致编辑的信

利用宇宙微波背景辐射引力透镜堆叠评估普朗克 原星系团候选体的总质量

T. Dusserre[1, 3⋆], H. Dole[1,4], M. Langer[2], 和 G. Fabbian[1]

[1] 巴黎萨克雷大学、法国国家科学研究中心、空间天体物理研究所，法国奥尔赛 91405 [2] 卢森堡天文台，巴黎天文台、巴黎文理研究大学、索邦大学、法国国家科学研究中心，法国巴黎 75014 [3] 法国国家空间研究中心（CNES），莫里斯·康坦广场2号，法国巴黎 75039 [4] 法国大学研究院（IUF），笛卡尔街1号，法国巴黎 CEDEX 05，75231

2026年11月25日

arXiv:2611.22282v1 [astro-ph.CO] 24 Nov 2026

摘要

背景。 正在形成的星系团，即原星系团，是大尺度结构演化和 Universe 恒星形成历史中的重要场所。迄今为止，除了少数例外，通常只观测到它们的成员星系。预计其大部分质量以非重子暗物质和寒冷星系际气体的形式存在。

研究目标。 普朗克 高红移恒星形成场样本汇集了 2151 个原星系团候选体，其中 1012 个位于阿塔卡马宇宙学望远镜（ACT）的观测覆盖范围内。前景结构对宇宙微波背景辐射（CMB）的引力透镜效应，使我们得以首次尝试评估这些原星系团的总质量。

方法。 我们对 ACT 的宇宙微波背景辐射引力透镜数据进行堆叠，取其在普朗克 原星系团候选体位置处的信号，以获得平均会聚度信号。随后，我们估算这些天体沿视线方向的平均质量。

结果。 堆叠场的中心对应于统计显著性为 12σ 的引力透镜信号。沿视线方向对质量进行积分得到 $(6.6 \pm 1.4) \times 10^{14}\ M_{\odot}$ 的数值，与数值模拟的预期结果相近。结合来自 普朗克 的约束 $1.5 < z < 3$，我们能够排除该样本由已达到维里平衡的高质量结构组成的可能性。

结论。 这是首次以如此直接的方式测量普朗克 高红移源的质量。我们获得的结果构成了新的有力论据，支持该样本主要由位于$z \geq 1$处的星系原星系团组成。

关键词。 方法：统计方法 – 巡天 – 宇宙学：观测 – Universe的大尺度结构 – 宇宙学：宇宙背景辐射– 星系：星系团：一般

1. 引言

星系团是 Universe 中最大的引力束缚结构，其尺度约为 1 百万秒差距，质量超过 $10^{14} M_{\odot}$。它们起源于暴胀结束时由量子涨落播下的超密度，这些超密度最终在数十亿年后坍缩形成大质量暗晕。这类天体预计会通过沿丝状结构吸积物质，形成宇宙网的节点（Bond et al.1996）。

然而，在 Universe 的历史进程中，必然曾有一个阶段：未来星系团的组成部分正向势阱中心坠落，却尚未达到平衡。这类天体称为原星系团，通常仅被定义为受引力束缚的暗物质、气体和星系，它们最终将达到维里平衡，形成质量大于 $10^{14} M_{\odot}$ 、位于 $z = 0$ 的结构（参见 Overzier2016；Alberts &Noble 2022，综述）。最初，原星系团是作为类星体周围的星系群来研究的，后来人们也在许多定点观测中发现了它们（例如参见 Koyama et al. 2021；Laporte etal. 2022；Mascoloet al. 2023；Li etal. 2024）。它们通常位于 $z > 1.5$，且其中一些星系呈现出明显的暴发性恒星形成迹象（Flores-Cacho et al. 2016；Pollettaetal. 2021、2022），或预计会呈现此类迹象（Chiangetal. 2017），因此有假说认为，它们在宇宙恒星形成峰值——宇宙正午——的形成过程中发挥着关键作用（例如参见Madau& Dickinson 2014）。原星系团的红移范围相当宽广，已发现的原星系团红移高达 $z \simeq 8$（Brinchetal. 2023；Hashimotoetal. 2023）。迄今为止，只有少数特殊的原星系团中探测到了原星系团内介质（Daddi et al. 2022b；Mascolo etal. 2023；Zhouet al. 2026；Bogdan etal. 2026），绝大多数原星系团的特征仅由其成员星系来描述。

以这些特征为依据寻找原星系团，研究人员利用 PlanckCollaboration XXXIX. 2016的数据，建立了一个包含 2151 个高红移恒星形成源的目录（普朗克 全天巡天（Planck CollaborationI. 2020）的数据。随后利用赫歇尔 和斯皮策 （Planck Collaboration XXVII. 2015；Martinacheetal.2018）进行后续亚毫米和红外观测，结果显示这些视场中聚集了多个活动星系过密区，而模拟表明，预计其中约 72% 的结构将演化为位于$z = 0$ (Gouin 等，2022）。光学和近红外领域的新一代宇宙学巡天，例如*Euclid*(Euclid合作组：Aussel 等，2026），将推动我们深入全面地分析这些原星系团中的星系（Euclid合作组：Dusserre 等，2026）。然而，原星系团预计主要由暗物质和冷气体组成（例如Dekel 和 Birnboim, 2006；Daddi 等，2022a），因此必须采用其他方法来估算其总质量。

⋆ 电子邮件：tanguy.dusserre@universite-paris-saclay.fr

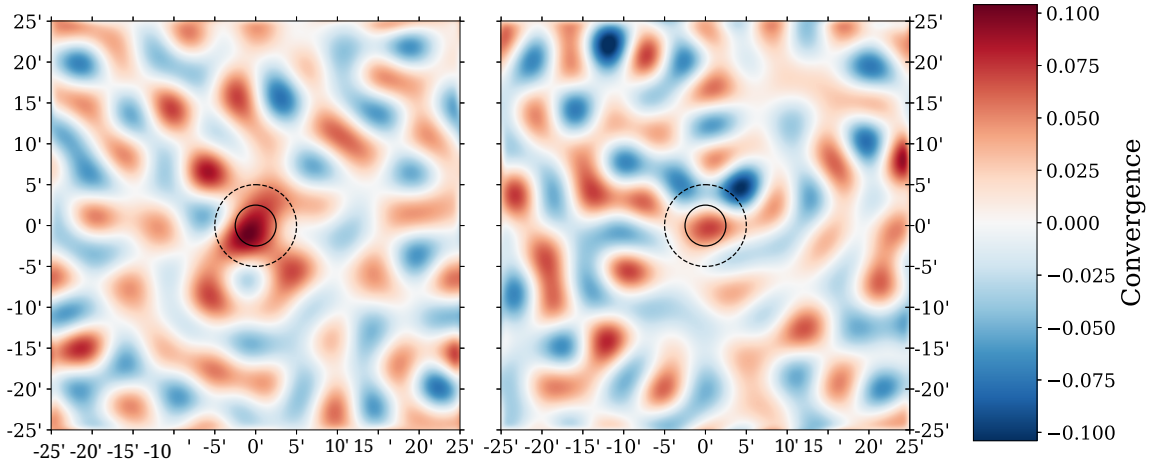

图 1。 50′×50′ 经高斯滤波器平滑的 ACT堆叠会聚度图，半高全宽为 3.6′，以便更直观地展示。左图展示了 ACT观测覆盖范围内的 1012 个由普朗克 覆盖的原星系团候选体的堆叠会聚度图。在普朗克识别出的源所在位置，可以清晰地看到会聚度的最大值，因而表面质量密度也达到最大值。右图展示了 ACT观测范围内 1012 个随机位置上的一个零信号堆叠会聚度图示例。中心直径为 5′ 的圆略大于普朗克 波束，其中的信号是由噪声引起的特征性涨落。在虚线圆外测量噪声，该圆的直径为 10′ 。

弱引力透镜巧妙地利用广义相对论的线性区域，获取表征视线方向上质量分布的量。具体而言，在薄透镜近似下，会聚度 $\kappa(\hat{\boldsymbol{n}})$ 对于位于$z_{\rm obs}=0$的观测者而言，与方向 $\Sigma(\hat{\boldsymbol{n}})$ 上的表面密度$\hat{\boldsymbol{n}}$ (方程1a) 直接相关，并以临界表面密度 $\Sigma_c(z_l,\ z_s)$（方程1b）归一化。

$$\kappa(\hat{\boldsymbol{n}}) = \frac{\Sigma(\hat{\boldsymbol{n}})}{\Sigma_c(z_{\rm obs}, z_l, z_s)} \tag{1a}$$

$$\Sigma_c(z_{\rm obs}, z_l, z_s) = \frac{c^2}{4\pi G_{\rm N}} \frac{D_A(z_{\rm obs}, z_s)}{D_A(z_{\rm obs}, z_l) D_A(z_l, z_s)}\,. \tag{1b}$$

这里，$G_{\rm N}$ 是牛顿引力常数，c 是光速，D_A 是两个红移之间的角直径距离，z_l 是透镜的红移，z_s 是源的红移。后三个量取决于宇宙学模型，因此 $\Sigma_c(z_l, z_s)$ 对宇宙学参数敏感。在宇宙微波背景辐射引力透镜的情况下，源位于 $z_s = z_{\rm CMB} = 1090$。假设采用 Planck Collaboration I. (2020) 和 Planck Collaboration VI. (2020) 的宇宙学模型，$\Sigma_c(z_l, z_{\rm CMB})$ 随 z_l 的演化绘于图 A.1 中。有关详细推导，读者可参阅 Bartelmann与Maturi（2016）。在我们的研究中，即使对于原星系团，宇宙微波背景辐射也充当背景源。过去已有研究利用普朗克数据重建宇宙微波背景辐射引力透镜图（Planck Collaboration XVIII. 2014），近期则利用阿塔卡马宇宙学望远镜（ACT）数据进行了重建（ Madhavacheril 等，2024）；两种情况下都显示出与宇宙红外背景的良好相关性。宇宙微波背景辐射引力透镜已被证实是测量高红移结构质量的有前景的替代指标（Madhavacheril 等，2020；Huchet 与 Melin，2024），其中包括星系原星系团（ Gardner 等，2024）。

在本信中，我们通过利用宇宙微波背景辐射引力透镜约束其总质量，对*Planck* Planck Collaboration XXXIX. (2016)提出的原星系团候选体开展了一项互补研究。在整个研究中，我们采用 PlanckCollaboration I.(2020)和Planck CollaborationVI. (2020)给出的平坦 ΛCDM宇宙学模型，其中$H_0 = 67.66$ km.s^{-1}.Mpc^{-1}、$\Omega_{\rm m,\ 0} = 0.3111$、$\Omega_{\Lambda,\ 0} = 0.6889$、$\Omega_{\rm b,\ 0} = 0.4897\sigma_8 = 0.8102$，以及$n_s = 0.9665$。

2. ACT宇宙微波背景辐射引力透镜数据

ACT观测的产品经过其数据处理流程处理后已公开提供[1]。在本研究中，我们使用第六次数据发布中的会聚度图，相关描述见Qu 等人(2024)；Madhavacheril 等人(2024)。ACT观测在地面进行，观测覆盖范围为天空的23%。普朗克从空间中的L2点测量了整个天空的CMB各向异性。在天空28%的范围内探测到的2151个原星系团候选体中，有1012个位于ACT观测到的天空区域内。

ACT引力透镜数据并不由会聚度图构成，而是由其球谐函数构成。这些球谐函数是针对多极矩 $40 \le l \le 3000$ 计算得到的，这相当于约为3.6′的角分辨率。我们对普朗克原星系团候选体角尺寸的了解受到普朗克传递函数的限制，因此认为它们的角直径至多为 5′，即该望远镜波束的半高全宽。因此，ACT宇宙微波背景辐射引力透镜图更高的角分辨率应足以研究普朗克原星系团候选体的质量分布。

3. 普朗克原星系团候选体的堆叠会聚度图

已有若干张根据ACT数据重建的会聚度图可供公开使用。为了获得足够高的信噪比，我们使用同时根据温度和偏振各向异性重建的图。不过，温度图容易受到前景辐射的影响，而普朗克原星系团候选体是远红外中的强辐射源。因此，我们选择使用ACT宇宙红外背景（CIB）去投影图，以避免会聚度估计中潜在的偏差。

我们使用 Python 软件包 healpy[2]，根据球谐函数计算会聚度图，并获取每个原星系团候选体周围的切平面投影。每个 50′×50′ 区域的平面坐标网格以一个普朗克探测结果为中心，与 ACT 的 HEALPix像素映射相关联

[1] https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/act/actadv_prod_table.html[2] https://healpy.readthedocs.io/en/latest/

会聚度图（使用ang2pix）。此时，我们有 1012 张图，每张 50′×50′ 都以一个原星系团候选体为中心。然后，我们对这些图取平均，得到一张堆叠后的有效效果普朗克原星系团候选体图，并以此开展分析。另一项分析中，我们取中位数而非平均值，结果几乎完全相同。所得图像中直径为 10′ 的中心圆盘以外的区域用于计算噪声统计（图1）。引力透镜估计器通常会对边界和掩膜所导致的零信号产生响应，因此必须从估计图中减去这一响应（例如参见Planck Collaboration.VIII 2018）。我们使用Farren 等人(2024)提供的模拟来计算这一零点会聚度。

ACT 的传递函数、基于球谐函数的地图重建及其在天空平面上的投影，会使相邻像素之间产生相关性。我们通过模拟 2000 张与背景噪声具有相同统计特性的地图，直接从堆叠图中估算协方差（详情见附录 B ）。这样，每个像素都有 2000 个不同的随机估算值，据此我们计算地图的协方差。这使我们能够估算中心处直径为 5′ 的圆内由噪声造成的方差。

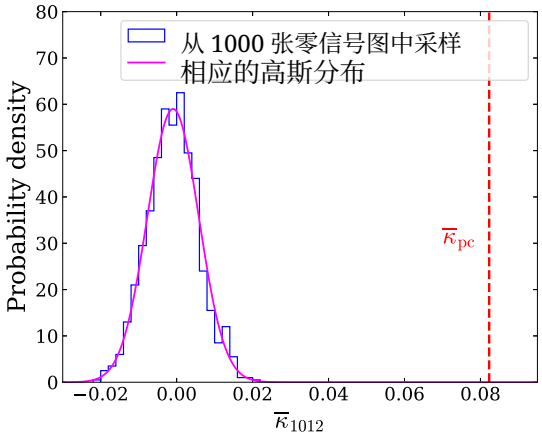

图 2。 我们用蓝色显示了在 ACT 覆盖区域内对 1012 个随机场进行堆叠所得平均会聚度值 $\overline{\kappa}_{1012}$ 的抽样概率分布。相应均值和标准差的高斯分布以洋红色绘出，能够很好地表示蓝色直方图。红色虚线竖线表示我们信号的平均会聚度值 $\overline{\kappa}_{\rm pc}$，对应于 $12\,\sigma_{\overline{\kappa}_{1012}}$ 的显著性水平。

4. 普朗克原星系团候选体所在位置的质量信号

4.1. ACT堆叠会聚度图

图 1 展示了 ACT 观测覆盖范围内 1012 个普朗克 原星系团候选体的堆叠会聚度图。候选体所在区域由中央一个直径为 5′ 的实线圆圈界定。圆内会聚度达到 0.124 的全局最大值，平均值为 $\overline{\kappa}_{\rm pc} = 00.082$。作为比较，直径为 10′ 的圆外噪声平均值为 0.002，标准差为 0.031。

为量化我们信号的显著性水平，我们通过在 ACT观测范围 内每次叠加 1012 个随机场，实现了 1000 张零信号图。我们在图1的右侧展示了其中一张零信号图的实现结果。这使我们能够对 $\overline{\kappa}_{1012}$ 在直径为 5′的圆内叠加 1012 个随机场所得的平均会聚度的概率分布进行采样（图2）。我们得到的采样概率分布（图 2）与高斯分布相当接近；鉴于这些零信号图根据两个直径为 5′ 的圆之间的角距离，在实际情况下应几乎不相关，这是可以预期的。其平均值为 $\langle\overline{\kappa}_{1012}\rangle = -0.9 \times 10^{-3}$ 标准差为 $\sigma_{\overline{\kappa}_{1012}} = 6.8 \times 10^{-3}$。因此，有效普朗克 原星系团候选体的平均会聚度 $\overline{\kappa}_{\rm pc}$ 对应的显著性水平为 $\overline{\kappa}_{\rm pc} - \langle\overline{\kappa}_{1012}\rangle = 12\,\sigma_{\overline{\kappa}_{1012}}$，这显然不同于透镜重建噪声和采样噪声。

4.2. 投影质量的估算

会聚度与质量面密度的关系由公式 1a（参见第 1 节）给出。为了给堆叠后的有效 $M_{\rm pc}$（z）普朗克 原星系团候选体赋予质量，我们简单地提出以下假设：所有 1012 个源都处于相同的红移z。在这一假设下，$M_{\rm pc}$（z）由公式 2给出：

$$M_{\rm pc}(z) = \Sigma_c(z_{\rm obs}, z, z_{\rm CMB}) D_A^2(z_{\rm obs}, z) \int_\Omega \kappa(\hat{\boldsymbol{n}}) \mathrm{d}^2\hat{\boldsymbol{n}}\,. \quad (2)$$

为考虑z的不确定性，我们在范围 $[1.5, 3]$，内采用均匀分布预计普朗克原星团候选体位于该范围内（Planck Collaboration XXXIX. 2016）。在这些条件下，质量的平均值为 $6.61 \times 10^{14}\,M_\odot$，标准差为 $0.26 \times 10^{14}\,M_\odot$。因此，假定红移为某一特定值只会使质量估计受到 4% 的影响。使用第 3 节所述的 1.35×10^{14} 方法，我们得出由噪声引起的 $M_\odot$ 不确定性。结合噪声和红移带来的不确定性，有效普朗克原星团候选体的质量估计为 $M_{\rm pc} = (6.61 \pm 1.37) \times 10^{14}\,M_\odot$。仅使用温度、仅使用偏振，以及同时使用温度和偏振重建的引力透镜图所得估计值，与该结果在 1σ（附录 C）处一致。

5. 关于普朗克原星系团候选体的性质

由于在 普朗克原星系团候选体所在位置的平均会聚度值极不可能源于噪声涨落（第 4.1 节），因此我们可以放心地假设，它是由视线方向上的大质量天体造成的真实引力透镜信号。 普朗克 对这些结构红移的估算排除了它们位于 $z < 1$（Planck Collaboration XXXIX. 2016）的可能性。

与第4.2节计算所得质量相当的最可能天体物理天体是星系团和原星系团。它们位于 $z > 1$，加之其质量估计值，支持第二种可能性。我们可以使用 Press 与 Schechter 形式主义（Press 与 Schechter 1974；详见附录 D）量化如下概率：在红移 z 处，质量至少为 M 的天体是一个坍缩并达到维里平衡的晕的概率 $p(M, z)$。对于由 $N = 1012$个具有此类质量的天体组成的样本，其中没有任何质量为 M 的天体属于晕的概率则为 $\mathbb{P}_N(M, z) = [1 - p(M, z)]^N$。使用 CAMB[3] 获得 $\sigma(M, z)$，我们计算了 $z = \{1.5、2、3\}$ 处的这些量（表 1）。我们设定 $M = 5 \times 10^{14}\,M_\odot$，这是我们所得到的有效普朗克原星系团质量的下限。在所考虑的红移处，形成如此大质量暗晕的所有概率都极低，因为坍缩阈值至少要求一个

[3] https://camb.readthedocs.io/en/latest/

4.8 σ（M，z）线性过密度场的涨落。即使只有一个天体达到维里平衡的概率也低于2×10^{-3}。这有力地排除了这些天体是处于平衡状态的星系团这一可能性。

表 1。质量至少为M 的维里化暗晕与普朗克 原星系团候选体在同一红移形成的概率。

z	$\sigma(M,z)$	$\nu(M,z)$	$p(M,z)$	$\mathbb{P}_N(M,z)$
1.5	0.351	4.80	1.61×10^{-6}	$1 - 1.6 \times 10^{-3}$
2	0.296	5.70	1.22×10^{-8}	$1 - 1.2 \times 10^{-5}$
3	0.224	7.53	5.14×10^{-14}	$1 - 5.2 \times 10^{-11}$

注。对于不同的红移 z，我们展示平滑物质超密度场的标准差 $\sigma(M,z)$、峰高参数$\nu(M,z) = \delta_c/\sigma(M,z)$、质量至少为$M$ 的暗晕已发生坍缩的概率 $p(M,z)$，以及在 1012 个质量为M的区域中不存在暗晕的概率 $\mathbb{P}_N(M,z)$。此处我们取 $M = 5 \times 10^{14}\,M_\odot$。

Gouin 等（2022）指出，在 TNG300 宇宙学模拟中，z = 1.5 到 z = 3 之间形成恒星最活跃的暗晕中，有 72% 最终会进入质量超过 10^{14}M$_\odot$ 、红移为 z = 0的星系团。预计位于红移 z = 2.16 的普朗克原星系团候选体 PHz G237.01+42.50 将演化为质量为 6×10^{14} M$_\odot$ 的星系团（Polletta 等，2021）。对 PHz G037.4–57.4 的毫米波光谱观测（Kneissl 等，2019；Hill 等，2024），以及对 Euclid Q1 天区中八个普朗克候选体的二十个对应体进行的光学和近红外测光观测（Euclid 合作组：Dusserre 等，2026），也表明在红移范围[1.5, 3] 内，样本中大多数天体的当前质量至少为 10^{14}M$_\odot$ 。这些数值与我们在第4.2节对平均质量的估算相符。

如果这些天体是单个原星系团，它们将成为 $z = 0$处最大的星系团之一。在这种情况下，我们预计它们位于数条宇宙丝状结构的交汇处，而这些结构最终可能通过 Ly α 或 21 厘米观测被探测到。另一种可能是，它们由沿视线方向排列的多个原星系团组成，总质量为数个 $10^{14}M_\odot$。已有研究表明，这些场中的至少一部分包含多个具有恒星形成星系的超密度（普朗克合作组 XXVII，2015；Flores-Cacho 等，2016；Negrello 等，2017；Gouin 等，2022；Euclid合作组：Dusserre 等，2026）。最后，由于这一质量是通过对平均表面密度进行积分得到的，该结果可能表明，普朗克 原星系团候选体样本中存在少数质量极大的结构，它们主导了叠加信号，例如 Shi 等人（2021）研究的两个原星系团，预计其维里质量将达到 $10^{15}\,M_\odot$，位于$z = 0$处。

6. 结论

我们分析了在普朗克 原星系团候选体所在位置、根据ACT数据重建的会聚度图。为获得足够高的信噪比，我们叠加了落入ACT观测覆盖范围的1012个探测结果。在会聚度峰值处，我们探测到一个信号，其平均值为0.082；与ACT观测覆盖范围内1012个随机场的叠加结果相比，该信号在 12σ 显著性水平上具有统计学差异。鉴于宇宙微波背景辐射引力透镜对红移的敏感性，可以将其安全地解释为普朗克 原星系团候选体与$z > 1$处的质量分布存在相关性，这与此前基于光度和光谱红移的估计结果一致，且与先前的光度和光谱——红移估计结果相符。考虑到噪声和红移范围1。$5 < z < 3$，在整个普朗克 波束范围内积分会聚度，得到的总质量为（6。6 ± 1。4）$\times 10^{14} M_\odot$。这一数值与基于Planck Collaboration XXXIX （2016）目录中子样本的观测和模拟所得的先前估计结果一致。在所考虑的红移范围内，这些质量已经达到维里平衡的可能性也极低。

这些结果表明，普朗克 高红移恒星形成场星表与高红移下的质量分布相关。再加上这些场已知的高恒星形成率，这有力地支持了该星表中包含相当数量星系原星系团的观点。

致谢。 TD感谢法国“2030法国”计划ANR-11-IDEX-0003的资助，该资助由巴黎萨克雷大学物理学研究生院的天体物理学方向拨付。HD感谢G. Hurier博士在2020年开展的一项早期、初步且未发表的研究。本文使用了公开提供的ACT数据，网址为 https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/act/actadv_prod_table.html。本文使用了公开提供的 普朗克 数据，网址为 https://www.esa.int/Planck。 普朗克 是欧洲空间局（ESA）的一项计划，其仪器由两个由ESA成员国资助、并由法国和意大利的首席研究员领导的科学联合体提供；望远镜反射镜由ESA与一个由丹麦领导并资助的科学联合体合作提供，此外还获得了NASA（美国）的支持。

参考文献

Alberts, S. & Noble, A. 2022, Universe, 8, 554 Arévalo, P., Churazov, E., Zhuravleva, I., Hernández-Monteagudo, C., & Revnivtsev, M. 2012, MNRAS, 426, 1793 Bartelmann, M. & Maturi, M. 2016, 弱引力透镜 Bogdan, A., Schellenberger, G., Li, Q., & Conselice, C. J. 2026, Nature, 649, 1134Bond, J. R., Kofman, L., & Pogosyan, D. 1996, Nature, 380, 603 Brinch, M., Greve, T. R., Weaver, J. R., et al. 2023, ApJ, 943, 153 Chiang, Y.-K., Overzier, R. A., Gebhardt, K., & Henriques, B. 2017, ApJ, 844, L23Daddi, E., Delvecchio, I., Dimauro, P., et al. 2022a, 《天文学与天体物理学》, 661, L7 Daddi, E., Rich, R. M., Valentino, F., et al. 2022b, ApJ, 926, L21 Dekel, A. & Birnboim, Y. 2006, MNRAS, 368, 2 Euclid合作组: Aussel, H., Tereno, I., Schirmer, M., et al. 2026, 《天文学与天体物理学》, 711, A1Euclid合作组: Dusserre, T., Dole, H., Sarron, F., et al. 2026, 《天文学与天体物理学》, 即将刊出。Farren, G. S., Krowleski, A., MacCrann, N., et al. 2024, ApJ, 966 Flores-Cacho, I., Pierini, D., Soucail, G., et al. 2016, 《天文学与天体物理学》, 585, A54 Gardner, A., Baxter, E., Raghunathan, S., Cui, W., & Ceverino, D. 2024, The Open Journal of Astrophysics, 7, 2 Gouin, C., Aghanim, N., Dole, H., Polletta, M., & Park, C. 2022, 《天文学与天体物理学》, 664, A155Hashimoto, T., Álvarez-Márquez, J., Fudamoto, Y., et al. 2023, ApJ, 955, L2 Hill, R., Polletta, M. d. C., Bethermin, M., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 698 Huchet, A. & Melin, J.-B. 2024, 《天文学与天体物理学》, 689, A303 Kneissl, R., Polletta, M. d. C., Martinache, C., et al. 2019, 《天文学与天体物理学》, 625, A96 Koyama, Y., Polletta, M. d. C., Tanaka, I., et al. 2021, MNRAS: Letters, 503, L1 Laporte, N., Zitrin, A., Dole, H., et al. 2022, 《天文学与天体物理学》, 667, L3 Li, Q., Conselice, C. J., Sarron, F., et al. 2024, MNRAS, 531, 617 Madau, P. & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415 Madhavacheril, M. S., Qu, F. J., Sherwin, B. D., et al. 2024, ApJ, 962, 113 Madhavacheril, M. S., Sifón, C.,Battaglia, N., et al. 2020, ApJ Letters,903, L13 Martinache, C., Rettura, A., Dole, H., et al. 2018, 《天文学与天体物理学》, 620, A198 Mascolo, L. D., Saro, A., Mroczkowski, T., et al. 2023, Nature, 615, 809 Negrello, M., Gonzalez-Nuevo, J., De Zotti, G., et al. 2017, MNRAS, 470, 2253 Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14 Planck Collaboration I. 2020, 《天文学与天体物理学》, 641, A1 Planck Collaboration VI. 2020, 《天文学与天体物理学》, 641, A6 Planck Collaboration. VIII. 2018, 《天文学与天体物理学》, 641 Planck Collaboration XVIII. 2014, 《天文学与天体物理学》, 571, A18 Planck Collaboration XXVII. 2015, 《天文学与天体物理学》, 582, A30 Planck Collaboration XXXIX. 2016, 《天文学与天体物理学》, 596, A100 Polletta, M., Dole, H., Martinache, C., et al. 2022, 《天文学与天体物理学》, 662, A85 Polletta, M., Soucail, G., Dole, H., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 654, A121 Press, W. H. & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425 Qu, F. J., Sherwin, B. D., Madhavacheril, M. S., et al. 2024, ApJ, 962 Shi, D. D., Cai, Z., Fan, X., et al. 2021, ApJ, 915, 32 Zhou, D., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2026, Nature, 649, 1130

附录 A：宇宙微波背景辐射引力透镜的临界密度

这里展示了宇宙微波背景辐射引力透镜的临界密度，其观测者位于$z_{\rm obs} = 0$，源位于$z_s = z_{\rm CMB} = 1090$。该函数的倒数是薄透镜情况下质量面密度与会聚度之间的比例因子。我们看到，对于 $1.5 < z_l < 3$，$\Sigma_c(z_l, z_{\rm CMB})$ 的变化幅度不大。

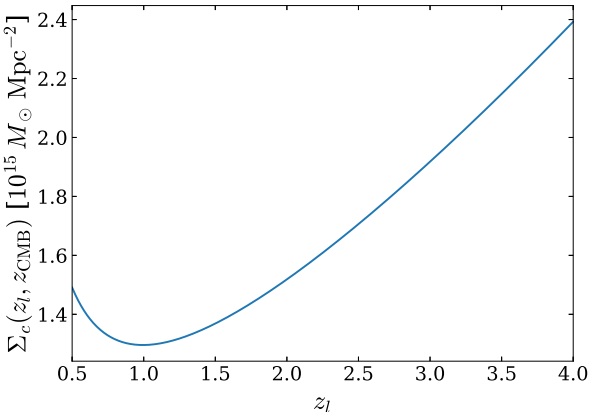

图 A.1. 宇宙微波背景辐射引力透镜临界面密度 $\Sigma_c(z_l,\ z_{\rm CMB})$ 随透镜红移 z_l 的演化，采用 普朗克合作组 I (2020)；普朗克合作组 VI (2020) 的宇宙学框架。 $\Sigma_c(z_l,\ z_{\rm CMB})$ 的倒数是利用宇宙微波背景辐射引力透镜探测大质量天体时的权重，因此对高红移处的质量分布更加敏感。观测者位于 $z_{\rm obs} = 0$，背景源位于 $z_s = z_{\rm CMB} = 1090$。

附录 B：模拟噪声图

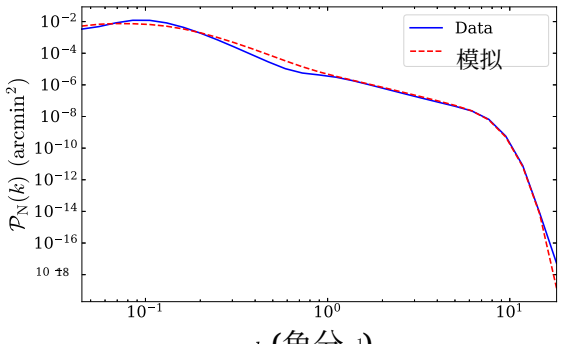

图 B.1. 噪声的功率谱以蓝色绘出，噪声取自叠加收敛图像中角直径为 10′ 的中心圆盘之外的区域。作为比较，我们还以红色显示一幅模拟噪声图的功率谱。

我们在此展示如何生成任意数量的随机图，使其统计特性与背景噪声相同。假设该噪声服从高斯分布，因此其统计特性完全由方差或功率谱决定$\mathcal{P}_{\rm N}$。我们采用Arévalo 等人 (2012)提出的滤波方法来测量后者。

对于场 f，记 FT $[f]$ 为其傅里叶变换，$\langle f \rangle$ 为其平均值，且 f^* 为其复共轭。令 X_i 为随机白噪声统计量的一次实现，也就是说，它是无相关的高斯噪声（式B.1）

$$\langle X_i(\hat{\boldsymbol{x}})^* X_i(\hat{\boldsymbol{x}} + \hat{\boldsymbol{y}})\rangle_{\hat{\boldsymbol{x}}} = \delta^{(2)}(\hat{\boldsymbol{y}})\,. \tag{B.1}$$

随后，我们根据式 $\mathcal{S}_i$ 定义场 B.2：

$$\mathcal{S}_i = {\rm FT}^{-1}\left[{\rm FT}\,[X_i] \times \sqrt{\mathcal{P}_{\rm N}}\right]. \tag{B.2}$$

功率谱 $\mathcal{P}_{S_i}$ 按照定义是其自相关的傅里叶变换，或者等价地，是 FT $[S_i]$ 的振幅平方。由于这是一个取正值的实场，其平方根因此有明确定义。展开这一关系，可得

$$\mathcal{P}_{S_i} = |{\rm FT}\,[S_i]|^2 \tag{B.3}$$

$$= \left|{\rm FT}\,[X_i]\ \sqrt{\mathcal{P}_{\rm N}}\right|^2 \tag{B.4}$$

$$= |{\rm FT}\,[X_i]|^2\,\mathcal{P}_{\rm N}\,. \tag{B.5}$$

由于 X_i 是白噪声，$|{\rm FT}\,[X_i]|^2 = 1$ 根据方程 B.1。因此，$\mathcal{P}_{S_i} = \mathcal{P}_{\rm N}$，模拟图与背景噪声具有相同的统计特性（图B.1）。

附录 C：其他 ACT 引力透镜图的质量估算

我们在第3节中具体说明，我们使用了获得的引力透镜图来自 ACT 的宇宙红外背景去投影宇宙微波背景地图。这是一个自然的选择，因为普朗克原星系团候选体最初正是作为宇宙红外背景中的特定斑点被发现的。不过，我们可以追问，用于去投影宇宙红外背景的方法所产生的系统误差是否会对结果产生显著影响。为确保这一选择不会造成偏差，我们对仅使用温度、仅使用偏振以及同时使用温度和偏振得到的引力透镜图，进行了与第4.2 节所述相同的分析。所有这些估算彼此一致，也与本研究使用的宇宙红外背景去投影地图所得的估算一致（图C.1）。

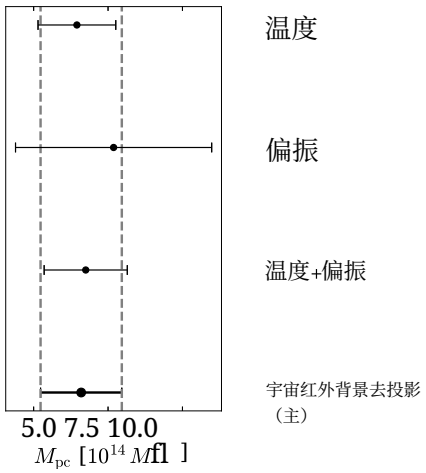

图 C.1. 根据仅使用温度、仅使用偏振、同时使用温度和偏振重建的引力透镜图，以及经过宇宙红外背景去投影的引力透镜图（本文所述方法）估算的质量。 $1\,\sigma$ 误差条以黑色细线表示。所有估算结果彼此一致。

附录 D：Press-Schechter 形式主义

这里我们回顾一下在第 5 节讨论中使用的 Press 与 Schechter（1974）形式主义的基础知识。我们将自己置于宇宙学扰动的线性区域，并考虑物质过密度场 $\delta(\hat{\boldsymbol{x}}, z) = [\rho_{\rm m}(\hat{\boldsymbol{x}}, z) - \rho_{\rm m}(z)]/\rho_{\rm m}(z)$，其中 $\rho_{\rm m}(\hat{\boldsymbol{x}}, z)$ 是红移 z、位置 $\hat{\boldsymbol{x}}$ 处的物质质量密度，而 $\rho_{\rm m}(z) = 3\Omega_{\rm m,0}H_0^2(1+z)^3/8\pi G$ 是其平均值。平滑尺度 R(M) 定义为质量为 M、密度恒定为 $\rho_{\rm m}(z)$ 的球体半径（式 D.1）。

$$R(M,z) = \left[\frac{3M}{4\pi\overline{\rho_{\rm m}}(z)}\right]^{1/3} . \tag{D.1}$$

我们定义质量为M （公式 D.2）对应的球形顶帽窗函数，进而可以适当地定义尺度对应于M（公式 D.3）的平滑过密度场

$$\mathcal{W}(\hat{\boldsymbol{x}}, M, z) = \begin{cases} \dfrac{3}{4\pi R(M,z)^3} & \text{if } |\hat{\boldsymbol{x}}| \le R(M,z) \\ 0 & \text{if } |\hat{\boldsymbol{x}}| > R(M,z) \end{cases} \tag{D.2}$$

$$\delta_M(\hat{\boldsymbol{x}}, z) = \int \mathcal{W}(\hat{\boldsymbol{x}} - \hat{\boldsymbol{y}}, M, z)\delta(\hat{\boldsymbol{y}}, z)\mathrm{d}\hat{\boldsymbol{y}}^3 . \tag{D.3}$$

在 Press-Schechter 形式主义中， δ_M 是一个高斯随机场，其方差可以通过空间傅里叶变换 FT 来表示 $[\mathcal{W}](k, M, z)$，在顶帽滤波器的特定情况下，该场具有各向同性；物质功率谱 $\mathcal{P}_{\rm m}$ （公式D.4）。

$$\sigma^2(M,z) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{+\infty} k^2 |\mathrm{FT}\,[\mathcal{W}](k,M,z)|^2 \mathcal{P}_{\rm m}(k,z)\mathrm{d}k . \tag{D.4}$$

由于 δ_M 是高斯随机场，质量至少为M的过密度 δ_M 的概率分布（已知 $\delta_M > 0$）为

$$\varrho(\delta_M, M, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\sigma(M,z)}\exp\left[-\frac{\delta_M^2}{2\sigma^2(M,z)}\right] . \tag{D.5}$$

我们认为，若线性过密度超过临界坍缩阈值 $\delta_c \simeq 1$，则会形成一个晕。在 Einstein-de Sitter Universe 中，该阈值为 0.686；对于本文关注的红移而言，这一模型对我们所处的 Universe 是极好的近似。因此，在红移z 处，质量大于或等于M的晕已经形成的概率为

$$p(M,z) = \int_{\delta_c}^{+\infty} \varrho(\delta_M, M, z)\mathrm{d}\delta_M = \mathrm{erfc}\left[\frac{\delta_c}{\sqrt{2}\sigma(M,z)}\right] \tag{D.6}$$

其中 erfc 表示互补误差函数。