

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.01.03

基于红移畸变测量宇宙结构增长率的进展

史 峰^{1,2}, 杨小虎³

(1. 中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 上海交通大学 天文系 上海市粒子物理和宇宙学重点实验室, 上海 200240)

摘要: 星系红移巡天的一个主要目标是依据光谱红移测距, 详细刻画宇宙中星系的三维空间分布。由于星系本动速度的存在, 红移空间的星系分布存在着严重畸变, 在大小尺度上有着不同模式的各向同性偏离。通过对红移畸变的观测研究, 人们可从中获取速度场的信息, 因此, 红移畸变已成为暗能量探测的重要探针之一, 为检验宇宙学尺度上的引力模型提供帮助。当前星系红移巡天项目已经取得了非凡成功, 为人们提供了详细的星系空间分布数据。人们据此测量了星系的相关函数和功率谱, 提取了精确的红移畸变信号, 并通过模型拟合限制出了一批不同红移处宇宙结构增长率的估值, 为探索宇宙尺度的引力模式提供了数据支持。主要介绍红移畸变模型、星系红移巡天观测和宇宙结构增长率测量等研究进展。

关键词: 宇宙大尺度结构; 宇宙学; 星系观测; 距离和红移; 统计

中图分类号: P159.5, P157.2 **文献标识码:** A

1 引言

从人类第一次探测到宇宙加速膨胀^[1, 2] 至今已经过去 20 年。宇宙加速膨胀是天文学史上最重要的发现之一, 但背后的物理机制仍在争论之中。标准的含宇宙学常数的冷暗物质模型 (Λ cold dark matter model, Λ CDM) 已经取得成功, 但也有可能在宇宙学尺度上的广义相对论框架下失效, 因此需要更多观测数据检验引力模型。尽管各种观测, 如 Ia 型超新星爆炸、宇宙微波背景辐射和重子声波震荡等, 可以给出加速膨胀存在的证据, 但并不能提供模型约束, 以区分膨胀机制符合暗能量驱动模型, 还是引力修正模型^[3]。

事实上, 星系空间分布能反映宇宙背景物质的分布, 通过测量星系的两点相关函数或功率谱, 可以约束暗能量性质或引力模式。如果宇宙在大尺度上是各向同性和均匀的, 那么, 相关函数或者功率谱应该是旋转对称的。但实际观测发现, 它们是角度依赖的, 这正是由于引力拉拽引起的星系本动速度造成的。本动速度会给观测到的红移附加一个额外的多普勒

收稿日期: 2018-04-03; 修回日期: 2018-04-27

通讯作者: 史峰, say_feng@163.com

红移, 导致根据观测红移推算的星系距离与宇宙学红移对应的真实距离存在偏差, 引起星系空间分布的畸变。这种畸变现象会使星系成团性在大尺度上因受挤压而增强(即 Kaiser 效应^[4]), 在小尺度上因被拉伸而减弱[被称为“上帝的手指”(finger of God, FOG)效应^[5, 6]]。在线性尺度上, Kaiser 效应的程度依赖于本动速度场的振幅强度, 通常定义为 $f\sigma_8$, 其中, $f = d(\ln D)/d(\ln a)$, 表征宇宙的结构增长率, D 是线性增长因子, a 是尺度因子; σ_8 是半径为 $8 h^{-1}$ Mpc 范围内的物质成团强度, 其中, $h = H_0/100$, H_0 为哈勃常数。通常情况下, $f = \Omega_m^\gamma(z)$, 其中, $\Omega_m(z)$ 为红移 z 处的物质密度参数, γ 为增长指数。人们可以通过测量 $f\sigma_8$ 随红移的演化关系来检验引力模型^[7], 例如, 广义相对论框架下的 Λ CDM 模型给出的预测为 $\gamma = 0.55$ ^[8]。另外, 由于结构增长率随红移的演化依赖于暗能量的状态方程, 因此, 人们可以通过测量 $f\sigma_8$ 来限制暗能量的性质。然而, 仅依赖红移畸变的线性效应很难精准测量 $f\sigma_8$ ^[9-11], 还需要考虑非线性效应和来自星系偏袒的高阶误差, 因此, 需要引入更精准、更复杂的红移畸变模型。红移畸变的信号可以通过相关函数或功率谱测量, 该方法已成功地应用在了星系巡天数据上, 如 6dFGS^[3], WiggleZ^[12], VIPERS^[13] 和 SDSS^[14-20] 等。本文将主要介绍红移畸变模型的发展, 并回顾近几年宇宙结构增长率的实测进展。

本文结构如下: 第 2 章概述红移畸变问题和模型; 第 3 章介绍主要的星系红移巡天项目和相关的 $f\sigma_8$ 测量, 并讨论其与 Λ CDM 模型预测的符合程度; 第 4 章给出总结和展望。

2 红移畸变问题概述

2.1 畸变的星系空间分布

星系空间分布是描述宇宙的一个重要参量^[21], 它能刻画出宇宙物质的分布特征, 区分不同的宇宙学模型^[22-26], 也可以用来建立星系和暗物质(晕)之间的统计关联^[25, 27-29], 帮助我们理解星系在密度场里的形成和演化过程。2 度视场星系红移巡天(2 degree Field Galaxy Redshift Survey, 2dFGRS)^[30] 和斯隆数字化巡天(SDSS)^[31] 等星系红移巡天的主要目标, 便是依据光谱红移测距, 详细刻画星系的三维空间分布。

一般来讲, 在平宇宙下, 星系的共动距离 r_{cov} 与红移 z 的关系如下:

$$r_{\text{cov}}(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}}, \quad (1)$$

其中, Ω_Λ 是真空能量密度参数, Ω_m 是物质密度参数。事实上, 观测到的星系红移 z_{obs} 不仅包含宇宙学红移 z_{cos} , 还有沿视线方向的本动速度 v_{pec} 引起的多普勒红移 z_{pec} 的贡献, 它们在非相对论情况下有如下关系:

$$z_{\text{obs}} = z_{\text{cos}} + z_{\text{pec}} = z_{\text{cos}} + \frac{v_{\text{pec}}}{c}(1 + z_{\text{cos}}), \quad (2)$$

其中 c 是光速。观测红移对应的距离一般称为红移距离 $r_{\text{cov}}(z_{\text{obs}})$, 它显然不同于宇宙学红移对应的真实距离 $r_{\text{cov}}(z_{\text{cos}})$ 。由于本动速度的存在, 观测红移对应的距离并不是星系距离的真实反应, 红移空间的星系分布是扭曲畸变的, 与其真实分布存在系统性偏差, 这种现象叫做

红移畸变效应。红移畸变现象最早是在早期的红移巡天^[32-34]中被发现的。Peacock 等人^[23]在 2001 年利用 2dFGRS 数据测量了星系的两点相关函数, 给出了清晰的红移畸变信号。图 1 所示的二维两点相关函数 $\xi(r_0, r_\pi)$ 表示的是在垂直距离 r_0 和视线距离 r_π 下发现星系对的概率超过随机分布的程度。在一个各向同性的宇宙里, 这个函数应该是不依赖于观测方向的。但在红移空间, 该函数明显是各向异性的, 在小尺度和大尺度上分别被拉伸和挤压, 以致其偏离了真实分布的各向同性。红移畸变造成的这种各向异性效应, 导致我们不能直接获得星系在实空间的分布和成团信息。

另一方面, 虽然红移畸变有碍于还原真实空间的星系成团性, 但它可以被用来提取宇宙学信息。星系的本动速度会导致二维相关函数的大尺度上的挤压效应 (Kaiser 效应^[4])。在结构形成的引力不稳定性模型里, 它由引力势梯度造成的物质内流运动引起, 与物质密度涨落密切相关, 因此, 速度场示踪着大尺度结构的扰动增长。连续性方程给出了线性理论下速度场 $v(\mathbf{x})$ 与密度场 $\delta(\mathbf{x})$ 之间的关系:

$$\nabla \cdot v(\mathbf{x}) = -aHf\delta(\mathbf{x}) , \quad (3)$$

其中, $\delta(\mathbf{x}) = [\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}]/\bar{\rho}$, $\rho(\mathbf{x})$ 为物质密度场, $\bar{\rho}$ 为平均密度, H 为随时间演化的哈勃参数, $f = d(\ln D)/d(\ln a)$ 是线性结构增长率, 表征着扰动增长的快慢, 与物质密度参数 Ω_m 有如下近似关系:

$$f \approx \Omega_m^\gamma , \quad (4)$$

其中, γ 是增长指数^[35], 它是检测引力模型的重要指标, 例如, Λ CDM 模型预测 $\gamma = 0.55$, 而 DGP (Dvali-Gabadadze-Porrati) 引力模型^[36] 和 $f(R)$ 引力模型则分别给出 $\gamma = 0.68$ 和 $\gamma = 0.42$ 。因此, 我们可以用结构增长率随红移的演化去检验引力模型。目前, 该方法已经被成功地应用于相关的巡天数据上, 如 6dFGS^[3], WiggleZ^[12], VIPERS^[13] 和 SDSS^[14-20] 等。

2.2 红移畸变模型

红移畸变效应可以被用来有效限制结构增长率, 为此, 人们不仅需要精确测量红移畸变信号, 还需要精确的模型描述。只有把两者结合起来, 才能给出宇宙学参数拟合限制, 因此如何定量描述红移畸变效应是一个重要问题。一般来说, 红移畸变信号可以用相关函数或者功率谱来表达。两者在理论上是等价的, 但由于功率谱模型的数学形式简单, 且物理图像清晰, 因此, 我们将主要讨论功率谱模型。表 1 列举了 18 个准线性尺度下的红移空间功率谱模型。接下来我们将主要讨论这些模型^[12]。

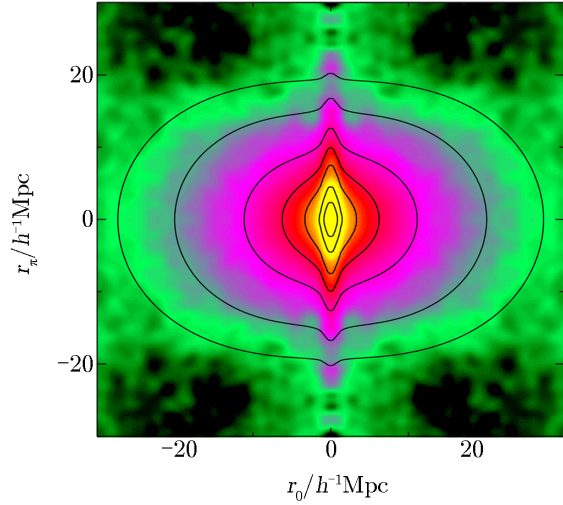


图 1 2dFGRS 巡天中测到的二维两点相关函数^[23]

表 1 准线性尺度下的红移空间功率谱模型列举^[12]

序号	模型	衰减模式	拟合的参数	参考文献
1	经验洛伦兹下线性 $P_{\delta\delta}(k)$	经验	f, b, σ_v	[37]
2	经验洛伦兹下非线性 $P_{\delta\delta}(k)$	经验	f, b, σ_v	
3	基于一圈修正 SPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	无	f, b	[38, 39]
4	基于一圈修正 SPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	经验	f, b, σ_v	
5	基于一圈修正 SPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	线性	f, b	
6	基于一圈修正 RPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	无	f, b	[40]
7	基于一圈修正 RPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	线性	f, b	
8	基于二圈修正 RPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	无	f, b	
9	基于二圈修正 RPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	经验	f, b	
10	基于二圈修正 RPT 的 $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}, P_{\theta\theta}$	线性	f, b	
11	基于一圈修正 SPT 的 $P(k, \mu)$	无	f, b	[41]
12	基于一圈修正 SPT $P(k, \mu)$	线性	f, b	
13	含高阶修正项的 $P(k, \mu)$	无	f, b	[42]
14	含高阶修正项的 $P(k, \mu)$	经验	f, b, σ_v	
15	含高阶修正项的 $P(k, \mu)$	线性	f, b	
16	数值模拟拟合形式	无	f, b	[43, 44]
17	数值模拟拟合形式	经验	f, b, σ_v	
18	数值模拟拟合形式	线性	f, b	

注：“衰减模式”列中，“经验”代表经验拟合数据；“线性”代表采用本文式(13)；“无”表示没有包含衰减项。

2.2.1 密度和速度功率谱

本动速度使星系密度扰动场 δ_g 产生变化。在傅里叶空间，红移空间的扰动场可表达为：

$$\delta_g^s(k, \mu) = \delta_g(k) - \mu^2 \theta(k) \quad , \quad (5)$$

其中， k 为物质密度场在傅里叶空间下的波数， $\theta(k)$ 是本动速度 V_{pec} (共动速度量纲) 的散度 $\theta = \nabla \cdot \mathbf{u}$ 的傅里叶变换， μ 是傅里叶模与视线方向夹角的余弦。式(5)中，我们假设，星系间隔距离远小于星系相对于观测者的距离， δ_g 和 θ 都是较小的，速度场 \mathbf{u} 是无旋的，且连续性方程成立。在这种情况下，红移空间星系功率谱可以表达为：

$$P_g^s(k, \mu) = P_{gg}(k) - 2\mu^2 P_{g\theta}(k) + \mu^4 P_{\theta\theta}(k) \quad , \quad (6)$$

其中， $P_{gg}(k)$, $P_{g\theta}(k)$ 和 $P_{\theta\theta}$ 分别是各向同性的星系-星系，星系- θ 和 θ - θ 的功率谱。为简单起见，以下把 $P_{\theta\theta}$ 表述为速度功率谱 (实际上是速度散度场的功率谱)。根据线性扰动理论，

$$\theta(k) = -f\delta(k) \quad , \quad (7)$$

其中 $\delta(k)$ 是 $\delta(\mathbf{x})$ 的傅里叶转换。假设一个与尺度无关的线性偏袒参数 b ，则 $\delta_g = b\delta$ ， $P_{gg} = b^2 P_{\delta\delta}$ ， $P_{g\theta} = -bf P_{\delta\delta}$ ， $P_{\theta\theta} = f^2 P_{\delta\delta}$ ，其中 $P_{\delta\delta}$ 是物质功率谱。那么，式(6)可以变为：

$$P_g^s(k, \mu) = b^2 P_{\delta\delta}(k) (1 + \beta\mu^2)^2 . \quad (8)$$

式 (8) 就是著名的 Kaiser 公式^[4], 其中 $\beta = f/b$, 表征着红移畸变各向异性的程度, 另外也假设了星系与物质之间没有速度偏差^[45]。

数值模拟和观测都表明, 式 (8) 并不适用于描述准线性或更小尺度上的星系成团性。在 $k > 0.02 h^{-1}\text{Mpc}$ 时, 模型预测与观测结果有显著偏离^[46, 47], 原因就在于小尺度的非线性结构增长导致式 (7) 失效^[48]。非线性演化表明, 给定的密度扰动 δ 产生的一定范围内的 θ 值, 平滑了红移空间密度扰动场, 导致 θ 功率谱衰减。若不考虑这种非线性衰减, 就会引起系统性误差, 故在约束线性结构增长率 f 时, 有必要引入非线性修正方法。

2.2.2 经验性的非线性速度场模型

为了描述非线性红移畸变效应, 标准的流注模型 (streaming model) 中, 在式 (6) 的基础上, 乘上一个衰减因子 F , 表示其与非相关星系小尺度上运动的卷积,

$$P_g^s(k, \mu) = [P_{gg}(k) - 2\mu^2 P_{g\theta}(k) + \mu^4 P_{\theta\theta}(k)] F(k, \mu) . \quad (9)$$

衰减因子通常有两种表达形式: 洛伦兹形式 $F = [1 + (k\sigma_v\mu)^2]^{-1}$ 和高斯形式 $F = \exp[-(k\sigma_v\mu)^2]$, 它们分别表示指数和高斯卷积形式。这两种表达形式中都引入了一个额外变量 σ_v 。有研究^[24, 49]表明, 用洛伦兹形式可以更好地拟合数据。在实际应用时, 若功率谱是根据线性理论计算的, 则采用表 1 中的模型 1:

$$P_g^s(k, \mu) = b^2 P_{\delta\delta, \text{lin}}(k) \frac{(1 + \beta\mu^2)^2}{1 + (k\sigma_v\mu)^2} . \quad (10)$$

若是非线性功率谱, 则采用模型 2:

$$P_g^s(k, \mu) = b^2 P_{\delta\delta, \text{nl}}(k) \frac{(1 + \beta\mu^2)^2}{1 + (k\sigma_v\mu)^2} . \quad (11)$$

经验模型起源于坍缩结构里的位力化运动, 但 F 的形式和 σ_v 的数值强烈依赖于一些细节描述, 如星系类型、暗晕质量和卫星星系比例等。

2.2.3 扰动理论方法

另一种方法是用扰动理论来刻画准线性尺度上的红移空间星系成团性。与经验模型相比, 这种方法最大的优点是物理解释清晰, 但不足之处是适用尺度有限, 且依赖于扰动膨胀模式。最常用的扰动理论有标准扰动理论 (standard perturbation theory, SPT) 和重整化的扰动理论 (renormalized perturbation theory, RPT)。

非线性假设可能会改变红移空间功率谱对 μ 的依赖性。Scoccimarro^[50] 在 2004 年建议使用准线性密度和速度功率谱:

$$P_g^s(k, \mu) = [P_{gg}(k) - 2\mu^2 P_{g\theta}(k) + \mu^4 P_{\theta\theta}(k)] e^{-(k\mu\sigma_v)^2} , \quad (12)$$

其中,

$$\sigma_v^2 = \frac{1}{6\pi^2} \int P_{\theta\theta}(k) dk . \quad (13)$$

式 (12) 中的功率谱 P_{gg} , $P_{g\theta}$ 和 $P_{\theta\theta}$ 都可以通过扰动理论生成, 其衰减因子与式 (9) 中 F 的高斯形式相同, 但描述的物理尺度不同, 这里是尝试刻画准线性尺度的功率谱, 而不是式 (9) 中较小的位力尺度, 当然也允许加上一个小尺度的衰减因子。表 1 中模型 3—10 对应着 SPT 或 RPT 理论与不同衰减模式组合的模型。

最后要介绍的扰动理论方法是 Matsubara^[41] 以及 Taruya 等人^[42] 提出的, 他们将准线性尺度的扰动理论模型对 μ 的依赖精度提高到 μ^6 , 表达式如下:

$$P_g^s(k, \mu) = \sum_0^3 A_n(k) \mu^{2n} \quad , \quad (14)$$

其中, n 为级数展开的序列标号, 系数 $A_n(k)$ 是 f 的方程。Matsubara 用的是全角度依赖的 SPT (模型 11—12); Taruya 等人的模型则加入了来自密度场和速度场高阶耦合的功率谱信息 (模型 13—15)。

2.2.4 数值模拟拟合方法

暗物质 n 体数值模拟也可以用来校正准线性尺度下的 $P_{\delta\delta}(k)$, $P_{\delta\theta}$ 和 $P_{\theta\theta}$ 的功率谱拟合形式。这样做的最大优点就是不受尺度限制, 可以得到比扰动理论更多尺度上的可靠信息, 缺点是效率太慢, 计算耗时, 且不能保证对不同宇宙学参数的普适性。

Smith 等人^[43] 2003 年给出了一个后来被广泛采用的拟合非线性功率谱 $P_{\delta\delta}$ 的方法。Jennings 等人^[44] 2011 年提出了 $P_{\delta\theta}$ 和 $P_{\theta\theta}$ 数值模拟校正的拟合形式, 这种形式可结合不同的衰减模式, 具体见表 1 中的模型 16—18。

3 宇宙结构增长率的实测进展

通过对红移畸变的观测, 人们可以获取星系本动速度的统计特性。这是一种探测宇宙结构增长历史的有效方法。由于星系更多地被认为是背景物质分布的示踪粒子, 因此, 传统的方法需要加入偏袒参数 b , 如测量组合参数 $\beta = f/b$ 。然而, 由于背景分布无法直接观测, 故很难直接提取出宇宙结构增长信息。为了避免估算 b 所引起的不确定性, 从 2009 年起, 大部分结构增长率的测量都是以 $f\sigma_8$ 为参数组合进行约束的^[7, 51]。这样做的最大优点是不需要知道 b 或 σ_8 以提取 f 的信息, 而只需要用 $f\sigma_8$ 就可以检验引力模型。

本章将从观测数据的角度, 总结近几年基于红移畸变效应测量 $f\sigma_8$ 的研究进展。我们首先介绍近几年主要的光谱红移巡天项目, 如 WiggleZ, 6dFGS, VIPERS 和 SDSS。这些巡天观测给出了宇宙中不同天区和不同深度的星系分布, 为探索宇宙提供了丰富的星系样本。表 2 给出了相关巡天的星系样本, 列举了样本的红移范围、天区所占面积和星系数量等信息。人们利用这些样本完成了不同红移处 $f\sigma_8$ 的测量。我们将着重介绍这部分测量的方法和结果, 总结出一个 2009 年以来所发表的较为完整的 $f\sigma_8$ 测量样本^[52], 并讨论所得结果与 Λ CDM 模型整体的符合程度。

表 2 红移巡天的星系样本

巡天样本	红移范围	覆盖面积/deg ²	星系数量	参考文献
WiggleZ	0.2 ~ 1.0	1 000	225 415	[53]
6dFGS	< 0.1	17 000	125 071	[54]
VIPERS	0.5 ~ 1.2	23.5	86 775	[55]
SDSS-MGS	0.07 ~ 0.2	6 813	63 163	[56]
SDSS-LRG	0.16 ~ 0.44	7 150	100 157	[57]
BOSS-CMASS	0.43 ~ 0.7	9 376	777 202	[58]
BOSS-LOWZ	0.15 ~ 0.43	8 337	361 762	[58]

3.1 WiggleZ 暗能量巡天

WiggleZ 暗能量巡天^[53]是在紫外波段 (UV) 对发射线星系的大尺度光谱红移巡天, 它所利用的是 3.9 m 口径的英澳望远镜 (Anglo-Australian Telescope)。该望远镜的巡天体积相当于 1 Gpc³ 的宇宙体积, 天区覆盖面积为 1 000 deg², 近紫外处极限流量小于 22.8 mag。该巡天的主要目标是探测重子声波震荡, 测量宇宙的膨胀速率和结构增长率, 其探测红移范围为 $0.2 < z < 1.0$ 。该巡天项目最终释放了 225 415 个星系样本数据。

2011 年, Blake 等人^[12]发表了基于 WiggleZ 巡天的测量结果。他们利用红移畸变星系功率谱模型精确测量的 $0.1 < z < 0.9$ 范围内的 4 个红移处的结果, 其精度达到 10%。他们在测量中, 更多地考虑了不同红移畸变模型的精度问题。随着观测数据的增加, 红移空间成团性的测量精度也越来越高, 对理论模型的描述也越来越精确。在足够大的尺度上, 线性理论已经足够成功^[4, 59], 然而在准线性尺度下, 这只是一种勉强的近似^[46, 47]。只考虑线性效应会引起系统性误差, 且影响对宇宙加速膨胀物理机制的理解。

为了拟合观测功率谱, Blake 等人测试了表 1 中所有 18 种不同的功率谱模型, 其中包括经验模型、扰动理论模型和 n 体模拟校正的拟合模型。他们最终发现, Jennings 等人^[46]的模型 (模型 16) 总是能产生最佳拟合值, 在红移为 0.22, 0.41, 0.6, 0.78 处, $f\sigma_8$ 分别为 0.42 ± 0.07 , 0.45 ± 0.04 , 0.43 ± 0.04 , 0.38 ± 0.04 。这些结构增长率的测量结果整体上与广义相对论框架下 $\Omega_m = 0.27$ 的平直 Λ CDM 宇宙学的预测结果相一致。

3.2 6dFGS

6dFGS (6 degree Field Galaxy Survey)^[54, 60, 61]是一个近红外红移巡天, 天区覆盖面积达 17 000 deg², 大约覆盖了南天的 4/5, 平均完备度是 92%, 红移最深处为 $z = 0.1$ 。它的最终数据^[54]在 2009 年释放。它是当时最大的近邻宇宙红移巡天, 所观测到的星系数有 125 071 个。近红外测光选择是基于来自 2MASS XSC (Two Micron All-Sky Survey-Extended Source Catalog) 样本的总星等。6dFGS 的光谱红移是通过英国的施密特望远镜多天体摄谱仪在 2001—2006 年间观测得来的。该样本的有效体积与 2dFGRS^[30, 62]相当, 稍小于 SDSS DR7^[63]主样本的 1/3。

2012 年, Beutler 等人^[3]给出了基于 6dFGS 的测量结果, 这是当时所有测量中红移最

低 ($z = 0.067$) 的测量。由于 Ia 型超新星爆炸、宇宙微波背景辐射和重子声波震荡观测可以用来探测宇宙加速膨胀的现象,但它们不能区分出膨胀背后的物理机制是暗能量驱动,还是引力修正问题,因此,需要对 $f\sigma_8$ 进行测量。然而,对于 Λ CDM 模型和大部分引力修正模型,低红移结构增长的测量结果比高红移的更容易被用来检验模型,因为在高红移处,物质密度主导着宇宙的膨胀和扰动的增长。随着宇宙的膨胀,在低红移处它们退简并,转变为暗能量主导膨胀,而物质密度更多地主导扰动增长。因此,作为最大的低红移星系巡天之一,6dFGS 为测量结构增长率提供了一个超低红移的数据样本,以有效地检验宇宙尺度引力模型。另一方面,星系成团性测量通常需要考虑 AP (Alcock-Paczynski) 效应,即在错误的宇宙学假设下估算星系距离,会使星系成团性测量偏离各向同性。在低红移处,AP 效应非常小,测量结果基本独立于宇宙学模型的假设。

Beulter 等人测量了 6dFGS 的二维两点相关函数,并利用红移畸变模型拟合限制参数,结果显示, $f(z_{\text{eff}})\sigma_8(z_{\text{eff}}) = 0.423 \pm 0.055$, $b\sigma_8(z_{\text{eff}}) = 1.134 \pm 0.073$, 其中有效红移 $z_{\text{eff}} = 0.067$ 。需要注意的是,与高红移的限制不同,低红移的限制并不依赖于宇宙膨胀历史的假设。

3.3 VIPERS

VIPERS (VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey) 的星系样本来源于 CFHTLS-Wide (Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey Wide) 的光学测光目录,其天区覆盖面积为 23.5 deg^2 ,分为 CFHTLS 场中的 W1 和 W4 两个区域。通过基于 $(r-i)$ 和 $(u-g)$ 的颜色预筛选,极限视星等被限制在 $i'_{\text{AB}} < 22.5 \text{ mag}$,因此,红移在 $0.5 < z < 1.2$ 的星系被筛选出来。该巡天体积可达 $5 \times 10^7 h^{-3} \text{ Mpc}^3$,相当于 $z = 0.1$ 的 2dFGRS 巡天体积^[30, 62]。在 2013 年, VIPERS 释放了 PDR1 (Public Data Release 1) 星表^[64-66],其中包含有 55 358 个星系 (W1: 27 935, W2: 27 423) 的数据。最终的 PDR2 星表^[55]在 2018 年释放,总共有 86 775 个星系的红移数据。

VIPERS 巡天的首要目标是精确测量红移 $z = 1$ 附近的宇宙结构增长率,尤其侧重于检验高红移处的宇宙膨胀模式,填补高红移测量的空白。de la Torre 等人^[13]在 2013 年发表了首批 VIPERS 数据。他们的测量结果为,在红移 $z = 0.8$ 处, $f\sigma_8 = 0.47 \pm 0.08$ 。在 2017 年,de la Torre 等人^[67]发表了 VIPERS 的最终观测数据的测量结果。他们结合红移畸变模型和星系-星系弱引力透镜,测量了红移 $z = 0.6$ 和 $z = 0.86$ 两处的 $f\sigma_8$,其结果分别为 $f\sigma_8 = 0.48 \pm 0.12$ 和 $f\sigma_8 = 0.48 \pm 0.10$ 。同时, Pezzotta 等人^[68]采用不同的红移畸变模型,也得出,红移在 $z = 0.6$ 和 $z = 0.86$ 的测量结果分别为 $f\sigma_8 = 0.55 \pm 0.12$ 和 $f\sigma_8 = 0.40 \pm 0.11$ 。另外, Hawken 等人^[69]采用空洞-星系互相关模型得出,红移在 $z = 0.727$ 的结果为 $f\sigma_8 = 0.296^{+0.075}_{-0.078}$ 。

3.4 SDSS

SDSS (Sloan Digital Sky Survey)^[31] 利用的是 APO (Apache Point Observatory) 的 2.5 m 口径光学望远镜。SDSS 是目前世界上最大的光谱红移巡天观测,它为宇宙学的分析提供了强有力的数据来源。在 SDSS 的前两个阶段 (一般称为 SDSS-I 和 SDSS-II),有将近百万

个星系的光谱红移被测量^[63]。BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey)^[70] 是 SDSS-III^[71] 中的大尺度光谱观测项目, 已完成对视星等 i 大于 19.9 mag, 数量超过 1.5×10^6 的星系, 以及视星等 g 大于 22 mag, 数量超过 1.5×10^5 的类星体的光谱测量。SDSS-IV 开始于 2014 年 7 月, 其目标是对三种不同任务的项目进行观测, 其中, APOGEE/APOGEE-2 (APO Galactic Evolution Experiment)^[72] 观测 300 000 颗恒星的高精度红外光谱, 以研究银河系的演化历史和化学丰度; MaNGA (Mapping Nearby Galaxies at APO)^[73] 利用 BOSS 的摄谱仪测量近 10 000 个星系的内部结构; eBOSS (Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey) 则是 SDSS-IV 中新宇宙学巡天项目。

SDSS-I 和 SDSS-II 给出了两种观测样本: r 波段选择的 MGS (Main Galaxy Sample)^[74] 和较高红移的 LRG (Luminous Red Galaxies) 样本^[75]。SDSS-III 中的 BOSS 巡天, 给出了一个中值红移为 $z \approx 0.57$ 的 CMASS 样本和一个中值红移为 $z \approx 0.37$ 的 LOWZ 样本, 以扩充 SDSS-II 的 LRG 样本到更暗的星系, 从而使星系数密度增加将近 3 倍。SDSS-IV 则将把 LRG 样本扩展到更大的红移处, 并同时观测类星体和发射线星系。

SDSS 是在 u, g, r, i, z 共 5 个波段进行观测, 并在具体选样时会根据红移、极限视星等和颜色等进行分类。MGS 样本一般可从 NYU-VAGC (New York University Value-Added Galaxy Catalog) 中获得, 如 Ross 等人^[56] 只选取北天的完备度大于 0.9 的 $6\,813 \text{ deg}^2$ 天区, 其红移范围为 $0.07 < z < 0.2$, r 波段绝对星等为 $M_r < -21.2$, 颜色 $g - r > 0.8$ 。他们最终获得了包含 63 163 个星系的样本。LRG 样本是针对亮红星系的选样, 如 Yamamoto 等人^[57] 选取的红移范围是 $0.16 < z < 0.47$, 当只选取北天天区时, 其天区覆盖面积约为 $7\,150 \text{ deg}^2$, 对应的巡天体积近 $1.3 h^{-3} \text{ Gpc}^3$, 星系数量达 100 157。在 BOSS DR12^[58] 中, CMASS 的红移范围为 $0.43 < z < 0.7$, 极限视星等 $r < 22.5 \text{ mag}$, 天区覆盖面积为 $9\,376 \text{ deg}^2$, 对应的巡天体积相当于 10.8 Gpc^3 的宇宙体积, 包含 777 202 个星系; LOWZ 的红移范围为 $0.15 < z < 0.43$, 天区覆盖面积为 $8\,337 \text{ deg}^2$, 巡天体积相当于 3.7 Gpc^3 的宇宙体积, 星系数量为 361 762。

3.4.1 基于 LRG 和 MGS 样本的测量

2012 年, Samushia 等人^[76] 给出了基于 SDSS-LRG 数据的测量结果。他们侧重于观测上的测量问题, 研究各种影响大尺度成团性的测量因素, 包括广角 (wide-angle) 修正、样本边界和星系的径向分布模型等。

广角修正问题是指, 如果星系对相对于观测者所张的角度非常大, 那么, 星系对之间的距离就会足够大, 以致破坏平面平行近似, 使得红移空间的相关函数和功率谱会依赖于额外的变量张角 α 。而复杂的巡天边界会让星系对分布更多地依赖于 r, μ, α 这三个变量, 这些依赖关系, 特别是对 μ 的依赖关系会影响相关函数极矩的测量。超大尺度的红移畸变效应并不能为数据分析提供太多信息, 因为测量信噪比在超过 $100 h^{-1} \text{ Mpc}$ 的尺度上会变得很低。为减少小尺度的非线性效应的影响, 星系的径向分布需要被更好地描述, 这样, 更大尺度上的成团信息才能被利用^[77, 78], 宇宙学参数才会得到更精确的限制。更重要的是, 一些物理过程只保留在大尺度成团性上, 例如, 宇宙的非高斯初始条件有可能在大尺度的星系成团性中被

探测到^[79, 80]。

在考虑了上述效应后, Samushia 等人利用模拟数据进行了详细测试, 以评估哪些因素会使真实数据偏离平面平行近似下线性的红移畸变模型。他们的结果显示, 对于 SDSS-LRG 样本, 广角效应比较小, 在 $200 h^{-1} \text{Mpc}$ 内可以完全忽略; μ 依赖的非各向同性效应也比较小, 但它比广角效应要大些, 会在未来巡天观测中产生重要影响; 大尺度上, 超过 $60 h^{-1} \text{Mpc}$ 的测量信噪比将会很低, 对结果精度的提高不会有实质帮助。最终, Samushia 等人基于 SDSS-LRG 样本测量得到, 在红移 z 分别为 0.25 和 0.37 处的结构增长率 $f\sigma_8$ 分别为 0.3512 ± 0.0583 和 0.4602 ± 0.0378 。

2015 年, Howlett 等人^[20]发表了基于 SDSS-DR7-MGS 样本的测量结果。他们选择了红移 $z < 0.2$ 的星系, 测量了星系的相关函数, 用高斯流注拉格朗日扰动理论模型 (Gaussian streaming lagrangian perturbation theory)^[81]拟合了相关函数的单极矩和四极矩, 并通过了模拟样本的精度测试。他们的结果显示, 红移 $z = 0.15$ 处, $f\sigma_8 = 0.49^{+0.15}_{-0.14}$ 。

3.4.2 基于 CMASS 和 LOWZ 样本的测量

BOSS 样本是目前天区面积和红移深度综合考虑下最好的星系样本, 也是人们分析红移畸变效应, 测量结构增长率最多的样本。BOSS 样本一般分为高红移的 CMASS 和低红移的 LOWZ 两个样本, 其中 CMASS 的有效红移是 $z = 0.57$, LOWZ 的有效红移是 $z = 0.32$ 。下面主要参考 Li 等人^[82]的工作, 扼要介绍这两个样本的 $f\sigma_8$ 测量, 并重点讨论数据范围、方法模型和测量结果。需要说明的是, 下面列举的工作中, 有些只测量了其中一个样本, 有些则同时测量了两个样本。

(1) Samushia 等人^[18]分析了 BOSS-DR11-CMASS 星系样本, 测量了红移空间的共动距离 s 在 $(24 \sim 152) h^{-1} \text{Mpc}$ 范围的相关函数的单极矩和四极矩, 并利用流注模型计算了理论上的相关函数。最终结果显示, 若拟合方法包含 AP 效应, 则 $f\sigma_8 = 0.441 \pm 0.044$; 若 AP 效应是固定的, 则 $f\sigma_8 = 0.447 \pm 0.028$ 。

(2) Sánchez 等人^[83]分析了 BOSS-DR11-CMASS/LOWZ 的 2 个样本, 测量了 $s > 40 h^{-1} \text{Mpc}$ 的角平均相关函数以及二维两点相关函数平均值特征量, 并从模型上考虑了非线性演化、红移畸变和星系偏袒, 最终得到, CMASS 的测量结果为 $f\sigma_8 = 0.417 \pm 0.045$; LOWZ 的测量结果为 $f\sigma_8 = 0.48 \pm 0.10$ 。

(3) Reid 等人^[17]针对小尺度上的数据, 利用 BOSS-DR10-CMASS 样本, 测量了 $(0.8 \sim 32) h^{-1} \text{Mpc}$ 尺度上的投影两点相关函数和各向异性成团性, 并与红移依赖的暗晕占据模型 (HOD) 进行拟合限制, 得出 $f\sigma_8 = 0.450 \pm 0.011$ 。

(4) Alam 等人^[19]与上述 Samushia 等人分析的是同样的样本和测量数据, 只是尺度选择范围改为 $(30 \sim 126) h^{-1} \text{Mpc}$, 采用的是卷积拉格朗日扰动理论和高斯流注模型拟合限制。他们的结果显示, $f\sigma_8 = 0.462 \pm 0.041$ 。

(5) Chuang 等人^[84]分析了 BOSS-DR12-CMASS 样本, 测量了 s 在 $(55 \sim 200) h^{-1} \text{Mpc}$ 范围内的单极矩和四极矩相关函数, 其结果为 $f\sigma_8 = 0.488 \pm 0.060$ 。

(6) Gil-Marín 等人^[85]分析了 BOSS-DR11-CMASS 的单极矩功率谱和双谱信号 (三点相

关函数的傅里叶对), 所测量的谱波数最大到 $k_{\max} = 0.17 h \text{ Mpc}^{-1}$, 得出的最终限制结果为 $f\sigma_8 = 0.504 \pm 0.069$ 。此结果是基于假设的 $f_{\text{fid}} = 0.777$, 且没有包含 AP 效应。

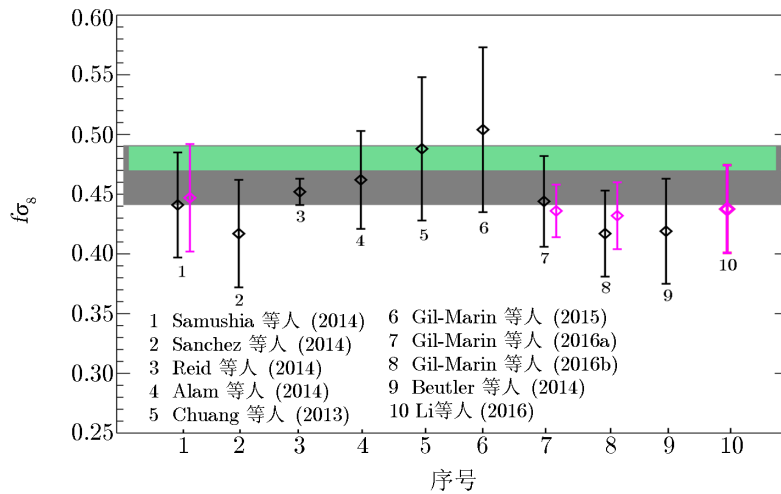
(7) Gil-Marín 等人^[86] 测量了 BOSS-DR12-CMASS/LOWZ 数据的单极矩和四极矩功率谱, 所测量的谱波数最大到 $k_{\max} = 0.24 h \text{ Mpc}^{-1}$, 红移畸变模型是 2.2.3 节所介绍的 Taruya 等人^[42] 的模型。对于 CMASS, 他们测得的包含 AP 效应的结果为 $f\sigma_8 = 0.444 \pm 0.038$, 没有 AP 效应的结果为 $f\sigma_8 = 0.436 \pm 0.022$; 对于 LOWZ, 测得的包含 AP 效应的结果为 $f\sigma_8 = 0.394 \pm 0.062$, 没有 AP 效应的结果为 $f\sigma_8 = 0.485 \pm 0.044$ 。

(8) Gil-Marín 等人^[87] 测量了上述样本的功率谱双谱信号, 同样给出了拟合限制。他们所测量的最大谱波数为 $k_{\max} = 0.22 h \text{ Mpc}^{-1}$ 。结果显示, 基于 CMASS 样本, 包含 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.417 \pm 0.036$; 不包含 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.432 \pm 0.022$ 。对于 LOWZ 样本, 包含 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.460 \pm 0.071$; 不包含 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.458 \pm 0.047$ 。

(9) Beutler 等人^[15] 测量了 BOSS-DR11-CMASS 的单极矩和四极矩功率谱。他们采用了 Taruya 等人^[42] 模型, 所测量的最大谱波数为 $k_{\max} = 0.20 h \text{ Mpc}^{-1}$ 。结果显示, 当包含 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.419 \pm 0.044$ 。

(10) Li 等人^[82] 测量了 BOSS-DR11-CMASS 的红移空间二维相关函数, 并通过傅里叶变换获得对应的二维功率谱。他们所测量的最大谱波数为 $k_{\max} = 0.20 h \text{ Mpc}^{-1}$ 。他们采用的是 Zhang 等人^[88] 的红移畸变模型, 其最终结果显示, 不考虑 AP 效应时, $f\sigma_8 = 0.438 \pm 0.037$ 。

以上是基于 BOSS-CMASS/LOWZ 样本的测量结果, 其中前 5 项是基于相关函数的测量, 第 6—9 项是有关功率谱的测量。图 2 为 CMASS 样本测量结果之间的对比^[82], 及其与假设的 WMAP9^[89] 和 Planck15^[90] 参数下的广义相对论 ΛCDM 模型进行的比较。结果显示, 红移畸变的测量结果之间基本自治, 且在 1σ 范围内, 测量结果与 ΛCDM 模型的预测相符。



注: 黑线为包含 AP 效应的结果; 紫线为未包含 AP 效应的结果。

图 2 CMASS 样本的测量结果^[82], 及其与假设的 WMAP9^[89] 和 Planck15^[90] 参数下的广义相对论 ΛCDM 模型的比较

3.5 $f\sigma_8$ 数据样本库

最后介绍由 Kazantzidis 和 Perivolaropoulos^[52] 构造的 $f\sigma_8$ 数据样本库。他们总结了 2009—2018 年所发表的有关 $f\sigma_8$ 的测量结果, 构建了一个较为完整但仍有待更新的 $f\sigma_8$ 数据样本, 如表 3 所示。表中包含了测量所用的星系样本、结果、误差、参考文献和发表日期等信息。需要说明的是, 这个数据库总体来说是目前最全的, 但仍不完整, 如缺少 3.4.2 节所介绍的部分结果。

表 3 2009—2018 年所发表的部分研究工作的 $f\sigma_8$ 数据集^[52]

序号	星系样本	z	$f\sigma_8$	假设的宇宙学参数	发表日期	参考文献
1	SDSS-LRG	0.35	0.440 ± 0.050	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.25, 0, 0.756)$	2009-10-06	[7]
2	VVDS	0.77	0.490 ± 0.18	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.25, 0, 0.78)$	2009-10-06	[7]
3	2dFGRS	0.17	0.510 ± 0.060	$(\Omega_{0m}, \Omega_K) = (0.3, 0, 0.9)$	2009-10-06	[7]
4	2MRS	0.02	0.314 ± 0.048	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.266, 0, 0.65)$	2010-11-13	[91, 92]
5	SnIa+IRAS	0.02	0.398 ± 0.065	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.3, 0, 0.814)$	2011-10-20	[92]
6	SDSS-LRG-200	0.25	0.3512 ± 0.0583	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.276, 0, 0.8)$	2011-12-09	[76]
7	SDSS-LRG-200	0.37	0.4602 ± 0.0378		2011-12-09	[76]
8	SDSS-LRG-60	0.25	0.3665 ± 0.0601	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.276, 0, 0.8)$	2011-12-09	[76]
9	SDSS-LRG-60	0.37	0.4031 ± 0.0586		2011-12-09	[76]
10	WiggleZ	0.44	0.413 ± 0.080	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) = (0.27, 0.71, 0.8)$	2012-06-12	[12]
11	WiggleZ	0.60	0.390 ± 0.063		2012-06-12	[12]
12	WiggleZ	0.73	0.437 ± 0.072		2012-06-12	[12]
13	6dFGS	0.067	0.423 ± 0.055	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.27, 0, 0.76)$	2012-07-4	[3]
14	SDSS-BOSS	0.30	0.407 ± 0.055	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.25, 0, 0.804)$	2012-08-11	[93]
15	SDSS-BOSS	0.40	0.419 ± 0.041		2012-08-11	[93]
16	SDSS-BOSS	0.50	0.427 ± 0.043		2012-08-11	[93]
17	SDSS-BOSS	0.60	0.433 ± 0.067		2012-08-11	[93]
18	VIPERS	0.80	0.470 ± 0.080	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.25, 0, 0.82)$	2013-07-09	[13]
19	SDSS-DR7-LRG	0.35	0.429 ± 0.089	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.25, 0, 0.809)$	2013-08-08	[14]
20	GAMA	0.18	0.360 ± 0.090	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.27, 0, 0.8)$	2013-09-22	[94]
21	GAMA	0.38	0.440 ± 0.060		2013-09-22	[94]
22	BOSS-LOWZ	0.32	0.384 ± 0.095	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.274, 0, 0.8)$	2013-12-17	[83]
23	SDSS-DR10/DR11	0.32	0.48 ± 0.10	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.274, 0, 0.8)$	2013-12-17	[83]
24	SDSS-DR10/DR11	0.57	0.417 ± 0.045		2013-12-17	[83]
25	SDSS-MGS	0.15	0.490 ± 0.145	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) = (0.31, 0.67, 0.83)$	2015-01-30	[20]
26	SDSS-veloc	0.10	0.370 ± 0.130	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.3, 0, 0.89)$	2015-06-16	[95]
27	FastSound	1.40	0.482 ± 0.116	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.27, 0, 0.82)$	2015-11-25	[96]
28	SDSS-CMASS	0.59	0.488 ± 0.060	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) = (0.307115, 0.6777, 0.8288)$	2016-07-08	[14]
29	BOSS-DR12	0.38	0.497 ± 0.045	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.31, 0, 0.8)$	2016-07-11	[97]
30	BOSS-DR12	0.51	0.458 ± 0.038		2016-07-11	[97]
31	BOSS-DR12	0.61	0.436 ± 0.034		2016-07-11	[97]

(续表)

序号	星系样本	z	$f\sigma_8$	假设的宇宙学参数	发表日期	参考文献
32	BOSS-DR12	0.38	0.477 ± 0.051	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) = (0.31, 0.676, 0.8)$	2016-07-11	[93]
33	BOSS-DR12	0.51	0.453 ± 0.050		2016-07-11	[93]
34	BOSS-DR12	0.61	0.410 ± 0.044		2016-07-11	[93]
35	VIPERS v7	0.76	0.440 ± 0.040	$(\Omega_{0m}, \sigma_8) = (0.308, 0.8149)$	2016-10-26	[98]
36	VIPERS v7	1.05	0.280 ± 0.080		2016-10-26	[98]
37	BOSS-LOWZ	0.32	0.427 ± 0.056	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.31, 0, 0.8475)$	2016-10-26	[87]
38	BOSS-CMASS	0.57	0.426 ± 0.029		2016-10-26	[87]
39	VIPERS	0.727	0.296 ± 0.0765	$(\Omega_{0m}, \Omega_K, \sigma_8) = (0.31, 0, 0.7)$	2016-11-21	[69]
40	6dFGS+SnIa	0.02	0.428 ± 0.0465	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) = (0.3, 0.683, 0.8)$	2016-11-29	[99]
41	VIPERS	0.6	0.48 ± 0.12	$(\Omega_{0m}, \Omega_b, n_s, \sigma_8) =$ $(0.3, 0.045, 0.96, 0.831)$	2016-12-16	[67]
42	VIPERS	0.86	0.48 ± 0.10		2016-12-16	[67]
43	VIPERS-PDR2	0.60	0.550 ± 0.120	$(\Omega_{0m}, \Omega_b, \sigma_8) = (0.3, 0.045, 0.823)$	2016-12-16	[68]
44	VIPERS-PDR2	0.86	0.400 ± 0.110		2016-12-16	[68]
45	SDSS-DR13	0.1	0.48 ± 0.16	$(\Omega_{0m}, \sigma_8) = (0.25, 0.89)$	2016-12-22	[100]
46	2MTF	0.001	0.505 ± 0.085	$(\Omega_{0m}, \sigma_8) = (0.3121, 0.815)$	2017-06-16	[101]
47	VIPERS-PDR2	0.85	0.45 ± 0.11	$(\Omega_b, \Omega_{0m}, h) = (0.045, 0.30, 0.8)$	2017-07-31	[102]
48	BOSS-DR12	0.31	0.469 ± 0.098	$(\Omega_{0m}, h, \sigma_8) =$ $(0.307, 0.6777, 0.8288)$	2017-09-15	[103]
49	BOSS-DR12	0.36	0.474 ± 0.097		2017-09-15	[103]
50	BOSS-DR12	0.40	0.473 ± 0.086		2017-09-15	[103]
51	BOSS-DR12	0.44	0.481 ± 0.076		2017-09-15	[103]
52	BOSS-DR12	0.48	0.482 ± 0.067		2017-09-15	[103]
53	BOSS-DR12	0.52	0.488 ± 0.065		2017-09-15	[103]
54	BOSS-DR12	0.56	0.482 ± 0.067		2017-09-15	[103]
55	BOSS-DR12	0.59	0.481 ± 0.066		2017-09-15	[103]
56	BOSS-DR12	0.64	0.486 ± 0.070		2017-09-15	[103]
57	SDSS-DR7	0.1	0.376 ± 0.038	$(\Omega_{0m}, \Omega_b, \sigma_8) =$ $(0.282, 0.046, 0.817)$	2017-12-12	[104]
58	SDSS-IV	1.52	0.420 ± 0.076	$(\Omega_{0m}, \Omega_b h^2, \sigma_8) =$ $(0.26479, 0.02258, 0.8)$	2018-01-08	[105]
59	SDSS-IV	1.52	0.396 ± 0.079	$(\Omega_{0m}, \Omega_b h^2, \sigma_8) =$ $(0.31, 0.022, 0.8225)$	2018-01-08	[106]
60	SDSS-IV	0.978	0.379 ± 0.176	$(\Omega_{0m}, \sigma_8) = (0.31, 0.8)$	2018-01-09	[107]
61	SDSS-IV	1.23	0.385 ± 0.099		2018-01-09	[107]
62	SDSS-IV	1.526	0.342 ± 0.070		2018-01-09	[107]
63	SDSS-IV	1.944	0.364 ± 0.106		2018-01-09	[107]

注: Ω_{0m} 为现在时刻的宇宙物质密度参数; Ω_K 为空间曲率密度参数; Ω_b 为重子密度参数; n_s 为初始功率谱的标量谱指数。

基于这样的数据库, Kazantzidis 等人画出了 $f\sigma_8$ 随红移的分布图, 如图 3 所示。图中红色点对应最早期发表的 20 个结果, 橘色点对应近期发表的 20 个结果, 绿色虚线和红色虚线分别对应 WMAP7/ Λ CDM 和 Planck15/ Λ CDM 的拟合结果。整体上来看, 数据点的趋势与 Λ CDM 模型预测的相吻合, 但误差和弥散性较大。Kazantzidis 等人也分析了 Ω_{0m} - σ_8 参数空间的最佳拟合值与 Planck15/ Λ CDM 预测值的符合程度, 发现对于近两三年的测量结果, 两者能在 1σ 范围内相符合; 对于更早期的结果, 两者在 $3\sigma \sim 5\sigma$ 误差范围内相符合。其原因可能是, 近期的测量较侧重于高红移的测量, 因此, 误差较大。此外, 物质主导期不同引力模型的预测值相近, 区分度不大。因此, 今后需要更多低红移测量。

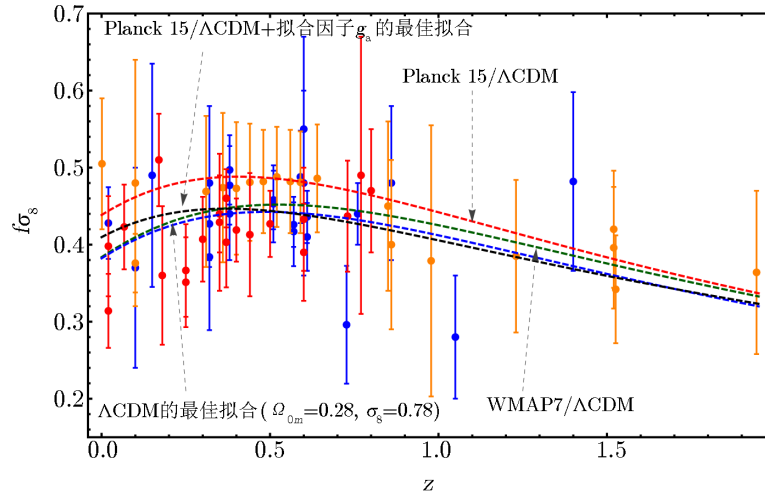


图 3 $f\sigma_8$ 随红移 z 的分布^[52]

4 总结与展望

红移畸变是红移巡天中星系空间分布的重要现象, 也是宇宙学研究的重要工具, 可以为探测暗能量和检验宇宙学尺度上的引力模型提供速度场的信息。随着宇宙学数值模拟精度的提高, 对红移畸变效应的描述也越来越精确, 已达到准线性和非线性尺度。目前, 不同天区的一系列星系红移巡天项目已经完成观测, 如 6dFGS, WiggleZ, VIPERS 和 SDSS 等。这些观测为人们提供了详细的星系空间分布数据。人们据此测量了星系的相关函数和功率谱, 提取到了精确的红移畸变信号, 并通过模型拟合限制出了一批不同红移处的 $f\sigma_8$ 的估值。然而, 由于红移畸变模型的选择性太多, 不同方法给出的 $f\sigma_8$ 测量结果弥散性大, 且精度小, 导致目前的测量仍不能有效地约束现有的引力模型^[52], 因此需要精度更高, 且计算耗时较少的模型, 以满足未来巡天数据的需求。DESI 和 PFS 等第四代暗能量巡天项目, 将提供更大的星系样本, 因此, 限制宇宙学参数的精度将会达到新的量级, 宇宙学尺度上的引力模型也有望得到进一步确认。

本文主要讨论了基于红移畸变测量宇宙结构增长率的研究进展。我们介绍了红移畸变模型的发展, 内容包括线性效应、非线性效应和高阶项误差等。在观测上, 我们介绍了几个已完成的星系红移巡天项目, 包括 6dFGS, WiggleZ, VIPERS 和 SDSS, 它们成功地刻画了宇宙中从低红移到中高红移的星系空间分布, 其中 6dFGS 的天区最大, 但它只侧重于低红移范围, $z < 0.1$; VIPERS 的天区最小, 但它的观测深度较深, 侧重于中高红移范围, $0.5 < z < 1.2$; WiggleZ 的天区更大, 它主要关注中高红移范围, $0.2 < z < 1.0$; SDSS 是天区最大, 观测深度最深的, 有 MGS, LRG, CMASS 和 LOWZ 共 4 个不同红移范围的样本。基于这些观测数据, 我们从模型方法、误差考量、尺度范围以及测量结果等方面, 回顾了过去几年 $f\sigma_8$ 的测量进展。最后, 根据 Kazantzidis 等人^[52]的工作, 总结出了一个自 2009 年来有关 $f\sigma_8$ 的测量数据表, 将其与标准的 Λ CDM 模型进行比较, 并讨论了它们之间的符合程度。

致谢

感谢郭宏研究员提供的有益建议, 感谢李昭洲和唐林同学的帮助。

参考文献:

- [1] Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. AJ, 1998, 116: 1009
- [2] Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G, et al. ApJ, 1999, 517: 565
- [3] Beutler F, Blake C, Colless M, et al. MNRAS, 2012, 423: 3430
- [4] Kaiser N. MNRAS, 1987, 227: 1
- [5] Jackson J C. MNRAS, 1972, 156: 1P
- [6] Tully R B, Fisher J R. IAU Symposium, 1978, 79: 214
- [7] Song Y S, Percival W J. JCAP, 2009, 10: 004
- [8] Linder E V, Cahn R N. Astroparticle Physics, 2007, 28: 481
- [9] Bianchi D, Guzzo L, Branchini E, et al. MNRAS, 2012, 427: 2420
- [10] de la Torre S, Guzzo L. MNRAS, 2012, 427: 327
- [11] Gil-Marín H, Wagner C, Verde L, et al. JCAP, 2012, 11: 029
- [12] Blake C, Brough S, Colless M, et al. MNRAS, 2011, 415: 2876
- [13] de la Torre S, Guzzo L, Peacock J A, et al. A&A, 2013, 557: A54
- [14] Chuang C H, Prada F, Cuesta A J, et al. MNRAS, 2013, 433: 3559
- [15] Beutler F, Saito S, Seo H J, et al. MNRAS, 2014, 443: 1065
- [16] Oka A, Saito S, Nishimichi T, et al. MNRAS, 2014, 439: 2515
- [17] Reid B A, Seo H J, Leauthaud A, et al. MNRAS, 2014, 444: 476
- [18] Samushia L, Reid B A, White M, et al. MNRAS, 2014, 439: 3504
- [19] Alam S, Ho S, Vargas-Magaña M, et al. MNRAS, 2015, 453: 1754
- [20] Howlett C, Ross A J, Samushia L, et al. MNRAS, 2015, 449: 848
- [21] Peebles P J E. The Large-scale Structure of the Universe. New Jersey: Princeton University Press, 1980
- [22] Fisher K B, Davis M, Strauss M A, et al. MNRAS, 1994, 267: 927
- [23] Peacock J A, Cole S, Norberg P, et al. Natur, 2001, 410: 169
- [24] Hawkins E, Maddox S, Cole S, et al. MNRAS, 2003, 346: 78
- [25] Yang X, Mo H J, Jing Y P, et al. MNRAS, 2004, 350: 1153
- [26] Tinker J L, Weinberg D H, Zheng Z, et al. ApJ, 2005, 631: 41

- [27] Jing Y P, Mo H J, Börner G. *ApJ*, 1998, 494: 1
- [28] Peacock J A, Smith R E. *MNRAS*, 2000, 318: 1144
- [29] Yang X, Mo H J, van den Bosch F C. *MNRAS*, 2003, 339: 1057
- [30] Colless M, Dalton G, Maddox S, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 1039
- [31] York D G, Adelman J, Anderson J E Jr, et al. *AJ*, 2000, 120: 1579
- [32] Kirshner R P, Oemler A Jr, Schechter P L, et al. *ApJ*, 1981, 248: L57
- [33] Davis M, Peebles P J E. *ApJ*, 1983, 267: 465
- [34] Bean A J, Ellis R S, Shanks T, et al. *MNRAS*, 1983, 205: 605
- [35] Linder E V. *Phys Rev D*, 2005, 72(4): 043529
- [36] Dvali G, Gabadadze G, Porrati M. *Physics Letters B*, 2000, 485: 208
- [37] Hatton S, Cole S. *MNRAS*, 1998, 296: 10
- [38] Vishniac E T. *MNRAS*, 1983, 203: 345
- [39] Juszkiewicz R, Sonoda D H, Barrow J D. *MNRAS*, 1984, 209: 139
- [40] Crocce M, Scoccimarro R. *Phys Rev D*, 2006, 73(6): 063519
- [41] Matsubara T. *Phys Rev D*, 2008, 77(6): 063530
- [42] Taruya A, Nishimichi T, Saito S. *Phys Rev D*, 2010, 82(6): 063522
- [43] Smith R E, Peacock J A, Jenkins A, et al. *MNRAS*, 2003, 341: 1311
- [44] Jennings E, Baugh C M, Pascoli S. *ApJ*, 2011, 727: L9
- [45] Lau E T, Nagai D, Kravtsov A V. *ApJ*, 2010, 708: 1419
- [46] Jennings E, Baugh C M, Pascoli S. *MNRAS*, 2011, 410: 2081
- [47] Okumura T, Jing Y P. *ApJ*, 2011, 726: 5
- [48] Tegmark M, Blanton M R, Strauss M A, et al. *ApJ*, 2004, 606: 702
- [49] Cabré A, Gaztañaga E. *MNRAS*, 2009, 393: 1183
- [50] Scoccimarro R. *Phys Rev D*, 2004, 70(8): 083007
- [51] Percival W J, White M. *MNRAS*, 2009, 393: 297
- [52] Kazantzidis L, Perivolaropoulos L. *Phys Rev D*, 2018, 97(10): 103503
- [53] Drinkwater M J, Jurek R J, Blake C, et al. *MNRAS*, 2010, 401: 1429
- [54] Jones D H, Read M A, Saunders W, et al. *MNRAS*, 2009, 399: 683
- [55] Scodreggio M, Guzzo L, Garilli B, et al. *A&A*, 2018, 609: A84
- [56] Ross A J, Samushia L, Howlett C, et al. *MNRAS*, 2015, 449: 835
- [57] Yamamoto K, Nakamura G, Hütsi G, et al. *Phys Rev D*, 2010, 81(10): 103517
- [58] Reid B, Ho S, Padmanabhan N, et al. *MNRAS*, 2016, 455: 1553
- [59] Hamilton A J S. *ApJ*, 1992, 385: L5
- [60] Jones D H, Saunders W, Colless M, et al. *MNRAS*, 2004, 355: 747
- [61] Jones D H, Peterson B A, Colless M, et al. *MNRAS*, 2006, 369: 25
- [62] Colless M, Peterson B A, Jackson C, et al. eprint arXiv: astro-ph0306581
- [63] Abazajian K N, Adelman-McCarthy J K, Agüeros M A, et al. *ApJ*, 2009, 182: S543
- [64] Garilli B, Paioro L, Scodreggio M, et al. *PASP*, 2012, 124: 1232
- [65] Marchetti A, Granett B R, Guzzo L, et al. *MNRAS*, 2013, 428: 1424
- [66] Guzzo L, Scodreggio M, Garilli B, et al. *A&A*, 2014, 566: A108
- [67] de la Torre S, Jullo E, Giocoli C, et al. *A&A*, 2017, 608: A44
- [68] Pezzotta A, de la Torre S, Bel J, et al. *A&A*, 2017, 604: A33
- [69] Hawken A J, Granett B R, Iovino A, et al. *A&A*, 2017, 607: A54
- [70] Dawson K S, Schlegel D J, Ahn C P, et al. *AJ*, 2013, 145: 10
- [71] Eisenstein D J, Weinberg D H, Agol E, et al. *AJ*, 2011, 142: 72
- [72] Majewski S R, Schiavon R P, Frinchaboy P M, et al. *AJ*, 2017, 154: 94
- [73] Bundy K, Bershady M A, Law D R, et al. *ApJ*, 2015, 798: 7
- [74] Strauss M A, Weinberg D H, Lupton R H, et al. *AJ*, 2002, 124: 1810
- [75] Eisenstein D J, Annis J, Gunn J E, et al. *AJ*, 2001, 122: 2267

- [76] Samushia L, Percival W J, Raccanelli A. MNRAS, 2012, 420: 2102
- [77] Kazin E A, Blanton M R, Scoccimarro R, et al. ApJ, 2010, 710: 1444
- [78] Percival W J, Reid B A, Eisenstein D J, et al. MNRAS, 2010, 401: 2148
- [79] Dalal N, Doré O, Huterer D, et al. Phys Rev D, 2008, 77(12): 123514
- [80] Desjacques V, Seljak U. Advances in Astronomy, 2010, 2010: 908640
- [81] Wang L, Reid B, White M. MNRAS, 2014, 437: 588
- [82] Li Z, Jing Y P, Zhang P, et al. ApJ, 2016, 833: 287
- [83] Sánchez A G, Montesano F, Kazin E A, et al. MNRAS, 2014, 440: 2692
- [84] Chuang C H, Prada F, Pellejero-Ibanez M, et al. MNRAS, 2016, 461: 3781
- [85] Gil-Marín H, Noreña J, Verde L, et al. MNRAS, 2015, 451: 539
- [86] Gil-Marín H, Percival W J, Brownstein J R, et al. MNRAS, 2016, 460: 4188
- [87] Gil-Marín H, Percival W J, Verde L, et al. MNRAS, 2017, 465: 1757
- [88] Zhang P, Pan J, Zheng Y. Phys Rev D, 2013, 87(6): 063526
- [89] Hinshaw G, Larson D, Komatsu E, et al. ApJ, 2013, 208: S19
- [90] BICEP2/Keck Collaboration, Planck Collaboration, Ade P A R, et al. Phys Rev Lett, 2015, 114(10): 101301
- [91] Davis M, Nusser A, Masters K L, et al. MNRAS, 2011, 413: 2906
- [92] Hudson M J, Turnbull S J. ApJ, 2012, 751: L30
- [93] Beutler F, Seo H J, Saito S, et al. MNRAS, 2017, 466: 2242
- [94] Blake C, Baldry I K, Bland-Hawthorn J, et al. MNRAS, 2013, 436: 3089
- [95] Feix M, Nusser A, Branchini E. Phys Rev Lett, 2015, 115(1): 011301
- [96] Okumura T, Hikage C, Totani T, et al. PASJ, 2016, 68: 38
- [97] Alam S, Ata M, Bailey S, et al. MNRAS, 2017, 470: 2617
- [98] Wilson M J. eprint arXiv: 1610.08362
- [99] Huterer D, Shafer D L, Scolnic D M, et al. JCAP, 2017, 5: 015
- [100] Feix M, Branchini E, Nusser A. MNRAS, 2017, 468: 1420
- [101] Howlett C, Staveley-Smith L, Elahi P J, et al. MNRAS, 2017, 471: 3135
- [102] Mohammad F G, Granett B R, Guzzo L, et al. A&A, 2018, 610: A59
- [103] Wang Y, Zhao G B, Chuang C H, et al. MNRAS, 2018, 481: 3160
- [104] Shi F, Yang X, Wang H, et al. ApJ, 2018, 861: 137
- [105] Gil-Marín H, Guy J, Zarrouk P, et al. MNRAS, 2018, 477: 1604
- [106] Hou J, Sánchez A G, Scoccimarro R, et al. MNRAS, 2018, 480: 2521
- [107] Zhao G B, Wang Y, Saito S, et al. MNRAS, 2019, 482: 3497

Research Process on Measuring the Cosmic Growth Rate by the Redshift-Space Distortions

SHI Feng^{1,2}, YANG Xiao-hu³

(1. Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Department of Astronomy, Shanghai Key Laboratory for Particle Physics and Cosmology, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: One of the main goals of large redshift surveys is to provide a database for

studying the three-dimensional distribution of galaxies as accurately as possible. However, a key problem of this endeavor is that redshifts of galaxies are not exact measures of distances because of the peculiar motions of galaxies. The spatial distribution and clustering in redshift space are thus distorted with respect to the real-space distribution and clustering. The two-dimensional statistics, such as correlation function or power spectrum, appear elongated on small scales and squashed on large scales along line-of-sight, in contrast to the isotropic pattern in real space. On the other hand, the redshift-space distortions (RSD), one of the important tools in cosmology, can provide the information regarding the velocity field, probe the dark energy and test the gravity on cosmological scale. Current galaxy surveys have succeeded greatly in mapping the galaxy distribution at different redshift. More and more accurate RSD signals have been extracted from the correlation function or power spectrum of galaxies obtained in the survey. A series of estimations for the cosmic growth rate at different redshift have thus been constrained by the RSD models, and provide a big database for testing the gravity. In this paper, we review the RSD models, introduce some main galaxy redshift surveys finished in recent years, and summarize the procedures in measuring the growth rate based on these surveys.

Key words: large-scale structure of universe; cosmology; galaxy observation; distances and redshifts; statistics