都是建立在线性演化模型基础上的, 并引进了线性偏袒假设. 但实测和模拟结果表明, 非线性效应即使在半波长为 $\pi/k = 40h^{-1}\text{Mpc}$ 这样大的尺度上仍然有影响^[1], 而在小尺度上 ($k > 0.5h\text{Mpc}^{-1}$) 则完全占主导地位^[23]. 目前, 对非线性红移畸变的研究还不成熟. 通常的做法是引进一个表示星系成对速度弥散(各向同性)的分布函数 $f(v)$, 相应的非线性两点相关函数与功率谱为

$$\xi^s(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi_L^s(r_{\parallel} - v, r_{\perp}) f(v) dv, \quad (14)$$

$$P^s(k) = \hat{f}(k\mu_k) P_L^s(k) = \hat{f}(k\mu_k) (1 + \beta\mu_k^2) P(k). \quad (15)$$

其中 $f(v)$ 满足 $\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv = 1$, 常有高斯分布^[15,16]、指数分布^[17,18]等形式. 通过对 CDM 模型的数值模拟研究, Jing 和 Börner(2001)^[23] 提出了非各向同性的 $f(k)$ 的一个经验公式:

$$f(k) = \frac{(1 + \beta\mu^2)^2}{1 + \frac{1}{2}(\sigma k\mu)^2 + \eta(\sigma k\mu)^4}. \quad (16)$$

(2) 非线性偏袒效应的影响. 上述所讨论的线性偏袒模型中的参数 b 被假设为一个常参量, 但事实并非如此. 首先, 数值模拟的结果表明, b 的大小与尺度有关. 在大尺度上 ($k < 0.08h\text{Mpc}^{-1}$) 可以认为 b 是一常数, 而在小尺度上 b 将随尺度而变^[23]. 其次, 不同波段的红移巡天对应的偏袒因子 b 是不一样的. 因为不同波段能观测到的物质内容不同, 因此它们对暗物质的偏差也不一样. 如光学波段和红外波段的 b 相比就有 $b_{\text{optical}}/b_{\text{IRAS}} \approx 1.5$. 因此比较不同波段巡天结果时, 应该注意这一点.

(3) 本星系群本动的影响. 上述理论是对于相对 CMB 静止的观测者而言的. 而我们所在的银河系不是相对于 CMB 静止的, 它相对于 CMB 的运动速度可认为是本星系群的本动速度. 这样, 红移关系式改写为 $s^{\text{LG}} = r + v - \hat{r} \cdot v^{\text{LG}}$. 在 $r \gg \hat{r} \cdot v^{\text{LG}}$ 时, 涨落有关系式 $\delta_s^{\text{LG}} = \delta^s(r) + \alpha(r) \frac{\hat{r} \cdot v^{\text{LG}}}{r}$. 可见由于本星系群的本动, 涨落引入了一个沿其本动方向的偶极项(即前式右方第二项). 在实际处理中, 可利用已知的本星系群的本动速度代入上述红移关系式中进行计算; 或者将涨落的关系完全代入本星系群坐标系中进行处理, 求出 s^{LG} .

4 β 测量值的几个最新结果

(1) Peacock 等人^[9] 借助 2dFGRS 红移巡天的最新数据, 采用角相关函数四极与单极球

谱展开项之比 (其中 n 为谱指数)

$$\frac{\xi_2}{\xi_0} = \frac{3+n}{n} \cdot \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{4}{7}\beta^2}{1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2},$$

以及成对速度弥散 σ_p 指数分布修正非线性效应, 对 σ_p 与 β 作最大似然法的拟合, 得到 $\beta = 0.43 \pm 0.07$ 。又认为具有特征光度 L^* 的星系是无偏的^[19], 最终得到 $\Omega_m = 0.36 \pm 0.10$ 。由于 2dFGRS 巡天对超过 141000 个星系进行了测量, 可以说是目前最大的红移巡天样本, 所以用它计算出的这组数据是很有说服力的。

(2) Qutram 等人^[13] 利用 2dF QSO 红移巡天 (The 2-degree Field Quasi-stellar Object Redshift Survey, 为 10000 个类星体的不完备样本) 数据, 根据红移空间功率谱径向和横向的关系, 直接用 β 与 Λ 对各种模型进行拟合, 得到 $\beta = 0.39^{+0.18}_{-0.17}$, $\Omega_m = 0.23^{+0.44}_{-0.13}$ 。

(3) PSCz 的几个结果: PSCz 红移巡天基本覆盖全天区, 它包括了 IRAS 中流量为 0.6Jy 以上的星系。比 20 世纪 90 年代中期所用的 IRAS+1.2Jy 样本 (即流量为 1.2Jy 以上的 IRAS 星系) 所包含的信息还要多。

Taylor 等人^[20] 利用 PSCz 数据, 通过 Heavens 和 Taylor^[16] 于 1995 年提出的球谱分析方法 (实际上是最大似然法), 得到 $\beta = 0.39^{+0.14}_{-0.12}$ 。

同样, Tadvos 等人^[21] 也利用 PSCz 数据, 并对球谱分析法做了一些技术上的改进, 发现如果功率谱形状与 $\Gamma = 0.2$ 的 CDM 模型相符, 则 $\beta = 0.58 \pm 0.26$, 如果不限功率谱的形状, 则 $\beta = 0.47 \pm 0.16$ 。

从以上几个最新结果可以看出: 所有的计算几乎都用统计方法进行拟合 (或单独使用, 或与其它方法配合使用); 所有的结果都接近于 $\beta \approx 0.4$, 相应地 $\Omega_m \approx 0.3$ 。这与用其它方法 (如利用星系成团性等)^[22] 测出的 Ω_m 值相近, 也与目前大致认为的 $\Omega_m \approx 0.3$ 相符。

但必须指出, 几种方法得到的 β 和 Ω_m 的大小仍有相当大的误差, 且由此得到的 b 值相差较大。可以认为这是由偏袒效应在不同波段上的一致、非线性红移畸变效应以及观测样本的不完备性所致。对比早期巡天与 2dF 等最新巡天的结果, 可以明显看出样本的不完备将会大大增加统计测量的误差。

5 总结与展望

宇宙学中最重要的问题之一就是宇宙物质密度 Ω_m 的确定。线性红移畸变理论给出了测量它的方法。因为本动速度的存在, 观测所获得的红移空间的图像与真实空间并不是完全对应的, 而存在红移畸变现象。利用这种现象可以把两个空间的物质涨落、相关函数和功率谱等统计量进行比较, 从而获得线性红移畸变因子 β 的几种测量方法, 然后通过 β 与 Ω_m 之间的关系式得到 Ω_m 。当然线性红移畸变现象也可以用来对其它宇宙学参数 (如 Λ) 进行测量^[13], 但目前很多研究工作都是以获得 β 及 Ω_m 值为目标。至于 β 的测量精度, 与使用的测量方法是分不开的。新的测量方法 (如小波分析以及 Fourier 功率谱和 CMB 功率谱联合进行分析), 对非线性效应修正得更好, 大大提高了 β 的精度。另一方面, β 的测量还与所使用的巡天样

本的完备性有很大的关系。随着观测技术的提高, 高信噪比、高分辨率、大天区范围的巡天样本的出现将同样会使 β 测量的精度大幅提高。2dF 以及最近开始释放数据的 SDSS 都是这样的巡天。我国将于 2004 年建成的 LAMOST 也将为我们提供更丰富的观测资料。相信这些新的巡天样本, 能够使利用线性红移畸变理论对宇宙密度场的研究取得新的进展。

参 考 文 献

- 1 Hamilton A J S. In: Hamilton D ed. *The Evolving Universe*, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1998: 185
- 2 Guzzo L, Strauss M A, Fisher K B et al. *Ap. J.*, 1997, 489: 37
- 3 Kirshner R P, Oemler A, Schechter P L et al. *Ap. J.*, 1981, 248: L57
- 4 Davis M, Peebles P J E. *Ap. J.*, 1983, 267: 465
- 5 Bean A J, Ellis R S, Shanks T et al. *M.N.R.A.S.*, 1983, 205: 605
- 6 Sargent W L W, Turner E L. *Ap. J.*, 1977, 212: L3
- 7 Peebles P J E. In: Wightman A S, Anderson P W eds. *The Large-Scale Structure of the Universe*. Princeton: Princeton Univ. Press, 1980: 284
- 8 Kaise N. *M.N.R.A.S.*, 1987, 227: 1
- 9 Peacock J A, Cole S, Norberg P et al. *Nature*, 2001, 410: 169
- 10 Lahav O, Lilje P B, Primack J R et al. *M.N.R.A.S.*, 1991, 251: 128
- 11 Hamilton A J S, Culhane M. *M.N.R.A.S.*, 1996, 278: 73
- 12 Bromley B C. *Ap. J.*, 1994, 423: L81
- 13 Outram P J, Hoyle F, Shanks T et al. *M.N.R.A.S.*, 2001, 328: 174
- 14 Yang X H, Feng L L, Chu Y Q et al. *Ap. J.*, 2002, 566: 630
- 15 Peacock J A, Dodds S J. *M.N.R.A.S.*, 1994, 267: 1020
- 16 Heavens A F, Taylor A N. *M.N.R.A.S.*, 1995, 275: 483
- 17 Fisher K B, Davis M, Strauss M A et al. *M.N.R.A.S.*, 1994, 267: 927
- 18 Ballinger W E, Peacock J A, Heavens A F. *M.N.R.A.S.*, 1996, 282: 877
- 19 Folkes S J, Ronen S, Price I et al. *M.N.R.A.S.*, 1999, 308: 459
- 20 Taylor A N, Ballinger W E, Heavens A F et al. *M.N.R.A.S.*, 2001, 327: 689
- 21 Tadros H, Ballinger W E, Taylor A N et al. *M.N.R.A.S.*, 1999, 305: 527
- 22 Bahcall N A. In: Mueller V, Gottloeber S, Muecket J P et al. eds. *Proc. of the 12th Postdam Cosmology Workshop*, [s.l.]: World Scientific, 1998: 137
- 23 Jing Y P, Börner G. *Ap. J.*, 2001, 547: 545

Linear Redshift Distortion in Galaxy Survey

Xiao Weike Guo Yicheng Chu Yaoquan

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

Abstract

The maps of galaxy distribution in the Universe obtained from the redshift survey are distorted by the peculiar velocities of galaxies. This effect, which is called redshift distortion, provides a way to investigate the matter distribution on large scale by analysing the linear redshift distortion parameter β with dynamical and statistical methods. The theory of the linear redshift distortions, the basic methods of measuring β and some new measurements are reviewed.

Key words large scale structure—galaxies—peculiar velocity—redshift distortion