等离子体辅助的无磁场光穿墙搜索：利用激光诱导再生探测电子伏特量级轴子

Xiangyan An,[1,2] Min Chen,[2,*] Yipeng Wu,[1] Boyuan Li,[2] Wenchao Yan,[2]
Peng Yuan,[1] Binbin Yan,[1] Feng Liu,[2] Zhengming Sheng,[1,2] 和 Jie Zhang[1,2]

[1] *State Key Laboratory of Dark Matter Physics, Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 201210, China* [2] *State Key Laboratory of Dark Matter Physics, Key Laboratory for Laser Plasmas (MoE), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*（日期：2026年11月24日）

在传统的光穿墙实验中，强磁场介导光子转换为轴子，随后又将轴子转换回光子。然而，对于电子伏特量级的轴子质量，光子–轴子相位失配会使这些转换失去相干性，大幅降低实验灵敏度。我们提出一种无磁场光穿墙方案，通过基于等离子体的轴子产生和激光诱导再生来克服这一限制。在低激光强度下，双颜色散匹配源可产生轴子，其质量范围较窄，由等离子体色散决定。在相对论激光强度下，单脉冲等离子体展宽源可在较宽的质量范围内产生轴子，这一点已由粒子网格模拟显示。源项的傅里叶谱$\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$在激光分支附近展宽，这与激光和低频等离子体波之间的混频一致。为了在壁后探测轴子，反向传播激光会诱导轴子衰变为一个可探测的信号光子和另一个发射到激光模式中的光子；选择激光频率以满足相位匹配。对于具有代表性的参数，要求至少产生一个再生光子，可得轴子-光子耦合的预期上限约为 10^{-7} 吉电子伏特$^{-1}$，适用质量范围为 $m_a = 0.1$–1 电子伏特。

arXiv:2611.30098v1 [hep-ph] 23 Nov 2026

I. 引言

轴子最初被提出，作为解决量子色动力学中强-CP问题的一种动力学方案 [1–5]。更一般地，具有类似双光子耦合的类轴子粒子（ALP）存在于标准模型的广泛扩展理论中 [6–11]。轴子和类轴子粒子都是理论依据充分的暗物质候选粒子 [12–15]。它们与电磁场的相关相互作用由拉格朗日量密度描述为

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma}\, \phi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma}\, \phi\, \mathbf{E}\cdot\mathbf{B}, \qquad (1)$$

其中，ϕ 是轴子场，$g_{a\gamma\gamma}$ 是轴子-光子耦合。除非明确标注使用国际单位制，否则我们在解析表达式中采用 $\hbar = c = 1$ 。

在传统的隔墙寻光（LSW）实验中，光子在不透明墙前的磁场中转化为轴子。轴子穿过墙体，并在第二个磁场中重新转化为光子[16–18]。光学光子再生实验以及ALPS-II 等谐振增强设计采用了这一概念 [19–25]。X 射线自由电子激光与晶体的相互作用，将实验室搜寻轴子的范围扩展到了更高质量 [26]。在真空中，光子满足 $\omega^2 = k^2$，而轴子满足 $\omega^2 = k^2 + m_a^2$。由此产生的相位失配会在累积的相位滑移变得显著后抑制相干转化，从而限制传统光学 LSW 搜寻电子伏特尺度质量轴子的灵敏度。

等离子体尾场为轴子的生成与探测提供了互补的环境。激光驱动等离子体尾场中含有超过 10^{11}V/m [27–31] 的准静态电场。等离子体通道还可引导强激光脉冲，使其传播距离超过瑞利长度，从而延长相互作用长度 [32–35]。这些能力促使人们研究激光-等离子体相互作用中的轴子-等离子体子混合与轴子产生 [36–41]。此外，欠密等离子体会将光子色散关系改变为 $\omega^2 = k^2 + \omega_p^2$，其中 ω_p 是等离子体频率。因此，改变等离子体密度便能在频率固定时改变光子动量，并控制光子与轴子之间的相位匹配。粒子-网格（PIC）模拟中实现的轴子电动力学，为评估由此产生的生成过程提供了直接途径 [42]。

我们此前的工作利用低密度等离子体中的短激光脉冲，探索了近乎无质量轴子的产生 [41]。相比之下，本研究聚焦于更长激光脉冲和更高等离子体密度条件下的电子伏特量级轴子。我们提出了一种完整的无磁体LSW方案，同时解决这类轴子的生成与探测问题。

所提出的构型如图 1 所示。图 1(a) 展示了一种低强度双色激光源，其色散经过针对特定轴子质量的调谐；而图 1(b) 展示了一种相对论性单脉冲源，其等离子体诱导的光谱展宽能够覆盖更广的质量范围。在这两种构型中，

产生的轴子穿过壁，并遇到一束反向传播激光，后者促使其衰变为一个信号光子和一个沿激光模式发射的第二光子。

* minchen@sjtu.edu.cn

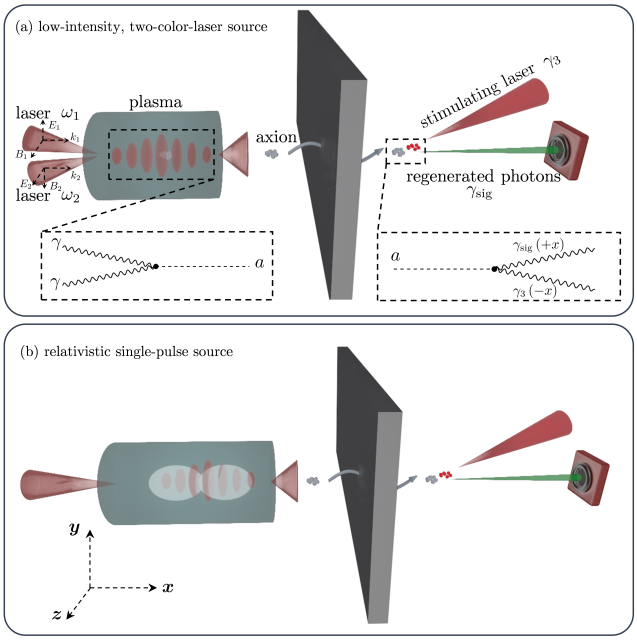

图 1. 基于等离子体的光穿墙方案的概念布局，采用（a）低强度双色激光源和（b）相对论性单脉冲源。在这两种构型中，欠密等离子体中产生的轴子穿过壁，并与反向传播的激励激光器相遇。轴子衰变产生沿 $+x$ 方向传播的信号光子，以及一个进入激光模式的第二光子。

II. 双色激光轴子产生

A. 轴子产生的理论分析

我们首先考虑两束沿 $+x$ 方向在欠密等离子体中同向传播的激光脉冲。第一束的频率为 ω_1、波数为 k_1，偏振沿 y 轴。第二束的 $\omega_2 > \omega_1$、波数为k_2，偏振沿 z 轴。轴子场满足

$$\left(\partial_t^2 - \nabla^2 + m_a^2\right)\phi = g_{a\gamma\gamma}\,\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}. \tag{2}$$

我们定义 $E_0 = m_e c\omega_0/e$和 $B_0 = E_0/c$，其中 ω_0是用于归一化的参考激光频率。两束波的归一化电场振幅为 $a_i = eE_i/(m_e c\omega_0) = E_i/E_0$。它们的交叉项为

$$\begin{aligned}\frac{\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}}{E_0 B_0} = \frac{a_1 a_2}{2}&\left(\frac{c}{v_{p,1}} - \frac{c}{v_{p,2}}\right)\\ &\times\left[\cos\big((\omega_1+\omega_2)t - (k_1+k_2)x\big)\right.\\ &\left.+\cos\big((\omega_2-\omega_1)t - (k_2-k_1)x\big)\right],\end{aligned} \tag{3}$$

其中 $v_{p,\ i} = \omega_i/k_i$。对于真空中的同向传播平面波，$v_{p,\ 1} = v_{p,\ 2} = c$ 且源项为零。然而，在等离子体中，等离子体色散使两个相速度不相等，源项因此不为零。

我们关注和频分量。能量–动量匹配要求该分量位于轴子色散关系上

$$m_a^2 = (\omega_1+\omega_2)^2 - (k_1+k_2)^2. \tag{4}$$

对于 $\omega_i^2 = k_i^2 + \omega_p^2$ 和 $\omega_p \ll \omega_i$,

$$m_a^2 \simeq \omega_p^2\,\frac{(\omega_1+\omega_2)^2}{\omega_1\omega_2}. \tag{5}$$

对于 $\lambda_1 = 800$纳米、 $\lambda_2 = 400$纳米和 $n_0 = 0.01 n_c$，其中 $n_c = m_e\varepsilon_0\omega_0^2/e^2$ 是 800 纳米处的临界密度，公式（5）给出 $m_a \simeq 0.33$电子伏特。图 2(a) 展示了纵向（k_x, ω）平面内的能量—动量匹配。

匹配源仅在等离子体色散所选定的质量附近高效地产生轴子。然而，在相对论强度下，激光会驱动非线性等离子体响应，从而强烈调制脉冲[43]。这种调制可以展宽$\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ 在激光分支附近的傅里叶谱，并提供能够与更宽质量范围内的轴子色散曲线重叠的谱分量，如图2(b)所示。这些PIC模拟将考察这两种状态下的轴子产生。

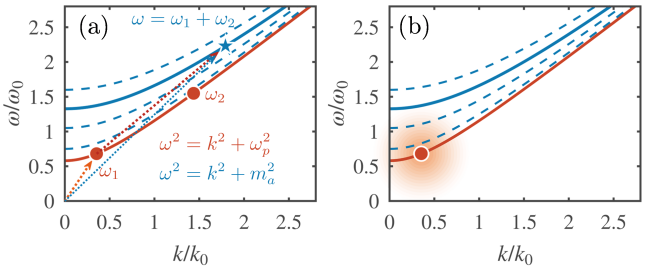

图2. 基于等离子体的轴子产生的示意性色散关系。橙色实线表示等离子体修正后的光子色散。蓝色曲线表示匹配质量和具有代表性的非共振质量所对应的轴子色散关系。(a) 纵向（k_x, ω）平面中双色和频分量的能量-动量匹配。(b) 相对论激光分量附近的谱展宽。

B. 模拟结果

我们已在PIC代码EPOCH中实现了轴子场及其与电磁场的相互作用 [42, 44]。在准柱坐标实现中，使用X方向无色散分裂求解器推进电磁场和轴子场 [45]。我们利用该实现求解公式（2），以及等离子体和电磁动力学。

模拟在沿方位角方向进行傅里叶变换后，保留前两个方位角模态 [45]。参考波长为 $\lambda_0 = 800$nm,

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega_0/c$ 和 $T_0 = 2\pi/\omega_0$。背景电子密度为 $n_0 = 0.01 n_c$。横向激光轮廓为高斯分布，束腰为 $w_0 = 40\lambda_0$。在双色模拟中，第二个波长为 400 nm，偏振相互正交，且电场振幅相等。在上述定义的通用归一化下，$a_1 = a_2 = a_0$。低强度匹配源使用 $a_0 = 0.01$。为诊断相对论性谱展宽，同时保留与匹配源的直接比较，我们首先保持双色构型不变，并将两台激光器的归一化振幅增大至 $a_0 = 5$。时间包络为

$$a_i(t) = \begin{cases} a_0 \sin^2\left(\dfrac{\pi t}{10T_0}\right), & 0 \le t < 5T_0, \\ a_0, & 5T_0 \le t \le 105T_0, \\ a_0 \sin^2\left[\dfrac{\pi(110T_0 - t)}{10T_0}\right], & 105T_0 < t \le 110T_0. \end{cases}$$

除非另有说明，最终轴子能量均在传播约 2.6 毫米后评估。

模拟的轴子质量为 m_a/电子伏特 $= 0$, 10^{-3},10^{-2}，以及从 0.1 到 1.0、步长为 0.1 的范围。我们设定 $g_{a\gamma\gamma}$ $=10^{-9}$吉电子伏特$^{-1}$。轴子能量为 $\mathcal{E}_a = \int \mathcal{H}_a \, \mathrm{d}V$，其中能量密度为

$$\mathcal{H}_a = \frac{\hbar}{2c}\left[\frac{1}{c^2}\left|\partial_t \phi\right|^2 + \left|\nabla\phi\right|^2 + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2}\phi^2\right]. \qquad (6)$$

由于轴子与电磁场之间的相互作用极其微弱，轴子场振幅正比于 $g_{a\gamma\gamma}$，轴子能量正比于 $g_{a\gamma\gamma}^2$。我们通过数值计算验证，模拟得到的轴子能量正比于 $g_{a\gamma\gamma}^2$。

图3(a)显示，匹配源产生的轴子集中在 $m_a \simeq 0.3$电子伏特附近，这与公式（5）预测的约 0.33 电子伏特一致。在 $a_0 = 5$ 时，大部分产生的轴子能量集中在 $m_a \lesssim 0.1$电子伏特处，如图3(b)所示。然而，将每条曲线按其最终能量归一化后，图3(c)显示，在 0 到 1 电子伏特的扫描范围内，轴子能量持续增长。为了量化这一增长，我们将轴子能量的时间演化拟合为 $\mathcal{E}_a \propto t^{\alpha}$。图3(d)显示，在扫描的质量范围内，$\alpha$ 略大于 1。因此，在此区间内轴子仍在持续产生，不过其能量增长速度低于理想的相干标度$\mathcal{E}_a \propto t^2$。因此，不同质量的轴子能量都可能随时间增加，而且传播距离越长，预期产生的轴子越多。

为理解轴子产生背后的机制，对源 $S_a \equiv \mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ 进行傅里叶变换。在低强度下，图 4(a) 显示了与双色匹配相关的局域和频分量。然而，在相对论强度下，如图 4(b) 所示，光谱在激光分支附近展宽。基频和二次谐波激光频率附近的谱峰表明，这些分量源于激光

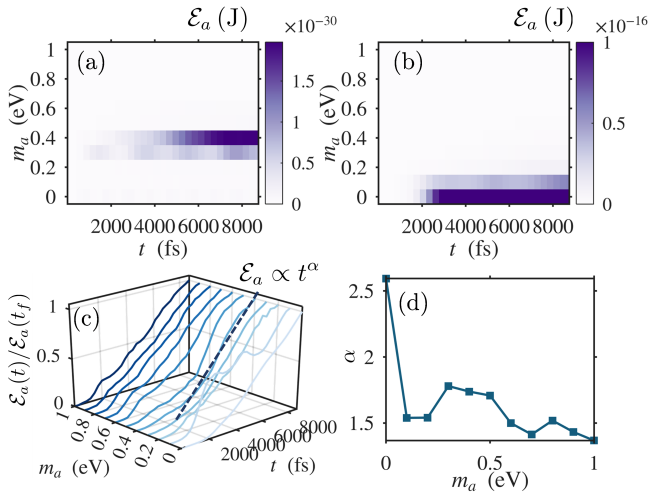

图 3. 双色构型中不同质量下生成的轴子能量随时间的演化。(a) 匹配源，$a_0 = 0.01$。(b) 相对论构型，$a_0 = 5$。(c) $a_0 = 5$ 处的能量按各质量对应的最终值分别归一化。(d) 由幂律拟合 $\mathcal{E}_a \propto t^{\alpha}$ 得到的指数 α。

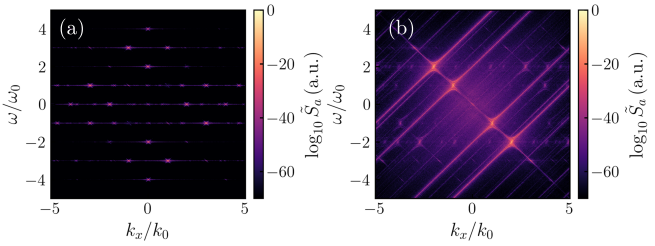

图 4. 双色构型下轴子源项的傅里叶频谱：(a) $a_0 = 0.01$ 和 (b) $a_0 = 5$。

场与低频等离子体波之间的混频。我们此前的工作也通过激光电磁场与强非线性等离子体尾场的电磁场之间的相互作用产生了轴子 [41]。在该机制下，激光驱动了一个几乎无电子的等离子体泡，产生过程指向近乎无质量轴子。在此，较长的脉冲和更高的等离子体密度维持了与激光相关的源光谱更强的调制。由此产生的展宽提供了谱分量，使其在延伸的电子伏特量级质量范围内与轴子色散曲线重叠，从而解释了为何产生过程偏离低强度共振。

轴子源项 $S_a(t,\ x) = \mathbf{E}(t,\ x)\cdot\mathbf{B}(t,\ x)$ 的二维傅里叶变换定义为

$$\widetilde{S}_a(\omega, k) = \int \mathrm{d}t\, \mathrm{d}x\, S_a(t,x) e^{\mathrm{i}(\omega t - kx)}, \qquad (7)$$

其中 k 是与x共轭的纵向波数。为理解如此大质量范围的产生机制并获得所产生的

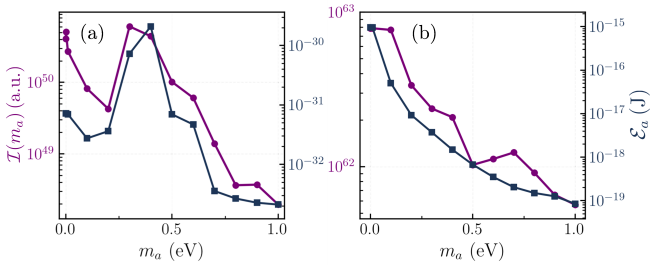

图5. 对于 (a) $a_0 = 0.01$ 和 (b) $a_0 = 5$，色散重叠诊断结果及最终轴子能量随质量的变化。

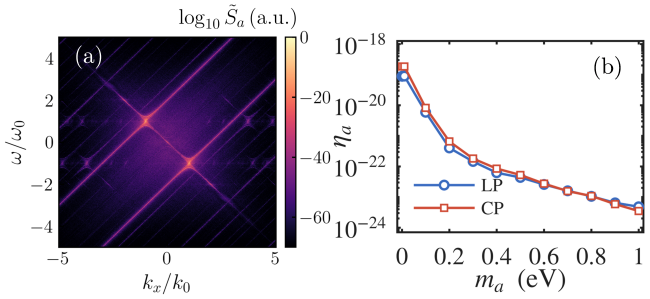

图6. 相对论单脉冲宽带源。(a) 圆偏振脉冲的源项谱。(b) 固定 a_0时圆偏振和线偏振脉冲的激光到轴子的转换效率。

轴子的分布，我们随后定义色散重叠积分，并计算轴子质量谱

$$\mathcal{I}(m_a) = \int_{\omega^2=k^2+m_a^2} \left|\widetilde{S}_a(\omega,k)\right|^2 \mathrm{d}k. \tag{8}$$

在低强度下，如图5(a)所示， $\mathcal{I}$ 和最终轴子能量都在匹配质量附近达到峰值。在相对论激光区间内，如图5(b)所示，这两个量总体上都随质量增加而降低。两者的一致性支持这样一种解释：宽质量范围内的轴子产生源于展宽后的源光谱与轴子色散曲线之间的重叠。

III. 单脉冲轴子产生及参数依赖性

双色结果表明，相对论等离子体调制能够使源光谱展宽，超出狭窄的色散匹配共振范围。这引出了一个问题：宽带轴子产生是否必须使用第二种激光颜色？图6(a)显示，单个圆偏振的 800nm 脉冲在$a_0 = 5$ 下会在激光分支附近产生类似的宽广结构。与相对论双色构型一样，激光与低频等离子体波之间的相互作用会产生非零轴子源，而等离子体诱导的展宽则提供了在宽质量范围内与轴子色散曲线重叠的谱分量。因此，单脉冲构型无需第二种颜色即可实现宽带光源，并用于下文约束估计中的生成阶段。

对于单脉冲轴子产生，我们还考察了激光偏振对生成效率的影响。在固定 a_0 的条件下，我们比较圆偏振（CP）和线偏振（LP）的激光到轴子的转换效率 $\eta_a = \mathcal{E}_a/\mathcal{E}_L$。如图6(b)所示，在质量范围的大部分区间内，圆偏振的轴子转换效率略高；而在质量范围的高端，两种偏振的转换效率相近。因此，我们在单脉冲生成阶段选择圆偏振。

选定单脉冲圆偏振配置后，我们考察激光振幅和等离子体密度如何影响轴子产生。两项扫描均在经过

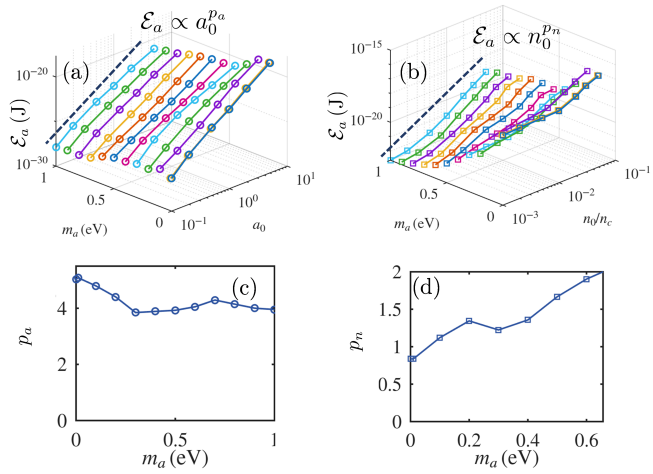

图7. 传播约 300 μm后，相对论性轴子产生随激光振幅和等离子体密度的变化。(a) 在 $n_0 = 0.01n_c$时，最终轴子能量随 a_0 的变化。(b) 在 $a_0 = 5$时，最终轴子能量随 n_0 的变化。总脉冲持续时间为 $110T_0$。(c) 有效指数 p_a。(d) 有效指数 p_n。

约 300 μ米的共同传播距离后进行评估。在图7(a)中， a_0 在 $n_0 = 0.01n_c$条件下从0.1变化至5。在图7(b)中， n_0/n_c 在 $a_0 = 5$条件下从 10^{-3} 变化至0.05。两项扫描中的总脉冲持续时间均为 $110T_0$ 。对于每个质量，我们分别根据 $\mathcal{E}_a \propto a_0^{p_a}$和 $\mathcal{E}_a \propto n_0^{p_n}$，在扫描区间内得到有效指数 p_a 和 p_n 。

图7(c)显示， p_a 随质量变化很小，且主要保持在4到5之间。如图7(d)所示，密度指数总体上随质量增加，并在高端达到约2。在较高密度下，等离子体对激光的调制更强，并产生更显著的谱展宽。因此，增加等离子体密度对较重的轴子更有利。

除激光振幅和等离子体密度外，我们还研究了总脉冲持续时间从$10T_0$ 到 $110T_0$ 、在 $a_0 = 5$ 和 $n_0 = 0.01n_c$ 条件下的依赖关系。由于改变持续时间也会改变激光能量，图 8(b) 比较了激光到轴子的转换效率。对于

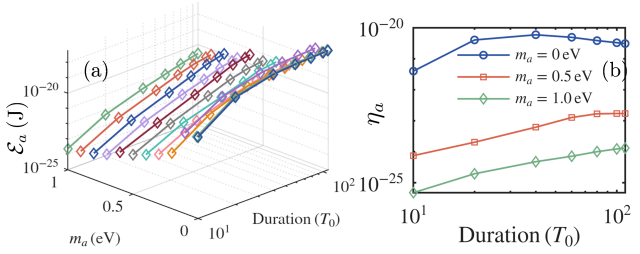

图 8. 在传播约 $300\,\mu$m 后，$a_0 = 5$ 和 $n_0 = 0.01 n_c$ 条件下，相对论性轴子产生随总脉冲持续时间的变化。(a) 不同质量下产生的轴子能量。(b) $m_a = 0$、0.5 电子伏特和 1.0 电子伏特时的激光到轴子的转换效率。

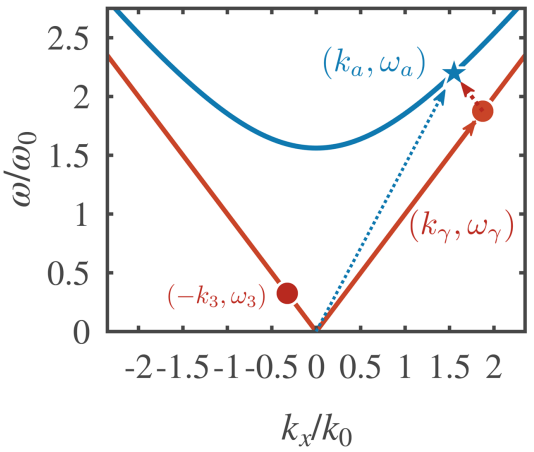

图 9. 轴子在壁后受激衰变为光子的示意色散关系。橙色线表示真空中的光子色散，蓝色曲线表示有质量轴子的色散。

$m_a = 0$，转换效率迅速达到饱和，随后略有下降。对于 $m_a = 0.5$电子伏特，转换效率在扫描区间的大部分范围内上升，并在最长持续时间附近趋于饱和。对于 $m_a = 1$ 电子伏特，转换效率在整个扫描过程中持续增加。近乎无质量轴子无法从等离子体诱导的光谱展宽中获益，而质量更大的轴子则由展宽后的谱分量产生。较长的脉冲可以经历更多等离子体调制，因此对质量更大的轴子的产生更有利。

IV. 激光激励探测与预期约束

A. 轴子到光子的转换

为减少等离子体产生的电磁背景，并将有质量轴子高效地转换回光子，我们考虑在壁后真空中设置一束反向传播的激励激光器。令 $k_3 > 0$ 表示其波数的大小，因此其纵向波矢分量为 $-k_3$。对于沿 $+x$ 方向传播的再生光子，能量和纵向动量守恒给出

$$\omega_\gamma = \omega_a - \omega_3, \qquad k_\gamma = k_a + k_3, \tag{9}$$

因此

$$(\omega_a - \omega_3)^2 = (k_a + k_3)^2. \tag{10}$$

这些关系描述了轴子受激衰变为一个沿 $+x$ 方向传播的信号光子，以及一个发射至反向传播的激励激光模式中的第二个光子。因此，$\omega_a = \omega_\gamma + \omega_3$，且信号处于差频处。这不同于轴子吸收一个激励光子；后者会产生一个和频光子，其满足 $\omega' = \omega_a + \omega_3$和 $k' = k_a - k_3$。对于真空中的反向传播波，该通道给出 $\omega'^2 - k'^2 = m_a^2 + 2\omega_3(\omega_a + k_a) > 0$，因此最终光子无法满足其壳上条件或真空中的色散关系。相应的能量-动量匹配几何如图 9 所示。

根据真空中受激光子的色散关系 $\omega_3 = k_3$ 和轴子的色散关系 $\omega_a^2 = k_a^2 + m_a^2$，在固定 ω_a 时，针对目标轴子质量的相位匹配激励频率为 $\omega_3 = (\omega_a - k_a)/2$。在相对论强度下（$a_0 \geq 1$），轴子主要由谱展宽激光与低频等离子体波相互作用产生，如图 4(b) 和图 6(a) 所示。因此，轴子谱以激光频率 ω_0为中心，并具有一定的展宽。在下文的限制估算中，我们采用单能近似 $\omega_a = \omega_0$，对应于 $\hbar\omega_a = 1.55$电子伏特。因此，轴子群速度取决于其质量，

$$\beta_a(m_a) = \frac{k_a}{\omega_a} = \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{\omega_a^2}}. \tag{11}$$

我们将激励激光器和轴子脉冲视为平面波，推导小混合极限下的转换概率。当激励激光器的偏振沿$\hat{\mathbf{y}}$ 方向时，我们将实场表示为其峰值复振幅的形式：

$$\phi = \frac{1}{2}\left[\phi_0 e^{\mathrm{i}(k_a x - \omega_a t)} + \text{c.c.}\right], \tag{12}$$

$$\mathbf{E}_3 = \frac{1}{2}\left[\hat{\mathbf{y}} a_3 e^{\mathrm{i}(-k_3 x - \omega_3 t)} + \text{c.c.}\right], \tag{13}$$

$$\mathbf{B}_3 = \frac{1}{2}\left[-\hat{\mathbf{z}} a_3 e^{\mathrm{i}(-k_3 x - \omega_3 t)} + \text{c.c.}\right]. \tag{14}$$

在自然单位制中，a_3 是电场和磁场的峰值振幅。完整的线性化

生成的信号场的波动方程为 [46]

$$(\partial_t^2 - \nabla^2)\mathbf{E}_\gamma = \mathbf{S}_\gamma,$$
$$\mathbf{S}_\gamma \equiv g_{a\gamma\gamma}\partial_t(\mathbf{B}_3\partial_t\phi - \mathbf{E}_3 \times \nabla\phi) - g_{a\gamma\gamma}\nabla[(\nabla\phi)\cdot\mathbf{B}_3]. \quad (15)$$

对于上述场，$(\nabla\phi)\cdot\mathbf{B}_3 = 0$。保留差频分量后可得

$$\mathbf{S}_\gamma(x,t) = \frac{1}{2}\left[\hat{\mathbf{z}}\widetilde{S}_\gamma \times e^{\mathrm{i}(k_\gamma x - \omega_\gamma t)} + \mathrm{c.c.}\right],$$
$$\widetilde{S}_\gamma = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{2}\omega_\gamma(\omega_a + k_a)\phi_0 a_3^*. \quad (16)$$

我们通过以下方式引入缓慢变化的信号包络 $E_{\gamma,\,0}(x)$

$$\mathbf{E}_\gamma(x,t) = \frac{1}{2}\left[\hat{\mathbf{z}}E_{\gamma,0}(x)e^{\mathrm{i}(k_\gamma x - \omega_\gamma t)} + \mathrm{c.c.}\right]. \quad (17)$$

利用 $k_\gamma = \omega_\gamma$ 并忽略包络的二阶导数，方程（15）和（16）得出：

$$\frac{\mathrm{d}E_{\gamma,0}}{\mathrm{d}x} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4}(\omega_a + k_a)\phi_0 a_3^* e^{\mathrm{i}\kappa x}, \quad (18)$$

$$E_{\gamma,0}(l_{\mathrm{int}}) = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4}(\omega_a + k_a)\phi_0 a_3^* l_{\mathrm{int}} e^{\mathrm{i}\kappa l_{\mathrm{int}}/2}\,\mathrm{sinc}\left(\frac{\kappa l_{\mathrm{int}}}{2}\right), \quad (19)$$

其中，$\kappa = k_a + k_3 - k_\gamma$，且 l_{int} 为相互作用长度。入射轴子的能流密度和输出信号光子的能流密度分别为 $F_a = \omega_a k_a|\phi_0|^2/2$ 和 $F_\gamma = |E_{\gamma,\,0}|^2/2$。代入方程（19），并取数通量密度 F_γ/ω_γ 与 F_a/ω_a 之比，可得

$$P_{a\to\gamma} = \frac{1}{4}g_{a\gamma\gamma}^2|a_3|^2 l_{\mathrm{int}}^2\frac{(1+\beta_a)^2}{4\beta_a}\frac{\omega_a}{\omega_\gamma}\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\kappa l_{\mathrm{int}}}{2}\right), \quad (20)$$

其中 $\mathrm{sinc}\ x = \sin x/x$。对于 $\beta_a \to 1$ 和 $\omega_3 \ll \omega_a$，方程（20）化简为 $(g_{a\gamma\gamma}|a_3|l_{\mathrm{int}})^2/4$。

我们将激励脉冲建模为聚焦高斯光束，其能量为 U_L，束腰为 w_3，瑞利长度为 $z_R = \pi w_3^2/\lambda_3$，纵向脉冲长度为 $l_3 = c\tau_d$。由于激励脉冲与轴子反向传播，速度为 $v_a = \beta_a c$ 的轴子穿过脉冲所需的时间为 $l_3/[c(1+\beta_a)]$，并且在重叠期间仅传播 $\beta_a l_3/(1+\beta_a)$。因此，其有限持续时间和衍射共同限制了有效相互作用长度：

$$l_{\mathrm{int}} = \min\left(\frac{\beta_a}{1+\beta_a}l_3, 2z_R\right). \quad (21)$$

对于相对论性轴子，脉冲限制的相互作用长度趋近于 $l_3/2$。在国际单位制中，磁场振幅为

$$B_L = 2\sqrt{\frac{\mu_0 U_L}{\pi w_3^2 l_3}}. \quad (22)$$

对于固定的脉冲能量和束腰，增大 l_3 会降低磁场振幅，但会延长相互作用长度，直至衍射将其限制在 $2z_R$。由于匹配概率与 $B_L^2 l_{\mathrm{int}}^2$ 成正比，因此当脉冲限制长度与衍射限制长度相等时，匹配概率最大。因此，我们选择

$$l_{3,\mathrm{opt}} = 2z_R\frac{1+\beta_a}{\beta_a}, \quad \text{then} \quad l_{\mathrm{int}} = 2z_R, \quad (23)$$

并取 $U_L = 100\mathrm{J}$。与产生激光一致，基准束腰为 $w_3 = 32\,\mu\mathrm{m}$。当刺激波长超过此值时，会增大束腰以避免亚波长聚焦。

我们使用波长为 $\lambda_3 = 10.6\,\mu\mathrm{m}$ 的 CO_2 激光作为壁后方的刺激激光。其脉冲长度针对 $m_a = 0.819\mathrm{eV}$ 进行优化，随后对所有轴子质量保持不变。对于 $w_3 = 32\,\mu\mathrm{m}$ 和 $z_R = 0.303\mathrm{mm}$，该质量对应于 $\beta_a = 0.849$。对于最优脉冲长度 1.322 mm，即持续时间为 4.41 ps，方程（21）给出$l_{\mathrm{int}} = 0.607\mathrm{mm}$。对于其他轴子质量，光子再生通常仍不为零；在保持激光参数不变的同时，将方程（21）中的质量相关的相互作用长度代入方程（20）中的转换概率即可进行评估。

B. 耦合约束

为在假设可探测到一个再生光子的情况下，获得轴子-光子耦合$g_{a\gamma\gamma}$ 的上限，我们将生成阶段设为单脉冲圆偏振配置，参数为 $\lambda_0 = 800\mathrm{nm}$、$a_0 = 5$、$n_0 = 0.01n_c$、$w_0 = 40\lambda_0 = 32\,\mu\mathrm{m}$，总持续时间为 $110T_0 \simeq 293\mathrm{fs}$。

模拟传播距离约为 2.6 mm。对于假设的 1 m 导引生成情景，我们将模拟得到的轴子能量增长线性外推至 1 m。由此得到的轴子数为

$$N_a^{(1\,\mathrm{m})}(m_a) = \frac{\mathcal{E}_a^{(1\,\mathrm{m})}(m_a)}{\hbar\omega_0}. \quad (24)$$

线性外推的依据是模拟距离内解析得到的时间演化。图3(c)显示，所有模拟质量下的轴子能量都持续增长，而图3(d)中的拟合指数仍略高于1。因此，相对论性双色模拟支持在毫米尺度区间内近似线性累积。结合图6(a)中单脉冲构型产生的相似宽带源光谱，这种行为为限制估算提供了所采用的局部标度关系。将其外推至1 m，意味着假设导引能够维持稳定的激光包络和展宽后的源光谱，从而使单位长度的轴子能量产额相似。米尺度低密度等离子体波导以及数十厘米范围内的高功率导引，证明将光学相互作用延伸至更远距离是可行的

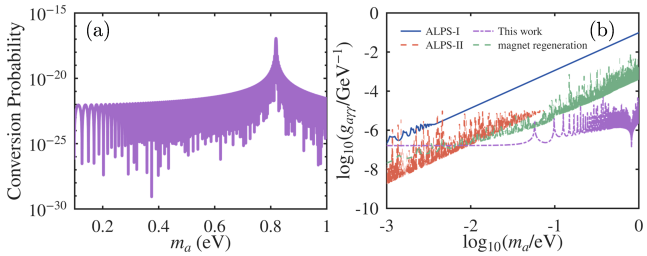

图 10. 再生方案及预期耦合约束。(a) CO_2 激光的轴子到光子的转换概率。(b) 对 $g_{a\gamma\gamma}$ 的预期上限，以及文献 [47] 中的 ALPS-I 界限和 ALPS-II 预期结果。磁体再生曲线采用壁后 10 m 范围内 1 T 的静磁场，而等离子体产生的轴子源保持不变。

超过一个瑞利长度 [32, 33]。在更长距离上，模式失配、相对论自聚焦、泵浦耗尽、自调制和摆动不稳定性都可能改变激光光斑尺寸、强度和光谱 [27, 43]。通道密度分布的演化及其受到的有质动力修饰，也可能改变导引模并产生持续的模式拍频 [34, 35]。这些过程可能在某些区域增强源展宽，同时降低其他区域的可用强度，从而导致轴子能量增长偏离线性。要全面确定这些过程的累积效应，需要使用真实的等离子体通道分布进行完整的1 m传播模拟。尽管如此，目前的毫米尺度模拟仍自洽地解析了非线性激光-等离子体动力学、相关的源展宽以及持续的轴子产生。因此，这些模拟为有条件的米尺度外推提供了有物理依据的定量基础和局部增长规律。

接下来，我们说明用于获得耦合约束的实验配置。以 1 Hz 运行 30 天，共进行$N_{\mathrm{shot}} = 2.592 \times 10^6$ 次发射，每次均采用相同的 CO_2 激光器设置。在参考耦合下，预期的再生光子数为

$$N_\gamma^{\mathrm{reg}}(m_a) = N_{\mathrm{shot}}\, N_a^{(1\,\mathrm{m})}(m_a)\, P_{a\to\gamma}(m_a), \tag{25}$$

轴子产生和轴子到光子的转换各自按 $g_{a\gamma\gamma}^2$ 缩放，因此预期的再生光子数按 $g_{a\gamma\gamma}^4$ 缩放。假设一个再生光子即可被探测到，则通过要求下式即可得到耦合的预期上限：

$$N_\gamma^{\mathrm{reg}}(m_a) \geq 1. \tag{26}$$

图 10(a) 展示了 CO_2 激光器的轴子到光子的转换概率。它在匹配质量 $m_a = 0.819$电子伏特处达到峰值，并因正弦基数函数^2 相位匹配因子而在偏离峰值时发生振荡。图 10(b) 比较了激光激励再生与磁体再生的预期限制。随着相位失配沿着磁体累积，静态场曲线受到强烈抑制。激励激光器在目标质量处实现相位匹配，其较短的相互作用长度限制了偏离精确匹配时的相位滑移。因此，本工作的电子伏特尺度探测范围既依赖于壁前的宽带轴子产生，也依赖于壁后的有效再生。在匹配质量处，预期的耦合约束为 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} = 1.44 \times 10^{-7}$吉电子伏特$^{-1}$。

结合式 (25)、(20)、(21) 和 (22)，实验参数的依赖关系可写成一个统一的标度关系：

$$g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto \left[RT_{\mathrm{run}} \frac{\mathcal{E}_a(a_0, n_0, \tau, L_{\mathrm{g}})}{g_{a\gamma\gamma}^2} \frac{U_L}{w_3^2 l_3} l_{\mathrm{int}}^2 \frac{(1+\beta_a)^2}{4\beta_a} \times \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\kappa l_{\mathrm{int}}}{2}\right) \right]^{-1/4}. \tag{27}$$

其中，R 是重复频率，且 $\mathcal{E}_a/g_{a\gamma\gamma}^2$ 独立于耦合。按照此处采用的线性外推，导引生成长度为 $\mathcal{E}_a \propto L_{\mathrm{g}}\, L_{\mathrm{g}}$，由此得到 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto L_{\mathrm{g}}^{-1/4}$。图7中的参数扫描进一步给出了模拟区间内的 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto a_0^{-p_a/4} n_0^{-p_n/4}$。当 $p_a \simeq$ 4–5时，这对应于约 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto a_0^{-1}$–$a_0^{-5/4}$。对于较重的轴子，$p_n$ 趋近于2，密度依赖性也趋近于 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto n_0^{-1/2}$。在生成阶段，固定 a_0 和束腰时，增加 τ 会首先使激光能量按 τ 成比例增加；若激光到轴子的转换效率不变，则基准标度为$g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto \tau^{-1/4}$。图8(b)显示，对于较重的轴子，这一转换效率也会随持续时间增加。因此，在模拟时长范围内，它们的约束改善幅度超过 $\tau^{-1/4}$。

在式（27）中，w_3 和 l_3 共同决定激励场振幅和相互作用长度。在接近相位匹配时，脉冲受限区间 $\beta_a l_3/(1+\beta_a) < 2z_R$给出 $g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto U_L^{-1/4} w_3^{1/2} l_3^{-1/4}$。在衍射受限区间 $\beta_a l_3/(1+\beta_a) > 2z_R$，固定激励波长时，相应的标度关系为$g_{a\gamma\gamma}^{\mathrm{lim}} \propto U_L^{-1/4} w_3^{-1/2} l_3^{1/4}$。两个区间在$l_{3,\,\mathrm{opt}} = 2z_R\,(1+\beta_a)\,/\beta_a$处交汇，此处匹配转换概率最大。当激励脉冲固定为针对 m_a =0。819电子伏特优化的值时，其他质量下的灵敏度取决于完整相位匹配因子以及随质量变化的相互作用长度，因此不遵循单一幂律。这些标度关系表明，提高生成激光振幅和等离子体密度，比延长运行时间或增加激励激光能量更能显著改善预期限制；后两者只能通过四分之一次幂的依赖关系改善限制。

V. 结论

我们研究了一种用于电子伏特量级轴子生成与探测的无磁场光穿墙方案。对于生成过程，我们考虑了两种构型，

一种基于双颜色激光相互作用，另一种基于单个相对论性高功率激光脉冲。对于双颜色激光配置，在低强度下，等离子体色散相位将双颜色光源与狭窄的轴子质量范围相匹配。在相对论强度下，等离子体调制使激光分支周围的光源频谱展宽。对于单个相对论性激光构型，轴子可在更宽的质量范围内产生。对激光和等离子体参数的扫描展示了如何优化宽带光源，以探测质量更大的轴子。在壁后方，一束反向传播激光刺激轴子衰变，产生一个可探测的信号光子和另一个以激光模式发射的光子。在具有代表性的假设下，要求至少再生成一个光子，可得到对$g_{a\gamma\gamma}$ 约为10^{-7} 吉电子伏特$^{-1}$、范围为 $m_a = 0.1$–1 电子伏特的预期上限。

致谢

本工作获得了国家自然科学基金（项目编号：12225505、12090060、12090061 和 12605402）、中华人民共和国教育部基础学科与交叉学科突破计划（JYB2025XDXM204）、上海市人民政府科学技术委员会（项目编号：23JC1410200）、上海交通大学2030计划以及暗物质物理国家重点实验室的支持。计算工作在上海交通大学高性能计算中心的 π 2.0 集群上完成。

[1] R. D. Peccei 和 H. R. Quinn, 《物理评论快报》38, 1440（1977）。[2] R. D. Peccei 和 H. R. Quinn, 《物理评论D》16, 1791（1977）。[3] S. Weinberg, 《物理评论快报》40, 223（1978）。[4] F. Wilczek, 《物理评论快报》40, 279（1978）。[5] J. E. Kim 和 G. Carosi, 《现代物理评论》82, 557（2010）。[6] P. Svrcek 和 E. Witten, 《高能物理杂志》2006（06）, 051。[7] G. B. Gelmini 和 M. Roncadelli, 《物理快报B》99, 411（1981）。[8] B. Bellazzini、A. Mariotti、D. Redigolo、F. Sala 和 J. Serra, 《物理评论快报》119, 141804（2017）。[9] Y. Ema、K. Hamaguchi、T. Moroi 和 K. Nakayama, 《高能物理杂志》2017（01）, 096。[10] L. Calibbi、F. Goertz、D. Redigolo、R. Ziegler 和 J. Zu- pan, 《物理评论D》95, 095009（2017）。[11] I. G. Irastorza 和 J. Redondo, 《粒子与核物理进展》102, 89（2018）。[12] J. Preskill、M. B. Wise 和 F. Wilczek, 《物理快报B》120, 127（1983）。[13] L. F. Abbott 和 P. Sikivie, 《物理快报B》120, 133（1983）。[14] M. Dine 和 W. Fischler, 《物理快报B》120, 137（1983）。[15] D. J. E. Marsh, 《物理报告》643, 1（2016）。[16] P. Sikivie, 《物理评论快报》51, 1415（1983）。[17] K. Van Bibber、N. R. Dagdeviren、S. E. Koonin、A. K. Kerman 和 H. N. Nelson, 《物理评论快报》59, 759（1987）。[18] J. Redondo 和 A. Ringwald, 《当代物理学》52, 211（2011）。[19] C. Robilliard、R. Battesti、M. Fouche、J. Mauchain、A.- M. Sautivet、F. Amiranoff 和 C. Rizzo, 《物理评论快报》99, 190403（2007）。[20] A. S. Chou、W. Wester、A. Baumbaugh、H. R. Gustafson、Y. Irizarry-Valle、P. O. Mazur、J. H. Steffen、R. Tom- lin、X. Yang 和 J. Yoo, 《物理评论快报》100, 080402（2008）。[21] A. Afanasev、O. K. Baker、K. B. Beard、G. Biallas、J. Boyce、M. Minarni、R. Ramdon、M. Shinn 和 P. Slocu m, 《物理评论快报》101, 120401（2008）。[22] P. Pugnat、L. Duvillaret、R. Jost、G. Vitrant、D. Romanini、A. Siemko、R. Ballou、B. Barbara、M. Finger、M. Finger、J. Hosek、M. Kral、K. A. Meissner、M. Sulc和J. Zicha, 《物理评论D》**78**, 092003（2008年）。[23] K. Ehret、M. Frede、S. Ghazaryan、A. Hallal、E.-H. Knabbe、D. Kracht、A. Lindner、B. Willke和P. Zimer, 《物理快报B》**689**, 149（2010年）。[24] R. Ballou、G. Deferne、M. Finger、M. Finger、L. Flekova、J. Hosek、S. Kunc、K. Macuchova、K. A. Meissner、P. Pugnat、M. Schott、A. Siemko、M. Slunecka、M. Sulc、C. Weinsheimer、J. Zicha和O. Collaboration, 《物理评论D》**92**, 092002（2015年）。[25] R. B"ahre、B. D"obrich、J. Dreyling-Eschweiler、H. Gies、F. Gianotti、 *et al.*, JINST **8**（09）, T09001。[26] J. W. D. Halliday、G. Marocco、K. A. Beyer、C. Heaton、M. Nakatsutsumi、T. R. Preston、C. D. Arro wsmith、C. Baehtz、S. Goede、O. Humphries、A. L. Garcia、R. Plackett、P. Svensson、G. Vacalis、J. Wark、D. Wood、U. Zastrau、R. Bingham、I. Shipsey、S. Sarkar和G. Gregori, 《物理评论快报》**134**, 055001（2025年）。[27] E. Esarey、C. B. Schroeder和W. P. Leemans, 《现代物理评论》**81**, 1229（2009年）。[28] S. P. D. Mangles、C. D. Murphy、Z. Najmudin、A. G. R. Thomas、J. L. Collier、A. E. Dangor、E. J. Divall、P. S. Foster、J. G. Gallacher、C. J. Hooker、D. A. Jaroszynski、A. J. Langley、W. B. Mori、P. A. Norreys、F. S. Tsung、R. Viskup、B. R. Walton和K. Krushelnick, 《自然》**431**, 535（2004年）。[29] C. G. R. Geddes、C. Toth、J. Van Tilborg、E. Esarey、C. B. Schroeder、D. Bruhwiler、C. Nieter、J. Cary和W. P. Leemans, 《自然》**431**, 538（2004年）。[30] J. Faure、Y. Glinec、A. Pukhov、S. Kiselev、S. Gordienko、E. Lefebvre、J.-P. Rousseau、F. Burgy和V. Malka, 《自然》**431**, 541（2004年）。[31] I. Blumenfeld、C. E. Clayton、F.-J. Decker、M. J. Hogan、C. Huang、R. Ischebeck、R. Iverson、C. Joshi、T. Katsouleas、N. Kirby、W. Lu、K. A. Marsh、W. B. Mori、P. Muggli、E. Oz、R. H. Siemann、D. Walz和M. Zhou, 《自然》**445**, 741（2007年）。[32] B. Miao、L. Feder、J. E. Shrock、A. Goffin和H. M. Milchberg, 《物理评论快报》**125**, 074801（2020年）。

[33] A. Picksley、J. Stackhouse、C. Benedetti、K. Nakamura、H. E. Tsai、R. Li、B. Miao、J. E. Shrock、E. Rockafellow、H. M. Milchberg、C. B. Schroeder、J. van Tilborg、E. Esarey、C. G. R. Geddes和A. J. Gonsalves，《物理评论快报》**133**，255001（2024年）。[34] B. Miao、E. Rockafellow、J. E. Shrock、S. W. Hancock、D. Gordon和H. M. Milchberg，《物理评论加速器与束流》**27**，081302（2024年）。[35] J. E. Shrock、E. Rockafellow、B. Miao、M. Le、R. C. Hollinger、S. Wang、A. J. Gonsalves、A. Picksley、J. J. Rocca和H. M. Milchberg，《物理评论快报》**133**，045002 2024（）。[36] H. Tercas、J. D. Rodrigues和J. T. Mendonca，《物理评论快报》**120**，181803（2018年）。[37] D. A. Burton和A. Noble，《新物理学杂志》**20**，033022（2018年）。[38] J. T. Mendonca、H. Tercas和J. D. Rodrigues，《物理手稿》**95**，045601（2020年）。[39] J. T. Mendonca、J. D. Rodrigues和H. Tercas，《物理评论D》**101**，051701（2020年）。[40] S. Huang、B. Shen、Z. Bu、X. Zhang、L. Ji和S. Zhai，《物理手稿》**97**，105303（2022年）。

[41] X. An, M. Chen, J. Liu, Z. Bai, L. Ji, Z. Sheng 和 J. Zhang，《激光驱动尾场中的轴子原位产生与探测》（ 2025 2504 12500 ），[ ] arXiv: . physics.plasm-ph . [42] X. An, M. Chen, J. Liu, Z. Sheng 和 J. Zhang，Matter Radiat. Extrem. **9**, 067204 (2024). [43] E. Esarey, J. Krall 和 P. Sprangle，《物理评论快报》**72**, 2887 1994( ). [44] T. D. Arber, K. Bennett, C. S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M. G. Ramsay, N. J. Sircombe, P. Gillies, R. G. Evans, H. Schmitz, A. R. Bell 和 C. P. Ridgers，Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015年). [45] X. An, M. Chen, Y. Wu, J. Liu, Z. Sheng 和 J. Zhang，柱坐标粒子网格代码中的电磁场与轴子场X无色散求解器，可在 SSRN 获取：https://ssrn.com/abstract=6352078(2026)，已投稿至 J. Comput. Phys. [46] K. A. Beyer, G. Marocco, R. Bingham 和 G. Gregori，《物理评论D》**105,** 035031 (2022). [47] C. O' Hare，cajohare/AxionLimits: AxionLimits，https: // cajohare.github.io/AxionLimits/ (2020年).