

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.03.05

星系内禀指向对弱引力透镜 剪切场信号污染的去除方法

孟现光^{1,2}, 姚 骥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 物理与天文学院 天文系, 上海 200240)

摘要: 星系的内禀指向 (intrinsic alignment, IA) 的关联性是弱引力透镜观测中剪切场信号的一个重要系统误差, 人们在之前的弱引力透镜研究中已经提出了许多修正该误差的方法。从数据处理方面, 人们可以剔除物理距离比较近的星系对, 但是这种方法只能近似消除星系内禀指向自相关带来的污染项, 并不能消除星系内禀指向与周围物质密度场的相关性, 并且这种方法也会丢失很多星系的信息。而目前弱引力透镜观测中广泛使用的 IA 模型与实际的 IA 模型可能相差甚远, 使用不同的 IA 模型得到的宇宙学参数会存在很大差别。虽然零调 (nulling) 技术不用假设 IA 模型, 但是这种技术仅能消除星系内禀指向与周围物质密度场的相关性。另外, 由于这种技术须对红移设置不同的权重, 所以会失去 IA 对红移的依赖性。Zhang^[1, 2] 提出的自修正方法, 在不假设任何 IA 模型的情况下, 利用多种观测量以及几个物理量之间的比例关系就能够把弱引力透镜中的 IA 信号很好地消除。此自修正方法可望广泛应用于即将开始的第四代弱引力透镜巡天中。

关键词: 宇宙学; 弱引力透镜; 大尺度结构; 宇宙学参数

中图分类号: P145.2 **文献标识码:** A

1 引 言

弱引力透镜作为研究暗物质和暗能量的一种重要探针, 为宇宙学模型的建立以及宇宙学大尺度结构引力理论的检验提供了一种非常强大的手段。2000 年, 有 4 个团组首次探测到弱引力透镜信号^[3-6]。但是把弱引力透镜作为研究精确宇宙学的一个重要工具仍旧面临着很多挑战, 尤其是当我们要求更高的弱引力透镜信号测量精度时, 有很多测量误差和系统误差需要去除。随着弱引力透镜巡天广度和深度的进一步提高, 弱引力透镜观测中的一个主要污染就是来自星系的内禀指向 (IA) 的影响^[7]。星系内禀指向的空间相关性对弱引力透镜的

收稿日期: 2018-10-22; 修回日期: 2018-11-23

资助项目: 国家自然科学基金 (11773048, 11403071, 11222325, 11033006); 科技部 973 项目 (2015CB857003)

通讯作者: 孟现光, xgmeng@shao.ac.cn

剪切场信号造成的污染已经在不同的数值模拟数据^[8-15]和理论^[16-27]上得到验证, 并且在大量观测^[24, 28-37](例如: BOSS, KiDS450, HSC, DES 等)中也已经得到证实。

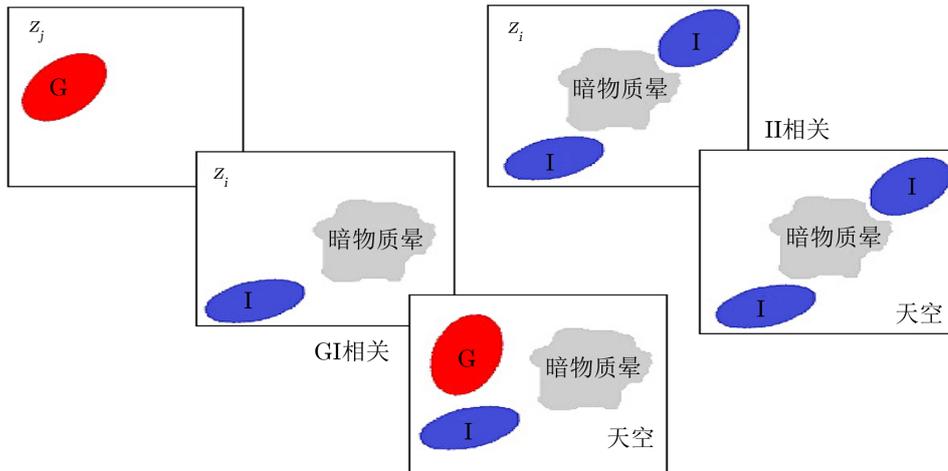
在弱引力透镜近似下, 我们观测到的星系椭圆率 γ^O 主要由星系的内禀椭圆率 I 和引力透镜剪切信号 γ 组成:

$$\gamma^O = \gamma + I.$$

观测到的星系椭圆率是一个自旋为 2 的量, 可以分解为只有散度的 E 模以及只有旋度的 B 模。但是剪切量中不会产生 B 模信号, 所以在这里我们仅考虑 E 模信号, 并且也不考虑随机误差。那么, 我们观测到的两个红移区间 z_i 和 z_j ($z_i < z_j$) 中星系椭圆率的功率谱可以写成:

$$C_{ij}^{(1)}(\ell) = C_{ij}^{GG}(\ell) + C_{ij}^{GI}(\ell) + C_{ij}^{IG}(\ell) + C_{ij}^{II}(\ell), \quad (1)$$

其中, ℓ 表示角频率; $C_{ij}^{GG}(\ell)$ 表示真正的弱引力透镜信号的相关性, 它主要用来限制宇宙学模型, 以及检验宇宙大尺度结构上的引力理论; $C_{ij}^{GI}(\ell)$ 和 $C_{ij}^{IG}(\ell)$ 代表星系内禀椭圆率与引力透镜剪切信号的相关性, 即星系内禀椭圆率与周围物质密度场的相关性, 其中的 $C_{ij}^{IG}(\ell)$ 是弱引力透镜信号中最主要的污染项; $C_{ij}^{II}(\ell)$ 表示星系内禀椭圆率-星系内禀椭圆率的相关性, 它主要来源于物理距离比较近的星系对。图 1 显示了弱引力透镜观测中被广泛接受和使用的潮汐指向 (tidal alignment) 模型下 $C_{ij}^{IG}(\ell)$ 和 $C_{ij}^{II}(\ell)$ 的物理表示。



注: 左侧的三个子图代表的是 $C_{ij}^{IG}(\ell)$ 的相关性; 右侧的两个子图表示的是 $C_{ij}^{II}(\ell)$ 的相关性。

图 1 弱引力透镜中的两点相关^[38]

图 1 中, 每列的右下方的子图表示观测到的天空星系的视图在没有经过透镜之前的形状, 灰色区域为引力透镜结构的位置; 左下方的三个子图代表两个红移切片 $z_i < z_j$ 上的引力透镜剪切信号与星系内禀指向的相关性, 由于弱引力透镜的剪切信号与星系内禀指向正交, 因此, 这会产生一个反相关; 右上方的两个子图显示了 C_{ij}^{II} 的相关性, 其中两个星系

(标记为蓝色 I) 的方向沿着红移 z_i 处物质结构的潮汐场 (灰色), 这将产生星系内禀形状之间的相关性。

从式 (1) 可以看到, 要想得到干净的 $C_{ij}^{GG}(\ell)$ 来限制宇宙学或者检验大尺度结构上的引力理论, 就需要把 $C_{ij}^{II}(\ell)$, $C_{ij}^{GI}(\ell)$, $C_{ij}^{IG}(\ell)$ 从观测到的星系椭率功率谱中很好地剔除。在之前的很多研究工作中, 人们要么从数据方面剔除可能造成的污染来源, 要么直接引入 IA 模型和宇宙学模型参数一起参与数据拟合, 来估算 IA 造成的污染, 进而将其剔除。

本文主要介绍关于剔除弱引力透镜剪切场信号中 IA 造成污染的各种方法。本文结构如下: 第 2 章介绍从数据方面直接剔除 IA 带来影响的方法; 第 3 章主要介绍几种剔除 IA 的模型以及宇宙学参数对模型的依赖; 第 4 章介绍一种通过设置不同的红移权重来剔除 IA 的零调技术; 第 5 章介绍使用不同的观测量以及不同物理量之间的比例关系来剔除 IA 的自修正方法; 第 6 章是对这些方法的总结, 以及对未来的展望。

2 直接方法

II 项主要是由位于同一引力势场, 在宇宙形成过程产生的物理距离比较近的星系对造成的^[17], 所以 II 项主要影响的是相同红移区间里观测到的星系椭率的自相关函数。剔除 II 项最直接的方式就是降低那些物理距离较近的星系对权重或剔除这些星系对^[39-43], 或放弃相同红移区间观测到的星系椭率的自相关函数。但是对于这种方法来说, 由于在弱引力透镜观测中使用的星系红移绝大部分是测光红移, 而测光红移的不确定性会剔除一些实际物理距离较远的星系对, 实际物理距离较近的一些星系对的内禀指向相关性没有被剔除。

另外, 就像 Hirata 和 Seljak^[19] 提到的, 与 II 相关不同的是, IG 相关并不是一个只有红移距离较近的星系对才产生的物理量, 而是一个与观测者与透镜之间的物质分布有很大关系的量。随着星系与透镜红移间隔的增大, IG 的相关性在观测到的弱引力透镜相关信号中占的比重会越来越大。因此, 去除观测到的弱引力透镜信号中 IG 项带来的污染要比去除 II 项要复杂得多, 它无法通过简单去除星系对的方式来消除。

3 IA 模型

为了更好地计算弱引力透镜剪切场信号中 IA 造成的污染, 提出一个解析的 IA 模型来描述星系的椭率功率谱是非常有用的, 这就要求我们在观测到的星系形状基础上提出一个物理模型来描述当前宇宙下物质密度分布所对应的潮汐场。在大尺度上的 IA 模型有两种: 一种是用来描述椭圆星系的线性内禀指向模型 (linear intrinsic alignment model, LIA), 另外一种是用来描述旋涡星系的二次内禀指向模型 (quadratic intrinsic alignment model, QIA)。这两种模型的差别与导致星系内禀椭率的物理原因的不同有关。而在小尺度上, 由于星系的椭率功率谱是非线性的, LIA 和 QIA 模型并不能很好地描述实际的星系内禀椭率, 因此, 人们提出了非线性内禀指向模型 (non-linear intrinsic alignment model, NLIA) 和晕模

型 (halo model), 以尝试解决上述问题。下面主要介绍这几种 IA 模型。

3.1 线性内禀指向模型

对于绝大部分椭圆星系来说, 星系的平均内禀椭圆率场与星系形成时刻的大尺度结构引力势成正比^[16, 19, 44], 因此, 在弱引力透镜观测中去除椭圆星系 IA 的一个最常用, 也是最简单的办法就是建立一个线性的 IA 模型:

$$\gamma^I = -\frac{C_1}{4\pi G} (\nabla_x^2 - \nabla_y^2, 2\nabla_x \nabla_y) \mathcal{S}[\psi_P], \quad (2)$$

其中, C_1 是归一化常数, G 为引力常数, ∇ 是 n 维欧几里得空间的一个二阶微分算子, $\mathcal{S}[\psi_P]$ 是星系形成时的牛顿引力势 ψ_P 的平滑函数。由于星系形成时的初始引力势与物质密度场成线性关系:

$$\psi_P(\mathbf{k}) = -4\pi G \frac{\bar{\rho}(z)}{D(z)} k^{-2} \delta_{\text{lin}}(\mathbf{k}), \quad (3)$$

其中, \mathbf{k} 表示傅里叶空间的频数, $\bar{\rho}(z)$ 是红移为 z 时的宇宙平均密度, $\bar{D}(z) \propto (1+z)D(z)$ 为归一化的线性增长因子, $\delta_{\text{lin}}(\mathbf{k})$ 是线性的物质密度扰动。结合式 (2) 和式 (3), 我们可以得出线性 IA 模型一阶近似下的 II 和 GI 的功率谱:

$$P_{\tilde{\gamma}^I}^{\text{II}}(k, z) = \frac{C_1^2 \bar{\rho}^2}{D^2} P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z), \quad (4)$$

$$P_{\delta, \tilde{\gamma}^I}^{\text{GI}}(k, z) = -\frac{C_1 \bar{\rho}}{D} P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z), \quad (5)$$

其中, $P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z)$ 是线性理论物质功率谱, $\tilde{\gamma}^I = (1 + \delta_g \gamma^I)$ 代表带有密度权重的平均星系内禀椭圆率, δ_g 为星系系数密度扰动。

图 2 给出了 LIA 模型在不同红移区间的功率谱, 其中包括透镜剪切-透镜剪切的相关 (GG)、透镜剪切-星系内禀椭圆率的相关 (GI)、星系内禀椭圆率 E 模的自相关 (II), 以及星系内禀椭圆率 B 模的自相关 (BB)。从图 2 可以看出, 当两个红移区间的差别比较大时, 弱引力透镜观测中的剪切场信号的污染主要来自 GI 项。

3.2 二次内禀指向模型

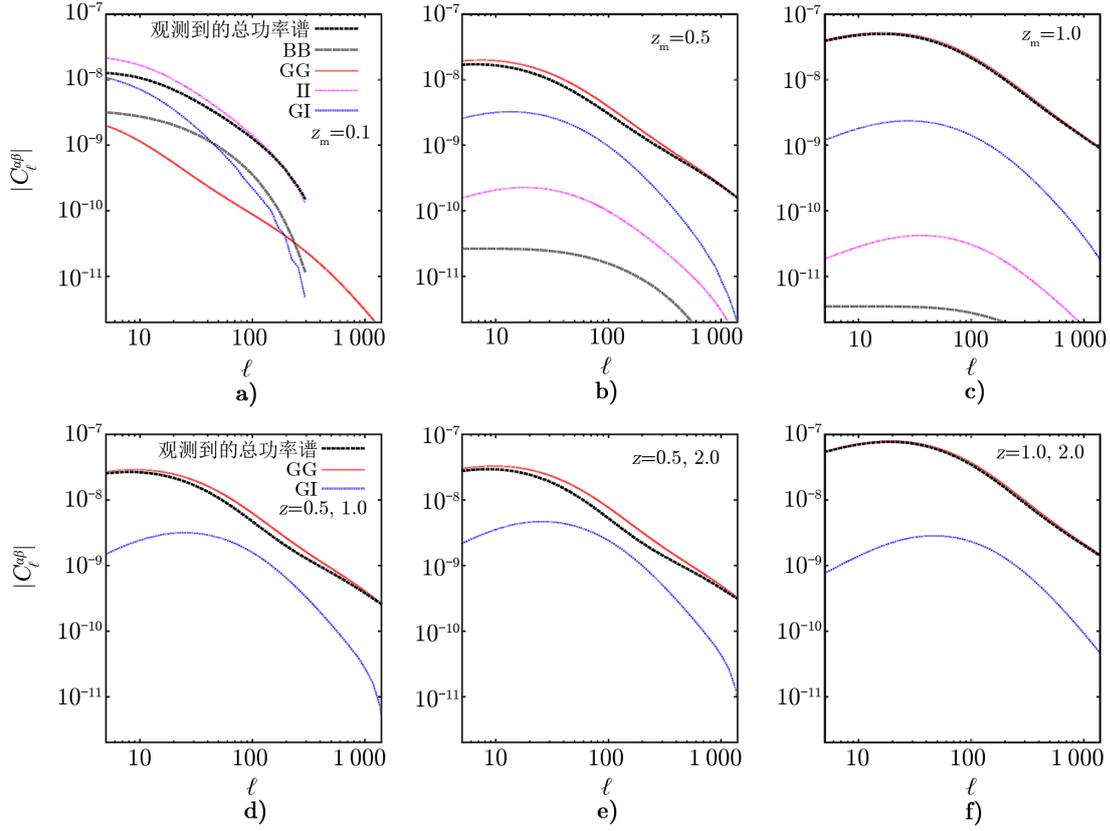
对于旋涡星系来说, 我们观测到的星系椭圆率主要取决于星系盘的方向, 也就是角动量的方向。这种角动量被认为是来自外部潮汐场, 它对原本正在坍缩的星系造成的扰动形成了各向异性的惯性矩, 使得星系被潮汐场的四极矩扭转。在潮汐场的作用下, 星系的角动量 \mathbf{L} 获得各项异性的概率分布, 并导致平均的星系内禀椭圆率。

Catelan 等人^[16] 给出了平均的星系椭圆率与潮汐扭矩的理论关系:

$$\gamma^I = C_2 (T_{x\mu}^2 - T_{y\mu}^2, 2T_{x\mu} T_{y\mu}), \quad (6)$$

其中, C_2 是归一化常数。潮汐张量 $T_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = x, y, \mu)$ 为:

$$T_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi G} \left(\nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} \nabla^2 \right) \mathcal{S}[\psi_P]. \quad (7)$$



注：图 a) —c) 分别为中等红移 $z_m = 0.1, 0.5, 1.0$ 时的各个功率谱分项；图 d) —f) 分别为两个不同红移的互功率谱分项。纵坐标 $C_l^{\alpha\beta}$ 表示角功率谱。

图 2 LIA 模型在不同红移区间的功率谱^[42]

有星系密度权重的星系平均内禀指向功率谱可以写成^[7, 19]：

$$\begin{aligned}
 P_{\gamma^i}^{\text{II}}(k) = & \frac{C_2^2 \bar{\rho}^2}{D^2} \left\{ 2 \int [h_{\text{E}}(\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2)]^2 \frac{P_{\delta}^{\text{lin}}(k_1) P_{\delta}^{\text{lin}}(k_2)}{(2\pi)^3} d^3 \mathbf{k}_1 \right. \\
 & + \frac{2}{3} b_g^2 \int [h_{\text{E}}(\hat{\mathbf{k}}'_1, \hat{\mathbf{k}}'_2) + h_{\text{E}}(\hat{\mathbf{k}}'_2, \hat{\mathbf{k}}'_3) + h_{\text{E}}(\hat{\mathbf{k}}'_3, \hat{\mathbf{k}}'_1)]^2 \\
 & \left. \times \frac{P_{\delta}^{\text{lin}}(k'_1) P_{\delta}^{\text{lin}}(k'_2) P_{\delta}^{\text{lin}}(k'_3)}{(2\pi)^6} d^3 \mathbf{k}'_1 d^3 \mathbf{k}'_2 \right\}, \quad (8)
 \end{aligned}$$

其中， b_g 为星系数密度偏袒因子；约化频率 $\hat{\mathbf{k}}_a = \mathbf{k}_a / |\mathbf{k}_a| (a = 1, 2)$ ； $h_{\text{E}} = h_{xx} - h_{yy}$ 主要是用来简化方程，定义为：

$$h_{\lambda\mu}(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\nu}}) = \left(\hat{u}_{\mu} \hat{u}_{\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} \right) \left(\hat{v}_{\lambda} \hat{v}_{\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\lambda\nu} \right). \quad (9)$$

但是对于 QIA 模型来说，如果仅假设物质密度扰动场 δ_m 是高斯的，而且是线性演化

的, 并不会产生星系内禀椭率与弱引力透镜剪切场信号的相关项 GI, 因此, 不管在理论上, 还是观测上, 若采用传统方法, 人们对这种模型都不会过多考虑。但是当考虑更高阶的微扰理论时, Blazek 等人^[25, 26] 计算了高阶微扰所造成的 GI 和 II 项, 这种 QIA 模型才首次被应用在大型观测项目 DES (Dark Energy Survey) 中^[45]。

3.3 非线性内禀指向模型

上述 LIA 模型主要用在大尺度结构上, 并没有考虑小尺度上的非线性结构增长。Bridle 和 King^[20] 采用了一种特殊的方法来纠正非线性结构增长因素带来的影响。他们使用非线性的物质密度功率谱 $P_{\delta}^{\text{nl}}(k, z)$ 来代替式 (4) 和式 (5) 中的 $P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z)$ ^[46]。

这一模型为现阶段最被接受的理论 IA 模型, 并被广泛应用于现阶段的第三代测光红移弱引力透镜巡天, 如 KiDS450 (Kilo Degree Survey, 450 deg²)^[47] 和 HSC (Subaru Hyper Suprime-Cam)^[48]。

3.4 晕模型

为了将 LIA 模型对应的公式展开到小尺度上, Schneider 和 Bridle^[22] 提出, 将暗晕模型应用到星系内禀椭率的模型中。在这个模型中, 他们假定每一个暗物质晕仅有一个位于暗物质晕质心的中央星系, 这个中央星系的椭率由 LIA 模型中的大尺度结构密度场决定。卫星星系的分布遵循暗物质的密度轮廓, 并且它们的椭率根据卫星星系的主轴与它们所在暗物质晕的三维半径矢量之间的角度分布来定义。这样, 星系椭率之间的两点相关函数由两部分组成: 位于同一暗物质晕中的星系对 (1h) 的相关性和不同暗物质晕中的星系对产生的相关性 (2h)。因此, II 和 GI 项的功率谱可以写成:

$$P_{\tilde{\gamma}^i}^{\text{II}}(k, z) = P_{\tilde{\gamma}^i}^{\text{II},1\text{h}}(k, z) + P_{\tilde{\gamma}^i}^{\text{II},2\text{h}}(k, z) \quad , \quad (10)$$

$$P_{\delta, \tilde{\gamma}^i}^{\text{GI}}(k, z) = P_{\delta, \tilde{\gamma}^i}^{\text{GI},1\text{h}}(k, z) + P_{\delta, \tilde{\gamma}^i}^{\text{GI},2\text{h}}(k, z) \quad . \quad (11)$$

为了计算理论上的 IA 信号, 1h 和 2h 项可以拆分成中央星系-中央星系 (cc) 的相关、中央星系-卫星星系 (cs) 的相关和卫星星系-卫星星系 (ss) 的相关。对于 II 和 GI 功率谱来说, 2h 项中的 ss 的相关性可以忽略, 因此, 关于 II 和 GI 项中的 2h 项可以简化成:

$$P_{\tilde{\gamma}^i}^{\text{II},2\text{h}}(k, z) = \frac{C_1^2 \bar{\rho}^2}{D^2} P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z) \quad , \quad (12)$$

$$P_{\delta, \tilde{\gamma}^i}^{\text{GI},2\text{h}}(k, z) = -\frac{C_1 \bar{\rho}}{D} P_{\delta}^{\text{lin}}(k, z) \quad . \quad (13)$$

而对于 1h 项, Schneider 和 Bridle^[22] 给出了一个拟合形式:

$$P_{\tilde{\gamma}^i}^{\text{II},1\text{h}}(k, z) = -\tilde{\gamma}_{\text{scale}}^2 \frac{(k/p_1)^4}{1 + (k/p_2)^{p_3}} \quad , \quad (14)$$

$$P_{\delta, \tilde{\gamma}^i}^{\text{GI},1\text{h}}(k, z) = -\tilde{\gamma}_{\text{scale}} \frac{(k/p_1)^2}{1 + (k/p_2)^{p_3}} \quad , \quad (15)$$

其中, $\tilde{\gamma}_{\text{scale}}$ 是用来决定 1h 项中功率谱振幅的因子, 可以通过与数值模拟的结果进行比较得到; p_i ($i = 1, 2, 3$) 是可以通过拟合暗物质晕对红移的依赖关系得到的参数。

2h 项包含了依赖于宇宙学参数的线性物质密度功率谱和增长因子, 1h 项是从暗物质晕的质量函数得到的, 并且还考虑了对红移的依赖性。但是, Schneider 和 Bridle^[22] 证明了这种红移依赖性非常弱, 可以忽略。当只能靠猜测来了解 IA 在弱引力透镜信号中的贡献时, 我们可以考虑选择这样的 IA 模型。

3.5 宇宙学参数对 IA 模型的依赖性

上面我们提到了四种不同的 IA 模型。在弱引力透镜观测中应用不同的 IA 模型可能会得到不同的宇宙学参数。Kirk 等人^[49] 结合 CFHTLS, GaBoDS, RCS, VIRMOS-DESCART 4 项 100 deg^2 的巡天数据, 分析了不考虑 IA 模型以及考虑不同的 IA 模型得到的宇宙学参数。从图 3 可以看出, 不考虑 IA 模型与考虑不同的 IA 模型得到的宇宙学参数存在很大的差别。

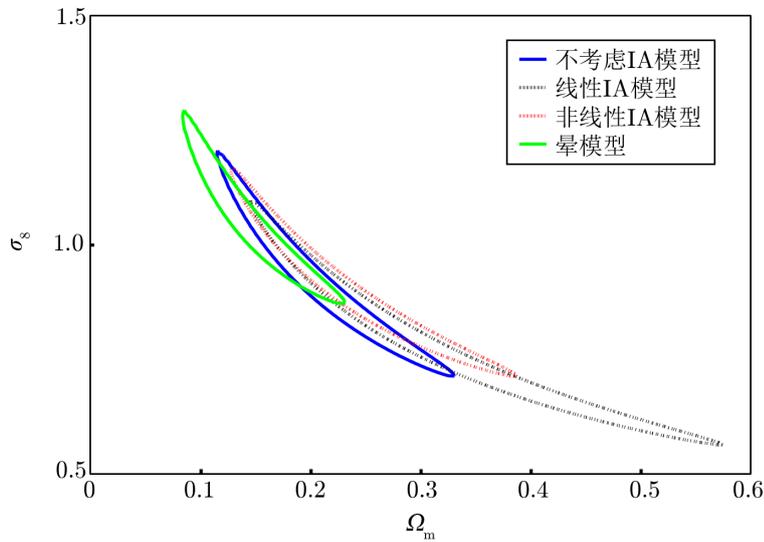


图 3 不同 IA 模型下得出的物质密度参数 Ω_m 与物质密度分布起伏 σ_8 的关系^[49]

尽管很多人尝试去构建更好的模型来消除弱引力透镜中 IA 带来的影响, 但是, 由于我们对 IA 的物理理解还很缺乏, 所以我们并不能确定哪种模型能够更好地描述 IA。同时, IA 模型的精确性也影响对宇宙学参数的估计。Krause 等人^[50] 指出, 如果假设的 IA 模型与背景真实 IA 模型不同, 最佳拟合参数将会在不同程度上偏离实际宇宙学参数。

星系内禀椭率的产生机制比较复杂, 而目前的 IA 模型又太粗糙, 因此, 在不引入额外参数的前提下, 并不能同时从弱引力透镜的数据中估计宇宙学参数和 IA 模型中的自由参数。例如, 前面提到的模型基本上忽略了对星系属性 (如星系颜色和亮度等) 的额外依赖性。如果在弱引力透镜观测中利用 IA 模型来更好地消除 IA 对剪切场信号的影响, 那么, 就需要考虑一个对红移、星系颜色和亮度等星系特征有依赖的 IA 模型。

4 零调技术

Huterer 和 White^[51], 以及 Joachimi 和 Schneider^[52, 53] 提出了一种利用纯几何的方法来消除弱引力透镜中主要污染项 IG 的技术。利用这种技术, 人们可通过适当地加权透镜剪切层析的功率谱来构建没有这种污染的新的可观测量。

在忽略透镜-透镜耦合以及使用玻恩近似的情况下, 大尺度结构上的远距离透镜源通过单个等效透镜平面的光会发生偏转, 三维的质量分布就会投影到一个透镜平面上。因此在时空平坦假设下, 共动距离为 χ , 角度为 $\boldsymbol{\theta}$ 的透镜源的无量纲表面质量密度, 即会聚 $\kappa(\boldsymbol{\theta}, \chi)$ 可以通过三维的密度反差 δ 来得到:

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}, \chi) = \frac{3H_0^2 \Omega_m}{2c^2} \int_0^\chi \frac{\chi'(\chi - \chi')}{\chi} \frac{\delta(\chi' \boldsymbol{\theta}, \chi')}{a(\chi')} d\chi', \quad (16)$$

其中, H_0 表示红移为 0 时的哈勃常数, c 为光速, $a(\chi')$ 为宇宙尺度因子。在层析情况下, 由于测光红移的不确定性, 第 i 个红移区间的会聚 $\tilde{\kappa}^{(i)}(\boldsymbol{\theta})$ 可以写成:

$$\tilde{\kappa}^{(i)}(\boldsymbol{\theta}) \equiv \int_0^{\chi_{\text{hor}}} \mathcal{B}^{(i)}(\chi) \kappa(\boldsymbol{\theta}, \chi) d\chi, \quad (17)$$

其中, $\mathcal{B}^{(i)}(\chi)$ 是关于共动距离 χ 的权重函数, χ_{hor} 表示视界共动距离。将式 (16) 代入式 (17), 我们就可以得到:

$$\tilde{\kappa}^{(i)}(\boldsymbol{\theta}) = \frac{3H_0^2 \Omega_m}{2c^2} \int_0^{\chi_{\text{hor}}} \frac{\tilde{g}^i(\chi) \chi}{a(\chi)} \delta(\chi \boldsymbol{\theta}, \chi) d\chi, \quad (18)$$

其中, $\tilde{g}^i(\chi)$ 为透镜系数, 可表示为:

$$\tilde{g}^i(\chi) = \int_0^{\chi_{\text{hor}}} \mathcal{B}^{(i)}(\chi') \left(1 - \frac{\chi}{\chi'}\right) d\chi'. \quad (19)$$

这里的透镜系数决定了贡献给 $\tilde{\kappa}^{(i)}(\boldsymbol{\theta})$ 对应的共动距离处的密度反差的振幅。因此, 红移区间 i 中的物质不会对弱引力透镜信号产生贡献, 等同于这样的约束:

$$\tilde{g}^i(\hat{\chi}_i) = \int_{\hat{\chi}_i}^{\chi_{\text{hor}}} \mathcal{B}^{(i)}(\chi) \left(1 - \frac{\hat{\chi}_i}{\chi}\right) d\chi = 0. \quad (20)$$

式 (20) 确保能消除 $\hat{\chi}_i$ 处弱引力透镜信号的污染, 即消除 IG 项带来的污染。这种方法被称为零调技术。这里所利用的弱引力透镜信号对共动距离 $1 - \hat{\chi}_i/\chi$ 的特征依赖, 对应于比值 D_{ds}/D_s (D_{ds} 为透镜与源之间的距离, D_s 为与观测者与源的距离)。由于 D_{ds}/D_s 是透镜和光源位置处的平滑的函数, 因此式 (20) 中的积分对引力透镜中物质分布相对于观测者距离的微小变化相当不敏感, 而来自稍小于或稍大于 $\hat{\chi}_i$ 距离处物质的贡献则会通过平滑函数 $\mathcal{B}^{(i)}(\chi)$ 而迅速降低权重。如果 $\hat{\chi}_i$ 对应于整个红移区间 i 的中心, 那么来自于这个红移区间的信号就可以近似被消除。

为了简化, 定义红移区间宽度为 Δz 。同样, 我们也可以定义傅里叶空间的功率谱:

$$\Pi^{(i)}(\ell) = \int_0^{\chi_{\text{hor}}} \mathcal{B}^{(i)}(\chi) P_{\kappa}[z(\hat{\chi}_i), z(\chi), \ell] d\chi \quad (21)$$

$$\approx \sum_{j=1}^{N_z} \mathcal{B}^{(i)}[\chi(z_j)] P_{\kappa}^{(ij)}(\ell) \chi'(z_j) \Delta z, \quad (22)$$

其中, $P_{\kappa}[z(\hat{\chi}_i), z(\chi), \ell]$ 代表两个红移区间 z_1 和 z_2 在角频率 ℓ 的功率谱。 $P_{\kappa}^{(ij)}(\ell)$ 是通过层析方法, 结合 Limber 积分^[54], 利用三维空间的物质密度谱 P_{δ} 测得的功率谱:

$$P_{\kappa}^{(ij)}(\ell) = \frac{9H_0^4 \Omega_m^2}{4c^4} \int_0^{\chi_{\text{hor}}} \frac{g^{(i)}(\chi) g^{(j)}(\chi)}{a^2(\chi)} P_{\delta} \left(\frac{\ell}{\chi}, \chi \right) d\chi. \quad (23)$$

为了证明零调技术的可行性, 我们必须知道要在何种程度和效率上构建权重函数 $\mathcal{B}^{(i)}(\chi)$ 。作为一个基本的条件, 权重函数 $\mathcal{B}^{(i)}(\chi)$ 必须满足式 (20)。另外, 在限制宇宙学参数时, 式 (21) 中的信息内容达到最大值时, 就需要对权重函数进行优化。关于权重函数 $\mathcal{B}^{(i)}(\chi)$ 的确定, Joachimi 和 Schneider^[52] 给出了三种方法, 并根据费希尔 (Fisher) 矩阵优化了新观测值的信息内容。解析方法的结果与数值方法的结果非常一致, 对于通过适当定义正交性条件而构建的高阶情况也是如此。由于文章篇幅的限制, 这里不详细讨论, 具体可参见文献 [52]。

要将零调技术应用到实际观测数据还存在一些问题, 如其核心问题就是测光红移的不确定性对结果有多大的影响, 因为这一约束可能需要对这一技术进行修改。在确定测光红移中的一些异常值时, 一些弱引力透镜信号的相关性可能会被转移到零调技术构建的测量中。目前, 还无法判定其有多大影响。不管以后这种几何方法得到多大程度的改善, 其限制宇宙学参数的能力仍旧有限, 因为毕竟用这种方法不能处理相同红移区间的自相关, 以进一步限制宇宙学参数, 也不能消除 II 项带来的污染。由于需要调节不同红移处的权重, 所以该方法不能更好地研究这些物理量对红移的依赖性。

5 自修正方法

第 4 章主要介绍了利用纯几何方法来消除弱引力透镜观测中 IG 项污染的零调技术。Zhang^[1, 2] 提出两种自修正 (self-calibration, SC) 方法, 利用观测到的星系椭圆率相关性与其椭圆率和星系数密度的互相关关系来消除观测到的弱引力透镜剪切场信号中 IA 带来的污染。

5.1 自修正方法 I

当所取红移区间 $i < j$ 时, 由于 $C_{ij}^{\text{GI}} \ll C_{ij}^{\text{IG}}$, 所以观测到的两个红移区间星系的椭圆率-椭圆率功率谱 $C_{ij}^{(1)}$ 可以写成:

$$C_{ij}^{(1)}(\ell) \approx C_{ij}^{\text{GG}}(\ell) + C_{ij}^{\text{IG}}(\ell) + 2C_{ij}^{\text{II}}(\ell), \quad i < j. \quad (24)$$

对于红移区间宽度 $\Delta z \gtrsim 0.2$ 的情况, 只要测光红移误差足够小, 那么, 红移区间 $i < j - 1$ 的功率谱 C_{ij}^{II} 相对于 C_{ij}^{IG} 可以忽略^[22]。这是因为 II 相关只存在于非常小的物理间隔中。另外, 第 i 个红移区间的星系数密度与星系椭率的相关可以写成:

$$C_{ii}^{(2)}(\ell) = C_{ii}^{\text{gG}}(\ell) + C_{ii}^{\text{gI}}(\ell), \quad (25)$$

第 i 个红移区间的星系数密度的自相关为:

$$C_{ii}^{(3)}(\ell) = C_{ii}^{\text{gg}}(\ell). \quad (26)$$

上面三个公式中的 G 代表透镜会聚 κ , I 代表星系内禀椭率 E 模信号, g 代表 2D 或 3D 空间的星系数密度。 C_{ij}^{IG} 和 $C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell)$ 可以用 Limber 积分和三维的物质密度-星系内禀椭率的互功率谱 $P_{\delta, \gamma^{\text{I}}}(k, \chi)$ 联系起来:

$$C_{ij}^{\text{IG}}(\ell) = \int_0^\infty \frac{n_i(\chi)q_j(\chi)}{\chi^2} P_{\delta, \gamma^{\text{I}}}(k, \chi) d\chi, \quad (27)$$

$$C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell) = \int_0^\infty \frac{n_i^2(\chi)b_g(\chi, z)}{\chi^2} P_{\delta, \gamma^{\text{I}}}(k, \chi) d\chi, \quad (28)$$

其中, $n_i(\chi)$ 表示第 i 个红移区间里的真实红移分布, $q_j(\chi)$ 代表第 j 个红移区间里的透镜窗函数。在比较小的红移区间宽度近似下 ($\Delta z \leq 0.2$), 上面的 C_{ij}^{IG} 和 C_{ii}^{Ig} 可以近似为:

$$C_{ij}^{\text{IG}}(\ell) \approx \frac{W_{ij}}{\chi_i^2} P_{\delta, \gamma^{\text{I}}}(k_i = \frac{\ell}{\chi_i}, \chi_i), \quad (29)$$

$$C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell) \approx b_i(\ell) \frac{1}{\chi_i^2 \Delta_i} P_{\delta, \gamma^{\text{I}}}(k_i = \frac{\ell}{\chi_i}, \chi_i), \quad (30)$$

其中, $b_i(\ell) \approx \int_0^\infty b_g(k, z)n_i(z)dz$ 代表第 i 个红移区间的平均星系数目, $b_g = \delta_g/\delta$ 是星系的密度偏袒因子。

$$W_{ij} \equiv \int_0^\infty dz_L \int_0^\infty [W_L(z_L, z_S)n_i(z_L)n_j(z_S)]dz_S, \quad (31)$$

$$\Delta_i^{-1} \equiv \int_0^\infty n_i^2(z) \frac{dz}{d\chi} dz, \quad (32)$$

其中, z_L 和 z_S 分别为透镜红移和源红移, W_L 为透镜窗函数。由式 (29) 和式 (30) 可得到比例关系:

$$C_{ij}^{\text{IG}}(\ell) \simeq \frac{W_{ij}(\ell)\Delta_i(\ell)}{b_i(\ell)} C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell). \quad (33)$$

由于式 (33) 中的 $C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell)$ 是未知的, 所以要得到 $C_{ij}^{\text{IG}}(\ell)$, 还需要知道如何测量 C_{ii}^{Ig} 。由于透镜剪切-星系数密度的相关是依赖于星系对的红移前后关系的, 即 $z_G^{\text{P}} > z_g^{\text{P}}$ 星系对的透镜剪切-星系数密度的统计相关性要比 $z_G^{\text{P}} < z_g^{\text{P}}$ 的强 (z_G^{P} 和 z_g^{P} 分别表示透镜和星系的测光红移)。但是星系的内禀椭率-星系数密度的统计相关性是一样的, 即 $C_{ii}^{\text{Ig}}|_{\text{S}}(\ell) = C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell)$,

$C_{ii}^{\text{Gg}}|_s(\ell) < C_{ii}^{\text{Gg}}(\ell)$, 其中的 $s(\ell)$ 代表仅有 $z_G^P < z_g^P$ 的星系对的相关。那么式 (25) 中观测量 $C_{ii}^{(2)}(\ell)$ 可表达为:

$$C_{ii}^{(2)}|_s(\ell) = C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell) + C_{ii}^{\text{Gg}}|_s(\ell). \quad (34)$$

定义:

$$Q_i(\ell) \equiv \frac{C_{ii}^{\text{Gg}}|_s(\ell)}{C_{ii}^{\text{Gg}}(\ell)}, \quad (35)$$

其中 $Q_i(\ell)$ 也是一个观测量, 可以直接从星系的红移分布推得, 具体推导过程见参考文献 [1]。这样, $C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell)$ 就可以表示成:

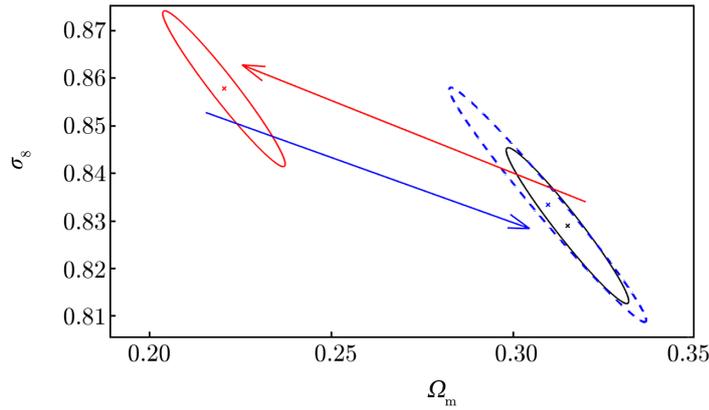
$$C_{ii}^{\text{Ig}}(\ell) = \frac{C_{ii}^{(2)}|_s(\ell) - Q_i(\ell)C_{ii}^{(2)}(\ell)}{1 - Q_i(\ell)}. \quad (36)$$

因此, 通过式 (33) 和式 (36) 就可以将观测量 $C_{ij}^{(1)}(\ell)$ 中的主要污染项 C_{ij}^{IG} 消除。

Yao 等人^[55] 将上述自修正方法应用到 LSST (Large Synoptic Survey Telescope), Euclid, WFIRST (Wide Field of View Infrared Survey Telescope) 等第四代光谱红移巡天中, 以提高对宇宙学参数估计的精度。他们将自修正方法应用到互相关的测量中, 并忽略自相关中红移区间 $i < j$ 的范围内 IA 的污染, 来去除最主要的 IG 项的影响。结果表明, 通过自修正的测量, 最主要的 IG 污染项得到很好的限制, 因此, 宇宙学常数的估计精度得到显著提高。图 4 显示了 LSST 对宇宙学参数的理想限制能力, 中心黑点为假定的标准宇宙学参数。如果存在 IA 污染而不作任何处理, 拟合的最佳宇宙学参数会沿着红色箭头偏离至红色标记处。在使用了自修正方法^[1] 之后, 最主要的 IA 污染被清除, 最佳拟合宇宙学参数将沿着蓝色箭头返回至一个比较接近假定宇宙学的位置。因为自修正需要引入额外的客观测量, 因此, 会引入一些额外的统计误差。此外, 测光红移的统计误差也需要纳入考虑。综上所述, 使用自修正会损失一部分统计约束力, 体现为蓝色置信区间比黑色置信区间有所扩大, 说明在 σ_8 - Ω_m 空间下自修正方法能够使宇宙学参数的估计精度得到提高。与引入额外统计误差导致不确定度增加相比, 该方法从很大程度上修正了系统误差。

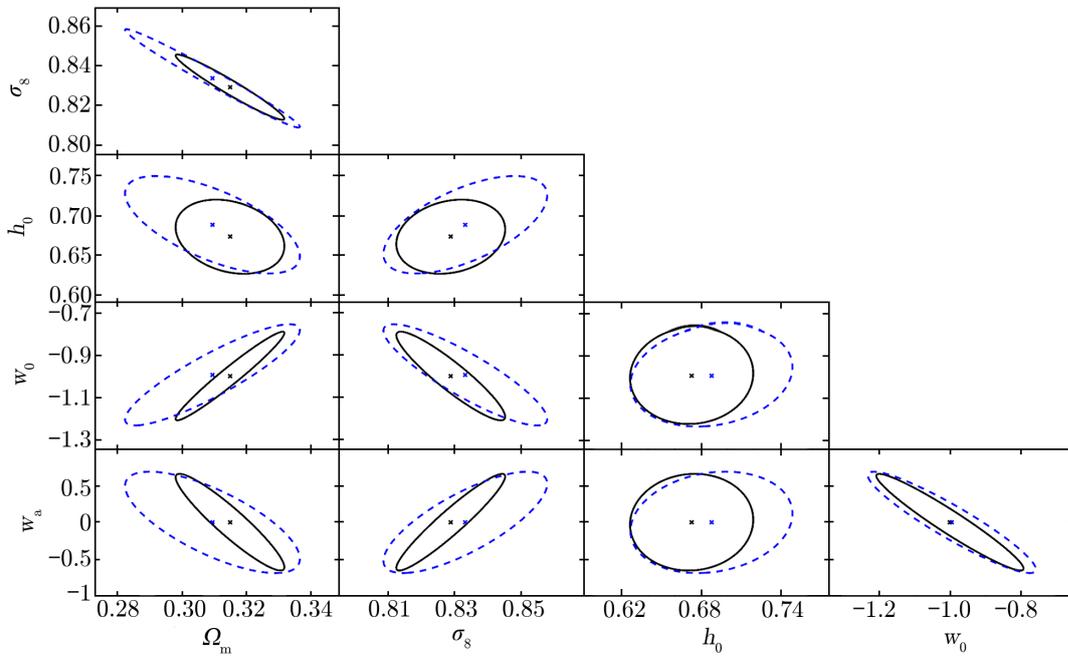
Yao 等人^[55] 发现, 在考虑 II 项污染的情况下, 观测到的信号中未清除的 II 项比 IG 项带来的污染更加严重, 如图 5 所示。这一方面说明了这种自修正方法对 IG 项的清理有很显著的效果, 同时也说明 II 项的清理很有必要。他们还讨论了所引入的各项不同的统计误差所带来的影响, 以及可以采用的近似计算方法。这一方法对 IA 模型的依赖性较弱。不同于一些 IA 模型, 自修正方法无需对 IA 的物理实质有过多假设。Yao 等人^[56] 对此进行了详细讨论。

尽管自修正方法和上述其他方法都尚未直接应用在实际观测数据或模拟数据中, 但随着观测数据的增加, IA 作为系统误差的影响会越来越明显。这些方法作为 IA 模型之外的横向对比还是很有研究价值的, 因此, 可以将该方法应用到正在进行的第三代和将来的第四代弱引力透镜巡天观测中。



注: 黑色实线表示假设无系统误差时 LSST 预测的限制能力范围; 红色实线表示 IA 系统误差导致拟合偏差的情况; 蓝色虚线表示使用 SC 清除 IA, 考虑测光红移误差时的情况; 红色箭头表示 IA 导致的拟合参数偏离方向; 蓝色箭头表示清除 IA 后参数拟合回归方向。

图 4 考虑 IA 以及自修正方法对物质密度参数 Ω_m 与物质密度分布起伏 σ_8 的关系的影响^[55]



注: h_0 为哈勃常数, w_0 为暗能量状态参数, w_a 表示与随时间演化的暗能量有关的常数。黑色实线表示无系统误差时 LSST 的参数限制; 蓝色虚线表示使用 SC 并考虑测光红移误差时的情况。

图 5 考虑自修正方法对各个宇宙学参数的影响^[55]

5.2 自修正方法 II

Zhang^[1] 的方法只适用于红移区间 $i < j - 1$, 并且只能消除 C_{ij}^{IG} 项, 对于 C_{ij}^{GI} 和 C_{ij}^{II} 是无法消除的。虽然对于红移区间 $i < j - 1$, 这两项相对于 C_{ij}^{IG} 可以忽略, 但是为了更好地消除 IA 带来的污染, 并且在不舍弃同一红移区间相关函数的情况下, Zhang^[2] 提出了另外一种自修正方法, 即基于 3 个观测量 $C_{ij}^{(1)}(\ell)$, $C_{ij}^{(2)}(\ell)$, $C_{ij}^{(3)}(\ell)$, 以及以下三个比例关系来消除 IA 带来的污染:

$$\begin{cases} C_{ij}^{(1)}(\ell) = C_{ij}^{\text{GG}}(\ell) + C_{ij}^{\text{II}}(\ell) + C_{ij}^{\text{GI}}(\ell) + C_{ij}^{\text{IG}}(\ell) \\ C_{ij}^{(2)}(\ell) = C_{ij}^{\text{Gg}}(\ell) + C_{ij}^{\text{gG}}(\ell) + 2C_{ij}^{\text{Ig}}(\ell) \\ C_{ij}^{(3)}(\ell) = C_{ij}^{\text{gg}}(\ell) \end{cases}, \quad (37)$$

$$\begin{cases} C^{\text{II}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \simeq A_{\text{II}}(\ell, \bar{z}^{\text{P}})C^{\text{gg}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \\ C^{\text{Ig}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \simeq A_{\text{Ig}}(\ell, \bar{z}^{\text{P}})C^{\text{gg}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \\ C^{\text{GI}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) + C^{\text{IG}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \simeq A_{\text{GI}}(\ell, \bar{z}^{\text{P}}) \\ \quad \times [C^{\text{Gg}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}}) + C^{\text{gG}}(\Delta z^{\text{P}}|\ell, \bar{z}^{\text{P}})] \end{cases}, \quad (38)$$

其中, $\Delta z^{\text{P}} = |z_i - z_j|$, $\bar{z}^{\text{P}} = (z_i + z_j)/2$ 。在观测中我们假设一个平均红移 \bar{z}^{P} , 然后取至少 4 个不同的红移间隔 Δz^{P} , 就可解出式 (37) 和 (38) 中所有未知量和自由参数 A_{II} , A_{Ig} , A_{GI} 。

图 6 给出了数值模拟中 $\bar{z}^{\text{P}} = 1$, $\ell = 1\,000$ 时每种功率谱随着红移间隔 Δz^{P} 相对于 $\Delta z^{\text{P}} = 0$ 的变化。从图中可以看出, 上述三个比例关系是成立的。

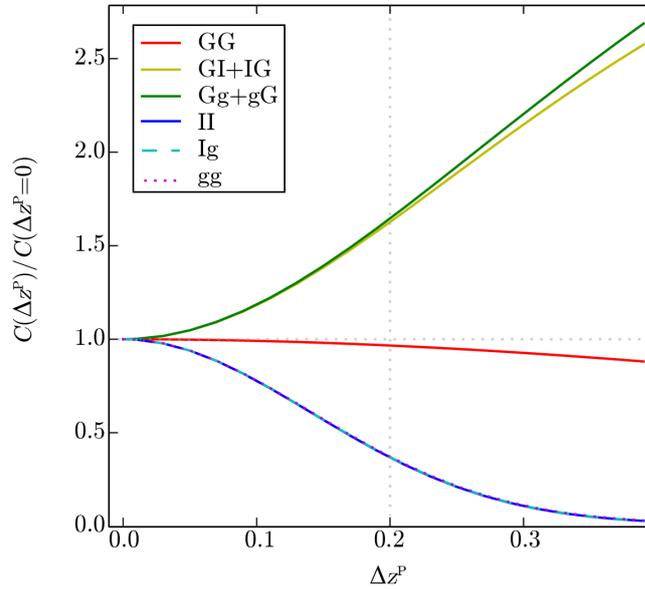


图 6 每种功率谱随着红移间隔 Δz^{P} 的变化图^[57]

采用上述方法, 不需要假设任何 IA 模型, 也不要做其他任何假设, 就可以将弱引力透镜中的 IA 信号都很好地消除, 并给出 IA 的信号, 以用于研究星系形成和演化方面的相关课题。Meng 等人^[57] 利用一组大规模宇宙学数值模拟数据, 验证了上述三个比例关系的可靠性。他们发现, 这三个比例关系对于不同的平均红移 z^P 、红移间隔 $\Delta z^P \lesssim 0.2$, 以及角频率范围 $500 \leq \ell \leq 2000$ 都是成立的。他们还研究了暗晕的质量、暗晕椭率的定义方式、暗晕与星系之间的角度错位 (misalignment) 等因素对这三个比例关系的影响, 并没有发现这些额外因素对这三个比例关系的影响。

但是, 由于这种方法需要把红移间隔 $\Delta z^P \approx 0.2$ 至少分成 8 个小区间, 因此, 该方法对巡天的星系数密度有很高的要求。而第三代弱引力透镜巡天 (如 CFHTLenS, KiDS-450 等) 可能还无法达到这一要求。Zhang^[2] 对第四代弱引力透镜巡天 (如 LSST) 数据进行了估计分析, 发现其可以达到所要求的数密度 (见图 7)。图 7 给出了星系椭率-椭率功率谱对 Δz^P 的依赖关系, 该依赖关系可用来判断 IA。图中的数据点是基于 Schneider 和 Bridle^[22] 的模型, 误差是对于 LSST 巡天的估计。两条黑色点线分别代表对 IA 有 50% 的低估和高估, 黑色实线表示没有 IA 的理想情况, 两条红色虚线是利用一个 IA 模型得到的信号。

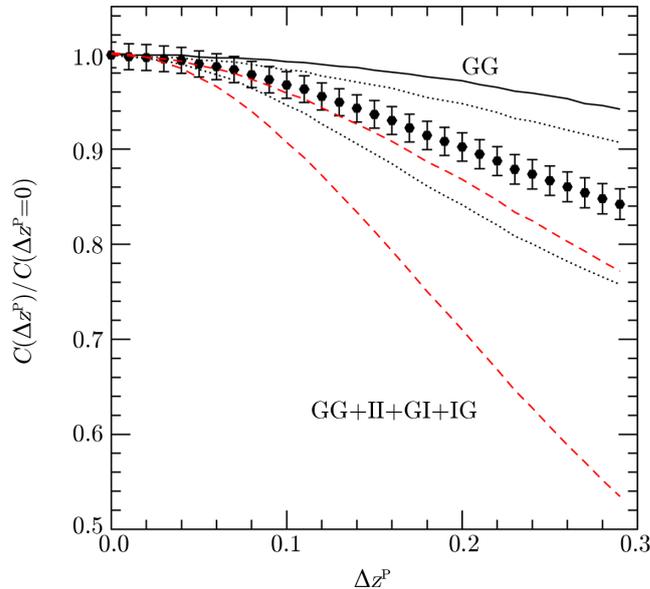
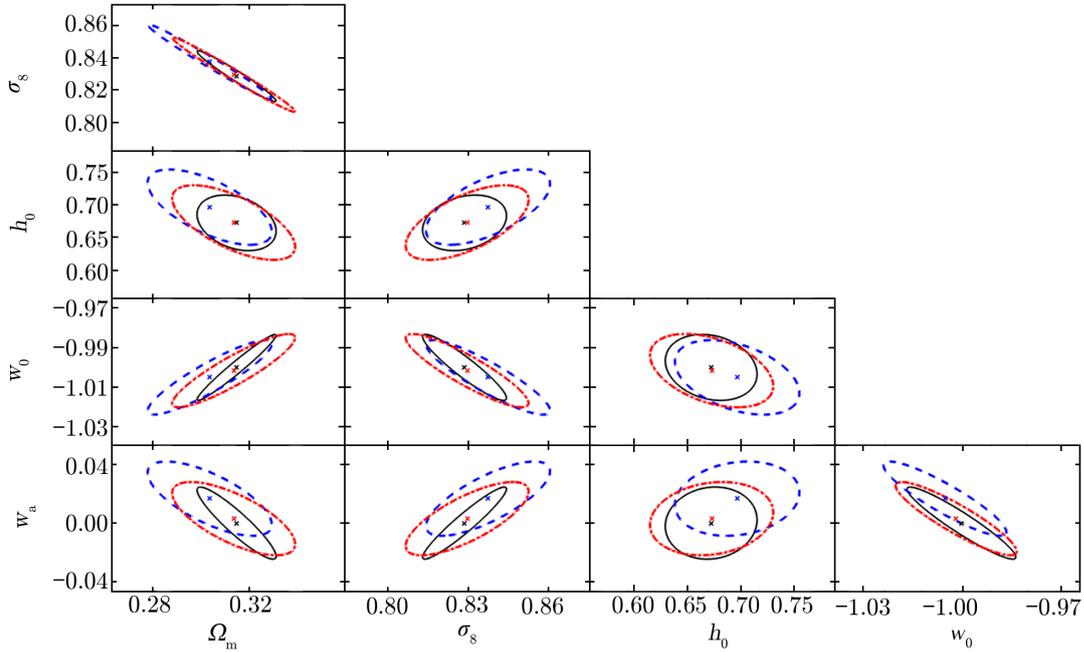


图 7 星系椭率-椭率功率谱对 Δz^P 的依赖关系^[2]

Yao 等人^[56] 对这一自修正方法稍加改进, 并将其应用到 LSST 的预测中。Yao 等人^[55] 在清除 IG 项的基础上, 进一步清除了剩余的 IA 污染, 其中主要清理的是 II 项。随着测光红移质量的进一步提高, 红移区间的选取也将可以达到更小的尺度, 因此 II 项的污染效应会更大。图 8 给出了污染清除效果。在采用了更小的测光红移区间后, 近距离的 II 效果更加明显, 因此蓝色的最佳拟合参数相对于图 5 会更远。Yao 等人^[56] 在采用了新的组合自修正方法后, 得到的红色最佳拟合参数更接近标准宇宙学参数。同时, 他们也讨论了不同的自

修正方法对于 IA 模型的依赖性。



注：黑色实线表示无系统误差时 LSST 的参数限制；蓝色虚线表示用 Zhang^[1] 的 SC08 方法，并在协方差矩阵取近似下，考虑测光红移误差的结果；红色点线表示用 SC08 与 Yao 等人^[55] 的 SC17 组方法，并在协方差矩阵取近似下，考虑测光红移误差的结果。

图 8 两种不同的自修正方法对宇宙学参数的影响^[56]

对于自修正方法，Troxel 和 Ishak^[7, 38, 58, 59] 将 Zhang^[1, 2] 的两点相关扩展到了三点相关，本文不再作详细介绍。

这两种自修正方法的主要问题是，对测光红移的测量精度须足够高，否则提取出来的 IA 信号与实际的 IA 信号存在较大的误差，因此，要将这种自修正方法应用到第四代弱引力透镜巡天中，需要提高测光红移的精度。人们尝试利用近年刚发展起来的机器学习方法获得更精确的测光红移，也可以选取亮红星系作为样本，或利用 Zhang 等人^[60] 提出的关于测光红移的自修正方法来修正。

6 总结与展望

本文主要总结了关于消除弱引力透镜中星系内禀椭圆率带来的污染的一些方法。从数据方面，可以通过直接剔除距离比较近的星系对，或者降低它们的权重来去除污染项。但是，用这种方法只能简单地去掉弱引力透镜观测中的 II 项，并不能去掉主要的污染项 IG，并且用这种方法也会丢失很多星系信息。实际的弱引力透镜观测中，大部分工作都是利用 IA 模型来拟合那些宇宙学参数，这些模型包括在大尺度上适用于椭圆星系的 LIA 模型和适用于

旋涡星系的 QIA 模型, 以及在小尺度上所对应的 NLIA 模型和晕模型。然而, 由于不同的模型对应的物理不一样, 且每个模型都比较粗糙, 并不能包含所有的观测量, 因此, 所得到的宇宙学参数也存在很大差别。如何建立一个既符合星系形成模型, 又能给出比较自洽的宇宙学参数的 IA 模型是今后的一个巨大挑战。Joachimi 和 Schneider^[52, 53] 提出的零调技术虽然不依赖于 IA 模型, 但是其用来消除污染项 IG 的红移权重会导致我们对红移依赖性的考虑, 并且这种技术并不能消除 GI 和 II 带来的部分污染。Zhang^[2] 给出的一种自修正方法在不引入 IA 模型的情况下, 充分利用多种观测量以及各种物理量之间的比例关系来确定 GG 项以及 IA 的贡献。但是由于这种方法要求非常高的星系数密度, 所以这种方法无法用于现在的第三代弱引力透镜巡天。Zhang^[1] 以及 Yao 等人^[56] 给出的另外一种自修正方法虽然适用于比较宽的红移区间, 并且不需要 Zhang^[2] 提出的方法所要求的那样高的星系数密度, 但是用这种方法并不能很好地消除 GI 和 II 项带来的污染, 也不能确定在何种星系数密度下, 该方法能够把宇宙学参数修正到多高的精度。另外, 若要将这两种自修正方法应用到未来的第四代弱引力透镜巡天中, 则需要保证测光红移足够高的精度, 比如利用亮红星系作为样本, 或者使用更高精度的测光红移方法。

随着第四代弱引力透镜巡天(如 LSST, SKA, WFIRST 等)的发展, 巡天的深度和广度会越来越大, 其他系统误差会修正得越来越好, 因此, 星系的内禀椭率造成的污染会越来越受重视。我们需要进一步研究如何能够给出一个更加物理的, 不依赖于任何模型的方法。

致谢

感谢上海交通大学的余瑜特别研究员以及中山大学的唐林博士在本文写作中提供的有益建议。

参考文献:

- [1] Zhang P. *ApJ*, 2010, 720: 1090
- [2] Zhang P. *MNRAS*, 2010, 406: L95
- [3] Bacon D J, Refregier A R, Ellis R S. *MNRAS*, 2000, 318: 625
- [4] Kaiser N, Wilson G, Luppino G A. *arXiv:astro-ph/0003338*
- [5] Van Waerbeke L, Mellier Y, Erben T, et al. *A&A*, 2000, 358: 30
- [6] Wittman D M, Tyson J A, Kirkman D, et al. *Nature*, 2000, 405: 143
- [7] Troxel M A, Ishak M. *Phys. Rep.*, 2015, 558: 1
- [8] Croft R A C, Metzler C A. *ApJ*, 2000, 545: 561
- [9] Heavens A, Refregier A, Heymans C. *MNRAS*, 2000, 319: 649
- [10] Jing Y P. *MNRAS*, 2002, 335: L89
- [11] Heymans C, White M, Heavens A, et al. *MNRAS*, 2006, 371: 750
- [12] Joachimi B, Semboloni E, Hilbert S, et al. *MNRAS*, 2013, 436: 819
- [13] Hilbert S, Xu D, Schneider P, et al. *MNRAS*, 2017, 468: 790
- [14] Xia Q, Kang X, Wang P, et al. *ApJ*, 2017, 848: 22
- [15] Wei C, Li G, Kang X, et al. *ApJ*, 2018, 853: 25
- [16] Catelan P, Kamionkowski M, Blandford R D. *MNRAS*, 2001, 320: L7

-
- [17] Crittenden R G, Natarajan P, Pen U L, et al. *ApJ*, 2001, 559: 552
- [18] Lee J, Pen U L. *ApJ*, 2001, 555: 106
- [19] Hirata C M, Seljak U. *Phys. Rev. D*, 2004, 70: 063526
- [20] Bridle S, King L. *New Journal of Physics*, 2007, 9: 444
- [21] Hui L, Zhang J. *ApJ*, 2008, 688: 742
- [22] Schneider M D, Bridle S. *MNRAS*, 2010, 402: 2127
- [23] Blazek J, McQuinn M, Seljak U. *JCAP*, 2011, 5: 010
- [24] Joachimi B, Mandelbaum R, Abdalla F B, et al. *A&A*, 2011, 527: A26
- [25] Blazek J, Vlah Z, Seljak U. *JCAP*, 2015, 8: 015
- [26] Blazek J, MacCrann N, Troxel M A, et al. *arXiv:1708.09247*
- [27] Tugendhat T M, Schäfer B M. *MNRAS*, 2018, 476: 3460
- [28] Brown M L, Taylor A N, Hambly N C, et al. *MNRAS*, 2002, 333: 501
- [29] Hirata C M, Mandelbaum R, Seljak U, et al. *MNRAS*, 2004, 353: 529
- [30] Mandelbaum R, Hirata C M, Ishak M, et al. *MNRAS*, 2006, 367: 611
- [31] Hirata C M, Mandelbaum R, Ishak M, et al. *MNRAS*, 2007, 381: 1197
- [32] Okumura T, Jing Y P. *ApJ*, 2009, 694: L83
- [33] Okumura T, Jing Y P, Li C. *ApJ*, 2009, 694: 214
- [34] Mandelbaum R, Blake C, Bridle S, et al. *MNRAS*, 2011, 410: 844
- [35] Singh S, Mandelbaum R, More S. *MNRAS*, 2015, 450: 2195
- [36] Singh S, Mandelbaum R. *MNRAS*, 2016, 457: 2301
- [37] van Uitert E, Joachimi B. *MNRAS*, 2017, 468: 4502
- [38] Troxel M A, Ishak M. *MNRAS*, 2012, 423: 1663
- [39] King L, Schneider P. *A&A*, 2002, 396: 411
- [40] King L, Schneider P. *A&A*, 2003, 398: 23
- [41] Heymans C, Heavens A. *MNRAS*, 2003, 339: 711
- [42] Heymans C, Brown M, Heavens A, et al. *MNRAS*, 2004, 347: 895
- [43] Takada M, White M. *ApJ*, 2004, 601: L1
- [44] Hirata C M, Holz D E, Cutler C. *Phys. Rev. D*, 2010, 81: 124046
- [45] Troxel M A, MacCrann N, Zuntz J, et al. *Phys. Rev. D*, 2018, 98: 043528
- [46] Smith R E, Peacock J A, Jenkins A, et al. *MNRAS*, 2003, 341: 1311
- [47] Hildebrandt H, Viola M, Heymans C, et al. *MNRAS*, 2017, 465: 1454
- [48] Hikage C, Oguri M, Hamana T, et al. *PASJ*, 2019, 71: 43
- [49] Kirk D, Bridle S, Schneider M. *MNRAS*, 2010, 408: 1502
- [50] Krause E, Eifler T, Blazek J, et al. *MNRAS*, 2016, 456: 207
- [51] Huterer D, White M. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 043002
- [52] Joachimi B, Schneider P. *A&A*, 2008, 488: 829
- [53] Joachimi B, Schneider P. *A&A*, 2009, 507: 105
- [54] Kaiser N. *ApJ*, 1992, 388: 272
- [55] Yao J, Ishak M, Lin W, et al. *JCAP*, 2017, 10: 056
- [56] Yao J, Ishak M, Troxel M A. *MNRAS*, 2019, 483: 276
- [57] Meng X, Yu Y, Zhang P, et al. *ApJ*, 2018, 864: 1
- [58] Troxel M A, Ishak M. *MNRAS*, 2012, 419: 1804
- [59] Troxel M A, Ishak M. *MNRAS*, 2012, 427: 442
- [60] Zhang P, Pen U L, Bernstein G. *MNRAS*, 2010, 405: 359

A Review about how to Remove the Combinations of Galaxy Intrinsic Alignment in the Weak Lensing

MENG Xian-guang^{1,2}, YAO Ji³

(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, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: The galaxy intrinsic alignment (IA) is a major systematics of weak lensing cosmology. To alleviate this problem, many previous methods have been proposed. From the data point of view, the intrinsic-intrinsic (II) contamination can be eliminated by disregarding auto-correlations within the same photo- z bin, but will result in losing the cosmological information in the auto-correlations. The marginalization method with IA modeling is the most widely used tool in dealing with IA. The main problem of this method is that the cosmological results will be biased when the underlying true IA signal differs from the assumed IA model. The nulling technique avoids such IA model dependence, by introducing a redshift dependent weighting scheme to suppress the IA contribution. However, by design the same weighting results in significant loss of weak lensing information, in particular its redshift dependence. Zhang^[1, 2] proposed two self-calibration techniques for both the gravitational-intrinsic (GI) and II contamination. He combined all the observables available and a few discovered scaling relations, and obtained the GI, II, and the lensing power spectrum. The self-calibration method does not put very strong assumption on the IA models, and the loss of galaxy information is expected not to be significant, and thus it is promising to be applied to the stage IV lensing surveys.

Key words: cosmology; weak gravitation lensing; large scale structure; cosmological parameters