修正复合还是动力学暗能量（抑或两者兼有）？

Alexander Reeves,[1]★ Gabriel P. Lynch,[2] Andrina Nicola,[3] Jens Chluba,[3] Alexandre Refregier[4]

[1]牛津大学物理系，*Denys Wilkinson* 大楼，*Keble Road*，牛津 *OX1 3RH*，英国[2]加利福尼亚大学戴维斯分校物理与天文学系，美国加利福尼亚州戴维斯 *95616*[3]乔德雷尔班克天体物理学中心，曼彻斯特大学物理与天文学系，曼彻斯特 *M13 9PL*，英国[4]苏黎世联邦理工学院粒子物理与天体物理研究所，*Wolfgang-Pauli-Strasse 27*，*CH-8093* 苏黎世，瑞士

arXiv:2611.32857v1 [astro-ph.CO] 24 Nov 2026

已接受 XXX。收到 YYY；原始形式为 ZZZ

摘要

近期有数项分析报告称，将最新的宇宙微波背景（CMB）与重子声学振荡（BAO）数据联合分析时，存在修正复合的迹象。我们考察了在允许宇宙晚期膨胀历史出现偏离的情况下，这一偏好是否仍然存在。我们分别和联合拟合了自由电子分数的七参数重建与一个 w_0w_a暗能量模型，所用数据包括 DESI DR2重子声学振荡、星系聚类与宇宙微波背景透镜效应的 5×2pt组合，以及三种宇宙微波背景似然函数：P-ACT、普朗克 PR4 和 普朗克 2018。在宇宙学常数模型下，我们的基准数据组合偏好最后散射附近的早期复合，与先前的分析一致。允许动力学暗能量（DDE）后，这一偏好消失，而在将复合历史边缘化后，w_0 和 w_a 的约束变化很小。对于我们考虑的每一种数据组合，DDE 都具有最低的赤池信息准则；在其中加入复合自由度会使 AIC 增加 5.1–11.7，并且不受贝叶斯证据支持。我们从宇宙微波背景对 BAO距离的预测角度解释这些结果：较早的复合和 DDE 都会使这些预测向测量值移动，但只有 DDE 还会改变晚期膨胀的红移依赖性，而各向异性重子声学振荡测量能够对其加以约束。我们利用无噪声模拟数据支持了这些结论：在由 DDE 生成的模拟宇宙中拟合修正复合，会重现对修正复合的表观偏好；而 DDE 无法以类似方式重现修正复合的特征。因此，在宇宙学常数模型下发现的修正复合偏好，反映的是宇宙微波背景与 BAO 之间的差异，而非偏离标准复合物理的独立证据。

关键词： 宇宙学参数 – 宇宙背景辐射 – 暗能量 – 复合

1 引言

在 ΛCDM 模型框架下解读时，暗能量光谱仪第 2 版数据发布（DESI DR2）的重子声学振荡测量与宇宙微波背景（CMB）存在轻微张力。这种张力体现为：利用声学视界作为标准尺，重子声学振荡测量得出的低红移距离，与在假定晚期膨胀模型的情况下，根据宇宙微波背景预测的这些距离值之间存在不一致。允许暗能量状态方程随时间演化，可以减轻这种张力。此外，动力学暗能量（DDE）会改变晚期膨胀历史的形态，而重子声学振荡测量能够直接探测这种形态；这些测量值略微偏好偏离 ΛCDM 的形态。联合分析宇宙微波背景和重子声学振荡数据后，相较于 ΛCDM，DDE 更受青睐，显著性为 3.1σ，若纳入 Ia 型超新星数据，则显著性为 $2.8–4.2\sigma$，具体取决于所用的汇编数据（Abdul Karim等 2025a）。放弃宇宙学常数将是对标准模型的重大修正，因此这一主张已从多个角度受到审视：它是否由超新星汇编数据及其定标所驱动（Efstathiou 2025；Colgáin 和 Sheikh-Jabbari 2025），以及这种表面上的频率学派显著性是否与贝叶斯证据相匹配（Ong 等人，2025年）。此外，人们也研究了保留宇宙学常数、转而通过其他方式缓解张力的解释。

一种可能性是修改复合之前的物理学。在这一背景下，人们提出了若干种早期宇宙修正方案。一种可能性是改变复合历史（Lynch等, 2024b年；Mirpoorian等，2025年），例如通过改变基本常数（例如，Hart 与 Chluba（2020a）；Sekiguchi 与 Taka-hashi（2021年）；Schöneberg 与 Vacher（2025年））、由原初磁场诱导的重子团簇化（例如，Jedamzik 与 Pogosian（2020年）；Galli 等人（2022年）；Thiele 等人（2021年）），或其他机制（Rashkovetskyi 等人（2021年）；Chluba等，2025年；Lynch等, 2026）。更早的复合可以降低宇宙微波背景推断出的 $\omega_{\rm m}r_d^2$ 值，使其对BAO距离的预测与观测结果更加一致过程（Weiner，2026年）。文献中探讨的另一种可能性是早期暗能量（EDE）：它在复合之前引入额外的能量密度，提高膨胀率并减小声学视界（Chaussidon 等（2025年）；Reeves 等（2026年））。这两种方法都可以解释推断得到的更高哈勃常数，因此也被研究为解决与本地距离阶梯测量之间张力的可能方案（Knox 与 Millea（2020年）；

★ 电子邮箱：alexander.reeves@physics.ox.ac.uk

© 2026 作者

Di Valentino 等（2021年）；Schöneberg 等（2022年）；Lynch 等（2024b年）；Mirpoorian 等（2025年）；Poulin 等（2019年）；Lee 等（2023年）；Reeves 等（2023年））。

复合是宇宙学中理解最为深入的过程之一（Zeldovich 等（1968年）；Peebles（1968年）；Seager 等（2000年）），对于参考情景而言，借助专门的复合计算程序，目前对其理解已达到优于百分之一的精度（Chluba 与 Thomas（2011年）；Ali-Haimoud 与 Hirata（2011年））。数据本身能够以多高的精度约束这一过程，仍然是一个值得探讨的问题，而现象学的自由电子历史提供了检验这一点的途径（Farhang 等（2012年），2013；Hart 与 Chluba（2020a年）；Sekiguchi 与 Takahashi（2021年）；Hart 与 Chluba（2022年）；Lee 等（2023年））。利用 Lynch 等（2024a年）通过ModRec 框架提供的灵活重建方法，Lynch 等（2024b年）发现，更早的复合能够改善对普朗克2018年和暗能量光谱仪 DR1 重子声学振荡数据的拟合，同时保留宇宙学常数，并部分缓解哈勃张力。Mirpoorian 等（2025年）使用暗能量光谱仪第 2 版数据发布和不同的参数化方法，也得出了类似结论。

这些分析留下了一个尚未解决的重要问题：当允许晚期暗能量随时间演化时，对修正复合的偏好是否依然存在？尽管修正复合和动力学暗能量影响宇宙学演化的不同阶段，但它们对所预测的宇宙微波背景和重子声学振荡统计量的影响可能存在部分简并；例如，两种模型都可以改变物质主导时期光子传播的距离，从而减小宇宙微波背景与DESI重子声学振荡测量值之间的差异（Weiner，2026）。不过，这些探针仍包含能够区分不同模型的宇宙学信息：光子扩散和宇宙微波背景声学峰的结构可以约束复合（Hart 与 Chluba（2020a）；Lynch 等（2024a年）），而重子声学振荡测量值既能约束以 r_d 为单位的绝对距离尺度，也能通过各向异性比值 D_M/D_H进行约束；该比值独立于 r_d 和 H_0，反映晚期膨胀的红移依赖性。星系聚类和宇宙微波背景透镜效应还进一步约束物质分布及其增长，为从声学观测量推断出的宇宙学模型提供额外检验。因此，联合分析可以确定，对任一修改的偏好在多大程度上取决于关于另一种修改的假设，以及哪些观测能够区分二者。

在此，我们通过分别及联合拟合自由电子历史的七参数重构（下文简称“ModRec”）和演化暗能量模型，对DESI DR2重子声学振荡、三种备选的宇宙微波背景似然函数，以及一项关于星系聚类、宇宙微波背景透镜效应和温度交叉关联的 5×2 点测量进行检验。我们分析在真实数据上获得的后验分布和模型偏好，展示它们在合并数据集时如何变化，并利用无噪声模拟数据校准我们的解读。最后，我们考察当把距离阶梯对 H_0 的测量结果视为真实值并纳入分析时，结论将如何变化。

本文其余部分的组织如下。在第2节，我们将介绍宇宙学模型、数据集和推断方法。在第3节，我们给出复合与暗能量的联合约束，比较它们对数据的拟合，并利用无噪声模拟数据研究这两种情景之间的简并性。我们将在第4节讨论研究结果并作出总结。

2 模型、数据与推断

2.1 复合与暗能量

我们考虑四种宇宙学模型：标准 ΛCDM、带宇宙学常数的修正复合（ModRec）、动力学暗能量与标准复合（DDE），以及它们的联合扩展（ModRec+DDE）。所有模型都共享六个基础宇宙学参数$\{\omega_b$、$\omega_{\rm cdm}$、σ_8、n_s、h、$\tau\}$，其中 $\sum m_\nu = 0.06$eV 固定不变。所采用的参数先验汇总于表1。

表1。 本研究采用的参数先验。除非另有说明，所有先验均为均匀先验。q_i 是修正复合模型的七个节点 z_i 处的加性电离分数振幅。对于 DDE，w_0w_a先验还进一步限制为 $w_0 + w_a < -1/3$。

参数	先验范围
ω_b	[0.019, 0.026]
$\omega_{\rm cdm}$	[0.05, 0.255]
h	[0.60, 0.82]
τ	[0.02, 0.08]
σ_8	[0.3, 1.3]
n_s	[0.84, 1.1]
w_0	[−3, 0.5]
w_a	[−3, 2]
q_1 ($z_1 = 667$)	[−0.00117, 0.00222]
q_2 ($z_2 = 800$)	[−0.00321, 0.00288]
q_3 ($z_3 = 933$)	[−0.0182, 0.0248]
q_4 ($z_4 = 1067$)	[−0.0939, 0.104]
q_5 ($z_5 = 1200$)	[−0.32256, 0.393]
q_6 ($z_6 = 1333$)	[−0.581, 0.40]
q_7 ($z_7 = 1467$)	[−0.827, 0.174]

2.1.1 ModRec

该ModRec 模型引入了自由电子分数随红移变化的情形，该变化由七个现象学控制点控制。我们采用与Lynch 等人（2024a年）相同的配置，将自由电子分数写为

$$X_e(z) \equiv \frac{n_e(z)}{n_{\rm H}(z)} = X_e^{\rm fid}(z) + \Delta X_e(z), \tag{1}$$

其中，$X_e^{\rm fid}$是在每个宇宙学模型下，使用 HyRec（Ali-Haimoud & Hirata 2011）在 class（Blas 等人 2011）中计算得到的。相对于标准复合历史的偏差 $\Delta X_e(z)$ 由七个自由振幅 q_i 定义，这些振幅被置于 $z = 666.7$ 与 $z = 1466.7$（含端点）之间均匀间隔的红移节点上，另有两个振幅分别在 $z = 533.3$ 和 $z = 1600$ 处固定为零。这些固定的边界振幅使红移范围 $z \in [533.3, 1600]$ 之外的偏差为零。在各节点之间，$\Delta X_e(z)$ 通过对这些振幅进行三次样条插值获得。

每个振幅 q_i 的下界通过强制要求每个红移处的电子分数不能低于零来设定，上界则为 $X_e^{\rm max}$，该界限由电离氢和单电离氦所提供的电子总量决定。我们忽略氦完全电离的可能性。在这种情况下，上限为 $X_e^{\rm max} \equiv 1+f_{\rm He}$，其中 $f_{\rm He} = n_{\rm He}/n_{\rm H} \simeq Y_p/[4(1-Y_p)]$。三次样条插值并不保持边界，因此无法保证节点之间的朴素插值始终处于物理允许范围内。为此，我们采用了与Lynch 等人(2024a年)相同的非线性变换。该变换通过 logit 映射处理振幅，使有界域 $[0, X_e^{\rm max}]$ 映射到无界范围，在自由振幅的无界像之间进行插值，并在整个红移范围内应用逆变换。这保证了

$$X_e\ z\ \in ()$$

$[0, X_e^{\rm max}]$ 2024
在所有红移处均满足条件。详情请参见Lynch 等人(a)。

在推断过程中，我们采用表1中所示的自由振幅均匀先验。这些先验的下界取自Lynch 等人(2024a年)，相对于使用$X_e^{\rm fid}$并基于普朗克平均宇宙学计算得到的固定值，降低了90%。这些先验的上限源自 5σ 的上限，以及普朗克2018ModRec 约束（来自Lynch 等人(2024a年)）。该先验上界包含所有与我们所考虑的数据集组合一致的ModRec 复合历史；这些数据集组合的约束力均至少与普朗克2018相当。

2.1.2 DDE

对于 DDE，我们使用 Chevallier–Polarski–Linder（CPL）参数化来描述暗能量状态方程随时间的演化，从而刻画其偏离宇宙学常数的情况：

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a), \tag{2}$$

其中 w_0 是当前的暗能量状态方程，w_a 描述其随尺度因子（Chevallier & Polarski2001；Linder 2003）的线性演化。我们采用均匀先验 $w_0 \in [-3, 0。5]$ 和 $w_a \in [-3, 2]$。

2.2 数据

2.2.1 宇宙微波背景

我们考虑三种基于温度和偏振各向异性测量的宇宙微波背景似然组合。

我们的第一组数据集是普朗克 2018 年遗产版（Aghanim 等人（2020）。我们采用前景边缘化的 plik_lite 似然，涵盖高多极温度（TT）、温度–偏振（TE）和偏振（EE）功率谱。在低多极矩（l <30）范围内，我们纳入了 普朗克 Commander 温度似然和 SimAll 偏振似然，后者提供了对再电离光学深度的约束，τ。

其次，我们考虑 普朗克 PR4 版本，该版本采用 NPIPE 管线对 普朗克 观测数据进行最终再处理。与 2018 年版本相比，此次再处理纳入了卫星重新指向操作期间收集的额外观测数据，使积分时间增加了约 8%，并改进了校准以及仪器噪声和系统效应的处理，尤其是偏振方面。我们采用 HiLLiPoP高l 似然；与 2018 年的分析相比，该似然采用了更大的天空覆盖比例和更宽的多极矩范围，并结合 LoLLiPoP 低l 偏振似然（Tristram 等（2024））。对于低l 温度数据，我们保留 普朗克 2018 年 Commander似然。

最后，我们考虑阿塔卡马宇宙学望远镜（ACT）第六次数据发布版的测量值。该数据提供了覆盖约 10 000 平方度天空的高分辨率TT、TE和 EE功率谱（Louis 等（2025））。ACT 更高的角分辨率和偏振灵敏度提供了与普朗克互补的信息，尤其是在小角尺度上。我们使用边缘化前景后的 ACT-lite 似然，并结合 Planck 2018 plik_lite 测量值：在 TT 中取$\mathrm{l} < 1000$，在 TE 和 EE 中取$\mathrm{l} < 600$。这些截断可避免对两项实验中相关的小尺度测量值重复计数。在低多极矩处，我们纳入普朗克温度似然和 SRoll2 偏振似然（Pagano 等（2020））。我们沿用 Louis 等（2025）和 Calabrese 等（2025）的做法，将这一联合组合称为 P-ACT。

在本研究中，我们将所有似然函数都改写为 JAX，以实现快速的图形处理器加速分析[1]。

2.2.2 重子声学振荡

我们采用暗能量光谱仪数据发布第 2 版（第 2 版数据发布）中的重子声学振荡（重子声学振荡）测量值。该数据集基于最初三年的观测，包含约 1,400 万个星系和类星体（Abdul Karim 等人（2025b））。在七个有效红移处提供了 13 个距离测量值，覆盖范围为0。$295 \le z_{\rm eff} \le 2$。330。这些测量值来自亮星系巡天、发光红星系、发射线星系、类星体以及 Lyα 森林，其中星系测量值分为亮星系巡天、LRG1、LRG2、合并的 LRG3+ELG1 和 ELG2 样本。除亮星系巡天外，所有样本均提供横向共动距离 D_M/r_d 和径向距离 $D_H/r_d = c/(Hr_d)$ 的测量值；亮星系巡天则提供各向同性距离 D_V/r_d。对于每个宇宙学模型，我们采用公开的 DESI DR2 似然的 JAX 重新实现版本，保留完整发布的协方差矩阵，并一致地计算重子拖曳时期的声学视界 r_d。

2.2.3 多探针大尺度结构数据

我们使用与 5×2相同的 pt 数据向量和协方差矩阵，如Reeves 等人（2026），结合了来自 ACT DR6 的宇宙微波背景透镜效应（Mad- havacheril 等人 2024）、来自 DESI 遗产成像巡天的星系聚类（Zhou 等人（2023）），以及来自普朗克2018 年的积分萨克斯–沃尔夫效应（ISW）信号（Aghanim 等人（2020））。DESI 遗产成像巡天星系样本包含约 1200 万个发光红星系，分为四个层析红移区间。由此得到的角自功率谱与交叉功率谱为结构增长和引力势提供了约束，并与来自重子声学振荡的几何背景信息形成互补。我们使用Reeves 等人（2026）的完整多探针协方差矩阵，其中考虑了角功率谱观测量之间的相关性。我们忽略与重子声学振荡测量值的交叉协方差；Reeves 等人（2026）表明这种交叉协方差可以忽略。

2.2.4 超新星

此外，我们还考虑了来自 DES-Dovekie 汇编的 Ia 型超新星（Popovic 等人（2026）），该汇编是对 DES 五年超新星样本的更新分析，采用了改进的光度校准和光变曲线建模。该样本包括来自 DES 的 1623 个超新星，以及来自其他巡天的 197 个低红移超新星。我们使用了一个 JAX 版本的公开似然重新实现，并对超新星绝对星等进行边缘化，使得这些测量值能够探测相对光度距离。

2.3 推断

为使分析在计算上可行，我们采用基于以下内容训练的神经网络模拟器CLASS 输出，以加速似然计算；所采用的方法受到以下研究的启发：Spu- rio Manciniet al. (2022)并在Reevesetal. (2024，2026)中得到发展。这些模拟器预测最高达l = 6500的 5×2pt 观测量、重子声学振荡观测量以及以下对象的光度距离：

[1] 我们发布了包含这些 upanda软件包，其中包括这些 JAX重新实现，以及多个采样器选项和展示其用法的示例
https://github.com/alexander-reeves/upanda

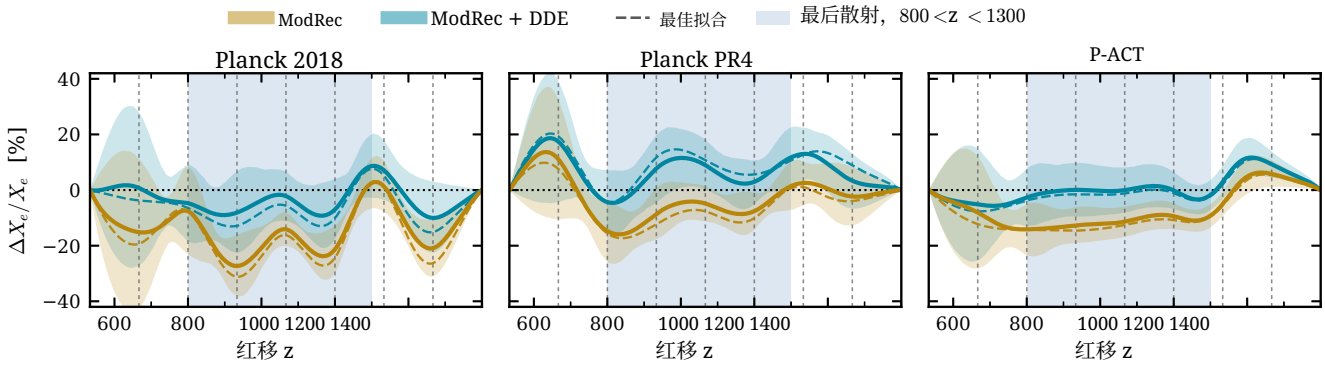


图 1. 三个基准宇宙微波背景组合以及重子声学振荡和大尺度结构数据对复合历史的约束。ModRec（金色）和 ModRec + DDE（青绿色）的电离分数偏离，显示逐点后验均值和百分之六十八可信带。虚线曲线表示最佳拟合，竖直虚线标出节点，阴影表示 $800 < z < 1300$。

超新星。对于本研究而言，重要的是，这些模拟器代表了相较于此前在文献Lynchetal.(2024b年)中训练的模拟器的一项进步，因为它们现在同时包含 DDE 和ModRec 参数。其训练和验证过程见附录B。

我们使用EMCEE （Foreman-Mackey 等，2013）对后验分布进行采样，每条链使用一个包含 128 个 walker 的集合。我们通过对合并 walker 分成的 16 组计算 Gelman–Rubin 统计量（Gelman 与 Rubin，1992）来评估收敛性，并要求每条链的$\hat{}$ $R < 1$。05 均满足要求。部分链中的少数 walker 仍停留在低于最大值超过 50 个$\ln L$ 的区域，远在任何可信区域之外；我们移除了它们的样本，这不会使任何已报告的均值改变超过其不确定度的一小部分。我们从各自链的最大后验点出发，通过模拟退火获得最佳拟合，并使用带有NAUTILUS （Lange，2023年）的嵌套采样计算贝叶斯证据，同时使用五个相互独立的种子来估计散布。

2.4 CMB–BAO 差异

在本小节中，我们按照 Weiner（2026）的解释，简要回顾利用 DESI DR2重子声学振荡测量（Abdul Karim 等人（2025b））观测到的 CMB–BAO 差异。在这一框架下，该差异表现为这样一种不一致：由 CMB 和重子声学振荡声学测量直接推断出的物质主导时期 CMB 光子行进的距离，与在 ΛCDM 模型中由 CMB 标定的宇宙学参数预测的距离不相符。这种表述方式对于理解我们下一节的结果非常有帮助。本描述中的核心量是物质时代距离区间（MEDI），$D_M(a_d, a_m)/r_d \equiv D_M(a_d)/r_d - D_M(a_m)/r_d$，其定义为从物质主导时代较深处的某个适当尺度因子 a_m到重子拖曳时期 a_d 之间的共动距离区间。为方便起见，我们取 $a_m = 1/(1 + 2.33)$，这对应于 DESI 利用莱曼-α 森林进行的重子声学振荡测量的红移（Abdul Karim 等人（2025a））。

估算 MEDI 有两种方法。第一种是通过对 $D_M(a_m)/r_d$（由暗能量光谱仪第 2 版数据发布的重子声学振荡距离测得）与 $D_M(a_d)/r_d$ （由宇宙微波背景中的几何信息确定）作差，直接测量 MEDI。[2] 这样做后，Weiner (2026)发现

[2]所谓几何信息，是指由宇宙微波背景推断出的 $1/\theta_\perp(a_d)$ 的数值，并对其他参数进行边缘化处理。在此，$\theta_\perp(a_d)$ 是重子拖曳时期结束时声学视界的角尺度。

结合普朗克、ACT 和 SPT-3G 的宇宙微波背景几何信息以及 DESI DR2 BAO 测量值后，倾向于 $D_M(a_d, a_m)/r_d = 55$。42 ± 0。12。或者，也可以根据利用宇宙微波背景功率谱测量值校准的宇宙学参数，预测 MEDI 的期望值。我们可以用解析形式写出 MEDI 的标度关系：

$$\frac{D_M(a_d, a_m)}{r_d} \propto (\omega_{\rm cb} r_d^2)^{-1/2} \left[1 - \Delta_{\rm DE}\right], \tag{3}$$

其中我们忽略了对 $a_{\rm eq}$（物质—辐射相等时的尺度因子）的微弱依赖，以及有质量中微子的微小贡献。因子 $\Delta_{\rm DE}$ 表示暗能量在 $z > 2$处使该区间缩短的相对幅度。33。对于这些红移处近似恒定的状态方程 w，有 $\Delta_{\rm DE} \simeq [\rho_{\rm DE}/\rho_m]_{a_m}/(2 - 12w)$，其数值为 $\simeq 0$。5 %；对于宇宙学常数（即 $w = -1$），则为 Λ。由宇宙微波背景校准的冷暗物质预测值比测得的区间低约半个百分点：这就是 CMB–BAO 差异（见 Weiner (2026) 的图 3）。

能够调和宇宙微波背景–重子声学振荡差异的早期宇宙模型，其作用程度取决于它们能否提高宇宙微波背景预测的 MEDI 值。根据方程 3，我们可以确定两种实现途径：一是降低宇宙微波背景推断的 $\omega_{\rm cb} r_d^2$ 值，从而提高 MEDI，使其与直接测得的值相符；二是消除 $\Delta_{\rm DE}$所受的抑制，其幅度大致与差异的幅度相当。在辐射—物质比和重子—光子比固定时，这两个量都由宇宙微波背景精确确定，前一个量的标度关系为

$$\omega_{\rm cb}\, r_d^2 \propto a_\star, \tag{4}$$

其中，$a_\star$ 是最后散射时的尺度因子。更早的复合会降低 $a_\star$，并增大预测的区间，该区间与 $a_\star^{-1/2}$ 成正比。另一方面，对于修改晚期宇宙的模型，当 $z > 2.33$处的暗能量密度低于宇宙学常数对应的暗能量密度时，暗能量密度造成的抑制也会减弱，从而缩小差异。这种调节模式通常出现在拟合宇宙微波背景 $w_0 w_a$ 重子声学振荡组合、并外推至这些红移的模型中。

3 结果

3.1 复合与暗能量联合约束

在图1中，我们展示了使用基线数据组合推断的复合历史：宇宙微波背景 + 重子声学振荡 + 5×2pt。在固定$w=-1$（即没有DDE 的标准ModRec 模型）时，所有三种宇宙微波背景数据组合都倾向于在涵盖 $800\le z\le1200$的四个节点处，电子分数低于标准复合；其中，普朗克 2018 的偏移最大。这些节点覆盖了主要的最后散射时期：标准可见度函数在 $z\simeq1079$处达到峰值，其概率的 96% 集中在 $800<z<1300$范围内。从物理上说，这种 X_e 抑制对应于更早的复合，使 $a_\star$ 降低，进而使宇宙微波背景推断出的 $\omega_{\rm cb}r_d^2$（方程4）增大，从而使方程（3）中的预测距离区间朝数据偏好的数值移动，同时保持对宇宙微波背景的良好拟合。

从普朗克2018年到普朗克PR4 和 P-ACT，呈现出明显的演进趋势：随着宇宙微波背景测量值的约束力增强，并探测到更高的l多极矩，复合偏离的允许幅度减小，重建的 $\Delta X_e/X_e$ 历史也变得更加平滑（另见参考文献Calabrese 等(2025年)）。先前对复合扰动进行主成分分析的研究（Farhang 等（2012）、2013；Hart 与 Chluba（2020b））发现，约束较弱的高阶特征模也呈现出更多振荡。因此，我们的发现与 P-ACT 数据的高 l 部分相符，该部分数据使我们能够滤除这些高阶模。我们确认，这一结论与用于连接枢轴点的插值方案无关（见附录C）。

现在我们转向联合模型（ModRec+DDE）的联合约束。这里可以清楚地看到，允许(w_0,w_a)同时变化，会消除单独拟合 X_e 时观察到的抑制效应，使除一个以外的所有节点后验均值都移至零值约一个标准差范围内，同时其不确定性略有增大。ACT 红移最高的节点（$\simeq2\sigma$）仍有轻微的正向偏离。该节点与扩散阻尼程度呈负相关（Lynch 等（2024a）），因此这一正向偏移或许可以解释 P-ACT 数据集中最高多极矩处测得的小尺度功率过剩（相较于普朗克2018 年最佳拟合；Louis 等（2025）；Poulin 等（2026））。

相比之下，暗能量约束仍相对稳定地保持在联合模型中（图 2）：加入七个复合振幅后，w_0 和 w_a 的后验均值最多移动 0。42σ 其不确定度最多增加 26%。因此，在对复合历史中的大量自由度进行边缘化后，基准数据组合对动力学暗能量的偏好基本保持不变，尤其是在考虑 P-ACT 后。当可以选择修改复合历史或晚期膨胀历史时，数据更偏好后者：两种扩展都能增大宇宙微波背景预测的最后散射与 $z\approx2$之间的距离，但只有 DDE 还会改变 D_M/D_H处的各向异性比值，而且所需参数更少。我们将在第 3.4节中，利用针对性的模拟数据进一步分析这些结论的稳健性。

3.2 加入超新的影响

图 3 展示了加入未经标定的 DES-Dovekie 超新星样本所产生的影响。加入 DES-Dovekie 主要收紧了暗能量约束，而重建的复合历史基本保持不变。对于 P-ACT，联合模型重建结果在 1σ 以内

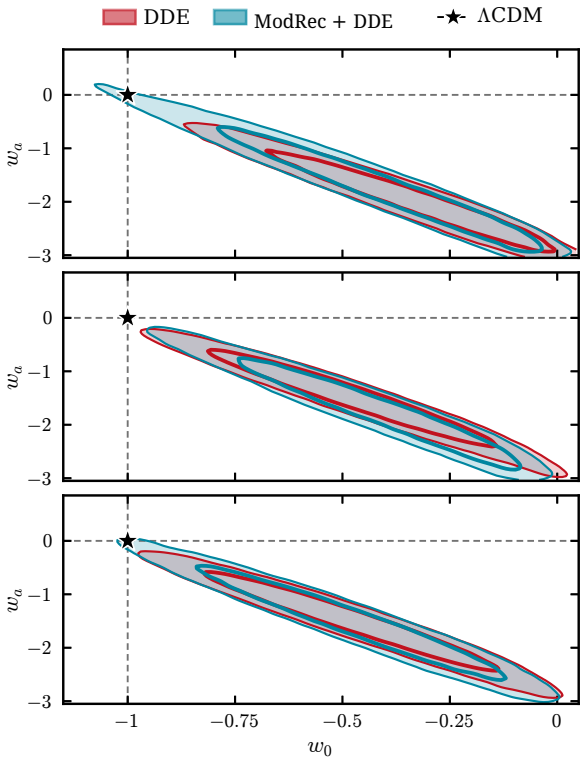


图2。对于每种宇宙微波背景似然，基准数据（CMB+BAO+5×2 pt）在 w_0w_a 平面上的约束。深红色等高线表示DDE，青绿色等高线表示联合模型；粗线和细线分别包围68%和95%的可信区域。星号和虚线标记 ΛCDM。所有后验分布均延伸至参数先验的下边界 $w_a=-3$。

仍与标准复合一致 $800<z<1300$，而 w_0-w_a 约束在对复合自由度进行边际化后几乎没有变化。其他宇宙微波背景组合在纳入 DES-Dovekie 后，重建的复合历史同样仅发生了轻微变化。因此，纳入超新星并未改变我们在第 3.1节中的主要结论：对动力学暗能量的偏好对于复合自由度的边际化是稳健的，而这种自由度由 ModRec所刻画；一旦允许动力学暗能量存在，复合历史便与标准预测一致。

3.3 模型比较

我们使用三种统计量比较这些模型：相对于 ΛCDM的最佳拟合χ^2 差值，其中包括各数据集的贡献；赤池信息准则 $\Delta\mathrm{AIC}=\Delta\chi^2+2\Delta k$，其中 Δk 为额外参数的数量；以及贝叶斯证据比的对数，

$$\ln B=\ln\frac{Z_{\rm model}}{Z_{\Lambda\rm CDM}},\qquad Z=\int d\boldsymbol{\theta}\,\mathcal{L}(\boldsymbol{d}|\boldsymbol{\theta})\pi(\boldsymbol{\theta}),\tag{5}$$

其中，L和 π 分别表示似然和参数先验。负的 ΔAIC和正的$\ln B$ 表明，相较于 ΛCDM，扩展模型更受支持。

在这些扩展模型中，根据赤池信息准则，DDE 在全部三个宇宙微波背景数据集下始终受到偏好，其 Δ赤池信息准则 $=-3$为6 至 -10.5；相比之下，无论是ModRec还是联合模型，在该准则下都没有优于 Λ冷暗物质模型（表2）。然而，对于 DDE，贝叶斯证据的结论不太明确：与 Λ冷暗物质 模型相比，在普朗克 2018（$\ln B=+2.7$）数据下中度受到偏好，但在 PR4（−1.0）和 P-ACT 数据下则略受不利影响

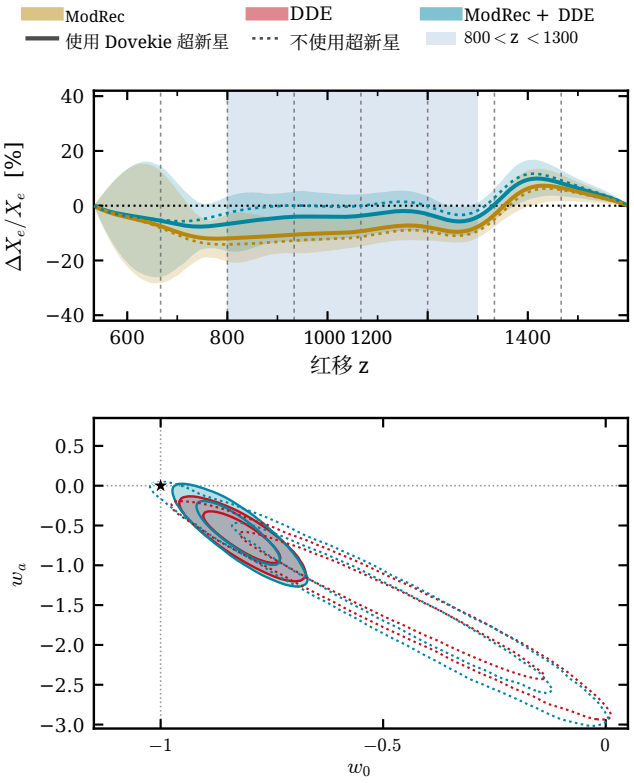


图 3。加入 DES-Dovekie 超新星的影响。上图：ModRec（金色）和 ModRec +DDE（青绿色）的电离分数偏离，显示逐点后验均值和百分之六十八可信带。虚线表示基准数据组合中的后验均值，阴影表示 $800 < z < 1300$。下图：DDE（深红色）和联合模型（青绿色）的百分之六十八和百分之九十五可信区域，虚线表示基准数据拟合，星号表示 ΛCDM。

（−0.4）（另见Ong 等人（2025年），其关于贝叶斯证据和 w_0w_a得出了类似结论）。相比之下，包含ModRec 的模型在全部三个数据集下都受到贝叶斯证据的强烈不利评价，其$\ln B \simeq -11$ 为 −16至[3]

DDE 和 ModRec 之间的差异，可以从它们对最佳拟合 χ^2的贡献来理解。相较于 ΛCDM，DDE 同时改善了 CMB（$\Delta\chi^2 = -4.1$ 至 −7.6）和重子声学振荡（−3.6 至 −4.2）的拟合，而 ModRec 主要改善 CMB 拟合（−6.3 至 −12.1），对重子声学振荡的改善很小（−0.4 至 −0.9）。图 4 展示了这一差异的起源。修正复合降低了 $a_\star$，从而在 CMB 功率谱形状固定的情况下，降低了由 CMB 推断的 $\omega_{\rm cb} r_d^2$。这使模型拟合能够接近重子声学振荡所偏好的绝对距离尺度值，同时不会扭曲对 CMB 的拟合。然而，该模型使距离的红移依赖性仍处于 ΛCDM 系列之内，这意味着各向异性重子声学振荡的拟合不会改变（见表 2 中的 $F_{\rm ap}$ 值）。另一方面，DDE 改变了晚期膨胀历史本身，使 D_M/D_H 在 $z < 1$ 处的各向异性比值变为

[3] 贝叶斯证据取决于参数先验的选择，尤其是先验的宽度，因此，模型偏好应结合这一背景来解读；特别是对于简单模型，先验通常缺乏充分的依据（例如参见（Efstathiou 2008；Hergt 等人 2021年））。对这种先验依赖性进行系统研究超出了本文的范围。

与 DESI DR2 测量值更加吻合。与此同时，将 w_0w_a 参数化形式外推至更高红移，也会使暗能量密度远低于物质主导时代的 Λ冷暗物质。这会提高推断出的 MEDI，使 DDE 能够在拟合宇宙微波背景的同时，满足重子声学振荡偏好的距离（见第 2.4节）。联合模型在重子声学振荡数据中的变化轨迹与单独的 DDE 几乎相同，这表明额外的复合自由度不会实质性地改变首选的距离–红移关系。

最后，在 DDE 之外允许修正复合，会使 *Planck* 2018、PR4 和 P-ACT 的最佳拟合 χ^2 分别降低 2。3、4。9 和 8。9。根据威尔克斯定理（假设这里满足正则性条件），如果 DDE 能够充分描述数据，那么引入七个额外参数所导致的 χ^2 降低预计将近似服从具有七个自由度的 χ^2 分布。即使是 P-ACT 获得的最大拟合改进，其对应的 p-值也约为 0。26，因此不能为增加复合自由度提供显著证据。因此，无论是最佳拟合 χ^2 的改进，还是模型比较统计量，都没有提供证据表明数据需要额外的复合自由度。

3.4 使用模拟数据的受控测试

前述结果表明，允许 DDE 存在会消除对修正复合的表观偏好，而在引入复合自由度后，DDE 约束仍基本不变（图 1）。为理解这一行为，我们进行了两项受控测试：真正的 DDE 信号是否可能被误认为是修正复合，以及真正的复合偏离是否反过来可能被 DDE 吸收。我们根据每个模型的真实数据最佳拟合生成无噪声的模拟宇宙微波背景、重子声学振荡和 5×2pt 数据，同时保留观测协方差，并将 nuisance 参数固定为其高斯先验的中心值。图 5 展示了 P-ACT 的结果，而表 3 给出了三种宇宙微波背景组合的最佳拟合失配。

我们首先考虑一个具有 DDE 和标准复合过程的模拟宇宙（图 5左栏）。仅使用 ModRec 拟合时，尽管模拟中并未注入复合修正，却产生了表观的电离分数抑制，类似于真实数据中的情况。然而，ModRec 无法完全重现该模拟：对于 P-ACT，最佳拟合的不匹配程度为 $\Delta\chi^2 = 4$。58，其中 3。82 来自重子声学振荡。其他宇宙微波背景数据组合也呈现相同模式（表 3）。因此，修正复合可以重现 DDE 模拟的距离尺度，却无法重现 DDE 在 D_M/D_H 处留下的各向异性比值特征 $z < 1$。

接下来，我们进行反向测试，生成一个具有修正复合和 $w = -1$ 的模拟（图 5中栏）。联合模型恢复了注入的电离历史，而暗能量约束仍与宇宙学常数一致。仅拟合 DDE 得出的约束也与 $w = -1$ 在 1σ处一致，并未对演化暗能量产生虚假的偏好。此外，DDE 对该模拟的拟合明显较差，P-ACT 的 $\Delta\chi^2 = 9$。94，其中主要部分是宇宙微波背景贡献，占 8。88。所有三种宇宙微波背景数据组合中也都出现了这种行为。与前一项测试不同，这种不匹配主要是因为晚期膨胀的变化无法重现修正复合的宇宙微波背景特征。

这些检验表明，这两种扩展存在部分退化，但并不能相互替代。具体而言，当错误地将DDE固定为宇宙学常数时，可能会产生表观的复合偏离，而注入的复合偏离

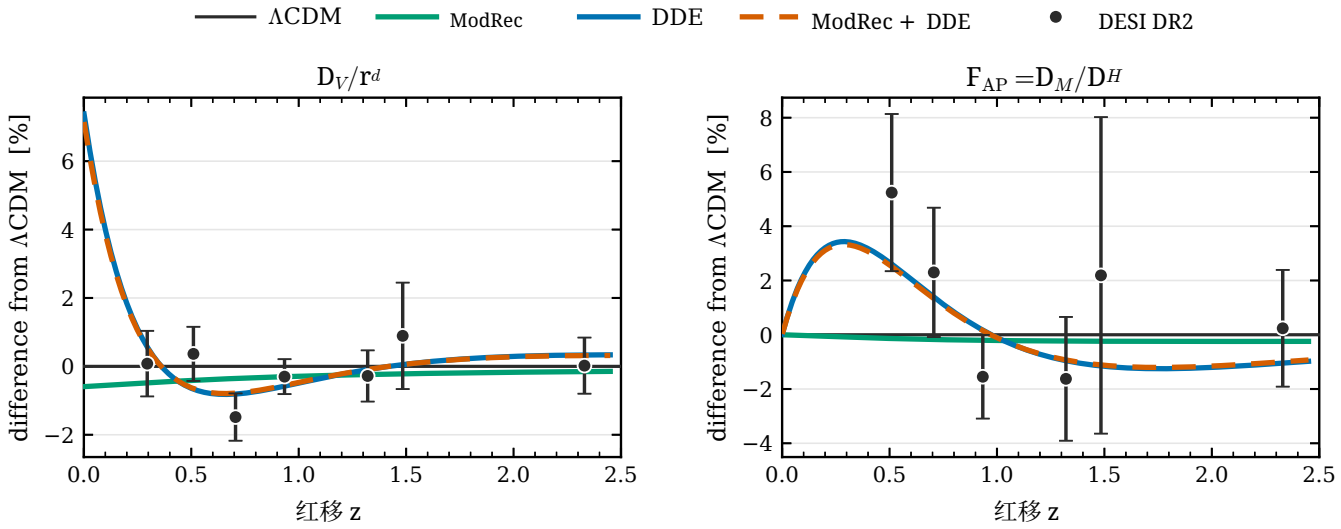


图 4. 对于 P-ACT，基线数据组合中各模型最佳拟合对应的 DESI DR2 BAO 测量。左：各向同性距离 D_V/r_d，其中 $D_V = (zD_M^2 D_H)^{1/3}$；右：各向异性比值 $F_{\rm AP} = D_M/D_H$，它独立于 r_d 和 H_0。两者均显示为相对于同一数据的 ΛCDM 最佳拟合的分数差异。在分别测量 D_M 和 D_H 的六个红移处，由这对测量构造出 D_V/r_d 和 $F_{\rm AP}$，其边际误差根据已公布的协方差传播；$z = 0$。295 亮星系测量仅约束 D_V/r_d，因此只显示在左图中。

表 2. 相对于 ΛCDM 的基线模型比较。对于基线数据组合中的每个 CMB 数据集，第一列显示相较于 ΛCDM 增加的参数数量，接下来三列给出似然各组成部分对应的 $\Delta\chi^2$，随后两列将 BAO 贡献拆分为 D_V/r_d 和 $F_{\rm AP} = D_M/D_H$ 两部分，最后列出总 $\Delta\chi^2$。D_V/r_d 和 $F_{\rm AP}$ 列给出每组测量单独的 $\Delta\chi^2$，使用其边际不确定度（图 4 中的误差棒）。由于在相同红移处测得的 D_V/r_d 和 $F_{\rm AP}$ 存在相关性，且在 $z = 2.33$ 处的 Lyα 森林测量中相关性最强，这两列的数值之和不一定等于 BAO 列；后者给出完整 DESI DR2 似然的贡献。最后两列分别列出 $\Delta{\rm AIC} = \Delta\chi^2 + 2\Delta N_{\rm par}$ 和贝叶斯证据（后者根据嵌套采样输出计算）。

			$\Delta\chi^2$ 按组件							
宇宙微波背景辐射数据	模型	Δk	CMB	5×2点重子声学振荡		D_V/r_d	$F_{\rm AP}$	$\Delta\chi^2$	ΔAIC	$\ln B$
普朗克 2018	ModRec	7	−9.8	−2.3	−0.7	−0.8	0.0	−12.8	+1.2	−11.3
	DDE	2	−7.6	−2.6	−4.2	−1.6	−3.7	−14.5	−10.5	+2.7
	ModRec+DDE	9	−9.6	−2.7	−4.4	−1.8	−3.2	−16.8	+1.2	−13.2
普朗克 PR4	ModRec	7	−6.3	−0.3	−0.4	−0.4	0.0	−7.1	+6.9	−14.8
	DDE	2	−4.1	0.0	−3.6	−1.2	−3.0	−7.6	−3.6	−1.0
	ModRec+DDE	9	−8.6	−0.3	−3.6	−1.0	−3.5	−12.5	+5.5	−16.1
P-ACT	ModRec	7	−12.1	−0.4	−0.9	−0.9	0.0	−13.3	+0.7	−14.1
	DDE	2	−5.1	0.0	−4.0	−1.7	−3.1	−9.1	−5.1	−0.4
	ModRec+DDE	9	−13.8	−0.1	−4.1	−1.8	−3.1	−18.0	0.0	−16.2

在此考虑的复合偏离并不会因允许DDE而消失。这为真实数据的结果提供了一种解释：在对复合自由度进行边际化处理后，对DDE的偏好仍然存在，而重建的电离历史则与标准复合相一致。结合第3.3节中的模型比较结果，模拟数据支持这样一种解释：受限的ModRec 模型在采用宇宙学常数时所显示的表观复合信号，很大程度上是在补偿数据所偏好的、发生在复合之后的改变的膨胀历史。

4 讨论与结论

先前研究表明，修正复合可以改善对当前宇宙微波背景辐射和重子声学振荡数据的拟合，同时保留宇宙学常数。然而，这些分析假设晚期状态方程固定不变，因此尚未排除晚期膨胀历史允许变化后结果可能发生改变的可能性。我们通过在拟合宇宙微波背景辐射和暗能量光谱仪第 2 版数据发布重子声学振荡数据时，分别及共同允许修正复合和动力学暗能量（DDE），来研究这种可能性。当两种扩展都被允许时，数据更支持 DDE：在固定 $w = -1$ 时推断出的电离分数抑制效应基本消失，复合历史也与标准预测一致。与此同时，引入复合自由度后，对 $(w_0,\ w_a)$ 的约束基本保持不变。对于所考察的各个宇宙微波背景数据集，这一结论均成立；加入 5×2pt 约束和未经校准的 Ia 型超新星数据后，结论也没有变化。

这种行为的起源可以追溯到DESI重子声学振荡距离。修正复合会降低 $a_\star$（最后散射时的尺度因子），从而使宇宙微波背景推断出的 $\omega_{\rm cb} r_d^2$ 与DESI重子声学振荡的偏好相一致，同时保留距离的 $a_\star$冷暗物质红移依赖性—

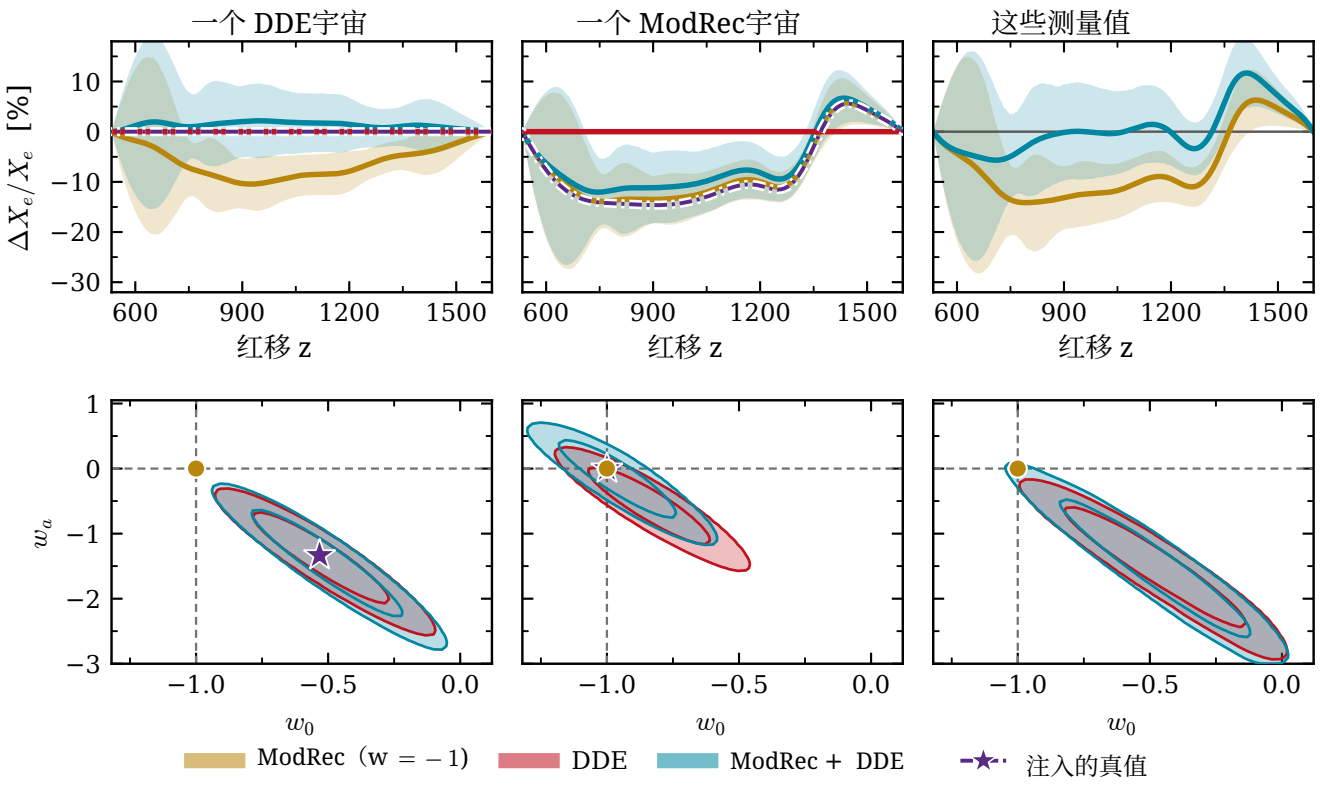


图5. 使用无噪声模拟数据进行的受控测试。各列分别展示由采用标准复合的最佳拟合 DDE 模型生成的模拟数据（左）、由采用 $w = -1$ 的最佳拟合 ModRec 模型生成的模拟数据（中），以及用于比较的实际测量值（右）。颜色表示拟合所用的模型：ModRec（金色）、DDE（深红色）及其联合扩展（青绿色）。上图：重建的电离历史，其中标准复合历史以灰色实线表示，注入的模拟历史以紫色点划线表示。下图：(w_0, w_a) 平面上的 68% 和 95% 可信区域。紫色星号标出注入值，金色圆点标出 ΛCDM。所有模拟均采用文中所述的观测协方差和基准 nuisance 参数。

表 3. 使用竞争模型拟合每组无噪声模拟数据时的最佳拟合 $\Delta\chi^2$，相对于生成模型而言。宇宙微波背景贡献由高多极和低多极似然函数合并得到。总值包括较小的先验贡献（未显示）；由于四舍五入，总值可能与所显示各项之和略有差异。

CMB 数据集	模拟 → 拟合	CMB	BAO	5 × 2点	总计
ACT DR6	DDE → ModRec	0.50	3.82	0.20	4.58
Planck PR4	DDE →ModRec	0.21	5.76	0.17	6.17
Planck 2018	DDE →ModRec	0.56	7.13	0.39	8.11
ACT DR6	ModRec→ DDE	8.88	0.87	0.16	9.94
Planck PR4	ModRec→ DDE	4.95	0.64	0.09	5.69
Planck 2018	ModRec→ DDE	5.77	2.76	0.22	8.77

性。相比之下，DDE会直接改变这种红移依赖性。因此，尽管ModRec能够模拟DDE对宇宙微波背景响应的一部分，但无法再现DESI所偏好的红移依赖性。我们的无噪声模拟测试证实了这一解释。由DDE和标准复合生成的数据，在仅使用ModRec拟合时会产生表观的电离抑制，但剩余的不匹配主要由重子声学振荡造成。相反，采用修正复合生成的模拟不会产生对DDE的虚假偏好，此时的不匹配主要由宇宙微波背景造成。这些测试表明，在 $z < 1$处的各向异性DESI比值 D_M/D_H 是关键判别指标。

模型比较进一步支持了这一解释。纳入 DDE 后，允许增加七个额外的复合参数仅使最佳拟合 χ^2略有改善，而赤池信息准则和贝叶斯证据都支持 DDE，而非联合扩展。因此，基准数据并未为超出 DDE 范围的额外复合自由度提供统计支持。不过，相较于ΛCDM本身，对 DDE 的偏好并不那么确定，而是取决于宇宙微波背景似然和模型比较统计量。

即使额外的光子输运效应（Chluba等，2025；Lynch等，2026）以及对再电离的更广泛考量（Sailer等，2026；Weiner，2026）可能会略微改变本文所呈现的ModRec处理得出的结论，但我们的结果确实

在允许 DDE 的情况下，对将修正复合作为哈勃张力的一种解释提出了质疑。

Simons Observatory 即将开展的宇宙微波背景观测（Abitbol et al. 2025）将对复合物理进行更精确的检验，而暗能量光谱仪（Aghamousa et al. 2016）、欧几里得（Mellier et al. 2025）和 Rubin–LSST（Ivezić et al.2019）的进一步测量将改进对晚期膨胀和增长历史的限制。这些观测将共同帮助确定暗能量巡天对 DDE 的偏好是否持续存在，并进一步区分 Λ冷暗物质框架下早期和晚期的偏离。

致谢

计算工作在苏黎世联邦理工学院的 Euler 集群上完成。AR 感谢瑞士国家科学基金会（SNSF）通过博士后流动奖学金（资助编号 P500- 2_242222）提供支持。GPL 获得了美国能源部科学办公室资助（编号 DESC0009999）以及 Michael and Ester Vaida 宇宙学与天体物理学讲席的支持。AN 感谢欧洲研究理事会（ERC）通过欧盟地平线 2020 研究与创新计划提供支持（资助协议编号 101163128）。人工智能使用声明：Anthropic 的 Claude 被用于协助编写生成图表的代码，并提供写作建议。作者审阅了所有经人工智能辅助生成的代码和文本，并对本文的全部内容承担责任。

数据可用性

链、模拟器和模拟器训练数据将在发表后公开。所使用的所有似然函数和数据集均已公开。

参考文献

Abdul Karim M. 等，2025a年，《物理评论D》，112，083514 Abdul Karim M. 等，2025b年，《物理评论D》，112，083515 Abitbol M. 等，2025年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，08，034 Aghamousa A. 等，2016年，预印本（arXiv:1611.00036）Aghanim N. 等，2020年，《天文学与天体物理学》，641，A6 Ali-Haimoud Y., Hirata C. M.，2011年，《物理评论D》，83，043513 Blas D., Lesgourgues J., Tram T.，2011年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，07，034 Calabrese E. 等，2025年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，11，063 Chaussidon E. 等，2025年，《物理评论D》，112，063548 Chevallier M., Polarski D.，2001年，《现代物理学国际杂志D辑》，10，213 Chluba J., Thomas R. M.，2011年，《皇家天文学会月刊》，412，748 Chluba J., Vasil G., Battye R.，2025年，皇家天文学会月报，543，456 Colgáin E. Ó., Sheikh-Jabbari M. M.，2025年，《皇家天文学会月刊》，542，L24 Di Valentino E. 等，2021年，《经典与量子引力》，38，153001 Efstathiou G.，2008年，《皇家天文学会月刊》，388，1314 Efstathiou G.，2025年，《皇家天文学会月刊》，538，875 Farhang M., Bond J. R., Chluba J.，2012年，《天体物理学杂志》，752，88 Farhang M., Bond J. R., Chluba J., Switzer E. R.，2013年，《天体物理学杂志》，764，137 Foreman-MackeyD., HoggD. W.,Lang D.,Goodman J.,2013年，Publ.Astron. Soc. Pac., 125, 306 Galli S., Pogosian L., Jedamzik K., Balkenhol L.，2022年，《物理评论D》，105，023513 Gelman A., Rubin D. B.，1992年，《统计科学》，7，457 Hart L., Chluba J.，2020a年，《皇家天文学会月刊》，493，3255 Hart L., Chluba J.，2020b年，皇家天文学会月报，495，4210 Hart L., Chluba J.，2022年，《皇家天文学会月刊》，510，2206 Hergt L. T., Handley W. J., Hobson M. P., Lasenby A. N.，2021年，《物理评论D》，103，123511 Ivezić Ž. 等，2019年，《天体物理学杂志》，873，111 Jedamzik K., Pogosian L.，2020年，物理评论快报，125，181302 Knox L., Millea M.，2020年，《物理评论D》，101，043533 Lange J. U.，2023年，《皇家天文学会月刊》，525，3181 Lee N., Ali-Haïmoud Y., Schöneberg N., Poulin V.，2023年，物理评论快报，130，161003 Linder E. V.，2003年，物理评论快报，90，091301 Louis T. 等，2025年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，11，062 Lynch G. P., Knox L., Chluba J.，2024a年，《物理评论D》，110，063518 Lynch G. P., Knox L., Chluba J.，2024b年，《物理评论D》，110，083538 Lynch G. P., Chluba J., Battye R., Vasil G.，2026年，预印本（arXiv:2610.05147）Madhavacheril M. S. 等，2024年，《天体物理学杂志》，962，113 Mellier Y. 等，2025年，《天文学与天体物理学》，697，A1 Mirpoorian S. H., Jedamzik K., Pogosian L.，2025年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，12，050 Ong D. D. Y., Yallup D., Handley W.，2025年，预印本（arXiv:2511.10631）Pagano L., Delouis J. M., Mottet S., Puget J. L., Vibert L.，2020年，《天文学与天体物理学》，635，A99 Peebles P. J. E.，1968年，《天体物理学杂志》，153，1 Popovic B. 等，2026年，《皇家天文学会月刊》，548，stag632 Poulin V., Smith T. L., Karwal T., Kamionkowski M.，2019年，物理评论快报，122，221301 Poulin V., Smith T. L., Calderón R., Simon T.，2026年，《物理评论D》，113，063519 Rashkovetskyi M., Muñoz J. B., Eisenstein D. J., Dvorkin C.，2021年，Physical Review D, 104, 103517 Reeves A., Herold L., Vagnozzi S., Sherwin B. D., Ferreira E. G. M.，2023年，《皇家天文学会月刊》，520，3688 Reeves A., Nicola A., Refregier A., Kacprzak T., Valle L. F. M. P.，2024年，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》，01，042 Reeves A., Ferraro S., Nicola A., Refregier A.，2026年，《物理评论D》，113，103512 Riess A. G. 等，2022年，天体物理学杂志快报，934，L7 Sailer N., Farren G. S., Ferraro S., White M.，2026年，物理评论快报，136，081002 Schöneberg N., Vacher L.，2025年，宇宙学与天体粒子物理学杂志，2025年，004 Schöneberg N., Franco Abellán G., Pérez Sánchez A., Witte S. J., Poulin V., Lesgourgues J.，2022年，物理学报告，984，1 Seager S., Sasselov D. D., Scott D.，2000年，天体物理学杂志增刊，128，407 Sekiguchi T., Takahashi T.，2021年，《物理评论D》，103，083507 Spurio Mancini A., Piras D., Alsing J., Joachimi B., Hobson M. P.，2022年，《皇家天文学会月刊》，511，1771 Thiele L., Guan Y., Hill J. C., Kosowsky A., Spergel D. N.，2021年，《物理评论D》，104，063535 Tristram M. 等，2024年，《天文学与天体物理学》，682，A37 Weiner Z. J.，2026年，声学尺度中的高红移物理（arXiv:2603.18131），数字对象标识符: 10.48550/arXiv.2603.18131 Zeldovich Y. B., Kurt V. G., Syunyaev R. A.，1968年，实验与理论物理学杂志，55，278 Zhou R. 等，2023年，天文学杂志，165，58

附录 A：加入本地距离阶梯

在本附录中，我们将各个模型与 SH0ES 本地距离阶梯测得的 H_0 值（Riess 等（2022））进行比较。在纳入 SH0ES 之前，相对于 ΛCDM，DDE 和 ModRec 会使推断出的 H_0 中心值朝相反方向偏移（表 A1）。结合 P-ACT 时，ModRec 会缩小声学视界，并将 H_0 提高至 69.6 ± 0.7 km s^{-1} Mpc^{-1}，使其与 SH0ES 的差异从 ΛCDM 模型中的 4.2σ 降至 2.6σ。而 DDE 模型的后验分布给出 $H_0 = 64.1 \pm 2.0$ km s^{-1} Mpc^{-1}，使中心值降低，但分布宽度增大，因此仍存在 3.7σ 的差异，与 ΛCDM 模型中的张力程度相近。

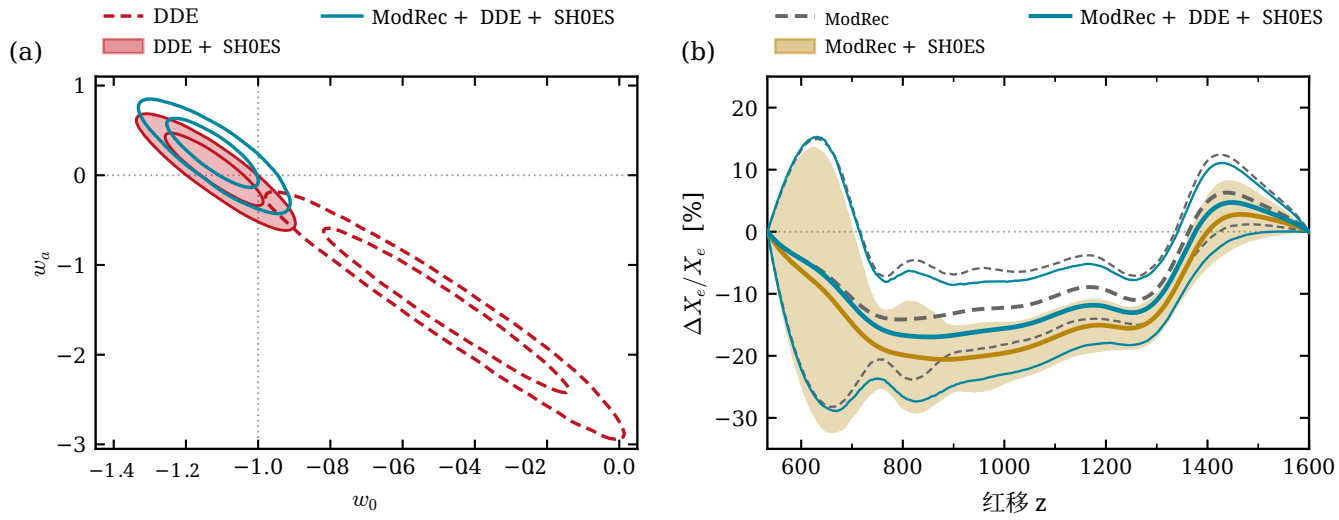


图 A1. 对于 P-ACT，添加 SH0ES 距离阶梯的影响。(a) DDE 在添加 SH0ES 前（虚线）和后（实心），以及联合模型在添加 SH0ES 后（青绿色）于 (w_0, w_a) 平面中的百分之六十八和百分之九十五可信区域。(b) 重建的电离历史，显示 ModRec 在添加 SH0ES 前（灰色、虚线）和后（金色），以及联合模型在添加 SH0ES 后（青绿色）的逐点后验均值（粗线）和百分之六十八区间（细线或阴影）。点线标示 ΛCDM 和标准复合。

表 A1. 添加 SH0ES 本地距离阶梯先验的影响。基准列给出 H_0（单位：$\mathrm{km s^{-1} Mpc^{-1}}$），即根据不含 SH0ES 的基准数据组合推断出的数值，以及每个模型中该数据与 SH0ES 之间的张力，单位为 σ。其余各列给出添加 SH0ES 后每个模型最佳拟合 χ^2 的增加量，即其含 SH0ES 时的最佳拟合与不含 SH0ES 时自身最佳拟合之间的差值（重要的是，这不是与 ΛCDM 在表 2中所用值之间的差值）。该总量由两部分组成：对基准数据（CMB、重子声学振荡和 5×2pt）的拟合变差，其中重子声学振荡部分已明确列出；以及在新的最佳拟合处对 SH0ES 测量本身的 χ^2。

		基准（不含 SH0ES）		加入 SH0ES 后最佳拟合 χ^2 的增幅			
宇宙微波背景辐射数据	模型	H_0	与 SH0ES 的张力	总计	基准数据	其中包括重子声学振荡	SH0ES
普朗克 2018	ΛCDM	68.4 ± 0.3	4.3σ	18.4	+1.3	−1.2	17.1
	DDE	63.3 ± 1.9	4.1σ	16.5	+13.3	+11.1	3.1
	ModRec	$70_{\circ}3 \pm 0_{\circ}7$	2.0σ	4.1	+1.2	+2.2	2.9
	ModRec+DDE	64.2 ± 2.5	2.6σ	6.7	+6.0	+6.3	0.7
普朗克 PR4	ΛCDM	68.4 ± 0.3	4.3σ	18.3	+1.1	−0.5	17.2
	DDE	63.9 ± 2.0	3.7σ	13.9	+11.3	+10.4	2.6
	ModRec	69.1 ± 0.7	2.9σ	8.7	+2.8	+2.6	5.9
	ModRec+DDE	63.2 ± 2.0	3.3σ	10.8	+9.7	+7.2	1.1
P-ACT	ΛCDM	68.5 ± 0.3	4.2σ	18.0	+1.0	−0.9	17.0
	DDE	64.1 ± 2.0	3.7σ	14.0	+11.2	+10.6	2.8
	ModRec	$69_{\circ}6 \pm 0_{\circ}7$	2.6σ	7.0	+2.1	+1.8	4.9
	ModRec+DDE	64.2 ± 2.3	3.0σ	9.1	+8.0	+6.7	1.2

对于我们测试的全部三种宇宙微波背景似然，定性结论都相同（见表 A1）。

随后，我们加入一个宽度为 $H_0 = 73.04 \pm 1.04$ 的高斯先验（Riess 等（2022）），并研究这会如何改变模型拟合和后验分布。同样聚焦于 P-ACT，加入 SH0ES 几乎不会改变 ΛCDM 的最佳拟合，χ^2 增加的 18.0 几乎全部来自 SH0ES 测量本身（17.0）。对于 DDE，加入 SH0ES 会迫使解偏离基准数据所偏好的膨胀历史。后验分布向 $w_0 \simeq -1.1$ 和 $w_a \simeq 0$ 移动（图 A1a），因此 SH0ES 本身得到了良好拟合（$\chi^2_{\mathrm{SH0ES}} = 2.8$），但基准 CMB+重子声学振荡+$5\times2$ pt 数据的拟合度下降了 11.2。几乎所有拟合劣化都来自重子声学振荡，其拟合度下降了 10.6，是 DDE 在基准情形下相较于 ΛCDM 所取得的 4.0 改善幅度的两倍多（表 2）。因此，DDE 无法在不损失重子声学振荡拟合改善的情况下，解释较高的本地H_0；这种拟合改善正是采用该模型的动机所在。ModRec 通过进一步缩小声学视界，更容易适应 SH0ES，这会加深对电离分数的抑制（图 A1b），使基准数据的 χ^2 仅增加 2.1。然而，$a_\star$ 的同一变化在降低 r_d 的同时，也会提高 CMB 对物质主导时期距离的预测值，而重子声学振荡将该距离约束在 ∼0.2% 以内，因此复合所能带来的 H_0 缓解受到重子声学振荡数据的限制。因此，代价由重子声学振荡承担，其拟合度下降了 1.8；这超过了基准情形下 0.9 的改善幅度，所以重子声学振荡拟合变得比基准 ΛCDM 更差。联合模型的表现类似：尽管它可以通过复合自由度适应更高的 H_0，但其重子声学振荡 χ^2 增加了 6.7。因此，即使两种扩展都可用，要适应本地距离阶梯仍需以重子声学振荡拟合为代价。

这些结果凸显了两种扩展所发挥的不同作用。

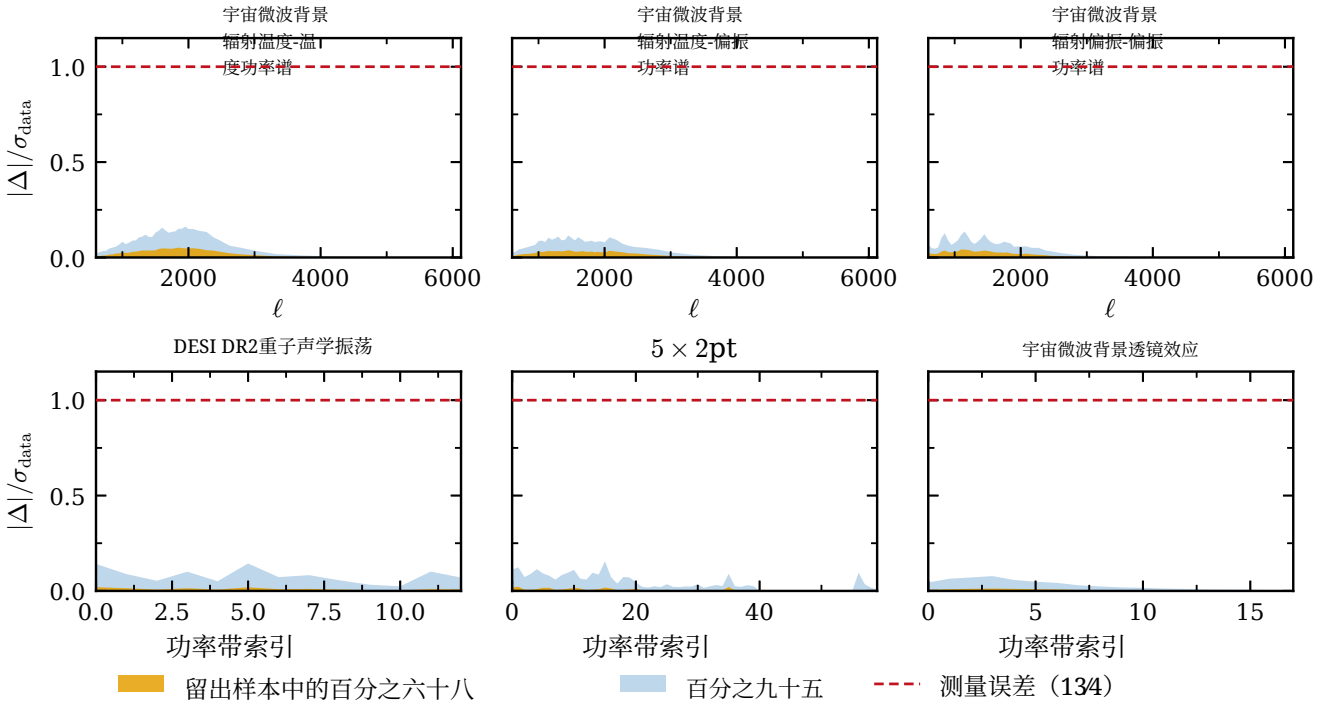


图 B1。留出样本上的仿真器误差，以相应测量不确定性的单位表示。 上：以 ACT DR6 功率谱误差归一化的宇宙微波背景 TT、TE和 EE。下：暗能量光谱仪 DR2重子声学振荡、5×2pt 谱和宇宙微波背景透镜效应。阴影区域表示留出样本上的 68% 和 95% 范围；水平线表示数据的一个标准差。

DDE能够更好地再现暗能量巡天的重子声学振荡距离，但难以适应较高的局部 H_0；而修正复合可以提高 H_0，却无法再现重子声学振荡距离—红移关系。无论是单独采用任一种扩展，还是将二者结合，都无法同时保持首选的重子声学振荡拟合并适应SH0ES。

附录 B：仿真器训练与验证

所有理论预测均采用在联合参数空间上训练的神经网络仿真器，并遵循我们此前分析中建立的方法（CLASS 输出（Reeves 等（2024）、2026）。我们对宇宙微波背景 TT、TE和 EE谱进行仿真，范围覆盖 l =6500，以及宇宙微波背景透镜效应、BAO距离、5×2pt 谱和超新星距离。网络根据观测量的不同，在 10^5–10^6 CLASS 评估结果上进行训练。

图 B1 通过在各数据向量的观测不确定性单位下表示预测误差，使用独立的留出样本验证了模拟器。对于所有探针，中位误差均低于 0。03σ，第 68 百分位数低于 0。06σ，第 95 百分位数低于 0。17σ，这表明，与测量不确定性相比，仿真器误差可以忽略不计。为使图示更清晰，图中未列出精度相当的超新星距离模拟器。

宇宙微波背景仿真器训练区域遵循 Lynch 等人（2024a年，b）所采用的参数范围，同时对 h、w_0 和 w_a采用了更宽的先验。所有报告的后验分布都处于训练分布的高密度区域内。仅在仅使用宇宙微波背景的 DDE 拟合中，有一小部分（4–11 %）后验分布超出了 w_a中的名义训练范围；在该区域内与 CLASS 进行直接比较所得的误差与训练范围内的误差一致，这表明在这些情况下，这种有限的外推不会影响我们的结果。

附录 C：插值基

图 1 中的若干重建结果在相邻红移之间呈现符号振荡。这可能确实反映了数据的偏好，但也有可能是当节点振幅差异很大时，节点振幅的三次样条插值在节点之间产生了过冲。为检验这一点，我们使用分段线性插值重复了完整分析；按其构造，这种插值不会在节点之间产生过冲。为进行这项检验，我们使用新的插值方案重新训练了模拟器。图 C1 表明，重建历史对这一选择是稳定的。同样的特征出现在相同的红移节点处，振幅也相近。因此，这些振荡是数据所偏好的，而非插值引入的；它们也与复合主成分分析中识别出的约束较弱的高阶模态一致（Farhang 等（2012）、2013 2020年；Hart 与 Chluba a）。当 $w=-1$时，数据对修正复合的偏好，以及允许 DDE 后这种偏好的消失，同样不受这一改变影响。线性基对 ModRec 中的复合偏离给出的约束略紧，但既未改变推断出的偏离幅度，也未改变我们的结论。

本文由作者准备的 TEX/LATEX 文件排版。

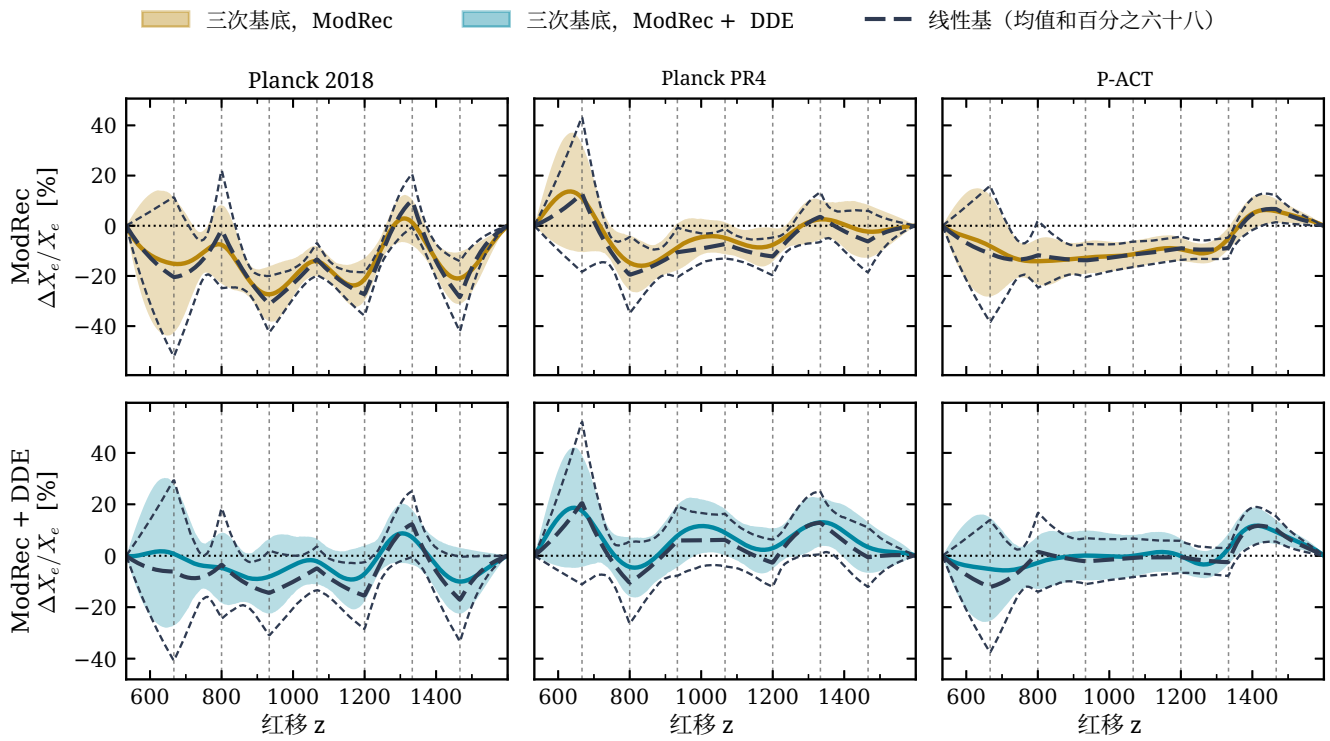


图 C1. 重建基底的影响。使用基准钳制三次基底（填充色带）和分段线性基底（深色虚线）重建的电离历史，分别展示了本文采用的三种宇宙微波背景似然函数（各列）下的 ModRec（金色）和 ModRec +DDE（蓝绿色）结果。曲线和色带分别表示逐点后验均值和百分之六十八可信区间。两种基底均使用独立链进行分析，并分别训练模拟器。