arXiv:2611.32905v1 [hep-ph] 24 Nov 2026

中微子和轴子的太电子伏伽马射线透明度界限

Shengyi Liu,[2,*] Hyeonseok Seong,[3,4,2,5,†] Chen Sun,[1,6,7,‡] 和 Seokhoon Yun[8,9,§]

[1] *School of Fundamental Physics and Mathematical Sciences,Hangzhou Institute for Advanced Study, UCAS, Hangzhou 310024, China* [2] *Department of Physics and Jockey Club Institute for Advanced Study, The Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong S.A.R., China*

[3] *State Key Laboratory of Dark Matter Physics, Tsung-Dao Lee Institute,Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China* [4] *Key Laboratory for Particle Astrophysics and Cosmology (MOE) & Shanghai Key Laboratory for Particle Physics and Cosmology,Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China* [5] *Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, Germany* [6] *International Centre for Theoretical Physics Asia-Pacific Beijing / Hangzhou China , , , , ,* [7] *Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics Strada Costiera 11 34151 Trieste Italy* [8] *Department of Physics, Kyungpook National University, Daegu 41566, Korea*

[9] *Particle Theory and Cosmology Group, Center for Theoretical Physics of the Universe, Institute for Basic Science, Daejeon 34126, Korea*(日期：2026年11月25日)

在宇宙学距离上传播的多TeV伽马射线，可通过电子–正电子对产生造成的衰减来测量河外背景光（EBL）。这在红外波段尤为重要，因为河外背景光难以直接测量。随着观测到的多TeV光子样本不断增加，我们得以对河外背景光光子强度施加严格约束，进而约束那些会辐射衰变并产生 meV–eV光子的新粒子。我们首次给出了活性中微子电磁跃迁矩的TeV透明度界限，获得了对辐射衰变惰性中微子的新约束，并推导出对轴子–光子耦合具有竞争力的限制。

引言

河外背景光（EBL）是星系演化过程中产生并累积起来的光学和红外辐射。与宇宙微波背景不同，它的主要贡献纯粹来自天体物理过程。对其进行预测，需要综合考虑恒星辐射、尘埃再处理、星系演化和宇宙恒星形成史 [1]。因此，难以计算甚高能伽马射线传播所涉及的光子密度。

观测上，EBL 可以通过三种互补方式确定。对已分辨星系的光进行求和，可给出一个下限 [2], , 但该下限受星系目录完备性的限制。直接测光能够测量总强度，但必须先扣除明亮的前景辐射 [3]。最后，多TeV伽马射线的衰减可以测量沿宇宙学视线的 EBL。联合拟合能够同时重建河外背景光光谱和耀变体的本征光谱 [4], , LHAASO 的耀变体观测也采用了这种方法 [5]。近期一项对 260 多个档案中的TeV光谱进行的分析，重建了从 0.18 到 $120\,\mu$m 的 EBL，并发现没有发现显著的弥散辐射超出积分星系光[6]。这种一致性使得我们能够约束产生额外宇宙学光子群体的新物理，这正是本文的关注重点。

全文中，$E_{\rm UV}$ 表示今日观测到的伽马射线能量，而 $E_{\rm IR}$ 表示相互作用红移 z处EBL光子的局部能量。因此，伽马射线的局部能量为 $(1+z)\,E_{\rm UV}$。当 $\gamma_{\rm UV}\gamma_{\rm IR}\to e^+e^-$ 时，布赖特–惠勒过程允许发生

$$2(1+z)E_{\rm UV}E_{\rm IR}(1-\cos\theta)\geq 4m_e^2, \qquad (1)$$

其中，θ 为碰撞角。因此，成对产生截面和阈值运动学表明，高于 $\mathcal{O}$(10)太电子伏的光子对EBL中高于0.01电子伏特的部分尤其敏感。对于红移为 z_s的源，令 $\Phi_{\rm int}(E_{\rm UV})$表示在没有EBL吸收的情况下能够到达我们的通量。于是，观测到的通量为 $\Phi_{\rm obs}(E_{\rm UV})=\Phi_{\rm int}(E_{\rm UV})e^{-\tau(E_{\rm UV},z_s)}$。因此，观测到的多TeV能谱可以约束光学深度，进而约束按截面加权的光子柱密度。源的本征谱仍是一个干扰量，下面将对其进行明确处理。

GRB 221009A 提供了一个特别有启发性的例子。在红移为 $z=0.151$ 处，LHAASO 探测到超过 140 个能量高于 3 太电子伏的光子，且辐射延伸至 10 太电子伏以上 [7]。这些光子穿过的区域中，不同 EBL模型给出的预测光学深度差异显著 [8]。因此，该事件看起来有多么反常，与所假定的

* sliufp@connect.ust.hk
† hseong0627@gmail.com
‡ chen.sun@ucas.ac.cn§
seokhoon.yun@knu.ac.kr

EBL模型以及推断出的爆发本征光谱密不可分。研究人员在不同 EBL 假设下，利用耀变体光谱检验了光子–轴子转换 [9] ，也利用了这次爆发的 LHAASO 光谱 [10]。因此，我们不以 GRB 221009A 作为支持某种规避标准衰减机制的依据。相反，我们将其观测到的高能光谱视为对 EBL 的最新经验性修正：光子的存活率限制了视线方向上红外靶标的数密度。

这一视角将TeV透明度转化为探测向宇宙注入软光子的粒子的手段 [11]。诸如中微子偶极跃迁（$\nu_i \to \nu_j\gamma$）、惰性中微子（$\nu_s \to \nu\gamma$）和轴子（$a \to \gamma\gamma$）等辐射衰变 [11] 会在多TeV伽马射线所选定的能量范围内产生弥散辐射。由于这一贡献非负，它只会增加成对产生光学深度。因此，观测到的透明度对额外的光子密度 δn 给出了上限，进而也约束了相关的衰变率和耦合常数。对于轴子，红外背景各向异性已被用于约束衰变贡献 [12], ，而由产生的EBL光子导致的额外伽马射线吸收也已在LHAASO灵敏度预报中得到考虑 [13]。

在本文中，我们结合基于STeVECat的EBL重建 [6, 14] 与GRB 221009A的LHAASO能谱 [7]，获得了迄今为止对与多TeV衰减相关能量范围内EBL光子密度最强的约束。将任何剩余的EBL强度解释为可能的新物理光子贡献 δn，我们首次给出了超越宇宙微波背景约束的活性中微子电磁跃迁矩TeV透明度界限，获得了对辐射衰变惰性中微子的新约束，并推导出具有竞争力的轴子–光子耦合上限；在某些质量窗口内，该上限可与最强约束中的部分结果相当。

太电子伏光子的衰减

在本节及后续各节中，我们采用自然单位，其中 $\hbar = c = k_{\rm B} = 1$。伽马射线衰减所测量的量是成对产生光学深度，而非未加权的光子柱数密度。对于观测能量为 $E_{\rm UV}$ 、源红移为 z_s的伽马射线，其在各向同性光子背景中的传播满足

$$\tau_\gamma(E_{\rm UV}, z_s) = \int_0^{z_s} dz \, \frac{1}{(1+z)H(z)} \int_{-1}^{1} d\mu \, \frac{1-\mu}{2} \times \int_{E_{\rm IR}^{\rm th}}^{\infty} dE_{\rm IR} \, \frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR}, z) \sigma_{\gamma\gamma}(s), \quad (2)$$

其中 $\mu \equiv \cos\theta$， θ 为两个光子动量之间的夹角，$s = 2E_{\rm UV}(1+z)E_{\rm IR}(1-\mu)$，且 $E_{\rm IR}^{\rm th} = 2m_e^2/[E_{\rm UV}(1+z)(1-\mu)]$。这里， $E_{\rm IR}$ 是局部 EBL 光子能量，而 $dn_\gamma/dE_{\rm IR}$ 是本征光谱数密度，两者均在红移 z 处计算。Breit– Wheeler 截面 [15] 在阈值以下为零，并在阈值稍上方达到峰值，因此衰减能量范围在 $E_{\rm IR}$附近相当宽。具体而言，

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{3\sigma_{\rm T}}{16}(1-\beta_s^2)\left[(3-\beta_s^4)\ln\left(\frac{1+\beta_s}{1-\beta_s}\right) - 2\beta_s(2-\beta_s^2)\right], \quad (3)$$

对于 $s \geq 4m_e^2$，其中 $\beta_s = \sqrt{1-4m_e^2/s}$ 和 $\sigma_{\rm T}$ 为汤姆孙截面；低于阈值时， $\sigma_{\gamma\gamma} = 0$。

在分析中，我们采用根据 260 多组档案中的TeV光谱重建的 EBL [6]。我们还考虑了 LHAASO 对 GRB 221009A 的观测 [7]，该观测将对红外能量处 EBL 的灵敏度范围向外扩展。为了约束新物理注入的光子密度，我们将光子场分解为

$$\frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}} = \frac{dn_\gamma^{\rm gal}}{dE_{\rm IR}} + \frac{dn_\gamma^{\rm NP}}{dE_{\rm IR}}, \quad (4)$$

这里，n_γ 是本征EBL光子数密度总量，$n_\gamma^{\rm gal}$是恒星辐射和尘埃再处理在宇宙恒星形成史过程中产生的标准天体物理成分，而 $n_\gamma^{\rm NP}$是由新物理产生的额外弥散成分。由于式（2）关于靶光子密度呈线性，光学深度也可作相同分解： $\tau_\gamma = \tau_\gamma^{\rm gal} + \tau_{\rm NP\gamma}$。

已分辨星系的积分光为 $n_\gamma^{\rm gal}$提供了一个可测得的下限，而新物理贡献必须为非负值。我们保守地将高于该下限的全部允许 EBL强度归因于 $n_\gamma^{\rm NP}$，并要求由此得到的光学深度与伽马射线数据保持一致。任何未分辨的天体物理辐射都占据同一剩余部分的一部分，因此会进一步加强下文推导出的界限。图1展示了这一约束对由新物理产生的弥散光子群体的作用。

河外源的本征伽马射线能谱

提取 EBL 光学深度需要将传播过程与源的发射区分开来：

$$\Phi_{\rm obs}(E, z) = e^{-\tau_\gamma(E,z)}\Phi_{\rm int}(E), \quad (5)$$

其中，本征能谱 $\Phi_{\rm int}(E)$ 可以参数化为 [6]，例如，

$$\Phi_{\rm int}(E) = \Phi_0 \exp\left[\eta - \Gamma\ln\frac{E}{E_0} - \beta\ln^2\frac{E}{E_0} - \lambda E\right]. \quad (6)$$

本征能谱是对平滑源连续谱的一种灵活现象学描述。它结合了

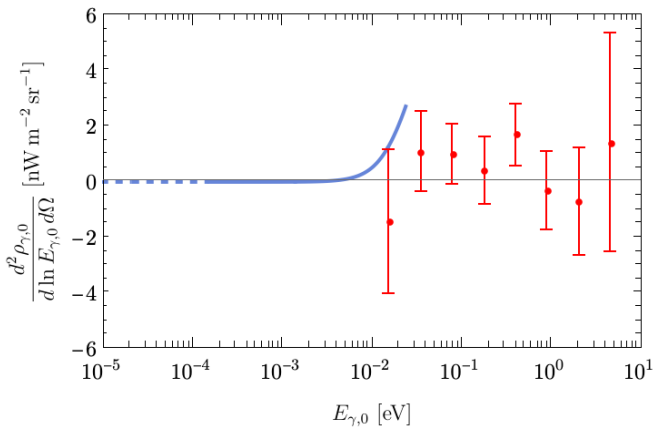


图1. 当前残余EBL（红色），通过从伽马射线重建结果中减去星系计数IGL [2, 6]得到。蓝色：活性中微子衰变，其中 $m_{\rm i} = 0.051$ 电子伏特，$m_{\rm f} = 0.013$电子伏特，以及 $\mu_{\rm eff} = 10^{-9}\mu_{\rm B}$。超过允许残余量的贡献会预示过强的TeV能段衰减。

对数抛物线谱与指数截断。其中E_0 是固定的枢轴能量，Φ_0 是相应的参考通量，而对数归一化 η、谱指数Γ、曲率 β和逆截断参数 λ（普通截断时为 $\lambda = E_{\rm cut}^{-1}$）则针对每次观测分别进行拟合，以说明光谱的本征变化。EBL重建对这些源参数进行边缘化，而不是固定某一本征能谱。

源的形状由强吸收能段以下的伽马射线数据锚定。STeVECat分析结合了45个源的268条甚高能谱，这些光谱主要由H.E.S.S.、MAGIC和VERITAS测得，并在可获得时纳入同时期的Fermi-LAT谱。对于64次观测，0。1–100 GeV的LAT谱——在所考虑的红移范围内，EBL衰减可以忽略——为（Γ，β）提供相关先验。由于耀变体会发生变化，有时变化时标甚至短于观测时段，因此归一化不作固定；LAT由此锚定的是形状，而非TeV通量水平。对于没有同时期LAT观测覆盖的光谱，则赋予弱信息形状先验，并以相同方式进行边缘化。

因此，并不假定本征曲率与EBL衰减完全正交：源截断可能模拟出一些额外的软化。对于τ_γ 上限而言，反向退化要弱得多。要掩盖较大的光学深度，就需要发射谱通过指数变硬来补偿因子 $e^{-\tau_\gamma}$，即在最高能量处呈现 $\Phi_{\rm int} \propto e^{+\tau_\gamma}$。标准的粒子加速和辐射损失物理并不预期会出现这种上翘。此外，EBL印记由许多源共同呈现，并随红移变化，而本征参数则彼此独立地变化。因此，外部低能锚点与联合源样本只留下有限的退化存在于本征形状与光学深度之间。

对新物理的约束

现在，我们将 EBL 中允许的非天体物理成分 $n_\gamma^{\rm NP}$ 转化为对辐射衰变的限制。考虑由非相对论性粒子 X 组成的均匀族群，其中每个粒子均以静止系能量 E_* 发射 N_γ 个光子，辐射衰变宽度为 Γ_X。如果衰变光子自由传播，宇宙学红移会将单色发射展宽为今天的光谱。计算 $E_{\rm IR}$ 以及 $z = 0$ 处的光子密度，可得

$$\frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR}, 0) = \frac{N_\gamma \Gamma_X n_{X,c}(z_*)}{E_{\rm IR} H(z_*)} \Theta(E_* - E_{\rm IR}), \qquad (7)$$

其中 z_* 是由 $1 + z_* = E_*/E_{\rm IR}$选定的衰变红移，且 $n_{X,\,c}$ 是共动母粒子丰度，其中包含任何耗减效应。相应的强度为 $\nu I_\nu = E_{\rm IR}^2 [dn_\gamma/dE_{\rm IR}]$（$E_{\rm IR}$，0）/（$4\pi$）的自然单位表达式。式（7）给出了透明传播极限，有助于理解谱形。在得到下面的限制时，我们保留母粒子族群的红移依赖性和耗减效应，将所得光子密度加入式（2）中的靶场，并约束 $\tau_\gamma^{\rm NP}$中的额外不透明度。我们分别基于 Gr´eaux 等人的宽带 EBL重建 [6] 以及 LHAASO 对 GRB 221009A 的光谱 [7]，给出 95% 排除限。

活性中微子偶极矩

对于辐射跃迁 $\nu_i \to \nu_j\gamma$ 经由 $\mathcal{L} \supset \frac{1}{2}\bar{\nu}^j \sigma_{\mu\nu}(\bar{\mu}_{ij} + \epsilon_{ij}\gamma_5)\nu^i F^{\mu\nu}$ +h.c.，其中 i，j是质量本征态的标记，我们定义 $\mu_{\rm eff}^2 = |\mu_{ij}|^2 + |\epsilon_{ij}|^2$.$\mu_{ij}$ 和ϵ_{ij} 分别是质量基中的磁跃迁矩和电跃迁矩，并指出该算符会翻转左手态与右手态之间的手征性。发射光子能量和衰变宽度为

$$E_* = \frac{m_i^2 - m_j^2}{2m_i}, \qquad \Gamma_{i\to j} = \frac{\mu_{\rm eff}^2}{8\pi}\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{m_i}\right)^3. \qquad (8)$$

对于标准遗迹丰度，图 2 展示了我们对 $\mu_{\rm eff}$ 的太电子伏能区透明度限制。对于三个活性中微子质量本征态之间的跃迁，大气质量平方差意味着 $E_* \le \sqrt{|\Delta m_{31}^2|/2} \simeq 0.025$ 电子伏特；因此，较大 E_* 处的曲线仅适用于更一般的中微子谱。对于此处展示的正常排序 $\nu_3 \to \nu_2$ 跃迁，保守的普朗克+BAO 约束$\sum_i m_i < 0.12$电子伏特的平直 ΛCDM 对应于约 $m_{\rm lightest} \lesssim 0.03$电子伏特 [16]。在此质量范围内，我们的条件性残余河外背景光排除限的下边缘

带低于 COBE/FIRAS 的谱畸变约束 [17, 18]。尽管反应堆和太阳中微子散射以及恒星冷却给出了更强的约束 [19–26] (另见 [27] 全面综述以及 [28] 利用线强度成图提出的一种宇宙学探测方案），但我们注意到，这些测量探测的是偶极矩的不同有效组合，而辐射衰变则选定一种特定的质量本征态跃迁[29]。因此，这些探测手段具有互补性。

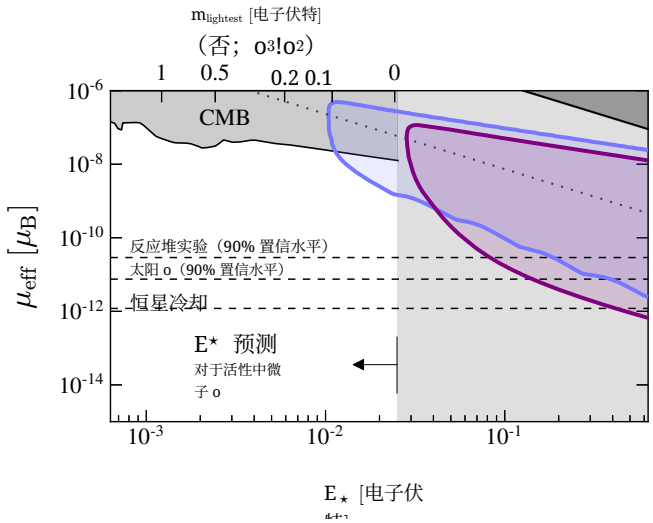


图 2. 有效中微子跃迁磁矩相对于静止系能量 E_* 的 95%置信度排除区。顶部坐标轴给出正常排序下最轻质量以及 $\nu_3 \to \nu_2$。紫色：LHAASO [7]；蓝色：Gr´eaux 等人 [6]。已知的活性中微子要求 $E_* \leq 0.025$电子伏特；更高能量代表一般谱。虚线：GEMMA [19, 20], 太阳中微子 [21, 22], 和恒星冷却 [23–26]。灰色：宇宙微波背景 [17, 18]。

无菌中微子衰变

对于 $\nu_s \to \nu\gamma$，静止系中的光子能量为

$$E_* = \frac{m_{\nu_s}^2 - m_\nu^2}{2m_{\nu_s}} = \Delta m \left(1 - \frac{\Delta m}{2m_{\nu_s}}\right), \quad \Delta m = m_{\nu_s} - m_\nu. \tag{9}$$

我们直接以辐射宽度 $\Gamma_{\rm sterile}$ 表示初始惰性中微子占比 $f_{\rm sterile} \equiv \rho_{\rm sterile}/\rho_{\rm DM} = 10^{-2},\ 10^{-4},\ 10^{-6}$ 在复合时期的数值。该通道的一个显著特点是对占比极低的粒子群也十分敏感：即使惰性中微子所占比例远低于暗物质的百分之一，其衰变光子也会在宇宙学时间尺度上不断累积，从而产生可测量的太电子伏能段衰减。在这一范围内，通常的结构形成限制也会同时放宽。莱曼-α 森林探测到的小尺度功率抑制会随温暖组分比例 [30], 降低，而Tremaine–Gunn相空间质量下限近似按 $f^{1/4}$ 惰性中微子 缩放；当惰性组分仅占晕密度的一部分时 [31]（关于轻费米子暗物质的最新讨论，另见 [32]）。因此，当占比处于百分之一或更低时，若不进行重新标度，就不应直接套用基于惰性中微子构成全部暗物质情形得出的任何一项限制。

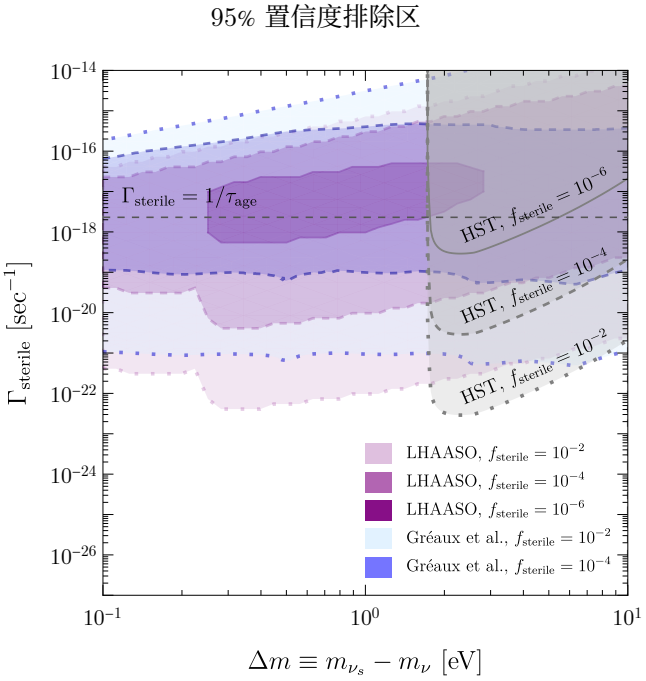


图3。无菌中微子辐射宽度相对于质量劈裂的95%置信度排除区。紫色：LHAASO [7]；蓝色：Gr´eaux 等人 [6]。只有闭合的阴影区域被排除。图例中的分数定义于复合时期；以 $m_\nu = 0.05$ 电子伏特作为基准，且辐射分支比为1。灰色等值线显示了由宇宙光学背景各向异性 [33, 34] 得到的HST约束。

复合时期的冷母粒子是衰变计算的输入。我们对其产生机制不作预设。然而，在丰度固定时，泡利不相容原理给出了最小动量展宽。补充材料表I 中的检验表明，在复合时期具有 $p_F/m_{\nu_s} \leq 0.1$ 的分布只有在 $\Delta m \gtrsim 1.35$、0.393、0.090 电子伏特时才可能分别对应上述三个分数。更小的质量劈裂则需要评估发射历史期间的母粒子动量。

不同于简单的上限，图3中的排除区域是闭合的。在宽度较小时，产生的光子过少；而在宽度较大时，母粒子群体会在 EBL测量最敏感的纪元之前衰变。因此，该界限同时取决于初始丰度及其后续耗减。

轴子衰变

对于通过 $\sim\mathcal{L}\supset -g_{a\gamma\gamma}aF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}/4$ 与电磁学耦合的轴子，每次衰变都会产生两个光子（$N_\gamma=2$），其中

$$E_*=\frac{m_a}{2},\qquad \Gamma_{a\to\gamma\gamma}=\frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}. \tag{10}$$

我们假设轴子在复合时构成全部暗物质。预测的光子密度随初始轴子丰度以及 $g_{a\gamma\gamma}^2$而变化。在图4中，黑色实线和灰色点线分别表示衰变率等于复合时间倒数和宇宙年龄倒数的情形。沿用 γ射线衰减方法 [11]，但采用在不同 EBL测量之间保持一致的更新数据，我们还展示了在 $m_a\simeq 10$电子伏特附近具有竞争力的约束。

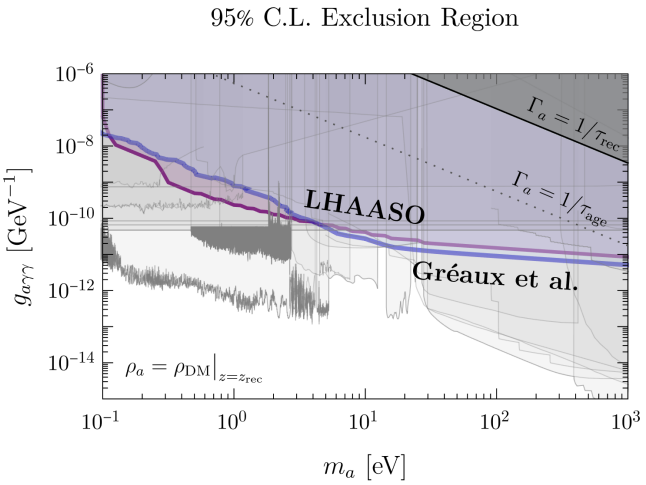


图4. 轴子–光子耦合的95%置信度排除区（边界以上的区域）。紫色：LHAASO [7]；蓝色：Gr´eaux 等人 [6]。灰色：现有约束 [11, 33–65]。灰色对比曲线沿用其原有的丰度假设和置信度约定。本文假设轴子在复合时的初始丰度等于暗物质丰度。

结论

在本文中，我们证明，作为在 $10^{-2}-10$ 电子伏特能量范围内对EBL进行的独立且最先进的测量，TeV透明度可以成为探索标准模型之外新物理的有力手段。由于它提供了迄今为止对EBL最严格的测量之一，任何如今能够向这一能段注入光子的新物理都可以受到约束。我们对活性中微子的电磁跃迁磁矩、惰性中微子辐射衰变率以及轴子-光子耦合推导出了强约束。我们注意到，尽管TeV伽马射线源的本征能谱仍在研究之中，但要掩盖新物理对EBL的贡献，就需要针对不同的TeV伽马射线源进行特定于源的指数变硬，这很困难。另一方面，对EBL进行更精确的测量并改进对TeV伽马射线源的建模，无疑将提升我们在此推导出的约束。

致谢 我们感谢 Yifan Chen、Chao-Qiang Geng、Tao Liu、Andrew Long、Mehrdad Mirbabayi、Giovanni Villadoro、Hyung Do Kim、Hang Bae Kim 和 Yue-Liang Wu 提供的宝贵交流。HS 获得德国卓越战略资助，项目为 EXC 2121“量子宇宙”（390833306）。HS 感谢 CERN 理论组在访问期间提供的经费支持和热情款待。CS 部分获得中国国家自然科学基金（NSFC）第 12547104 号项目资助。SY 获得韩国国家研究基金会（NRF）通过基础科学研究计划提供的资助，该计划由教育部资助（编号：RS-2026-25571203）；此外，SY 还获得 IBS 项目（项目代码：IBS-R018-D1）的资助。HS 和 CS 感谢“轴子-光子转换：地面与宇宙搜寻”研讨会的组织者；研讨会期间富有启发性的讨论和精彩的议程为本研究带来了帮助。HS 和 SY 感谢亚太理论物理中心在重点计划 [APCTP-2026-F01] 期间提供的款待，本研究从中获益良多。

补充材料

目录

I. 光学深度与 EBL N 数密度 6

II. 方法 1. Greaux 数据集 2. LHAASO 伽马射线数据 7
3. 比较统计量与等值线的构建 7
7
7

III. 单色光子注入的一般约束 7

IV. 假设与自洽性检验 1. 惰性中微子基准情形的费米子相空间一致 9
性 2. 非均匀EBL贡献 3. 对谱形的依赖 4. 受激发的母粒子及其影响 9
10
10
12

V. 衰变诱导的EBL吸收与直接轴子吸收 13

VI. 中微子偶极矩探测方法比较 14

I. 光学深度与EBL数密度

我们采用正文中的能量约定： $E_{\rm UV}$是今天观测到的伽马射线能量，而 $E_{\rm IR}$ 是红移 z处的局部EBL光子能量。数密度$dn_\gamma/dE_{\rm IR}$ 以单位固有体积和局部能量计。在 $z=0$处， $E_{\rm IR}$ 也是今天测得的能量。

对于各向同性背景，伽马射线穿过固有距离 $d\ell$ 后累积的光学深度为

$$d\tau_\gamma = d\ell \int_{-1}^{1} d\mu\, \frac{1-\mu}{2} \times \int_{E_{\rm IR}^{\rm th}}^{\infty} dE_{\rm IR}\, \frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR},z)\sigma_{\gamma\gamma}(s), \tag{A1}$$

其中 μ = 余弦θ， $s = 2(1+z)E_{\rm UV}E_{\rm IR}(1-\mu)$，以及$E_{\rm IR}^{\rm th} = 2m_e^2/[(1+z)E_{\rm UV}(1-\mu)]$, 如公式（2）所示。因子 $1-\mu$ 源自相对论碰撞通量：恢复 c 后，碰撞率包含 $c(1-\mu)$，而伽马射线传播 $d\ell = c\,dt$。因子 $1/2$ 来自各向同性背景中对方向进行平均，这一平均是在对方位角积分后进行的。存活概率为 $e^{-\tau_\gamma}$。

沿光子传播路径，红移区间对应的固有距离为

$$d\ell = |dt| = \frac{dz}{(1+z)H(z)}. \tag{A2}$$

将此路径长度代入式（A1），并从 $z=0$ 积分至源红移 z_s，即可得到式（2）。

相同的光子密度决定了用于 EBL比较的光谱强度 νI_ν：

$$[\nu I_\nu](E_{\rm IR},z) = \frac{E_{\rm IR}^2}{4\pi}\frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR},z). \tag{A3}$$

$E_{\rm IR}$ 的两个幂次分别将光子数转换为能量，并将线性能量区间转换为对数区间。各向同性带来因子 $1/(4\pi)$。恢复常规单位后，右侧需乘以 c。残余河外背景光数据在 $z=0$处约束这一强度。

对于衰变贡献，我们使用主文中已定义的 E_*、 N_γ、Γ_X以及共动母粒子密度$n_{X,c}$。在红移 z_* 处以能量E_*发射的光子，在红移 z处的局部能量为 $E_{\rm IR}$。在 z固定时，其红移关系给出

$$1+z_* = (1+z)\frac{E_*}{E_{\rm IR}}, \qquad \left|\frac{dt(z_*)}{dE_{\rm IR}}\right| = \frac{1}{E_{\rm IR}H(z_*)}. \tag{A4}$$

此处 $t(z_*)$ 是发射时的宇宙时间。在一个发射区间内，每单位共动体积产生的光子数为 $N_\gamma\Gamma_X n_{X,c}(z_*)\,dt(z_*)$。利用方程（A4）将发射时间转换为局部光子能量，并利用 $(1+z)^3$,）将共动体积转换为固有体积，可得

$$\frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR},z) = \frac{(1+z)^3 N_\gamma \Gamma_X n_{X,c}(z_*)}{E_{\rm IR}H(z_*)}\Theta(E_*-E_{\rm IR}). \tag{A5}$$

阶跃函数将发射限制在 $z_* \geq z$。母粒子密度包含耗减，并在外部设为零

所建模的母粒子历史。在 $z = 0$处，这可化为公式（7）；另见参考文献 [11]。这就是衰变不透明度计算中使用的光子密度。

II. 方法

我们分别将衰变信号与当前残余EBL和LHAASO伽马射线光谱进行比较。预测结果根据方程（A3）和（A5）得出，并采用了各粒子情景所指定的母粒子丰度。

1. Greaux数据集

我们采用了来自 Gr´eaux 等人 [6], 的 EBL重建的八个残余强度数据点，波长为 $z = 0$ ，单位为 nW m^{-2} sr^{-1}。残余值是伽马射线推断的总河外背景光减去相应波长处的积分星系光（IGL）。Driver 等人 [2] 和 Koushan 等人 [66] 对 IGL 的估算汇总了包括 GAMA、COSMOS、DEVILS 和哈勃深场在内的巡天所测得的星系流量和数目计数，其中还包括来自斯皮策和赫歇尔的红外观测。这些是基于观测的估算，采用拟合的计数分布和暗源外推。我们使用数字化且已完成相减的残余值及其非对称误差。

对于每个参数点，我们对每个能量箱内的预测衰变强度 $[\nu I_\nu]_{\rm NP}(E_{\rm IR},0)$ 求平均：对能量进行积分，再除以能量箱宽度。各能量箱以数字化能量点为中心，并采用等于其平均对数间距的对数宽度。在与非负的衰变信号进行比较时，我们保留带符号的残差，包括中心值为负的情况。该比较使用重构的 EBL 点，不对基础的 STeVECat 光谱重新拟合。

2. LHAASO 伽马射线数据

对于 $z_s = 0.151$ 处的 GRB 221009A，我们使用 LHAASO 光谱 [7] 中数字化的高能子集：触发后的 230–300 秒区间有六个通量点，300–900 秒区间有七个，覆盖约 4–12 太电子伏。

常规河外背景光代表了宇宙历史中积累的恒星辐射与尘埃再处理。我们采用 Saldana-Lopez 等人 [67] 模板，该模板利用恒星与尘埃辐射模板以及完备性修正，根据 HST/CANDELS 星系测光构建，并结合 LHAASO 拟合的重新缩放。对于波长低于$8\,\mu$米、介于 8 和 $28\,\mu$米之间以及高于 $28\,\mu$米的范围，其乘法因子分别为 1.30、1.20 和 0.40 [7]。我们在能量和强度的对数空间中对当前中心曲线进行插值在红移 z 处，我们在 $E_{\rm IR}/(1+z)$ 处对该曲线进行取值，并将强度乘以 $(1+z)^4$。当$E_{\rm IR}/(1+z)$超出表格所列能量范围时，将强度设为零。通过光子红移和稀释，这近似描述了背景演化，而不额外加入星系辐射。

每个观测区间内的预测通量为

$$\Phi_{\rm pred}(E_{\rm UV}) = \Phi_{\rm int}(E_{\rm UV})e^{-\tau_\gamma^{\rm gal}-\tau_\gamma^{\rm NP}}, \tag{B1}$$

其中，两个光学深度均在 $(E_{\rm UV}, z_s)$ 处根据方程 (2) 进行计算。我们通过线性插值，在观测能量处求取数字化的本征曲线。这些曲线和常规河外背景光在衰变参数变化时均保持不变。

3. 比较统计量和等值线的构建

对于任一比较，我们计算

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(M_i - y_i)^2}{\sigma_i^2}, \tag{B2}$$

其中， y_i 是测量强度或通量， M_i 是其预测值。当 $M_i \geq y_i$ 时，我们使用上误差，否则使用下误差，并将所提供的误差视为相互独立。对于 LHAASO，统计量对两个观测区间求和。两种数据比较分别产生独立的等值线，不合并为联合统计量。

在每个扫描的参数点，我们构造

$$\Delta\chi_0^2 = \chi^2 - \chi^2_{\rm no\,decay}. \tag{B3}$$

参考值分别是残余河外背景光的零附加强度和 LHAASO 的零附加不透明度。我们显示数值阈值 $\Delta\chi_0^2 = 3.84146$。

粒子特定扫描在所示范围内使用对数参数网格，并保留施加的寿命限制 $\Gamma_X[t(1100) - t(10^7)] \leq 1$，其中 $t(z)$是宇宙时间。超出该限制的点会被屏蔽，而不是根据数据排除。下文所述的通用扫描省略了这一寿命限制。

III. 单色光子注入的一般约束

衰变计算可以用三个参数表示：发射时光子能量 E_*、母粒子的总衰变率 Γ，以及无量纲的光子加权丰度

$$\xi \equiv \frac{N_\gamma B_\gamma n_{X,c}(z_{\rm ref})}{1\,{\rm cm}^{-3}}, \qquad z_{\rm ref} = 1100. \tag{C1}$$

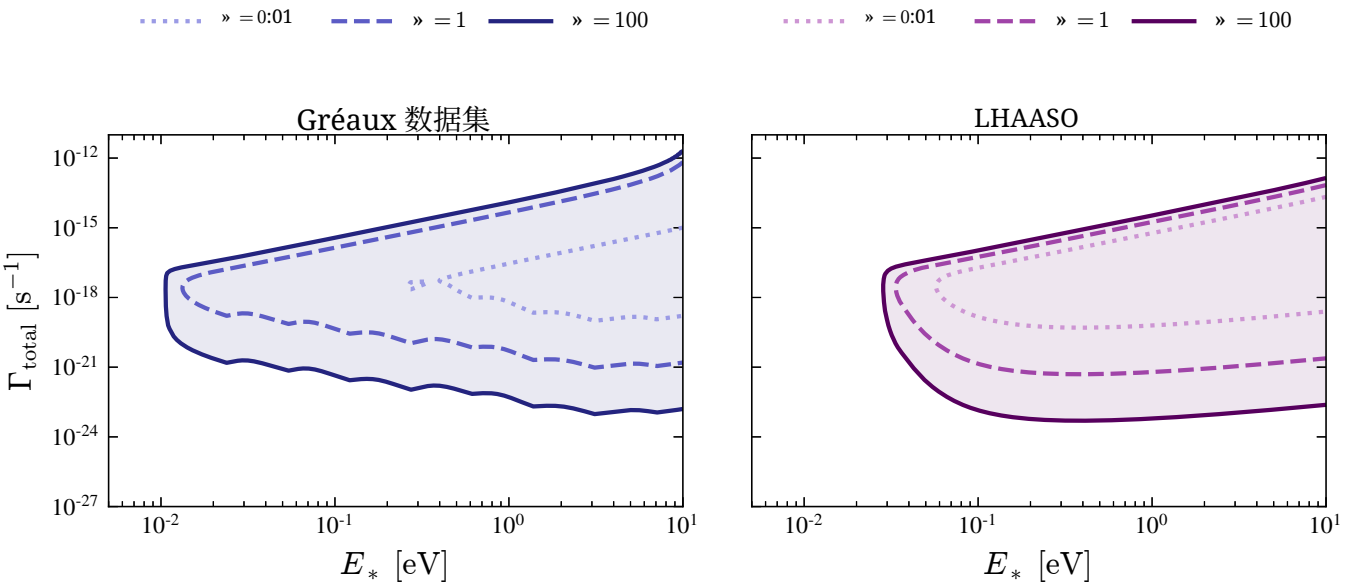


图5. $\xi = 10^{-2}$，1、10_2 在 $z_{\rm ref} = 1100$ [方程（C1）]。蓝色（左）：残余河外背景光；紫色（右）：LHAASO。点线、虚线和实线曲线表示递增的 ξ $\Delta\chi^2_0 =$，较大的 3.84146 $\xi = 10^2$ 值对应较深的阴影。曲线标记；阴影区域表示高于的阈值区域。背景河外背景光和源光谱固定，且无寿命截断。

其中 $n_{X,\ c}$ 是共动母粒子数密度， N_γ是每次辐射衰变产生的能量为 E_* 的光子数， $B_\gamma = \Gamma_{\rm rad}/\Gamma$是辐射分支比。因此， ξ 衡量复合时每单位共动体积可产生的光子数；它既不是暗物质占比，也不是当今存留的母粒子丰度。在 Γ固定时，光子多重度、分支比和参考丰度彼此简并。

对于具有恒定衰变率的均匀的非相对论母粒子、自由传播光子以及此处采用的固定背景宇宙学，方程（A5）变为

$$\frac{dn_\gamma}{dE_{\rm IR}}(E_{\rm IR}, z) = \frac{(1+z)^3 (1\,{\rm cm}^{-3}) \xi \Gamma}{E_{\rm IR} H(z_*)} e^{-\Gamma[t(z_*) - t(z_{\rm ref})]} \times \Theta(z_* - z)\Theta(z_{\rm ref} - z_*), \qquad \text{(C2)}$$

其中 $1 + z_* = (1+z)E_*/E_{\rm IR}$。因此，两个观测量的衰变贡献均满足

$$\left([\nu I_\nu]_{\rm NP}, \tau_\gamma^{\rm NP}\right) = \xi \left([\nu I_\nu]_{\rm NP}, \tau_\gamma^{\rm NP}\right)_{\xi=1} \quad \text{at fixed } (E_*, \Gamma). \qquad \text{(C3)}$$

因此，对于满足这些假设的所有丰度和粒子模型，一组位于（E_*、Γ）中的响应表就足够了。总速率通常无法吸收到 ξ中，因为它还决定指数耗减，从而决定谱形。只有当在相关发射历史中始终有 $\Gamma[t(z_*) - t(z_{\rm ref})] \ll 1$时，即使$B_\gamma = 1$，预测结果也仅取决于 E_* 和乘积 $\xi\Gamma$ 。

图5 展示了这一共同约束的三个固定切片。对于每个数据集，我们计算ξ

$$\Delta\chi^2_0(E_*, \Gamma, \xi) = \chi^2(E_*, \Gamma, \xi) - \chi^2(\xi = 0). \qquad \text{(C4)}$$

对于八个当前残余EBL数据点，我们对以每个数据点为中心的顶帽能量窗口内的预测取平均。窗口共同的对数宽度为对数点间距的平均值，并采用非对称误差。与 LHAASO 的比较使用 13 个高能通量数据点，同时固定常规河外背景光的不透明度和本征源光谱。在计算统计量之前，将每个归一化系数应用于强度和额外不透明度；χ^2 和衰减后的通量都不会随 ξ线性变化。我们展示名义阈值 $\Delta\chi^2_0 = 3.84146$，未进行干扰参数重新拟合或置信水平校准。

在耗减可以忽略的情况下，低速率边界按与 ξ 成反比的关系向下移动。速率较大时，耗减会在后续辐射发生、填充观测波段之前移除母粒子，从而形成上边界。采用的顶帽河外背景光分箱及其不均等的残差和误差，使下边缘呈现出波纹状，也可能产生彼此分离的岛状区域，如左图中的 $\xi = 10^{-2}$ 所示。

我们将参考丰度设定为独立于母体寿命。通用扫描不施加限制 $\Gamma^{-1} > t(z_{\rm ref})$，也不约束产生参考族群的机制。在较早时期 z_i 指定的族群会使用 $n_{X,\ c}(z_{\rm ref}) = n_{X,\ c}(z_i)e^{-\Gamma[t(z_{\rm ref}) - t(z_i)]}$ 映射。对于绘图范围 $E_* \le 10$ 电子伏特，给定的 EBL箱边界和伽马射线能量分别将有贡献的辐射限制在 $z_* < 944$ 和 $z_* < 603$。因此，复合前发射的光子不会对这些能段产生贡献，所以这种转换也能重现较早时期的

在冷母体近似下归一化的活性中微子计算。

例如，轴子通过 $E_* = m_a/2$ and$\xi = 2f_a\rho_{\mathrm{DM},0}/[m_a(1\ \mathrm{cm}^{-3})]$，进行映射，而具有单位辐射分支比的惰性中微子则通过 $E_* = m_{\nu_s}^2 - (\ )\ m_\nu^2\ /\ 2m_{\nu_s}$ $\xi = f_{\mathrm{sterile}}\rho_{\mathrm{DM}\ 0}/[m_{\nu_s}\ 1\ ^{-3}\ ]$ ( ) 和 ，(cm) 进行映射；此处的比例是在复合时指定的。一个具有单位辐射分支比的活性中微子母本征态使用 $E_* = \Delta m^2/(2m_i)$ 和 $\xi = 113e^{-\Gamma[t(z_{\mathrm{ref}})-t(z_i)]}$，其中有 $z_i = 2\times10^9$。因此，只需代入适当的归一化并转换坐标，即可得到针对具体模型的图，而无需重复进行宇宙学积分和对产生积分。在这些假设下，任何衰变为单色光子线的粒子都必须满足这一约束，而与其自旋或衰变算符无关。相对论性母粒子、宽谱和光子再处理则需要进行扩展。

IV. 假设与自洽性检验

我们检验所假设的母粒子群体，以及对 EBL 的空间分布和光谱分布的处理是否一致。

1. 惰性中微子基准情形的费米子相空间自洽性

惰性中微子计算给出了 $z_{\mathrm{ref}} = 1100$ 处的丰度，并采用非相对论性母粒子，但未推导其产生机制或热史。即使在零温下，泡利不相容原理也给出了必要的自洽性检验 [68]。设 $F(\boldsymbol{p})$ 表示每个内部态的占据数，其中 $0 \le F \le 1$，并取 $g_s = 2$ 可用态。在固定物理数密度下，动量矩的最小值出现在填满的费米球$F = \Theta(p_F - p)$ 中：

$$n_s = \frac{g_s}{(2\pi)^3}\int d^3p\, F(\boldsymbol{p}) = \frac{g_s p_F^3}{6\pi^2}, \qquad p_{\mathrm{rms,min}} = \sqrt{\frac{3}{5}}\,p_F. \tag{D1}$$

占据数为 $p_{\mathrm{rms}} \ll m_{\nu_s}$ 的粒子群体要求 $p_F/m_{\nu_s} \ll 1$；占据数更低的产生谱可能比这一最小值更热。

Bar 等人 [69] 利用这一最小弥散论证表明，仅凭非热产生无法规避宇宙学自由流界限，并重新审视了 Randall 等人 [70]提出的方案。他们的结构形成界限假设费米子构成暗物质，因此并未直接应用于我们的次主导衰变粒子群体。

实际提供给衰变计算的归一化

f_{sterile}	Δm_{min} $(\eta = 1)$ [eV]	Δm_{min} $(\eta = 0.1)$ [eV]
10^{-2}	0.1989	1.3497
10^{-4}	0.02871	0.3926
10^{-6}	0	0.08997

表 I. 在复合时，使指定的费米动量比成为可能的最小质量劈裂，适用于 $g_s = 2$和 $m_\nu =$ 0.05 $\Delta m_{\mathrm{min}} =$ 0 $m_{\nu_s}^{\mathrm{min}} - m_\nu$ 电子伏特。我们取 max(,)；零值表示对任意正质量劈裂， $\eta_F < 1$。这些是冷母粒子假设的适用性检验，而非额外的观测排除限制。

是

$$n_s(z_{\mathrm{ref}}) = \frac{f_{\mathrm{sterile}}\rho_{\mathrm{DM},0}}{m_{\nu_s}}(1+z_{\mathrm{ref}})^3, \qquad m_{\nu_s} = \Delta m + 0.05\,\mathrm{eV}. \tag{D2}$$

这里， f_{sterile} 用于归一化静止质量密度；只有在非相对论状态下，它才等于能量密度分数 $\rho_s/\rho_{\mathrm{DM}}$ 。采用 $\rho_{\mathrm{DM},0} = 1.264\times10^3$ 电子伏特厘米$^{-3}$，与 $\Omega_{\mathrm{DM}}h^2 = 0.120$一致，可得

$$\eta_F \equiv \frac{p_F(z_{\mathrm{ref}})}{m_{\nu_s}} = 0.1566\left(\frac{f_{\mathrm{sterile}}}{10^{-2}}\right)^{1/3}\left(\frac{2}{g_s}\right)^{1/3}\left(\frac{1\,\mathrm{eV}}{m_{\nu_s}}\right)^{4/3} \times \frac{1+z_{\mathrm{ref}}}{1101}. \tag{D3}$$

对于选定的比值 η，条件 $\eta_F \le \eta$ 因此要求

$$m_{\nu_s} \ge 0.2489\,\mathrm{eV}\left(\frac{f_{\mathrm{sterile}}}{10^{-2}}\right)^{1/4}\left(\frac{2}{g_s}\right)^{1/4} \times \left(\frac{1+z_{\mathrm{ref}}}{1101}\right)^{3/4}\eta^{-3/4}. \tag{D4}$$

情形 $\eta = 1$ 表示动量为量级一，并非冷粒子群。我们还将 $\eta = 0.1$ 作为一个示例性判据：在填充球分布中，此时每个粒子都有 $v < 0.1$，且 $p_{\mathrm{rms}}/m_{\nu_s} \le 0.0775$。

例如， $\Delta m = 0.1$电子伏特对应 m_{ν_s} =0.15 电子伏特，并给出 $\eta_F = 1.96,\ 0.423,\ 0.0912$，分别对应 $f_{\mathrm{sterile}} = 10^{-2}$、$10^{-4}$、$10^{-6}$。即使在最小动量构型下，第一个基准情形在复合时也无法形成深度非相对论的粒子群；最小的比例则满足所选的 $\eta_F \le 0.1$ 判据。阈值针对的是母粒子质量，因此必须将子粒子质量加到图3中绘出的质量劈裂上。

通过 $\eta = 0.1$ 检验允许采用示例性的冷分布，但并不能证明某种特定的产生机制会形成这种分布。若只考虑一种可用的内部态，母粒子的质量阈值会提高 $2^{1/4}$；最大占据数 $F_{\mathrm{max}} < 1$ 则会使阈值进一步提高 $F_{\mathrm{max}}^{-1/4}$。如果母粒子在参考时代之后自由流动，其动量会按 $p \propto 1+z$红移。动量无关的衰变会降低占据数，但不会

使存活粒子冷却。相反，在复合时温热的粒子群，可能会在与 EBL 相关的较晚期发射之前变为非相对论性。评估这种情况需要其动量依赖的衰变谱和存活历史。然而，正如我们在检验中所见，即使质量轻至 $m_{\nu_s} \sim 0.1\,\mathrm{eV}$，我们也只预期会有 $\mathcal{O}(1)$修正；而在 $m_{\nu_s} \gtrsim 1$电子伏特时，修正可以忽略不计。

2. 非均匀 EBL 的贡献

衰变光子的有限传播时间使其瞬时分布呈现非均匀性。例如，暂时恢复 c，一个持续发射的源，其子光子光度为 N_γ，产生

$$n_\gamma(r,t) = \frac{\dot{N}_\gamma(t - r/c)}{4\pi c r^2}\Theta(ct - r). \tag{D5}$$

然而，对数密度为 n_g 的源进行空间平均可得

$$\overline{n}_\gamma(t) = n_g \int 4\pi r^2\, dr\, n_\gamma(r,t) = n_g \int_0^t dt'\, \dot{N}_\gamma(t'). \tag{D6}$$

因此，密度增强的区域会由密度降低的区域加以补偿。由于成对产生光学深度与目标光子相空间密度呈线性关系，对随机视线进行平均可得

$$\langle\tau\rangle = \tau[\overline{n}_\gamma]. \tag{D7}$$

因此，非均匀性不会改变系综平均光学深度。

然而，它确实会影响通量平均衰减。定义

$$\langle F_{\rm obs}\rangle = F_{\rm int}\langle e^{-\tau}\rangle \equiv F_{\rm int} e^{-\tau_{\rm eff}}, \tag{D8}$$

函数的凸性意味着

$$\tau_{\rm eff} = -\ln\langle e^{-\tau}\rangle \le \langle\tau\rangle. \tag{D9}$$

对于小幅波动，

$$\tau_{\rm eff} = \langle\tau\rangle - \frac{1}{2}\,\mathrm{Var}(\tau) + \cdots, \tag{D10}$$

因此，团块性会减弱根据观测到的通量集合推断出的有效衰减。

为估计可能产生的最大效应，考虑一个理想化模型：每个星系都被半径为 R_γ的均匀光子球包围，球外没有衰变光子。我们将球内的密度归一化，使空间平均值以及 τ 保持不变。对于泊松分布的星系，长度为 D 的路径穿过的光子球平均数为

$$\lambda = n_g \pi R_\gamma^2 D. \tag{D11}$$

$R_\gamma/R_{\rm gal}$	λ	$1-\tau_{\rm eff}/\overline{\tau}(\overline{\tau}=1)$	$1-\tau_{\rm eff}/\overline{\tau}(\overline{\tau}=10)$
1	1.9×10^{-3}	99。81%	99。981%
10	0.188	81。74%	98。12%
30	1.70	26.59%	83。47%
100	18.85	2.92%	24。43%

表 II。均匀光子球模型中通量平均有效光学深度的降低。空间平均光学深度 $\langle\tau\rangle = \tau$ 保持不变。

对每个球内的弦长取平均可得

$$\tau_{\rm eff} = \lambda\left[1 - \frac{1-(1+2x)e^{-2x}}{2x^2}\right], \qquad x = \frac{3\overline{\tau}}{4\lambda}. \tag{D12}$$

在稀少且各自都不透明的球体极限下，$\tau_{\rm eff} \simeq \lambda$：大多数视线都是透明的，而少数视线则会被完全吸收。

表 II 展示了这一对星系半径 $R_{\rm gal} = 10$ 千秒差距，数密度 $n_g = 10^{-2}$ $^{-3}$ $D = 600$ 百万秒差距，以及伽马射线路径长度百万秒差距的极端估计。相应的星系平均间距为 $d_g = n_g^{-1/3} = 4.6$百万秒差距 $\simeq 460 R_{\rm gal}$。

这一玩具模型严重高估了自由传播的衰变背景的物理非均匀性。1 百万秒差距的半径仅对应 3.3 百万年的传播，而与宇宙学 EBL 相关的衰变光子通常会累积数百百万年或数十亿年。经过 10 亿年后，它们的传播半径约为 300 百万秒差距；此时基准路径会采样来自 $\lambda \simeq 1.7\times10^6$ 个源球体的贡献。方程（D12）给出的分数降低幅度仅为 3×10^{-7}（当 $\tau = 1$ 时），以及 3×10^{-6}（当 $\tau = 10$时）。因此，若要产生显著修正，要么光子视界必须低于数个百万秒差距（这可能发生在极其接近成对产生阈值的情况下），要么必须存在稀少且短暂的源群体。

最后，单个星系附近的靶场具有各向异性。从伽马射线宿主星系向外传播的子代光子，与逃逸的 TeV 光子大致同向传播，因此会抑制 $(1-\cos\theta)$ 碰撞因子和电子对产生率。正向的源聚集反而可能提高宿主星系附近的条件光学深度，但影响范围仅限于星系关联长度；与伽马射线的宇宙学传播路径相比，这一长度很短。因此，预计这些端点和角度修正都是次要的。由此，对于本文考察的参数区域，均匀河外背景光计算应当能够很好地近似平均不透明度。

3. 对谱形的依赖

伽马射线的衰减取决于 EBL 的光谱分布，而不仅仅取决于其全波段

强度，因为成对产生会在每个伽马射线能量下选择一个有限范围的靶光子波长。因此，EBL重建所用的光谱基也必须能够表示本文考虑的非标准成分，这一点至关重要。Gr´eaux 等人 [6] 用八个在对数波长空间中相互重叠的高斯基函数对当前宇宙外背景光进行了参数化，

$$\nu I_\nu(\ell) = \sum_{i=1}^{8} a_i \exp\left[-\frac{(\ell-\ell_i)^2}{2\sigma^2}\right], \qquad \ell = \ln\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\rm ref}}\right). \tag{D13}$$

中心 ℓ_i 和共同宽度 σ 固定，八个振幅 a_i 则分别拟合。以下示例中，我们采用 $\lambda_i = 0.3\,\mu$m $e^{(i-1)\Delta\ell}$，其中 $\Delta\ell = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$、$\sigma/\ln 10 = 0.15$，以及 $\lambda_{\rm ref} = 0.6\,\mu$m。这样，八个中心覆盖 0.3–89.1 μm；拟合范围则覆盖所述响应区间 0.18–120 μm。这个示例网格相对于已发表的解析处方有所偏移；该处方以 $0.6\,\mu$m 处的高斯函数为锚点。以下重叠值均对应于两个图中明确指定的网格。此构造使 EBL强度能够随波长局部变化，不过，有限的基底宽度限制了重建窄谱特征的分辨率。

我们使用根据方程 (A5) 生成的两种物理衰变光谱对此进行明确检验，其中纳入了宇宙学红移和母粒子耗减。对于中微子，我们取正常排序，$\nu_3 \to \nu_2\gamma$、$E_* = 0.02$电子伏特，以及 $\mu_{\rm eff} = 10^{-8}\mu_B$。相应的质量为 $(m_1, m_2, m_3) = (0.03465, 0.03571, 0.06093)$ 电子伏特，辐射衰变宽度为 $\Gamma_\nu = 3.397\times10^{-20}\,\mathrm{s}^{-1}$。我们采用标准的共动母粒子丰度 113 cm^{-3}，取 $z_i = 2\times10^9$，并假设每次衰变产生一个光子。对于轴子，我们取 $m_a = 5$电子伏特和 $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-10}$ GeV^{-1}，得到 $E_* = 2.5$电子伏特和$\Gamma_a = 9.445\times10^{-24}\,\mathrm{s}^{-1}$。轴子在初始时于 $z_{\rm ref} = 1100$构成全部暗物质，每次衰变产生两个光子。两种光谱均在 $z = 0$ 处按非相对论母粒子近似进行计算。

对于每个谱 $S(\lambda)$，如图6所示，我们采用文中给出的 0.18–120 μm 响应范围，并通过非负最小二乘法确定方程（D13）中的振幅，使 $\int d\ln\lambda\,[S(\lambda) - B(\lambda)]^2$最小化。目标谱在其运动学支持域之外设为零。我们使用对称面积重叠系数来量化一致性：

$$\mathcal{O} = 1 - \frac{\int d\ln\lambda\,|S-B|}{\int d\ln\lambda\,(S+B)} = \frac{2\int d\ln\lambda\,\min(S,B)}{\int d\ln\lambda\,(S+B)}, \tag{D14}$$

其中，$B(\lambda)$ 是拟合得到的高斯和。因此，$0 \le \mathcal{O} \le 1$；若两条谱完全相同（包括归一化），该系数为 1。

在整个响应区间内，我们发现 $\mathcal{O}_\nu = 0.748$ 和 $\mathcal{O}_a = 0.791$。相应的端点分别为 $\lambda_* = 61.99\,\mu$米和 $0.496\,\mu$米。中微子拟合包含一个非零高斯分量；轴子光谱由多个分量表示。宽基函数遵循平滑的连续谱，但会向尖锐端点以下的波长泄漏强度，从而降低整个区间的重叠度。

重叠程度还取决于发射光子能量 E_*，因为端点 $\lambda_* = hc/E_*$ 会相对于固定的高斯中心移动。在衰变率和参考时代固定时，改变 E_* 会使归一化后的谱沿对数波长方向平移，

$$\widehat{S}_{E_*,\Gamma}(\lambda) = \widehat{S}_{E_{*,\rm ref},\Gamma}\left(\lambda\frac{E_*}{E_{*,\rm ref}}\right), \tag{D15}$$

其中，$\widehat{\ }$ S 表示强度除以其端点值，从而消去整体归一化。我们在相同的响应区间内，对每个 E_* 重新生成谱，并重新拟合全部八个非负振幅。在非相对论单色发射近似下，此参数化适用于全部三种衰变情景：轴子的 $E_* = m_a/2$ 以及活性中微子或惰性中微子的 $E_* = (m_i^2 - m_f^2)/(2m_i)$。每条曲线均保持其衰变率和参考时代不变；拟合后，整体强度归一化会从 $\mathcal{O}$ 中消去。

改变寿命还会通过母粒子耗减改变形状。具体而言，写作$J = \nu I_\nu$时，恒定速率衰变给出当前强度比

$$\frac{J_{\rm dec}(E_{\rm IR},0)}{J_{\rm dec}(E_*,0)} = \frac{E_{\rm IR}}{E_*}\frac{H_0}{H(z_{\rm d})}e^{\Gamma[t_0 - t(z_{\rm d})]}, \tag{D16}$$

其中，$1+z_{\rm d} = E_*/E_{\rm IR}$、$t_0$是当前宇宙年龄，且能量位于发射历史的运动学支持域内。因此，在耗减变得重要后，较大的 Γ 会增强红移尾部，相对于端点而言更为明显。对于$\Gamma t_0 \ll 1$，指数项近似为 1：形状与 Γ无关，后者只改变整体归一化。重叠通常同时取决于E_* 和 Γ。对于上述基准值，$\Gamma_\nu t_0 = 0.0148$ 和$\Gamma_a t_0 = 4.11\times10^{-6}$，因此二者都接近长寿命区间。能量扫描固定所引用的速率；耦合常数在两个基准能量处指定，并未沿这些曲线保持不变。

图 7 展示了在 E_* 下两种基准速率的依赖关系。随着端点在固定基底上移动，重叠度呈非单调变化。远离响应边界时，当 E_* 变化一个高斯间距因子$e^{\Delta\ell} = 2.26$时，调制近似重复。接近长波长边界时，随着端点接近 $120\,\mu$m（$E_* = 0.0103$电子伏特），重叠度进一步下降。总体而言，Gr´eaux 等人 [6] 所选基底能够很好地覆盖本文讨论的单色光子信号。

此处评估这种重叠：拟合得到的衰变谱已包含其发射历史中的宇宙学红移。在红移为 $z_{\rm d}$ 时发射、能量为 E_* 的光子，在较晚的纪元 $z \le z_{\rm d}$具有局部能量 $E_{\rm IR} = E_*(1+z)/(1+z_{\rm d})$。高斯基描述

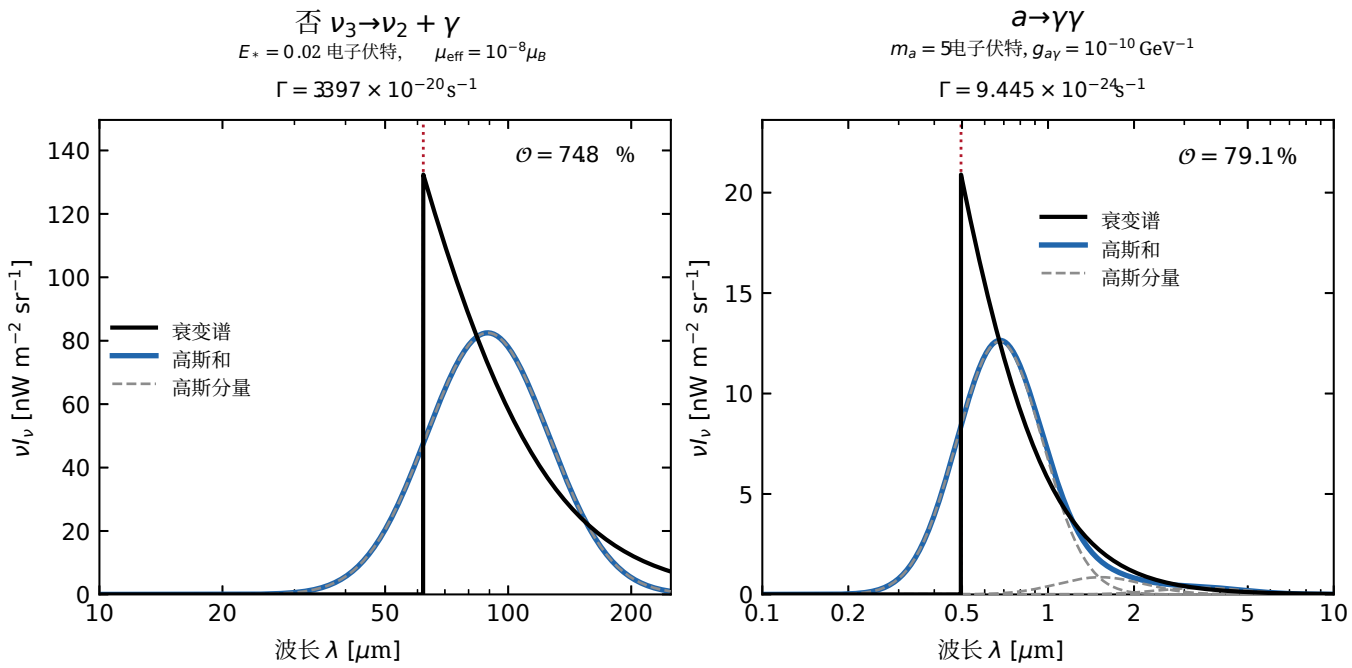


图 6. 对再生的当今衰变谱（黑色）进行的非负八高斯拟合（蓝色）。左：正常排序 $\nu_3\to\nu_2\gamma$，其中 $E_*=0.02$电子伏特，且 $\mu_{\rm eff}=10^{-8}\mu_B$，得到 $\Gamma_\nu=3.397\times10^{-20}$秒$^{-1}$。右： $m_a=5$电子伏特，且 $g_{a\gamma\gamma}=10^{-10}$吉电子伏特$^{-1}$，得到 $\Gamma_a=9.445\times10^{-24}$秒$^{-1}$。灰色虚线曲线表示拟合得到的非零高斯分量；中微子分量与其拟合总和重合。红色点线标记端点。式（D14）中的重叠使用完整的 0.18–120 μm 响应区间，包括每个端点以下的波长。两种光谱均包含红移和耗减，其丰度与参考纪元已在正文中说明。

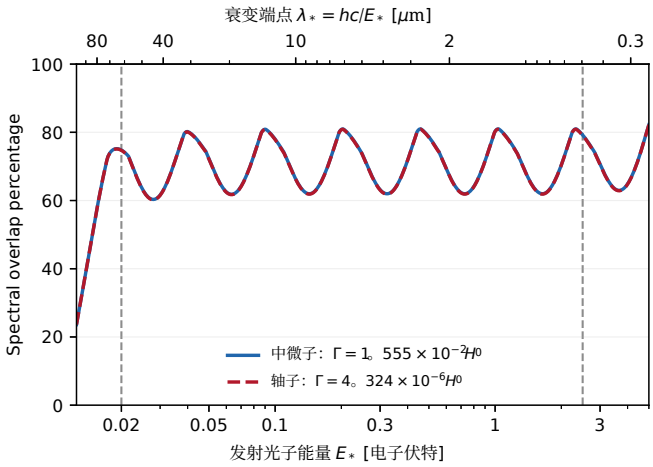


图 7。当今光谱重叠随发射光子能量的变化 E_* 在图6中所用的两个固定衰变率下，以 $H_0=67.4\,{\rm kms}^{-1}\,{\rm Mpc}^{-1}$为单位表示。在每个 E_* 处，对八个非负高斯振幅在 0.18–120 μm 的范围内重新拟合，包括低于衰变端点的波长。灰色竖直虚线标出了基准能量 $E_*=0.02$ 和 2.5 电子伏特；上方坐标轴给出了端点波长。沿每条曲线，衰变率、参考纪元、高斯中心和宽度均保持不变。

当前的波长，而非光子能量

在发射时。Gr´eaux 等人使用$J\equiv\nu I_\nu$ 和 [6]演化这一基组

$$J_{\rm gal}(E_{\rm IR},z)=(1+z)^{4-f_{\rm evol}}J_{\rm gal}\left(\frac{E_{\rm IR}}{1+z},0\right),\qquad\text{(D17)}$$

与 $1\le f_{\rm evol}\le2$。因此，其在局部波长中的中心为 $\lambda_i/(1+z)$，而对数宽度保持不变。对于连续衰变，新产生的光子反而在每个纪元都保持局部上限能量端点为 E_*；局部谱遵循方程（A5）。有限的高斯基对衰变贡献的刻画精度随能量而变。因此，对于本文给出的约束，我们在光学深度中对每个红移处的衰变光子密度进行正向建模，而不是将其等同于重构所得 EBL 振幅的单一组合。

4. 受激母粒子及其影响

运动中的母粒子在宇宙时间中存活得更久，即使发生二体衰变，也会在一系列能量范围内发射光子。这两种效应都可能改变其衰变产生的EBL。对于遗迹中微子而言，EBL数据所探测的光子是在何时发射的至关重要：早期宇宙中的大幅增益并不一定意味着需要进行大幅修正

到如今测得的EBL。粗略地说，只要中微子在静止衰变时间 $1/\Gamma$之前变为非相对论状态，修正就会保持较小。

我们通过对标准热遗迹动量分布取平均来检验图 2，并假设光子在母粒子静止系中各向同性发射。辐射性中微子衰变中的热动量效应也在文献 [18] 中进行了处理。

令 q 表示红移至当前时刻的母粒子动量。初始数目分布与 $q^2dq/[\exp(q/T_{\nu 0})+1]$ 成正比，其中 $T_{\nu 0}=1.677\times10^{-4}$ 电子伏特，$\langle q\rangle = 3.151T_{\nu 0} = 5.28\times10^{-4}$电子伏特。在红移为$z$时，其动量和洛伦兹因子为

$$p(q,z)=q(1+z),\qquad \gamma(q,z)=\sqrt{1+\frac{q^2(1+z)^2}{m_i^2}}. \tag{D18}$$

对于图 $\nu_3\to\nu_2$ 顶部坐标轴所采用的正常排序 2中的跃迁，$m_3\geq 0.05011$电子伏特。对于处于该最小质量且未发生耗损的粒子群，热平均值在 $\langle\gamma\rangle = 1.000072$今天为 1。000383，在 $z=1.3$处为 11。67。复合时。因此，母粒子在其演化过程中会从相对论性运动转变为极慢运动。

时间膨胀使每单位宇宙时间的衰变率为 Γ/γ，其中 Γ 是静止系宽度。我们分别跟踪每个动量下的存活率，

$$S(q,z)=\exp\left[-\Gamma\int_z^{z_i}\frac{dz'}{(1+z')H(z')\gamma(q,z')}\right], \tag{D19}$$

从 $z_i=2\times10^9$ 开始，其共动丰度与冷暗物质计算相同。对于最小母粒子质量，到今天为止累积的固有时平均比宇宙时间短 33.6 百万年，约占宇宙年龄的 0.24%。在上方蓝色边界附近，耗减十分重要，在耦合固定时，这使存活的母粒子数量大约增加 5%。边界本身的移动幅度较小，因为该处的衰变信号随耦合急剧变化。

运动还会拓宽光子谱线。在红移为 z_e 、相对于母粒子速度的静止系角度为 θ_* 处发射的光子，今天观测到的能量为

$$E_{\gamma 0}=\frac{E_*}{1+z_e}\gamma(q,z_e)\big(1+\beta(q,z_e)\cos\theta_*\big), \tag{D20}$$

其中 $\beta = p/\sqrt{m_i^2+p^2}$。对于各向同性发射，平均发射能量为 γE_*，而单个光子的能量可能向上或向下偏移。早期的相对论极限尤其具有启发性：

$$E_{\gamma 0}\longrightarrow\frac{E_*}{m_i}q(1+\cos\theta_*)\leq q. \tag{D21}$$

该不等式由 $E_*/m_i\leq 1/2$对于双体衰变得出。宇宙学红移抵消了早期的大幅增益，使典型光子的能量远低于 EBL 的最低窗口，其起始值为 0.01059 电子伏特。要从相对论时期到达该窗-口，需要满足 $q/T_{\nu 0}\gtrsim 63$，而这处于遗迹分布中受到指数抑制的尾部。

E_* [电子伏特]	下边界 [%]	上边界 [%]
0.012	−0.016	+0.064
0.020	−0.015	+0.242
0.024	+0.196	+0.434

表III. $\mu_{\rm eff}$ 图 2中残余EBL排除区域上下边界处的变化，包括正常排序 $\nu_3\to\nu_2$的热运动和时间膨胀。条目为 100($\mu_{\rm boosted}/\mu_{\rm cold}-1$)；正值表示边界向较大的跃迁磁矩移动。

因此，这些EBL窗口中的活性中微子信号是在较晚时期产生的。所示跃迁的最大线能量为 $E_*=0.02432$ 电子伏特，因此冷关系 $1+z_e=E_*/E_{\gamma 0}$ 选出 $z_e\lesssim 1.3$。在这些纪元，较小的母粒子速度主要是使谱变得平滑，而非显著提高光子能量。我们通过对遗迹动量和发射角积分，重新计算分箱强度和额外的伽马射线不透明度，并保留式（D19）中依赖于动量的存活率。数据、初始丰度和统计量均保持不变。表 III给出了蓝色边界变化的代表性结果。更精细的数值积分重现了在 $E_*=0.024$电子伏特处的偏移。

对于 LHAASO，最大值 $\Delta\chi^2_0$ 在活性中微子端点处仍为 0。784，计入增益后仍低于所采用的阈值 3。84146。因此，这一修正不会在物理活性中微子范围内产生紫色排除区域。图 E_* 2 的更高能区延伸 需要另外选定母粒子质量和动量分布。作为热分布示例，我们取 $m_i=2E_*$，对应于无质量子粒子，以及在固定 E_* 和遗迹动量下允许的最大增益。在$E_*=0.03$电子伏特处，LHAASO 的下、上边界分别移动 −0.77% 和 +0.33%；在 0。1 电子伏特处，移动幅度约为 −0.001% 和 +0.10 %。这些检验针对所述热分布示例；若粒子群温度更高或呈非热分布，则需指定其动量分布。

V. 衰变诱导的 EBL 与直接轴子吸收

有人可能会问，是否可以直接利用同一批 TeV光子来约束轴子，而不必先将轴子转化为 EBL光子族群。轴子–光子耦合允许发生过程 $2\to2$ $\gamma_{\rm UV}a\to\gamma^*\to e^+e^-$。非相对论轴子的截面为

$$\sigma_{\gamma a}(s)=\frac{\alpha g_{a\gamma\gamma}^2}{12}\left(1-\frac{m_a^2}{s}\right)\sqrt{1-\frac{4m_e^2}{s}}\left(1+\frac{2m_e^2}{s}\right), \tag{E1}$$

其中 $s = m_a^2 + 2m_a(1+z)E_{\rm UV}$ 表示在相互作用红移 z处高于阈值的情形。每个 TeV 光子对应的相互作用率为 $R_{2\to2} = n_a\sigma_{\gamma a}$。

本研究考虑的过程则是轴子衰变后发生 Breit–Wheeler 散射，

$$a \to \gamma_{\rm IR}\gamma_{\rm IR}, \qquad \gamma_{\rm UV}\gamma_{\rm IR} \to e^+e^-. \tag{E2}$$

它可以表示为 $2 \to 3$ 反应 $a + \gamma_{\rm UV} \to \gamma_{\rm IR} + e^+e^-$，但其主要贡献并非普通的局域三体过程。内部光子可以处于壳上：在 $q^2 = 0$ 附近，振幅可因子化为

$$\mathcal{M}_{2\to3} \simeq \mathcal{M}_{a\to\gamma\gamma}\frac{1}{q^2 + i0}\mathcal{M}_{\gamma\gamma\to e^+e^-}. \tag{E3}$$

壳上光子在发生相互作用前可以传播一段宇宙学时间。因此，极点的物理调节因素是有限的传播时间和几何效应，适当的描述方式是对真实衰变光子的产生与输运进行处理，如式（7）所示。

这使得两步反应道的效率远高于直接吸收。在长寿命区间，衰变光子会累积至数密度$n_{\gamma,\ \rm dec} \simeq 2n_a\Gamma_a t$，其中$\Gamma_a = g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3/(64\pi)$。因此，瞬时反应率之比在参数上为

$$\frac{R_{\rm decay+BW}}{R_{2\to2}} \simeq 2\Gamma_a t\,\frac{\overline{\sigma}_{\gamma\gamma}}{\sigma_{\gamma a}} \sim \alpha\frac{m_a^3 t}{m_e^2}. \tag{E4}$$

尽管只有一小部分轴子发生了衰变，但每个真实子粒子随后都会通过大得多的量子电动力学 Breit–Wheeler截面发生相互作用，且不会受到额外的轴子耦合抑制。两种速率都按 $n_a g_{a\gamma\gamma}^2$ 缩放，因此在耗减可以忽略时，它们的比值与轴子丰度以及$g_{a\gamma\gamma}$ 无关。

作为示例，在 $z = 0$、$m_a = 1$电子伏特和 $E_{\rm UV} = 10$太电子伏条件下，$\Gamma_a t_0 = 3.29 \times 10^{-8} g_{10}^2$，其中 $g_{10} \equiv g_{a\gamma\gamma}/(10^{-10}\text{GeV}^{-1})$，而谱平均 Breit–Wheeler截面为 $9.66 \times 10^{-26}\text{cm}^2$, ，相比之下为 $\sigma_{\gamma a} \simeq 2.37\times10^{-51} g_{10}^2\text{cm}^2$。由此产生的局部速率增强约为 2.7×10^{18}；计入沿通往 GRB 221009A 的视线方向的红移演化后，光学深度比约为 2.4×10^{18}。因此，此处探测到的由衰变产生的 EBL 以压倒性优势主导了直接 γa通道。极点贡献与衰变背景不透明度是对同一物理历史的两种描述。

VI. 中微子偶极探测的比较

不同的测量对中微子偶极矩的不同组合施加约束。我们使用质量基底矩阵 μ 和 ϵ 表示磁矩和电矩，并定义 $\lambda = \mu - i\epsilon$。这些矩阵 μ 和 ϵ 是厄米矩阵；对于马约拉纳中微子，它们还具有纯虚性质且为反对称矩阵，因此只允许存在跃迁矩。狄拉克中微子还可以具有对角矩 [71]。以下散射表达式假设中微子是超相对论性的，且传播过程中自旋转换可以忽略。

反应堆散射。—GEMMA 等短基线反应堆实验约束的是初始相干电子反中微子态的有效矩，而不是质量基底中的某个矩阵元 [19, 72]:

$$\mu_R^2 = \sum_j \left|\sum_i U_{ei}(\mu_{ij} + i\epsilon_{ij})\right|^2, \tag{F1}$$

其中，U 是轻子混合矩阵，未观测到的末态质量本征态 j 按非相干方式求和。在有限振荡距离下，U_{ei} 会获得相位 $\exp[-im_i^2 L/(2E)]$。每个振幅中都可能有多个偶极矩阵元发生干涉，因此约束会受到它们相对相位的影响。

太阳散射。— 太阳中微子到达探测器时，是质量本征态的非相干混合态。若 $P_{ei}(E)$是以态 i 到达的概率，则有效散射矩为

$$\mu_S^2(E) = \sum_i P_{ei}(E)(\lambda^\dagger\lambda)_{ii} = \sum_{ij} P_{ei}(E)|\lambda_{ji}|^2. \tag{F2}$$

测得的反冲谱会对该表达式按太阳通量和探测器响应进行平均 [21]。入射质量本征态之间不存在干涉。特别是，对于单个马约拉纳跃迁 $i \leftrightarrow j$, $\mu_S^2 = (P_{ei} + P_{ej})\mu_{\rm eff}^2$，其中 $\mu_{\rm eff}$ 定义见式（8）。因此，太阳数据也能约束单个活性跃迁磁矩；一般而言，无法通过选择相对相位来消除这些限制 [71]。

*CMB*谱畸变。— 辐射衰变和逆光子吸收会使宇宙微波背景谱发生畸变。对于给定的跃迁，COBE/FIRAS 对与式（$\mu_{\rm eff}^2 = |\mu_{ij}|^2 + |\epsilon_{ij}|^2$）中衰变宽度所涉及的同一8施加约束，其灵敏度取决于质量和遗迹粒子丰度。参考文献 [18] 中的计算纳入了热中微子动量、受激发射和泡利阻塞，并假设耗减可以忽略。

本文——我们通过该跃迁产生的衰变光子背景来约束同一跃迁强度：将其当前强度与 Gr´eaux 残余河外背景光进行比较，并将其额外的成对产生光学深度与 LHAASO 光谱单独比较。我们的冷母粒子计算采用标准遗迹丰度和衰变存活因子，并在第 IV4 节检验了热运动的影响。对于图 $\nu_3 \to \nu_2$ 2 中物理上正常排序的 范围，残余河外背景光比较给出了排除带。因此，与宇宙微波背景畸变的互补性源于所探测的光子能量和红移不同，而非偶极组合不同。若存在多个有贡献的衰变通道，则需要一致地考虑其分支比

以及种群演化。尽管散射和衰变探测的是不同的有效组合，但仅凭这一区别，并不能规避针对普通活性中微子跃迁更强的太阳和恒星限制。

[1] R. Hill、K. W. Masui 和 D. Scott，《宇宙的光谱》，《应用光谱学》72，663（2018年），http://arxiv.org/abs/1802.03694，arXiv:1802.03694 [astro-ph]。[2] S. P. Driver、S. K. Andrews、L. J. Davies、A. S. G. Robotham、A. H. Wright、R. A. Windhorst、S. Cohen、K. Emig、R. A. Jansen 和 L. Dunne，通过深空地面及空间星系计数测量从远紫外到远红外的河外背景光，《天体物理学杂志》827，108（2016年），arXiv:1605.01523 [astro-ph.GA]。[3] M. Postman、T. R. Lauer、J. W. Parker、J. R. Spencer、H. A. Weaver、J. M. Shull、S. A. Stern、P. Brandt、S. J. Conard、G. R. Gladstone、C. M. Lisse、S. D. Porter、K. N. Singer 和 A. J. Verbiscer，利用新视野号对宇宙光学背景进行新的巡天观测，《天体物理学杂志》972，95（2024年），arXiv:2407.06273 [astro-ph.GA]。[4] Q. Yuan、H.-L. Huang、X.-J. Bi 和 H.-H. Zhang，通过对耀变体的超高能伽马射线观测测量河外背景光（2012年），arXiv:1212.5866 [astro-ph.HE]。[5] X.-Y. Wang、X.-J. Bi、Z. Cao、P. Vallania、H.-R. Wu、D.-H. Yan 和 Q. Yuan，第3章：河外伽马射线源，《中国物理C》46，030003（2022年）。[6] L. Gr´eaux、J. Biteau 和 M. Nievas Rosillo，宇宙学光学收敛：来自TeV伽马射线的河外背景光，《天体物理学通讯》975，L18（2024年），arXiv:2410.07011 [astro-ph.HE]。[7] Z. Cao *et al.*（LHAASO合作组），GRB 221009A中超过10 TeV的超高能伽马射线辐射，《科学进展》9，eadj2778（2023年），arXiv:2310.08845 [astro-ph.HE]。[8] A. Baktash、D. Horns 和 M. Meyer，GRB221009A多TeV光子的解释，http://arxiv.org/abs/2210.07172（2022年），arXiv:2210.07172 [astro-ph]。[9] J.-G. Guo、H.-J. Li、X.-J. Bi、S.-J. Lin 和 P.-F. Yin，Fermi-LAT 和 H.E.S.S. 对 PG 1553+113 和 PKS 2155-304，**45**，025105 2021 2002 07571 的观测[ ]对类轴子粒子的启示，《中国物理C》（），arXiv: .astro-ph.HE 。[10] L.-Q. Gao、X.-J. Bi、J. Li、R.-M. Yao 和 P.-F. Yin，LHAASO对GRB 221009A的观测给出的类轴子粒子约束，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2024（01），026，arXiv:2310.11391 [astro-ph.HE]。[11] J. L. Bernal、A. Caputo、G. Sato-Polito、J. Mirocha 和 M. Kamionkowski，利用 γ-射线衰减搜寻暗物质，《物理评论D》107，103046（2023年），arXiv:2208.13794 [astro-ph.CO]。[12] Y. Gong、A. Cooray、K. Mitchell-Wynne、X. Chen、M. Zemcov 和 J. Smidt，轴子衰变与近红外河外背景光的各向异性，《天体物理学杂志》825，104（2016年），arXiv:1511.01577 [astro-ph.CO]。[13] X.-J. Bi、A. Addazi、K. Belotsky、V. Beylin、M. Cirelli、A. Esmaili、N. Fornengo、Q.-Y. Gan、M. Kachelriess，M. Khlopov、V. Korchagin、A. Korochkin、V. Kuksa、A. Marciano、A. Neronov、P. Panci、R. Pasechnik、A. Sakharov、F. Sala、G. Di Sciascio、D. Semikoz、P. D. Serpico、N. Volchanskiy 和 P.-F. Yin，《第五章：利用 LHAASO 研究标准模型之外的暗物质与新物理》，《中国物理C》46，030005（2022年）。[14] L. Gr´eaux、J. Biteau、T. Hassan、O. Hervet、M. Nievas Rosillo 和 D. A. Williams，《STeVECat，TeV能段河外星系光谱目录》，载于 *Proceedings of the 41st Heidelberg International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy*，《科学会议录》第417卷（2023年），第171页，arXiv:2304.00835 [astro-ph.HE]。[15] R. J. Gould 和 G. P. Schr¨eder，《宇宙对高能光子的不透明度》，《物理评论》155，1408（1967年）。[16] N. Aghanim *et al.*（Planck），《普朗克2018年结果。VI. 宇宙学参数》，《天文学与天体物理学》641，A6（2020年），[勘误：《天文学与天体物理学》652，C4（2021年）], arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO]。[17] A. Mirizzi、D. Montanino 和 P. D. Serpico，《重新审视辐射性中微子寿命的宇宙学界限》，《物理评论D》76，053007（2007年），arXiv:0705.4667 [hep-ph]。[18] J. L. Aalberts、S. Ando、W. M. Borg、E. Broeils、J. Broeils、S. Broeils、B. J. Kavanagh、G. Leguijt、M. Reemst、D. R. van Arneman 和 H. Vu，《利用宇宙微波背景光谱畸变对辐射性中微子衰变的精确约束》，《物理评论D》98，023001（2018年），http://arxiv.org/abs/1803.00588，arXiv:1803.00588。[19] A. G. Beda、E. V. Demidova、A. S. Starostin、V. B. Bru-danin、V. G. Egorov、D. V. Medvedev、M. V. Shirchenko 和 T. Vylov，《GEMMA实验：寻找中微子磁矩的三年历程》，《粒子与原子核通讯》7，406（2010年），arXiv:0906.1926 [hep-ex]。[20] A. G. Beda、V. B. Brudanin、V. G. Egorov、D. V. Medvedev、V. S. Pogosov、M. V. Shirchenko 和 A. S. Starostin，《GEMMA实验中寻找中微子磁矩的结果》，《高能物理进展》2012，350150（2012年）。[21] M. Agostini、K. Altenm¨uller、S. Appel、V. Atroshchenko、Z. Bagdasarian、D. Basilico、G. Bellini、J. Ben-ziger、D. Bick、G. Bonfini、D. Bravo、B. Caccian-iga、F. Calaprice、A. Caminata、S. Caprioli、M. Car-lini、P. Cavalcante、A. Chepurnov、K. Choi、L. Col-lica、D. D'Angelo、S. Davini、A. Derbin、X. F. Ding、A. Di Ludovico、L. Di Noto、I. Drachnev、K. Fomenko、A. Formozov、D. Franco、F. Froborg、F. Gabriele、C. Galbiati、C. Ghiano、M. Giammarchi、A. Goretti、M. Gromov、D. Guffanti、C. Hagner、T. Houdy、E. Hungerford、A. Ianni、A. Ianni、A. Jany、D. Jeschke、V. Kobychev、D. Korablev、G. Korga、D. Kryn、M. Laubenstein、E. Litvinovich、F. Lom-bardi、P. Lombardi、L. Ludhova、G. Lukyanchenko、L. Lukyanchenko、I. Machulin、G. Manuzio、S. Mar-cocci、J. Martyn、E. Meroni、M. Meyer、L. Miramonti、M. Misiaszek、V. Muratova、B. Neumair、L. Ober-auer、B. Opitz、V. Orekhov、F. Ortica、M. Pallavicini、L. Papp、¨O. Penek、N. Pilipenko、A. Pocar、A. Porcelli、G. Ranucci、A. Razeto、A. Re、M. Redchuk、A. Ro-mani、R. Roncin、N. Rossi、S. Sch¨onert、D. Semenov、M. Skorokhvatov、O. Smirnov、A. Sotnikov、L. F. F. Stokes、Y. Suvorov、R. Tartaglia、G. Testera、J. Thurn、M. Toropova、E. Unzhakov、A. Vishneva、R. B. Voge-laar、F. von Feilitzsch、H. Wang、S. Weinz、M. Woj-cik、M. Wurm、Z. Yokley、O. Zaimidoroga、S. Zavatarelli、K. Zuber 和 G. Zuzel，《利用 Borexino 第二阶段太阳中微子数据对中微子磁矩的限制》

, 《物理评论D》96, 091103（2017年）, http://arxiv.org/ abs/1707.09355, arXiv:1707.09355 [hep-ex, physics:hep- ph]。[22] C. Giunti 和 C. A. Ternes, 《在当前及未来暗物质实验中检验中微子电磁性质》, 《物理评论D》108, 095044（2023年）, arXiv:2309.17380 [hep-ph]。[23] G. G. Raffelt, 《中微子电磁性质的界限：更新》, Phys. Rept. 320, 319（1999年）。[24] N. Viaux、M. Catelan、P. B. Stetson、G. Raffelt、J. Re- dondo、A. A. R. Valcarce 和 A. Weiss, 《来自 M5 球状星团的粒子物理约束：中微子偶极矩》, 《天文学与天体物理学》558, A12（2013年）, http://arxiv.org/abs/1308.4627, arXiv:1308.4627 [astro-ph, physics:hep-ex, physics:hep- ph]。[25] N. Viaux、M. Catelan、P. B. Stetson、G. Raffelt、J. Re- dondo、A. A. R. Valcarce 和 A. Weiss, 《来自 M5 球状星团（NGC 5904）的中微子和轴子界限》, 《物理评论快报》 **111**, 231301 2013 1311 1669 ( ), [ ] arXiv: 。astro-ph.SR。[26] F. Capozzi 和 G. Raffelt, 《利用几何距离测定对红巨星分支尖端进行新标定，改进轴子和中微子界限》, 《物理评论D》102, 083007（2020年）, arXiv:2007.03694 [astro- ph.SR]。[27] C. Giunti、K. Kouzakov、Y.-F. Li 和 A. Studenikin, 《中微子电磁性质》, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 75, 1（2025年）, arXiv:2411.03122 [hep-ph]。[28] J. L. Bernal、A. Caputo、F. Villaescusa-Navarro 和 M. Kamionkowski, 《利用谱线强度映射寻找宇宙中微子背景的辐射性衰变》, 《物理评论快报》127, 131102（2021年）, arXiv:2103.12099 [hep-ph]。[29] C. A. Ternes 和 M. T´ortola, 《中微子磁矩：有效参数与基本参数》, Nucl. Phys. B 1019, 117107（2025年）, arXiv:2505.02633 [hep-ph]。[30] A. Boyarsky、J. Lesgourgues、O. Ruchayskiy 和 M. Viel, 《Lyman-α 对暖暗物质与冷暗物质混合模型的约束》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》 **05** 05 012, 0812 0010 ( ), [ ] arXiv: 。astro-ph。[31] S. Tremaine 和 J. E. Gunn, 《轻中性轻子在宇宙学中的动力学作用》, 《物理评论快报》42, 407（1979年）。[32] J. M. Cline、G. Herrera 和 J.-S. Roux, 《中微子作为暗物质》（2026年）, arXiv:2603.28859 [hep-ph]。[33] K. Nakayama 和 W. Yin, 《鉴于 LORRI 异常，衰变暗物质的各向异性宇宙光学背景约束》, 《物理评论D》106, 103505（2022年）, arXiv:2205.01079 [hep-ph]。[34] P. Carenza、G. Lucente 和 E. Vitagliano, 《利用宇宙光学背景各向异性探测蓝轴子》, 《物理评论D》107, 083032（2023年）, arXiv:2301.06560 [hep- ph]。[35] R. Janish 和 E. Pinetti, 《利用詹姆斯·韦布空间望远镜在红外背景中搜寻暗物质谱线》, 《物理评论快报》134, 071002（2025年）, arXiv:2310.15395 [hep-ph]。[36] E. Pinetti, 《利用詹姆斯·韦布空间望远镜观测对 QCD 轴子暗物质的首个约束》（2025年）, arXiv:2503.11753 [hep-ph]。[37] A. K. Saha、S. Bouri、A. Das、A. Dubey 和 R. Laha, 《揭示 QCD 轴子和类轴子粒子在红外波段的特性》 利用JWST研究粒子暗物质, 《物理评论D》10.1103/ks1j-hxk 2 2026 28 2026, 2503 14582 ( ), 已接受, [ ] 2025年8月, arXiv: hep-ph。[38] E. Todarello、M. Regis、J. Reynoso-Cordova、M. Taoso、D. Vaz、J. Brinchmann、M. Steinmetz和S. L. Zou-tendijk, 《光学MUSE-Faint巡天中来自矮椭球星系的ALP暗物质稳健界限》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2024年（05）, 043, arXiv: 2307.07403 [astro-ph.CO]。[39] E. Todarello和M. Regis, 《紫外线中发光的类轴子粒子的界限》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2025年（05）, 070, arXiv: 2412.02543 [hep-ph]。[40] W. Yin、T. Bessho、Y. Ikeda、H. Kobayashi、D. Taniguchi、H. Sameshima、N. Matsunaga、S. Ot-subo、Y. Sarugaku、T. Takeuchi、H. Kato、S. Hamano和H. Kawakita, 《WINERED暗物质搜寻的首个结果》, 物理评论快报134, 051004（2025年）, arXiv: 2402.07976 [astro-ph.CO]。[41] D. Grin、G. Covone、J.-P. Kneib、M. Kamionkowski、A. Blain和E. Jullo, 《搜寻衰变遗迹轴子的望远镜》, 《物理评论D》75, 105018（2007年）, arXiv: astro-ph/0611502。[42] H. Wang、D. J. Eisenstein、J. N. Aguilar、S. Ahlen、S. Bailey、D. Brooks、T. Claybaugh、A. de la Macorra、P. Doel、J. E. Forero-Romero、A. Kremin、M. E. Levi、M. Manera、R. Miquel、C. Poppett、M. Rezaie、G. Rossi、E. Sanchez、M. Schubnell、G. Tarl´e、B. A. Weaver和Z. Zhou, 《暗物质衰变产生光学发射线的光谱搜寻》, 《物理评论D》110, 103007（2024年）, arXiv: 2311.05476 [astro-ph.CO]。[43] D. Cadamuro和J. Redondo, 《赝南部-戈德斯通玻色子的宇宙学界限》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2012年（02）, 032, arXiv: 1110.2895 [hep-ph]。[44] P. Arias、D. Cadamuro、M. Goodsell、J. Jaeckel、J. Re-dondo和A. Ring wald, 《WISPy冷暗物质》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2012年（06）, 013, arXiv: 1201.5902 [hep-ph]。[45] B. Bolliet、J. Chluba和R. Battye, 《低质量衰变粒子光子注入的谱畸变约束》, 《皇家天文学会月报》507, 3148（2021年）, arXiv: 2012.07292 [astro-ph.CO]。[46] H. Liu、W. Qin、G. W. Ridgway和T. R. Slatyer, 《早期宇宙中的奇异能量注入。II. 宇宙微波背景谱畸变及对轻暗物质的约束》, 《物理评论D》 **108**, 043531 2023 2303 07370 ( ), [ ] arXiv: astro-ph.CO。[47] S. Porras-Bedmar、M. Meyer和D. Horns, 《来自宇宙背景辐射的衰变类轴子粒子暗物质新界限》, 《物理评论D》110, 103501（2024年）, arXiv: 2407.10618 [astro-ph.CO]。[48] K. Langhoff、N. J. Outmezguine和N. L. Rodd, 《不可约轴子背景》, 物理评论快报129, 241101（2022年）, arXiv: 2209.06216 [hep-ph]。[49] A. Ayala、I. Dom´ınguez、M. Giannotti、A. Mirizzi和O. Straniero, 《重新审视球状星团对轴子-光子耦合的界限》, 物理评论快报113, 191302（2014年）, arXiv: 1406.6053 [astro-ph.SR]。[50] M. J. Dolan、F. J. Hiskens和R. R. Volkas, 《推进球状星团对轴子-光子耦合的约束》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2022年（10）, 096, arXiv: 2207.03102 [hep-ph]。[51] P. Gondolo和G. G. Raffelt, 《太阳中微子对轴子和千电子伏质量玻色子的限制》, 《物理评论D》79, 107301（2009年）, arXiv: 0807.2926 [astro-ph]。[52] N. H. Nguyen、E. H. Tanin和M. Kamionkowski, 《主序星发射的轴子光谱》, 《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2023年（11）, 091, arXiv: 2307.11216 [hep-ph]。

[53] A. Caputo、G. Raffelt和E. Vitagliano，《缪子玻色子界限：超新星重访》，《物理评论D》105，035022（2022年），arXiv：2109.03244 [hep-ph]。[54] A. Caputo、H.-T. Janka、G. Raffelt和E. Vitagliano，《低能超新星对粒子辐射衰变施加严格约束》，物理评论快报128，221103（2022年），arXiv：2201.09890 [astro-ph.HE]。[55] D. Wadekar和Z. Wang，《从富气体矮星系的加热对暗物质衰变和湮灭施加强约束》，《物理评论D》106，075007（2022年），arXiv：2111.08025 [hep-ph]。[56] S. Andriamonje *et al.* (CAST)，《CAST实验对轴子-光子耦合的改进限制》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2007年（04），010，arXiv：hep-ex/0702006。[57] E. Arik *et al.* (CAST)，《利用CAST探测电子伏特尺度轴子》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2009年（02），008，arXiv：0810.4482 [hep-ex]。[58] S. Aune *et al.* (CAST)，《CAST利用3 107、261302 2011 1106He缓冲气体搜寻亚电子伏特质量太阳轴子》，物理评论快报（），arXiv：hep-ex。3919 [。[59] M. Arik *et al.* (CAST)，《欧洲核子研究中心太阳轴子望远镜利用 ^{3}He缓冲气体搜寻太阳轴子：填补热暗物质缺口》，物理评论快报112，091302（2014年），arXiv：1307.1985 [hep-ex]。[60] M. Arik *et al.* (CAST)，《利用欧洲核子研究中心太阳轴子望远镜及 ^{4}He填充气体开展新的太阳轴子搜寻》，《物理评论D》92，021101（2015年），arXiv：1503.00610 [hep-ex]。[61] S. Moriyama、M. Minowa、T. Namba、Y. Inoue、Y. Takasu和A. Yamamoto，《利用强磁场和X射线探测器直接搜寻太阳轴子》，Phys. Lett. B 434，147（1998年），arXiv：hep-ex/9805026。[62] Y. Inoue、T. Namba、S. Moriyama、M. Minowa、Y. Takasu、T. Horiuchi和A. Yamamoto，《利用磁场中轴子向光子的相干转换及氦气搜寻亚电子伏特太阳轴子》，Phys. Lett. B 536，18（2002年），arXiv：astro-ph/0204388。[63] Y. Kirita *et al.* (SAPPHIRES)，《利用基于新型压力无关分量判别方法、配备两束激光束的受激共振光子-光子对撞机搜寻亚电子伏特轴子样粒子》，高能物理学杂志 2022年 (10), 176, arXiv:2208.09880 [hep-ex]。[64] Y. Kirita *et al.* (SAPPHIRES)，使用“日冕仪技术”在准平行受激共振光子-光子对撞机中搜寻亚电子伏特类轴子粒子，JHEP 2025年 (06), 138, arXiv:2409.01805 [hep-ex]。[65] C. O’Hare，AxionLimits (2020)。[66] S. Koushan、S. P. Driver、S. Bellstedt、*et al.*，GAMA/DEVILS：通过改进对0.3–2.2微米河外背景光的测量约束宇宙恒星形成历史，《皇家天文学会月报》 **503**，2033 2021 2102 12323 ( )，[ ] arXiv: 。astro-ph.CO。[67] A. Saldana-Lopez、A. Dom´ınguez、P. G. P´erez-Gonz´alez、J. Finke、M. Ajello、J. R. Primack、V. S. Paliya和A. Desai，在费米和切伦科夫望远镜阵列时代，基于HST/CANDELS多波段巡天观测确定演化中的河外背景光，《皇家天文学会月报》507, 5144 (2021), arXiv:2012.03035 [astro-ph.CO]。[68] M. Carena、N. M. Coyle、Y.-Y. Li、S. D. McDermott和Y. Tsai，宇宙学简并费米子 (2021)，arXiv:2108.02785 [hep-ph]。[69] N. Bar、D. Blas、K. Blum和H. Kim，在不同暗物质模型中评估天炉座球状星团时序问题，《物理评论D》104, 043021 (2021), arXiv:2102.11522 [astro-ph.GA]。[70] L. Randall、J. Scholtz和J. Unwin，费米排斥导致的矮星系核心，《皇家天文学会月报》467, 1515 (2017)，arXiv:1611.04590 [astro-ph.GA]。[71] B. C. Ca˜nas、O. G. Miranda、A. Parada、M. T´ortola和J. W. F. Valle，更新中微子磁矩约束，《物理快报B辑》753, 191 (2016)，arXiv:1510.01684 [hep-ph]。[72] W. Grimus和P. Stockinger，中微子振荡和中微子磁矩对中微子-电子弹性散射的影响，《物理评论D》57, 1762 (1998年)，arXiv:hep-ph/9708279 [hep-ph]。