arXiv:2611.32586v1 [physics.optics] 24 Nov 2026

拓扑 由可调谐矢量电流产生的太赫兹场 s

Jacob Pettine,[1,2,*] Tae Gwan Park,[1,3,*] Yanhe Lyu,[4] Wangke Yu,[4] John B. Maier,[2] Matthew Yeung,[2] Rujuta Sane,[2] Chun-Chieh Chang,[1] Nuh Gedik,[2] Yijie Shen,[4,5,†] 和 Hou-Tong Chen[1,‡]

[1]综合纳米技术中心，洛斯阿拉莫斯国家实验室，洛斯阿拉莫斯，新墨西哥州 *87545*，美国

[2]物理系，麻省理工学院，剑桥，马萨诸塞州 *02139*，美国

[3]物理系与光子科学系，光州科学技术院，光州 *61005*，韩国

[4]颠覆性光子技术中心，物理与数学科学学院，南洋理工大学，新加坡 *637371*，新加坡

[5]电气与电子工程学院，南洋理工大学，新加坡 *639798*，新加坡

未来的信息处理需要具备更大容量、对噪声具有内在韧性，并能与量子材料和器件直接集成的光子架构。拓扑光脉冲近期已成为满足这些需求的有力候选，但其独特性质背后的复杂性也使其难以生成、调控并在时空中实现完整解析。在此，我们通过光电子超表面中的瞬态矢量电流，生成并主动调控拓扑光场。入射线偏振通过具有三角对称性的纳米等离激元谐振器，引导石墨烯中光电流的局部方向；而全局绕行图样则实现了压缩型电荷流与环流型电荷流之间的连续调控。在超快激发下，这些电流辐射出单周期太赫兹环面脉冲，其覆盖电场主导模式和磁主导模式，并具有动态演化的斯格明子纹理。完整的时空映射与重构提供了对光的环面结构的全面可视化，直接描绘闭合场面，同时在单个周期内持续追踪斯格明子数和螺旋度。这些结果将二维矢量电流与丰富的三维电磁场结构联系起来，同时建立了一个灵活的集成平台，可用于更高维度的光子信息处理和新兴材料光谱学。

引言

具有空间变化偏振、振幅和相位的结构光，拓展了可用于经典与量子信息编码的光子自由度[1–4]，同时也为探测凝聚态物质系统中的对称性和新兴有序开辟了新途径[5–7]。这些应用密切相关，因为物质的对称性、拓扑和动力学可以嵌入结构化光-物质相互作用中，从而为信号转换和光谱读出提供独特通道。在太赫兹（THz）

* 这些作者对本研究贡献相同。
† yijie.shen@南洋理工大学.edu.sg
‡ chenht@lanl.gov

光谱范围内，涡旋模式的螺旋二色性等效应[6,8] 会在量子物质中关联和集体激发的自然能标上[9,10]产生。矢量光中还可以引入额外的拓扑自由度，从而支持斯格明子等奇异的场偏振纹理[11,12]。在少周期极限下，宽带太赫兹矢量场还可呈现环面拓扑，其特征包括闭合场回路、能量回流以及内禀不可分离的时空动力学[13–15]。这种拓扑结构对扰动具有韧性[16–18] ，并支持基于拓扑不变量的高维信息编码[19–21]，近年来还拓展到了量子态[3,22]。同样丰富的场结构还为物质提供了新的矢量和多极耦合通道，包括面外激发和磁偶极激发[23,24], 、环面矩[25], 以及不辐射的阿纳波尔电流构型[26]。

目前已有多种方法可生成具有可调矢量偏振[27–29]的太赫兹脉冲，同时也为产生太赫兹涡旋[27,30]提供了直接途径。其中，交换偏置自旋电子学[31],、相干控制[32], 和非线性超表面[15,33] 已成为可灵活应用的平台，可对超快束缚电荷电流和自由电荷电流进行空间图案化，并塑造由此产生的太赫兹发射。然而，对于来自单一紧凑源的复杂太赫兹矢量场，实现主动控制仍然受到限制，尤其是在需要通过简单的光学输入参数实现此类调谐的情况下。要实现明确的时空表征，还需要精确设计的源电流和高灵敏度的场映射，因此，环面光的三维（3D）拓扑结构及其超快演化仍未得到完全解析。

在此，我们介绍了具有 C_3 纳米尺度对称性的等离激元金超表面，用于驱动下方石墨烯中的矢量电流，其局部方向性由入射光场的线偏振决定。超表面的全局绕行结构将这种局部控制转化为径向压缩流（伴随电荷积累）与方位环流（伴随电流涡度）之间的连续可调。在超快激发下，这些瞬态电流会发射太赫兹矢量脉冲，在三维电场和磁场中生成环面拓扑结构。高灵敏度的时空映射与三维场重构直接揭示了闭合环面结构，以及它们在斯格明子数和螺旋度的四种组合下经历的亚皮秒演化。连续调节电流纹理，可使发射在横磁（TM）和横电（TE）环形模及其符号反转对应模式之间连续变换。由此，我们展示了一种高效、紧凑且材料集成的环面光脉冲光源，仅需一个简单的光学调谐旋钮，其中三维自由空间矢量拓扑继承自超快二维（2D）电荷电流，并实现了

简单的光学调谐旋钮；其中，三维自由空间矢量拓扑继承自超快二维（2D）电荷电流。

连续可调矢量纳米电流 **S**

电流作为空间对称性破缺的一般结果而产生，其中金属-半导体结中的内光电发射[34]，或刻蚀磁性薄膜中的内部边界散射和棘轮效应[35]等机制，都会产生净定向性。金谐振器在连续波[36]条件下对石墨烯产生尤其强的响应

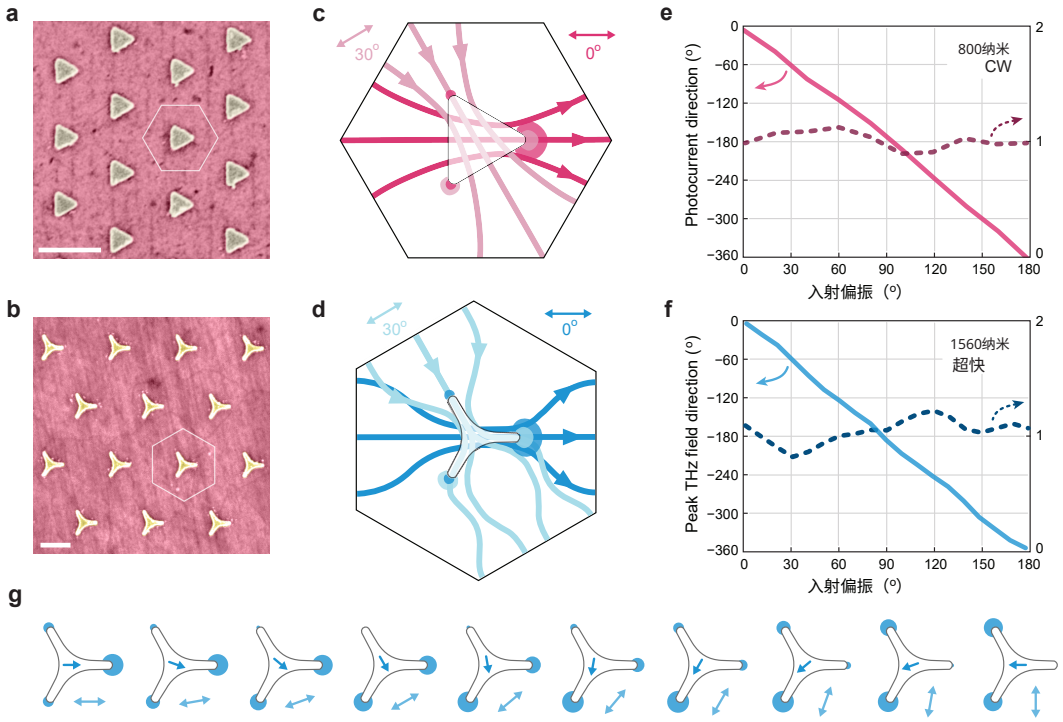


图 1. **对 C_3 超表面中纳米尺度电流的全方向控制。** 石墨烯上的金纳米天线阵列扫描电子显微图：**a**，三角形（在 800纳米处谐振）；**b**，三瓣形（在 1560纳米处谐振）。比例尺：500 纳米。**c,d**，在流体动力学近似下模拟的晶胞内电荷流线，分别对应 $0°$ （较深的线条）和 $30°$ （较浅的线条）入射偏振。纳米天线尖端周围的实心填充区域标示出场增强达到 10 倍或以上的模拟区域。**e**，三角形超表面在 800纳米处受谐振连续波激发时测得的光电流。**f**，三瓣形超表面在 1560纳米飞秒激光脉冲谐振激发下发射的太赫兹场峰值。**e** 和**f**中，虚线和实线分别表示幅值和方向随入射偏振角的变化。**g**，在一系列 **a** $0°$–$90°$ 入射偏振（双箭头）下，局部电流方向（中心箭头）与场增强的演变。

，并且由于纳米尺度等离激元热点处结光热电效应[38] 的谐振增强，在超快[37] 激发下也会产生尤其强的响应。石墨烯中被激发的热载流子会从这些热点区域向外扩散，而金–石墨烯界面两侧化学势及相应塞贝克系数的空间变化则赋予其定向性。如图1所示，每个纳米天线周围三个热点处不均等的场增强，会在晶胞内产生净定向光电流；通过旋转入射光的线偏振，可以使该光电流沿任意方向驱动，同时保持相同的幅值。这种行为在不同的谐振器几何形状（三角形与三瓣形；图1a、b）、共振激发波长（800纳米与1560纳米）、晶胞内纳米结构的相对取向（0° 与 30°）、激发时间尺度（连续波与飞秒脉冲），以及空间尺度（局部衍射极限聚焦激光光斑与对整个超表面的全局激发）下均能保持。在相同平均功率下，连续波和脉冲激发产生的平均电流相近，可通过电极直接读出；而脉冲激发还会由于电荷流[37]在亚皮秒尺度上的快速上升和衰减动力学，产生强烈的太赫兹发射。

空间对称性是统一的设计原则，决定了不同材料平台中 $j_i = \sigma_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k^*(\omega)$ 光电流响应的方向，而其幅值 [39], 取决于具体的微观机制。通过入射光偏振连续调节光电流方向性，使其从 0° 变为 360°，体现了诺依曼原理[40], ：任何具有 C_3 对称性的系统，都会围绕相应的对称轴呈现各向同性的二阶响应。图 1c、d 展示了针对不同入射偏振，在流体动力学机制下计算得到的场增强及由此产生的流线（方法）。图 1e 所示的实测局域光电流响应和图 1f 所示的全局超快太赫兹发射，证实了这种连续的方向控制——图 1g 进一步对此进行了展示；幅值仅有微小变化，这些变化归因于制造缺陷、石墨烯不均匀性及其他实验误差。尽管两种读出方式实际上都是全局性的，但光电流测量中的衍射极限激发揭示了每个独立纳米天线周围矢量控制的局域特性，因为激光光斑内仅有少数纳米天线。

超快光电流响应的强度可通过直流读出和太赫兹发射同时表征；在相同的光通量密度下，后者的发射强度往往甚至超过传统的 1 毫米厚 $\langle 110 \rangle$ ZnTe 太赫兹源[37]。非线

性整流也内建于不对称金纳米结构的内部响应中，近期已将其用于太赫兹生成[15,41,42]。然而，与 ZnTe 标准样品相比，此处测得的太赫兹场比非线性超表面中内部整流机制产生的太赫兹场强一个至两个数量级。

光-物质响应的协同作用所赋予的多功能性，使得简单的线偏振光场在超表面本身呈现非均匀空间图案化时，能够驱动更为复杂且高度可调的矢量电流。如图 2a 所示，将三角形绕超表面中心以 120° 旋转（图 2b），可实现可调的逆时针方位（0° 入射偏振）、向外径向（45°）、顺时针方位（90°）以及向内径向（135°）光电流演化，并连续涵盖所有中间状态。我们利用径向和方位电极（图 2c）直接读取这些整体矢量电流，并发现两个通道均呈现近乎完美的正弦响应，其相位偏移对应于预期的 45° 入射偏振（图 2d）。这表明图案化电流响应具有很高的质量，从而实现了连续可调的

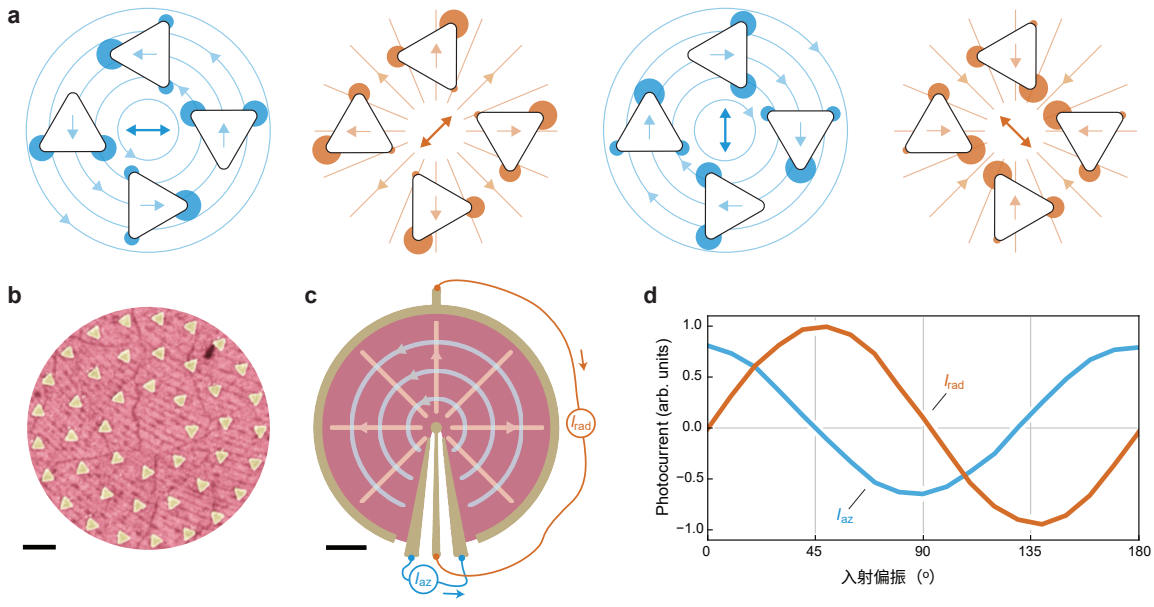


图 2. **绕线超表面中连续可调的矢量电流。a**，绕线超表面中环流方位模（蓝色）与压缩径向模（橙色）之间演变过程的示意图。**b**，直径为 1 毫米、在 800纳米处谐振的超表面中心区域的扫描电子显微图（电极尚未加工）。比例尺：500 纳米。**c**，加工出径向和方位电极后的 Corbino器件的光学显微图，石墨烯被蚀刻去除的区域以纯白色显示。比例尺：200 微米。**d**，测得的径向（橙色）和方位（蓝色）光电流随入射 800纳米飞秒激光的线偏振角变化的曲线。

下文将对此进行描述：在超快激发下发射的太赫兹脉冲具有矢量结构。微小的直流电流偏置可能归因于金电极相对较弱的光热电流贡献。

我们注意到，这些电流还能产生强大且可调谐的近场分布。对于径向模式和方位角模式，在适中的 0.1 μJ/cm^2 入射激光能量密度下，图 2d 测得的直流电流约为 10 nA。根据器件几何结构、80 MHz 激光重复频率以及 $\sim$250fs 电流脉冲持续时间，我们估算环流回路中心附近的瞬态峰值磁场为 $B_z \approx 1$–10 μT（补充信息第 3 节）。此外，在金天线达到损伤阈值或石墨烯达到峰值电流密度[37]之前，这些超表面可承受高达 1000 倍的能量密度。因此，若忽略较高能量密度下的弱次线性标度关系，预计可达到毫特斯拉量级（图 S4）。对于压缩径向模，在电极图案化之前，中央超表面区域内的电荷积累会在距表面几微米范围内产生 $E_z > 1$ kV/cm 的电场（图 S6）。我们预计，通过进一步调控高迁移率剥离石墨烯[36], 中的光响应、增强电荷中性附近的塞贝克系数差异[37,38]，并采用峰值电流密度更高的多层堆叠结构以及不同的混合材料平台，微观尺度上将有望实现大得多的场。这些强大、具有纹理且可动态调谐的近场可用于驱动邻近材料的激发，尤其是层状异质结构中的激发。此外，正如我们接下来所展示的，编码在近场中的斯格明子场纹理（E_x，E_y，E_z）和（B_x，B_y，B_z），以及底层光电流（j_x，j_y，$\nabla \cdot \mathbf{j}$）和（j_x，j_y，$\nabla \times \mathbf{j}$）（补充信息第 3 节），分别会由辐射太赫兹场的远场非傍轴矢量分布继承。

可调谐环形脉冲

环面光脉冲是一类新兴的时空纹理波，在单周期极限下携带三维电磁拓扑结构。近期研究首次利用超表面展示了这些模式[15], ，并进一步在光学[43], 、太赫兹[32,33], 和微波领域[18,19,44]对其进行了表征。现在，我们在太赫兹范围内明确呈现并主动调谐环面光的超快三维电场和磁场结构。

三瓣　　绕线超表面的实际实现由一束

1560纳米飞秒激光器谐振激发，从而产生太赫兹矢量脉冲。我们采用灵敏的扫描式光纤耦合光电导天线，测量太赫兹发射随时间和横向位置的变化，获得太赫兹场分布的高光谱图像（方法）；为提高分辨率，测量位置选在焦平面之外（图 S2）。图 3a 展示了太赫兹脉冲前导周期峰值处的横向电场分布图；不同输入偏振下演变过程的其他截面图见图 S8–S11。通过这些分布图，我们发现，相位前沿上的偏振遵循相应光电流的矢量分布，并具有甜甜圈光束特有的中心奇点。当入射线偏振在 $0°$、 $45°$、 $90°$和$135°$之间旋转时，发射的太赫兹矢量场会依次连续变化为顺时针方位角向、向内径向、逆时针方位角向和向外径向电场。这与测得的光电流演变一致，因为**电场**$_{\mathrm{THz}} \propto -d$**电流密度**$/dt$。这些脉冲的单周期特性在时域迹线中清晰可见；傅里叶变换显示其宽带光谱响应超过 3 太赫兹（图 S3）。

通过直接测量两个横向电场分量 $E_x(x, y, t)$ 和 $E_y(x, y, t)$，我们对测得的角谱施加无源麦克斯韦约束，从而反演出其余场分量。简而言之，先对测得的横向场在 (x, y, t) 中进行傅里叶变换；对于每个波矢为 $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 的传播分量，根据高斯定律 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ 求得纵向电场，即 $E_z = -(k_x E_x + k_y E_y)/k_z$。随后利用法拉第定律重构磁场：$\tilde{\mathbf{B}} = (1/\omega)\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}}$，从而得到 B_x、 B_y 和 B_z。该过程将测得的横向矢量图像转换为完整的三分量时空电磁场，使纵向 E_z 和 B_z 分量，以及由此产生的 TE/TM环形特性，均得到完整解析。为抵消会聚波前的大曲率（图 S3），我们对最终的三分量场施加平场相位校正。

重构的电磁场揭示了继承自两类正交矢量光电流的环面拓扑。图 3b 显示了四种泵浦偏振角下，$(r,\ t)$ 平面内主要时空矢量场的轨迹。 $0°$ 和 $90°$ 处的方位角电流状态产生磁主导TE环形脉冲，如 **磁场 B**$(r,\ t)$ 所示；而 $45°$ 和 $135°$ 处的径向电流状态产生电主导 TM 环形脉冲，如 $\mathbf{E}(r,\ t)$ 所示。将泵浦线偏振角旋转 $90°$ 会反转电流方向，从而使环形场取向反转，

产生负 TE 和负 TM 伙伴。空心圆标示出环面小截面内两个主要的离轴涡旋场零点，而叉号表示测得的时空矢量场中的轴上鞍点。带箭头的环路沿着定义环面骨架的主导循环场轨迹延伸。在三维中重建这些环路，可得到图 3c 所示的闭合环面结构，其与理想环面脉冲结构高度相似。因此，这些测量证实，绕线超表面并非仅发射横向矢量辐射，而是确实产生了单周期环面太赫兹脉冲，并可在磁性与电性环面拓扑之间实现连续调谐。尽管此处未展示，螺旋电流发射的中间状态还表现出额外的螺旋拓扑，其中电场和磁场矢量呈缠绕状

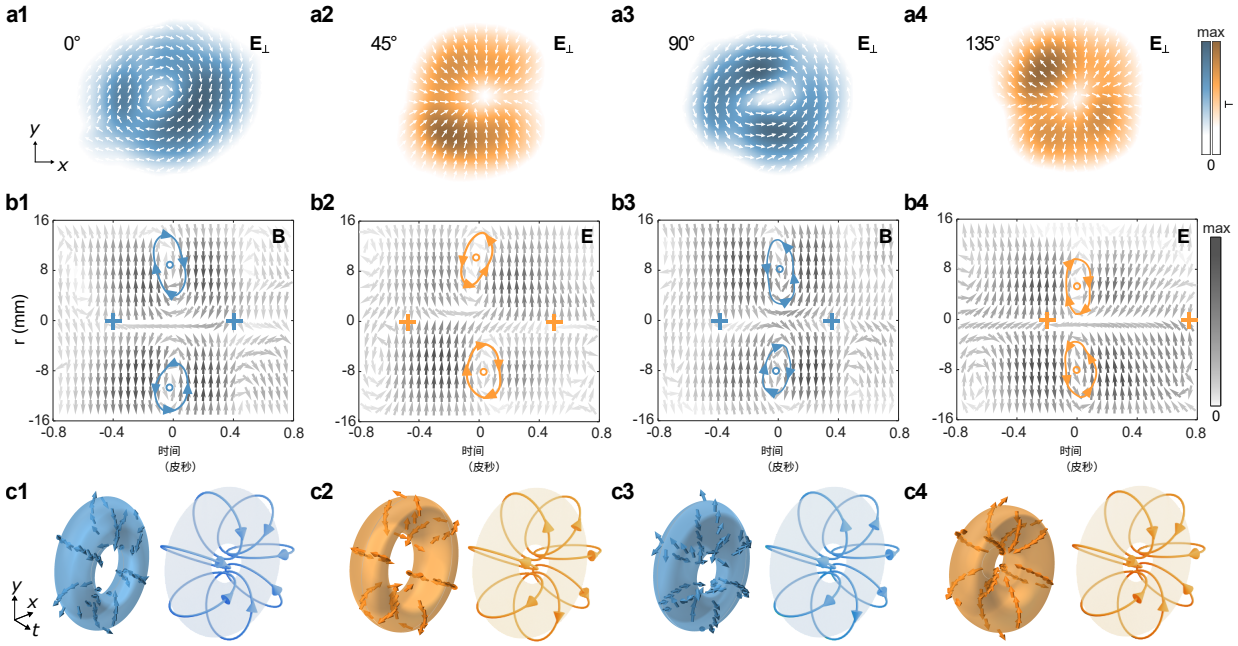


图 3. **可调谐环形脉冲的涡旋追踪与三维重建。a1–a4**分别表示入射线偏振角为 0°、 45°、 90° 和 135° 时，领先太赫兹脉冲周期（负时间延迟）的横向电场分布。**b1–b4**，根据实验测得的横向电场轨迹重建的完整时空电磁场演化。四种激发态分别对应横电模式的磁场、横磁模式的电场、负横电模式的磁场和负横磁模式的电场所形成的环形脉冲。灰度色彩图显示场强，即 $|E|$或 $|B|$；箭头表示（r, t）平面内的场矢量；空心圆和叉号分别标出主要的离轴涡旋场零点和轴上鞍点；带箭头的彩色环路表示相应的场环流。**c1–c4**，根据四种激发态的矢量场环路构建的完整三维磁（蓝色）和电（橙色）环形模，并与理想环面模示意图并列展示。

环绕环面[19]。

为了进一步表征这些脉冲的环面特征，我们利用傅里叶分解中的谱相位因子，对完整电场进行数值传播，使其到达焦区。传播后，在焦平面重构出的脉冲呈现出近乎理想的单周期环面脉冲结构，与解析结果高度吻合（图 S15）。随着径向位置增大而出现的逐渐红移及相应的等衍射行为（图 S16），证实了时空不可分离性[15] 以及稳定的环面拓扑（补充信息第 6 节）。

超快斯格明子拓扑转变

理论预测，环面光脉冲会演化出四种电磁斯格明子，即由相反极性和相反螺旋度[45–47]组合而成的构型。然而，在此前的实验研究中[18,32,33,44], ，这些性质的动态转变尚未得到充分解析或控制。在此，我们通过实验追踪斯格明子拓扑荷和场纹理的演化，直接观测到单个周期内的超快斯格明子动力学。所产生的环形脉冲在单个周期内表现出不同斯格明子构型之间的转变，将对斯格明子的控制从静态拓扑态拓展至超快时空拓扑跃迁。

我们通过随时间变化的斯格明子数 N_{sk} 和螺旋度 γ （补充信息第 4 节）评估所生成环面激发的时空拓扑结构。 N_{sk} 量化归一化场矢量在单位球面上的拓扑缠绕，而 γ表征面内场取向与径向方向之间的角偏移[48]。这些计算在以空心圆为中心、由成对鞍点在时间上界定的主要时空场纹理内进行（图 3b）。如图4a所示，由偏振方向为 0° 和 135° 的泵浦光激发的环面激发，其 N_{sk} 接近 -1，而另外两个激发则显示出接近 $+1$ 的数值，与实线所示的理论解高度吻合。此外， N_{sk} 被观察到在两个鞍点处均发生反转。这些 N_{sk} 中的时间变化验证了单个环面脉冲周期内的超快斯格明子拓扑转变。所有四个环面激发的 $\cos(\gamma)$ 值也在 $t = 0$ 处的主要离轴涡旋场零点附近发生符号反转，这与实线所示的理论值一致，如图4b所示

这一 γ 转变揭示了其关键拓扑特征，并进一步证明了可控的时空拓扑跃迁。

我们重建了主要离轴涡旋场零点出现前后瞬间对应的斯格明子纹理，以进一步直观呈现可调谐的拓扑转变。如图4c所示，斯格明子边界所围成的四种结构化场呈现出四种基本的 N´eel 型斯格明子纹理状态，与测得的斯格明子数和螺旋度一致。综合来看，测得的斯格明子数、螺旋度和斯格明子纹理表明，可调谐环形脉冲能够实现可控的超快斯格明子拓扑转变。

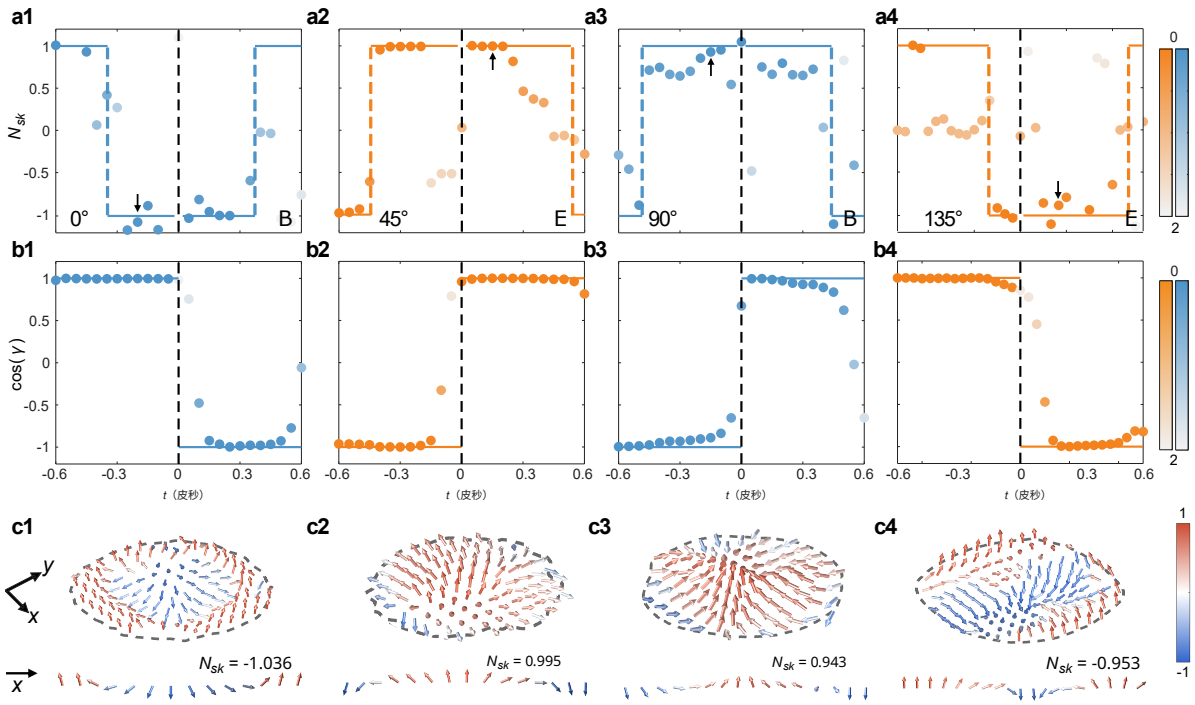


图4。**超快斯格明子演化的观测。a1–a4**，四种测量得到的环形状态的斯格明子数 N_{sk} 随时间的变化。色彩图显示其偏离理想斯格明子数轨迹的程度，理想轨迹以实线表示。横轴表示平移时间坐标 t，其定义为将主要离轴涡旋场零点的时间位置设为零延迟参考点。**b1–b4**，测量螺旋度，以 cos(γ) 表示，随时间的变化。**c1–c4**，在箭头所示时间延迟处，围绕四种环形状态的主要矢量场涡旋选取的测量斯格明子纹理，如**a1–a4**所示。虚线环勾勒出斯格明子边界（方法）。 E_z 和 B_z 分别相对于各自的横向场分量按照归一化因子进行缩放，以便清晰显示。

讨论

我们展示了环面光脉冲的可调谐生成及全面映射，这些脉冲源自一种紧凑、单级、高效且可扩展的光电超表面。结合局部纳米天线几何结构与全局超表面纹理进行图案化，为调控光物质相互作用对称性及由此产生的光电流响应开辟了广阔的设计空间。即便是本文研究的最低阶绕线超表面，也展现出高度的主动可调性，以及其近场和远场超快电动力学中引人注目的复杂性。

除了提供一种灵活的新途径来生成环面光之外，本研究方法还实现了对发射场拓扑的主动控制，并可直接观测其超快演化。以往的实验已证实环面电磁脉冲的存在及其特征结构，但控制大多通过将信息静态编码在源几何结构中，或从所得场的特定投影中推断出来。在此，只需旋转输入的线偏振角，单一器件便可在磁场主导和电主导环面模式、它们的符号反转态以及中间螺旋态之间连续转换。通过对三维电磁场进行完整重构，可以在单个光学周期内追踪其底层拓扑，直接分辨斯格明子数和螺旋度的反转，以及不同斯格明子纹理之间的演化。这为验证环面光脉冲真实的拓扑结构及其超快演化提供了关键依据。此外，亚周期演化表明，电磁拓扑本身也是一种超快动力学自由度，使人们能够在单周期脉冲内探测不同的拓扑场构型。

矢量电流与三维场拓扑之间的直接联系，为量子材料中的结构光—物质耦合创造了机遇。对纵向电场和磁场进行连续调控，可以选择性地激发声子和磁振子等集体激发；在各向异性系统中，这些激发通常难以被探测，而环面场则为环面偶极激发[25] 和动态无辐射态电流构型[26]提供了天然的耦合通道。这些无辐射态能够使场能量高度集中于材料内部，并可通过吸收或非线性转换[49]实现高效的能量转换。更广泛地说，将具有本征电子、磁性或拓扑响应的材料纳入电流产生层，便有可能将这些特性直接印刻到发射场中

。例如，贝里曲率驱动的横向输运[50]可以将径向光电流转化为螺旋电流纹理，从而将本征霍尔响应转换为所得环形辐射的偏振、螺旋度以及电磁组成。因此，这类材料集成光源或可为电磁场拓扑与物质量子几何之间的双向转换开辟一条路径。

方法

超表面制备

金超表面在通过化学气相沉积生长并转移至石英基底（Graphenea）的单层石墨烯上进行图形化。将两层 495 A2 + 950A2 聚甲基丙烯酸甲酯依次以 3000 rpm 的转速旋涂，并在 180 ℃ 下软烘一分钟，随后添加一层 DisCharge，以确保充分耗散电荷。使用 125 kV 电子束系统（Elionix ELS-F125），以 2 nA 的束流和 1700 μC/cm^2 的中心剂量对直径为 1 毫米的超表面进行电子束图形化，并进行邻近效应校正。随后用异丙醇（IPA）冲洗 30 秒以去除 DisCharge，再在室温下用 3:1 的 IPA:MIBK（甲基异丁基酮）显影 60 秒。通过电子束沉积镀覆 30 nm 金层，不使用黏附层，之后在丙酮中浸泡过夜进行剥离。将样品装入光学低温恒温器进行测量前，不进行其他处理；测量在高真空（$\sim 10^{-6}$Torr）下进行。关于所制备超表面及其光学性质的更多细节和表征结果，见补充信息（SI）第 1 节和图 S1。

笛卡尔或柱坐标几何中的光电流读出通过对石墨烯器件几何结构和金电极进行光刻图案化来实现。在采用六甲基二硅氮烷（HMDS）处理以促进附着后，旋涂 AZ 5214E 光刻胶，并通过无掩模紫外曝光（Heidelberg MLA 150，375 纳米）、图像反转和显影进行图案化。石墨烯通过暴露于 O_2 等离子体（100 W，10 sccm）1 分钟进行刻蚀。在经过相同的涂胶、曝光和显影步骤后，沉积 30 纳米厚的 Au 电极，并加入 3 纳米厚的 Ti 黏附层。光电流测量采用钛蓝宝石激光器在连续波或锁模工作模式下产生的 800纳米光，经光学斩波器调制，并通过锁相放大器直接读出平均电流

跨阻放大器（SR830）。

太赫兹高光谱成像

THz 高光谱成像系统的示意图如图 S2 所示，用于对发射的太赫兹辐射进行时空映射。我们使用掺铒光纤激光器（Menlo Systems C-Fiber），其可提供 100 飞秒脉冲，重复频率为 80 MHz，中心波长为 1560纳米。一个由 1560纳米脉冲门控的光纤耦合光电导天线探测器安装在两台相互正交的自动线性运动台上，用于进行二维空间映射。通过旋转光电导天线的探测轴，测量 E_x 和 E_y 场分量。第二路同步放大的自由空间输出光束，波长为 1560纳米，经弱聚焦后用于激发超表面；该超表面置于光学低温恒温器（Lake Shore Janis ST-100）内的高真空环境中。在持续数小时甚至数天的曝光过程中，均未观察到明显退化。发射的太赫兹辐射经准直后，由两块离轴抛物面镜（直径 2 英寸，焦距 4 英寸）重新聚焦。尽管光电导天线硅透镜的有效孔径仅为几毫米，为了充分分辨环形脉冲的精细场结构，探测平面相对于焦平面偏移约 7 厘米。

多物理场建模

我们使用 COMSOL Multiphysics 6.2 及其射频模块进行全波电动力学仿真，并结合系数形式偏微分方程接口，对电子热流、晶格热流和流体动力学电荷流进行建模。在六边形晶胞域上采用周期性边界条件。有关光学、热学和流体动力学建模的更多细节，请参见先前的工作[37]。

边界理论

对于四种电场构型中的每一种，积分边界均根据相应的二维场图独立确定。实值场

$$\mathbf{E}(x,y) = \left[E_x(x,y), E_y(x,y), E_z(x,y)\right]^{\mathsf{T}} \tag{1}$$

在一个覆盖 40×40 毫米^2 的公共 401×401 网格上进行采样（该范围大于约 1 英寸直径的光束尺寸），其中包含 $\Delta x = \Delta y = \Delta = 0.1$ 毫米。我们将局部场振幅和归一化场方向定义为

$$\begin{aligned} A(x,y) &= \left[E_x^2(x,y) + E_y^2(x,y) + E_z^2(x,y)\right]^{1/2}, \\ \mathbf{n}(x,y) &= \frac{\mathbf{E}(x,y)}{A(x,y)} = (n_x, n_y, n_z)^{\mathsf{T}}. \end{aligned} \tag{2}$$

在数值分母中加入机器精度正则项，仅用于避免振幅消失像素处发生除零。

对于此处考察的配置，纵向分量 n_z 在中心核心与周围场之间呈现出最清晰的标量对比度。因此，我们构建了分割图

$$\mathcal{S}(x,y) = \big(K_{\sigma_{\mathrm{seg}}} * n_z\big)(x,y), \qquad \sigma_{\mathrm{seg}} = 0.28 \text{ mm}. \tag{3}$$

此处， $K_{\sigma_{\mathrm{seg}}}$ 是归一化二维高斯核， $*$ 表示二维卷积。因此， $\mathcal{S}$是用于边界提取的平滑纵向方向图；它不是光强分布。

按照本研究数据采用的极性约定，纹理中心（x_c, y_c）被确定为场振幅足够大的像素中 $\mathcal{S}$ 的最小值。为抑制弱场和有限窗口伪影，候选像素的 A必须高于第55百分位数，并且沿每条边排除宽度等于较小图像尺寸12%的边缘区域。随后，我们计算了 $\mathcal{S}$的梯度幅值，用标准差为1.2个网格间距的高斯核对其进行轻度平滑，并在以（x_c, y_c）为中心的连续环带内求其平均值。定义

$$r(x,y) = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}, \tag{4}$$

将该环形平均值达到最大时的半径作为特征尺度R_0。这一最大值定位了核心与其周围区域之间纵向方向变化最为迅速的区域。为避免不切实际的过小估计或受边界主导的估计， R_0 被限制为 $0.22 D_{\min} \le R_0 \le 0.48 D_{\min}$，其中 $D_{\min}$ 是较小的图像尺寸，半径以网格间距表示。

随后使用以（x_c，y_c）为中心、半径为 $0.95R_0$的实心圆盘初始化基于区域的 Chan–Vese主动轮廓[51]。轮廓以平滑度因子 1.6 和收缩偏置 -0.05迭代演化 220 次。由于 Chan–Vese 方法依据内外区域各自的 $\mathcal{S}$区域值来分离内外区域，而不仅仅是沿着清晰的局部边缘，因此能够从逐渐变化或发生畸变的场纹理中提取平滑的非圆形边界。

轮廓演化后，采用固定的形态学操作来填补孔洞、抑制小的边界不规则性，并保留与检测到的核心相关联的连通分量。掩膜被限制在

$$R_{\mathrm{cap}} = \min(1.65R_0,\, 0.46D_{\mathrm{min}}) \tag{5}$$

以防止其扩展到无关结构中。随后，使用由 A 在局部分析窗口内的第45百分位数定义的振幅门限，进一步去除弱场延伸部分，前提是剩余的核心连通区域至少占据该窗口的1%。如果没有剩余的有效主动轮廓区域，则仅将以核心为中心的圆形掩膜用作分割失败时的保护措施，而不将其解释为主动轮廓边界。

配置 j 的最终核心连通二值域记为 Ω_j，其中$j = 1$、.....、4，其外轮廓 $\partial\Omega_j$定义了相应的积分边界。因此，初始圆形掩膜仅提供一个起始估计；所提取的边界可以变为非圆形。重要的是，完整流程仅基于归一化纵向场、局部场振幅和空间连通性，并且在对Ω_j进行任何量积分之前，边界就已确定。

致谢

感谢 Mark Mondol 和 Sanghyeok Park 富有帮助的交流与技术支持。本研究部分得到了洛斯阿拉莫斯国家实验室实验室定向研究与开发（LDRD）计划的资助。本工作主要在综合纳米技术中心开展，该中心是为美国能源部（DOE）科学办公室运营的科学办公室用户设施。洛斯阿拉莫斯国家实验室是实行平权行动和机会均等的雇主，由 Triad National Security, LLC 代表美国能源部的美国国家核安全管理局（NNSA）管理，合同编号为 89233218CNA000001。T.P.

部分得到了由 GIST 资助的全球大学项目 2026年 年度拨款的支持。Y.L.、W.Y. 和 Y.S. 得到了新加坡教育部（MOE）AcRF 一级（RG157/23 和 RT11/23）、新加坡科技研究局（A*STAR）（M24N7c0080 和 H25-MRO3489）以及南洋助理教授职位启动基金的支持。M.Y. 得到了美国国家科学基金会 MPS-Ascend 博士后研究奖学金的支持，基金编号为 2402151。N.G. 和 J.P. 感谢美国能源部 BES DMSE 项目（奖项编号 DE-FG02-08ER46521）对分析工作的支持，以及戈登与贝蒂·摩尔基金会 EPiQS 倡议拨款 GBMF9459 对稿件撰写工作的支持。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

1. M. Erhard、R. Fickler、M. Krenn 和 A. Zeilinger，高维度中的扭曲光子：全新的量子视角，*Light Sci. Appl.* **7**，17146（2018年）。2. Y. Shen、X. Wang、Z. Xie、C. Min、X. Fu、Q. Liu、M. Gong 和 X. Yuan，光学涡旋问世30年：从拓扑荷到多重奇点的轨道角动量操控，*Light Sci.Appl.* **8**，90（2019年）。3. A. Forbes、F. Nothlawala 和 A. Vall´es，量子结构光的进展，*Nat. Photonics***19**，1291（2025年）。4. C. He、Y. Shen 和 A. Forbes，迈向更高维结构光，*Light Sci. Appl.***11**，205（2022年）。5. G. F. Quinteiro Rosen、P. I. Tamborenea 和 T. Kuhn，光学涡旋与凝聚态物质之间的相互作用，*Rev. Mod. Phys.* **94**，035003（2022年）。6. J. R. Rouxel *et al.*，无序分子介质中的硬X射线螺旋二向色性，*Nat. Photonics***16**，570（2022年）。7. M. Cheng、W. Jiang、L. Guo、J. Li 和 A. Forbes，扭转中的计量学：利用涡旋光进行探测与传感，*Light Sci. Appl.***14**，4（2025年）。

8. K. A. Forbes 和 D. L. Andrews，扭曲光的轨道角动量：手性与旋光性，J. Phys. Photonics 3，022007（2021年）。9. A. A. Sirenko 等，太赫兹涡旋光束作为磁激发的光谱探针，Physical Review Letters 122，237401（2019年）。10. A. A. Sirenko 等，反铁磁共振处太赫兹涡旋光束的总角动量二色性，Physical Review Letters 126，157401（2021年）。11. Y. Shen 等，光学斯格明子及其他光的拓扑准粒子，Nat. Photonics 18，15（2024年）。12. Y. Shen、H. Wang 和 S. Fan，自由空间拓扑光学纹理：教程，Adv. Opt. Photonics 17，295（2025年）。13. R. W. Hellwarth 和 P. Nouchi，聚焦单周期电磁脉冲，Phys. Rev. E 54，889（1996年）。14. Y. Shen 和 C. Rosales-Guzm´an，光的不可分离态：从量子到经典，Laser Photonics Rev. 16，2100533（2022年）。15. A. Zdagkas 等，环面光脉冲的观测，Nat. Photonics 16，523（2022年）。16. A. A. Wang 等，复杂介质中光学斯格明子的拓扑保护，Light Sci. Appl. 13，314（2024年）。17. Z. Guo 等，大气湍流中经典与量子光学斯格明子的拓扑鲁棒性，Nature Communications 17，2085（2026年）。18. R. Wang 等，环形电磁脉冲中的抗扰传播与自由空间斯格明子的观测，Appl. Phys. Rev. 11，031411（2024年）。19. S. Shi 等，环面螺旋脉冲，Communications Physics 9，287（2026年）。20. Y. Zhang、A. A. Wang、R. Zhang、Z. Zhao、Y. Ma、R. Liu、Z.-K. Pong、Y. Cai 和 C. He，基于光学各向异性的斯格明子用于拓扑编码，Light Sci. Appl. 15，254（2026年）。21. L. Chen 等，用于通信与传感的可编程斯格明子，Nat. Electron. 9，479（2026年）。22. A. Kam 等，纳米光子学介导的量子斯格明子与高维纠缠，eLight 6，13（2026年）。23. X. P. Li、T. H. Lan、C. H. Tien 和 M. Gu，利用单个光学配置矢量光束实现三维方向无限制的偏振加密，Nature Communications 3，998（2012年）。

24. M. Kasperczyk、S. Person、D. Ananias、L. D. Carlos 和 L. Novotny，在光学频率下激发磁偶极跃迁，Physical Review Letters 114，163903（2015）。25. N. Papasimakis、V. A. Fedotov、V. Savinov、T. A. Raybould 和 N. I. Zheludev，物质与自由空间中的电磁环面激发，Nature Materials 15，263（2016）。26. V. Savinov、N. Papasimakis、D. P. Tsai 和 N. I. Zheludev，光学无极子，Communications Physics 2，69（2019）。27. N. V. Petrov、B. Sokolenko、M. S. Kulya、A. Gorodetsky 和 A. V. Chernykh，宽带太赫兹矢量光束与涡旋光束的设计：I. 材料与组件综述，Light Adv. Manuf. 3，43（2022）。28. R. Imai 等，利用具有三重旋转对称性的分段式非线性光学晶体产生太赫兹矢量光束，Optics Express 20，21896（2012）。29. J. Deveikis 和 J. Lloyd-Hughes，用于可控产生方位角和径向太赫兹光束的多像素光电导发射器，Optics Express 30，43293（2022）。30. R. Imai、N. Kanda、T. Higuchi、K. Konishi 和 M. Kuwata-Gonokami，宽带太赫兹涡旋光束的产生，Optics Letters 39，3714（2014）。31. S. J. Wang 等，利用可编程交换偏置自旋电子发射器灵活地产生结构化太赫兹场，eLight 4，11（2024）。32. K. Jana 等，飞行甜甜圈太赫兹脉冲的量子控制，Science Advances 10，eadl1803（2024）。33. L. Niu 等，通过非线性超表面产生环面光脉冲中的电磁开关自由空间斯格明子，Optica 13，203（2026）。34. M. Taghinejad 等，从太赫兹发射中确定热载流子输运动力学，Science 382，299（2023）。35. M. Matsubara 等，具有三重旋转对称性的磁性超材料中偏振控制的可调定向自旋驱动光电流，Nature Communications 13，6708（2022）。36. J. X. Wei 等，具有体光响应和免校准偏振探测功能的零偏压中红外石墨烯光探测器，Nature Communications 11，6404（2020）。37. J. Pettine 等，光驱动纳米尺度矢量电流，Nature 626，984（2024）。38. V. Shautsova 等，石墨烯中的等离激元诱导热电效应，Nature Communications 9，5190（2018）。39. J. Pettine 等，新兴对称性破缺材料的超快太赫兹发射，Light

*Science Advances***12**，133（2023）。40. R. C. Powell，对称性、群论与晶体的物理性质（Springer，2010）。41. L. Luo等，超材料的宽带太赫兹产生，*Nature Communications* **5**，3055（2014）。42. C. McDonnell、J. H. Deng、S. Sideris、G. X. Li 和 T. Ellenbogen，具有波束转向和完整线偏振控制功能的太赫兹超光栅发射器，*Nano Lett.***22**，2603（2022）。43. L. Vignjevic、Y. Shen、N. Papasimakis 和 N. I. Zheludev，环面光脉冲的态层析，*J. Opt.* **28**，025601（2026）。44. R. Wang等，混合电磁环面涡旋，*Science Advances* **11**，eads4797（2025）。45. Y. Shen 等，作为在自由空间中传播的电磁斯格明子的超环面光脉冲，*Nature Communications* **12**，5891（2021）。46. Y. Shen 等，无衍射超环面脉冲与光学“ K´arm´an 涡旋街”，*Nature Communications***15**，4863（2024）。47. Y. Shen等，时空超振荡，*Nature Communications***17**，2053（2026）。48. N. Nagaosa 和 Y. Tokura，磁性斯格明子的拓扑性质与动力学，*Nat.Nanotechnol.***8**，899（2013）。49. G. Grinblat、Y. Li、M. P. Nielsen、R. F. Oulton 和 S. A. Maier，在环偶极子模式激发的单个锗纳米盘中增强三次谐波产生，*Nano Lett.* **16**，4635（2016）。50. X.-L. Qi 和 S.-C. Zhang，拓扑绝缘体与超导体，*Reviews of Modern Physics* **83**，1057（2011）。51. T. Chan 和 L. Vese，无边缘主动轮廓，*IEEE Trans. Image Process.* **10**，266（2001）。

补充信息：

可调矢量电流产生的拓扑太赫兹场

Jacob Pettine,[1,2,*] Tae Gwan Park,[1,3,*] Yanhe Lyu,[4] Wangke Yu,[4] John B. Maier,[2] Matthew Yeung,[2] Rujuta Sane,[2] Chun-Chieh Chang,[1] Nuh Gedik,[2] Yijie Shen,[4,5,†] 和 Hou-Tong Chen[1,‡]

[1]综合纳米技术中心，洛斯阿拉莫斯国家实验室，洛斯阿拉莫斯，新墨西哥州 *87545*，美国

[2]物理系，麻省理工学院，剑桥，马萨诸塞州 *02139*，美国

[3]物理系与光子科学，光州科学技术院，光州 *61005*，韩国

[4]颠覆性光子技术中心，南洋理工大学物理与数学科学学院，新加坡 *637371*，新加坡

[5]南洋理工大学电气与电子工程学院，新加坡 *639798*，新加坡

目录

S1. 超表面表征 3

S2. 太赫兹发射光谱学 4 S3. 无界矢量电流和近场分布 7

S4. 可调环面态的分量分辨时空场 14

S5. 时空环面脉冲的矢量涡旋追踪 22

S6. 时空不可分性 26

补充参考文献 29

* 这些作者对本研究的贡献相同。

† yijie.shen@ntu.edu.sg

‡ chenht@lanl.gov

S1. 超表面表征

图 S1a 展示了一个具有代表性的扫描电子显微图，图中是在石墨烯上跨越毫米尺度区域以高度规则性制备的均匀金三瓣形超表面。石墨烯通过化学气相沉积（CVD）生长，并转移到石英上。显微尺度上较暗的线条是石墨烯的多层褶皱，对纳米尺度的光学驱动或从微观到宏观尺度的光电流响应影响可以忽略不计。

带超表面的石墨烯/石英芯片相对于无超表面区域的相对透射光谱如图 S1b 所示（实线）。1560纳米等离激元共振谷与有限元仿真计算得到的响应（虚线）吻合良好；由于制备分辨率限制导致三瓣形臂略有截断，因而出现小幅蓝移。由于 C_3结构对称性，线性透射响应与入射光偏振无关。实测光谱的特征展宽源于残余的结构不均匀性，以及多晶金中额外的体阻尼和界面阻尼。绕线超表面中存在类似的光学响应：尽管采用整体弯曲图案化，它们仍表现出相同的局部阵列结构。

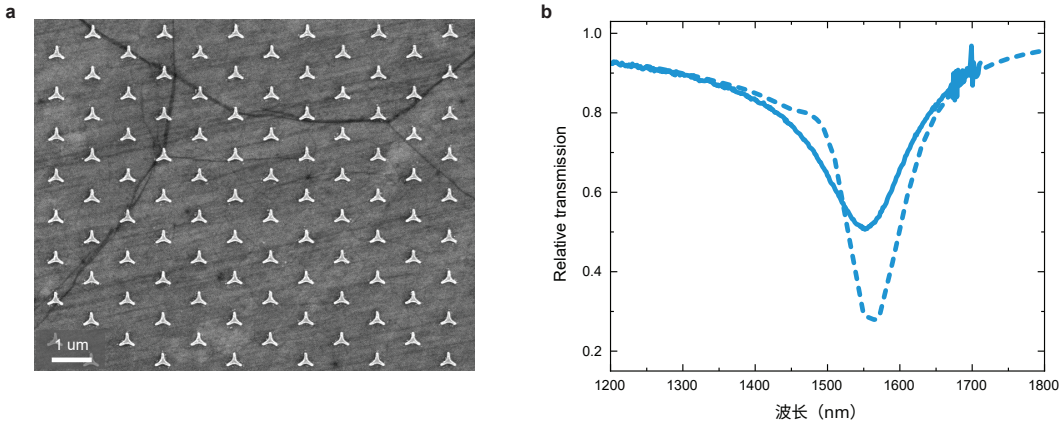


图 S1. **超表面特性**。**a**，石墨烯上均匀三花瓣超表面的扫描电子显微图。**b**，测量（实线）和仿真（虚线）的相对透射光谱，显示出设计在约 1560nm 处的等离激元共振谷。

S2. 太赫兹发射光谱学

太赫兹发射光谱学与高光谱成像的光学装置如图 S2 示意所示。由于测量位置远离再聚焦离轴抛物面镜的焦平面，以优化高光谱成像的空间分辨率，原始太赫兹空间图呈现出高度弯曲。这可见于图 S3a 中 $90°$ （方位光电流）数据集的 E_x分量，沿 y 轴。为分析脉冲的环面性质，我们采用（i）拟合的球面相位校正，或（ii）数值传播至焦平面，二者均在正文及下文中进一步讨论。此处我们评估所测脉冲未经校正的原始时间和光谱特性，仅进行轻度加窗以去除晚期伪信号，并通过插值加零填充以提高快速傅里叶变换的质量，如图 S3b 所示。时间和光谱剖面的截线分别示于图 S3c 和图 S3d，显示出随空间变化的振幅（以及未校正相位），但光谱仅有微小变化，与微弱可见的时空耦合相一致。这种等衍射行为在焦平面附近得以阐明，下文将予以讨论。该数据集的关键观察是环面太赫兹脉冲具有宽频谱支撑。尽管测得已超过 3 太赫兹，但由于太赫兹光束直径较大（略大于 1 英寸），该结果仍受测量信噪比和光电导天线响应的限制。采用宽带探测时，鉴于 $\sim$250飞秒模拟光热电驱动[1]，预计在 4 太赫兹以外仍有显著频谱成分。对于总沉积能量更低的更快光激发脉冲，以及低迁移率石墨烯中更快的动量弛豫散射率——例如因氢化[2]而引入缺陷——可预期更宽的光谱。

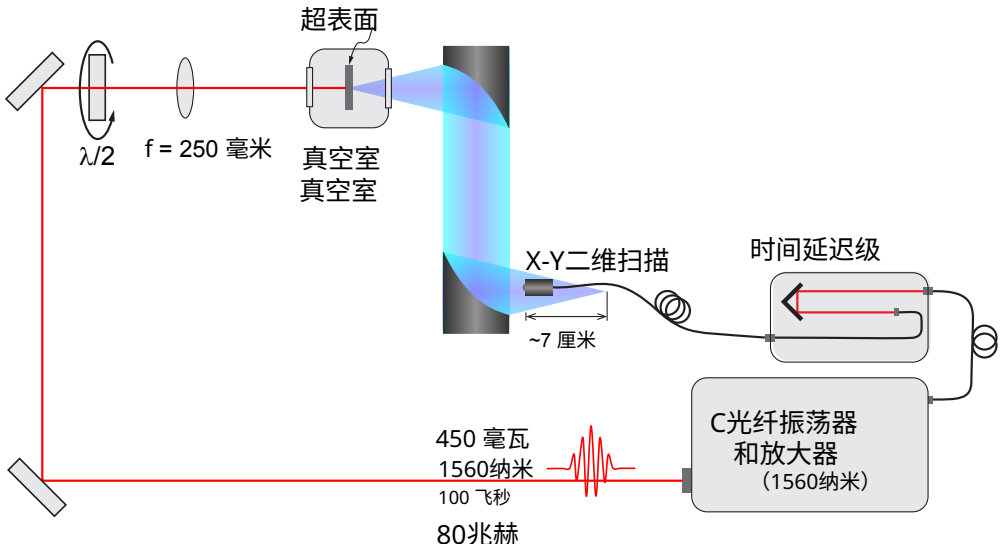


图 S2. **太赫兹高光谱成像装置示意图**。由 1560纳米光纤激光器产生的飞秒脉冲被松散聚焦到直径为 1 毫米的绕线超表面上，从而产生太赫兹矢量脉冲，再由两面离轴抛物面镜准直并重新聚焦。为获得最佳分辨率，使用扫描光电导天线（PCA）探测器在抛物面镜与焦平面之间绘制聚焦太赫兹场的分布。更多详情请参阅方法和补充文本。

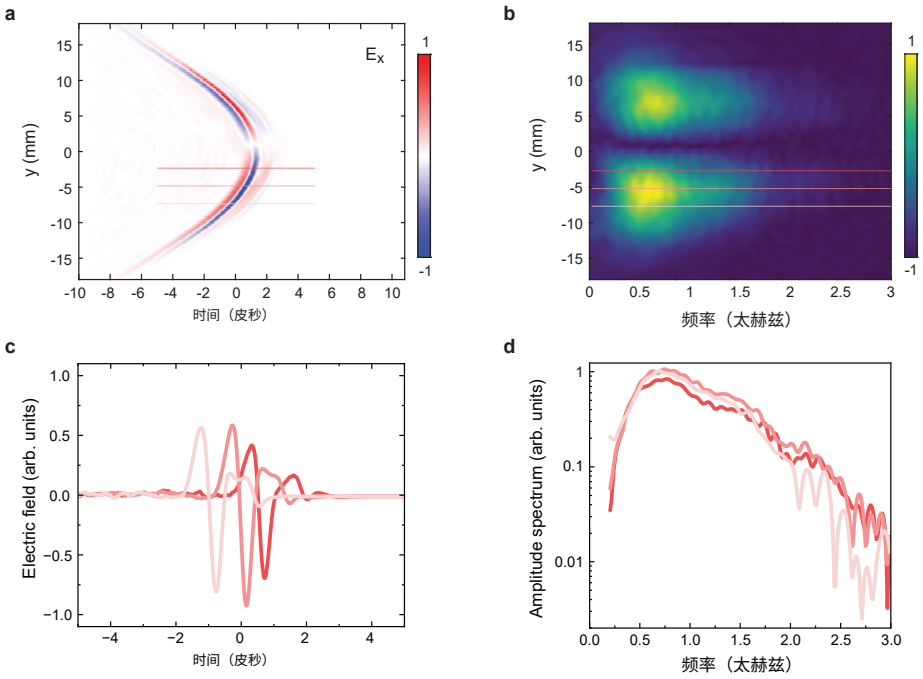


图 S3。**太赫兹脉冲的光谱特性。a**，代表性 90° 入射偏振（方位光电流）数据集中，在再聚焦离轴抛物面镜与焦平面之间测得的太赫兹时间轨迹空间分布图。**b**，空间分辨快速傅里叶变换。**c**，沿 y 轴不同空间位置的时间和**d**频率切片，显示出相似的光谱特性和宽广的支持范围。

S3. 无界矢量电流与近场分布

光电超表面是一种独特的无界二维电路，每个纳米天线都会产生局部电动势。在这里，这是纳米天线尖端热点向金掺杂石墨烯和裸石墨烯扩散不均所致。短时间内的合力实际上是各局部尖端热点贡献的矢量和，$\mathbf{f}_{\mathrm{emf}} \propto \Delta S \Delta T_e$，其中 $\Delta S = S_{\mathrm{doped}} - S_{\mathrm{bare}}$ 为塞贝克系数之差， $\Delta T_e = T_e - T_0$ 为相对于平衡态的电子温度升高。在由纳米天线驱动电流在两个电极之间流动的简单定向阵列中，已有研究表明，增加电极之间的纳米天线列数会使光电流成比例增加[3]。这相当于一系列电压源构成的戴维南等效电路，两个电极之间的总电阻保持不变。然而，电流也随行数增加而增大，这表明其行为同时具有传统电压源和电流源的特征。

为可视化跨越 $R = 500$微米绕线超表面的超快电流流动，我们对表面电流密度 $\mathbf{j}(\mathbf{r}\ t)$ 数值求解时域德鲁德方程，

$$\tau_{\mathrm{D}} \frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \mathbf{j}(\mathbf{r},t) = \sigma_{\mathrm{dc}} \mathbf{E}_{\mathrm{emf}}(\mathbf{r},t), \tag{S1}$$

以及连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r},t) = -\frac{\partial \rho(\mathbf{r},t)}{\partial t}. \tag{S2}$$

其中， $\rho(\mathbf{r}\ t)$ 为瞬态电荷密度， $\tau_{\mathrm{D}} = \mu E_{\mathrm{F}}/(e v_{\mathrm{F}}^2) \approx 50$飞秒为由非弹性散射引起的动量弛豫时间， $\sigma_{\mathrm{dc}} = e\mu E_{\mathrm{F}}^2/(\pi \hbar^2 v_{\mathrm{F}}^2) \approx 2.2$毫西门子为化学气相沉积石墨烯在石墨烯迁移率为 $\mu \approx 1500$ 厘米^2/伏秒、环境掺杂为 $E_{\mathrm{F}} \approx$–350毫电子伏、费米速度为 $v_{\mathrm{F}} = 10^6$ 米/秒时的直流电导率。源场，

$$\mathbf{E}_{\mathrm{emf}} = \mathbf{E}_{\mathrm{PTE}} + \mathbf{E}_q \tag{S3}$$

由光热电瞬态超表面驱动构成，

$$\mathbf{E}_{\mathrm{PTE}}(\mathbf{r},t) = E_{\mathrm{PTE},0}(\mathbf{r},t) \left[\sin(2\theta)\hat{\boldsymbol{r}} + \cos(2\theta)\hat{\boldsymbol{\theta}} \right],$$

以及由压缩模贡献产生的、因充电而形成的相反径向场，$\mathbf{E}_q(\mathbf{r}\ t) = E_q(t)\hat{\boldsymbol{r}}$。由于超表面密度均匀，相应的电动势

力场，短时间内的电荷积累逐渐向超表面中心增加 $\rho \propto r^{-1}$ ，直至在直径数微米的无纳米天线核心区域内达到平台。为设定**j** 的大小，进而确定 E_{emf}，我们将损伤阈值近似设为峰值电流的千倍；根据实测的 10 nA 电流、80 MHz 重复频率，以及通过多物理场仿真确定的光电流 $\sim$250飞秒衰减时间推断，峰值电流约为 800 μA[1] （计及力场中完整的电子与晶格的热力学演化）。因此， j_r(**r** t) $= I_r$(**r** t)$/2\pi r$ 或j_θ(**r** t) $= I_\theta$(**r** t)$/R$为响应幅度提供了定量下限；鉴于锁相读出存在损耗和带宽受限，实际响应可能更强。

近场**E**和**磁场 B** 分布由随时间完整演化的光电流和电荷分布决定。 ρ(**r** t) 和 **j**(**r** t) 分别在时间上进行傅里叶变换，并通过汉克尔变换分解到由轴对称的零阶和一阶第一类贝塞尔函数构成的连续基底中。将麦克斯韦方程组应用于这些项中的每一项，可得

$$
\begin{aligned}
E_r(k,\omega,z=0) &= \frac{ik_{z,u}k_{z,d}}{\epsilon_0(\epsilon_d k_{z,u}+\epsilon_u k_{z,d})k}\rho(k,\omega),\\
E_\theta(k,\omega,z=0) &= -\frac{\mu_0\omega}{k_{z,u}+k_{z,d}}j_\theta(k,\omega),\\
E_z(k,\omega,z=0) &= \frac{k_{z,d}}{\epsilon_0(\epsilon_d k_{z,u}+\epsilon_u k_{z,d})}\rho(k,\omega),\\
B_r(k,\omega,z=0) &= \frac{\mu_0 k_{z,u}}{k_{z,u}+k_{z,d}}j_\theta(k,\omega),\\
B_\theta(k,\omega,z=0) &= -\frac{\mu_0\epsilon_u k_{z,d}}{\epsilon_d k_{z,u}+\epsilon_u k_{z,d}}j_r(k,\omega),\\
B_z(k,\omega,z=0) &= -\frac{i\mu_0 k}{k_{z,u}+k_{z,d}}j_\theta(k,\omega),
\end{aligned}
\tag{S4}
$$

其中， k 是面内波矢的大小，并且

$$
k_{z,i} = \sqrt{\epsilon_i\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k^2}, \tag{S5}
$$

对于上方的（$i=u$）空气和下方的（$i=d$）SiO_2 介质，传播到有限 z 只需将每个分量分别乘以$e^{-ik_{z,\,u}z}$。空间和时间上的场演化分别通过逆汉克尔变换和傅里叶变换得到。通过排除虚数 k_z 分量，可以明确去除非辐射倏逝场，其中$k > \sqrt{\epsilon_u}\omega/c$。这种排除会使场幅度降低约一半。

激发后 200飞秒，在超表面上方 1微米处的光电流、电荷和场分布快照如图 S4（90° 入射偏振）、图 S5（112.5°）和图 S6（135°）所示。驱动电动场的延迟效应——该电动场以大约 $c/\sqrt{2.5}$ 或 ~190微米/皮秒的速度传播，具体取决于周围介质的有效 $\epsilon \approx 2.5$ ——在模拟中未予明确考虑（而自由空间场的延迟效应则予以考虑），但在驱动光热电场持续的数百飞秒时间尺度内，这种延迟效应仍然很小。在更长的时间尺度上，由电荷产生的恢复场会导致图 S7 所示径向电流最终反向。

建模的电荷流和场阐明了已直接编码在光电流和近场中的斯格明子拓扑。在二维光电流中，不存在的 z 分量由压缩模的光电流散度（或电荷）以及环流模的光电流旋度取代。这些分别直接对应于（E_x， E_y， E_z）和（B_x， B_y， B_z）近场分布。尽管图案化超快光电流固有的光电子斯格明子拓扑可能具有价值，但我们将其留待进一步研究。同时，我们看到，近场拓扑被非傍轴发散或重新聚焦的远场脉冲直接继承。

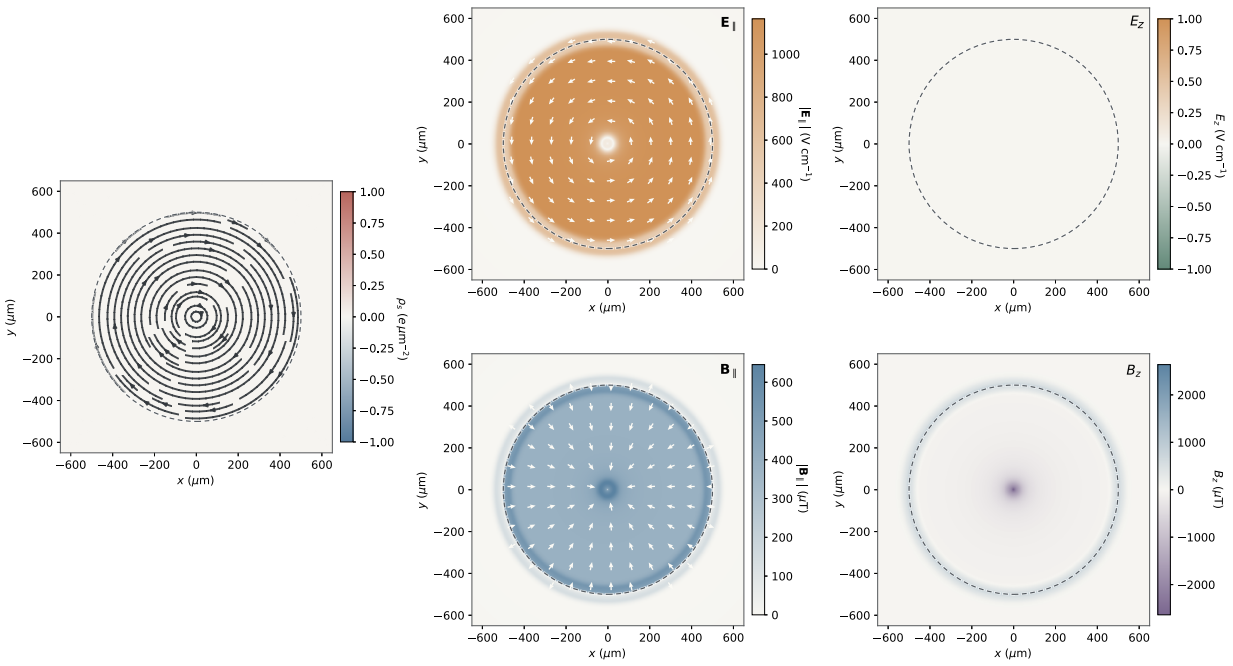


图 S4. **入射偏振下模拟的环流超快电流和近场分布　90°入射偏振。** 顺时针方位环流模式的二维光电流流线（左）产生零电荷积累，因此 E_z 为零；在激发后 200飞秒、距超表面中央区域上方 1 微米处，半定量估算得到强烈的 ∼2mT 磁近场。

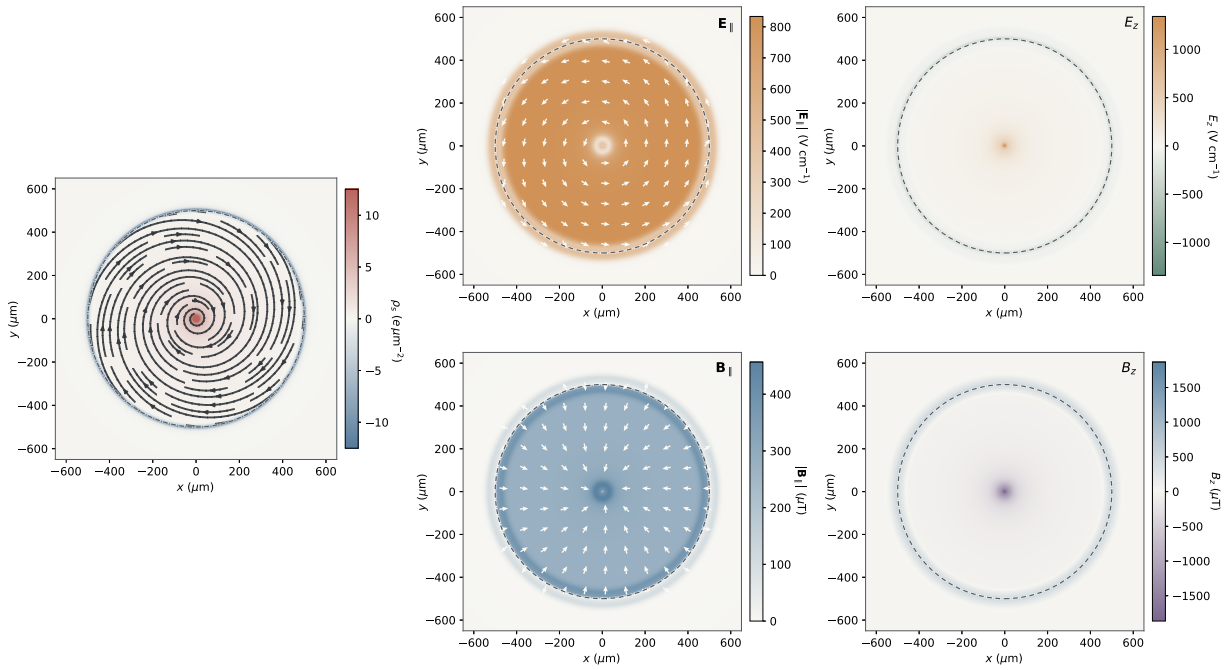


图 S5. **112 处螺旋超快电流和近场分布的模拟结果。5° 入射偏振**。中间模式的二维光电流流线（左）产生有限的电荷积累和非零的 E_z 和 B_z，图示为激发后 200 飞秒、位于中央超表面区域上方 1 微米处的情况。

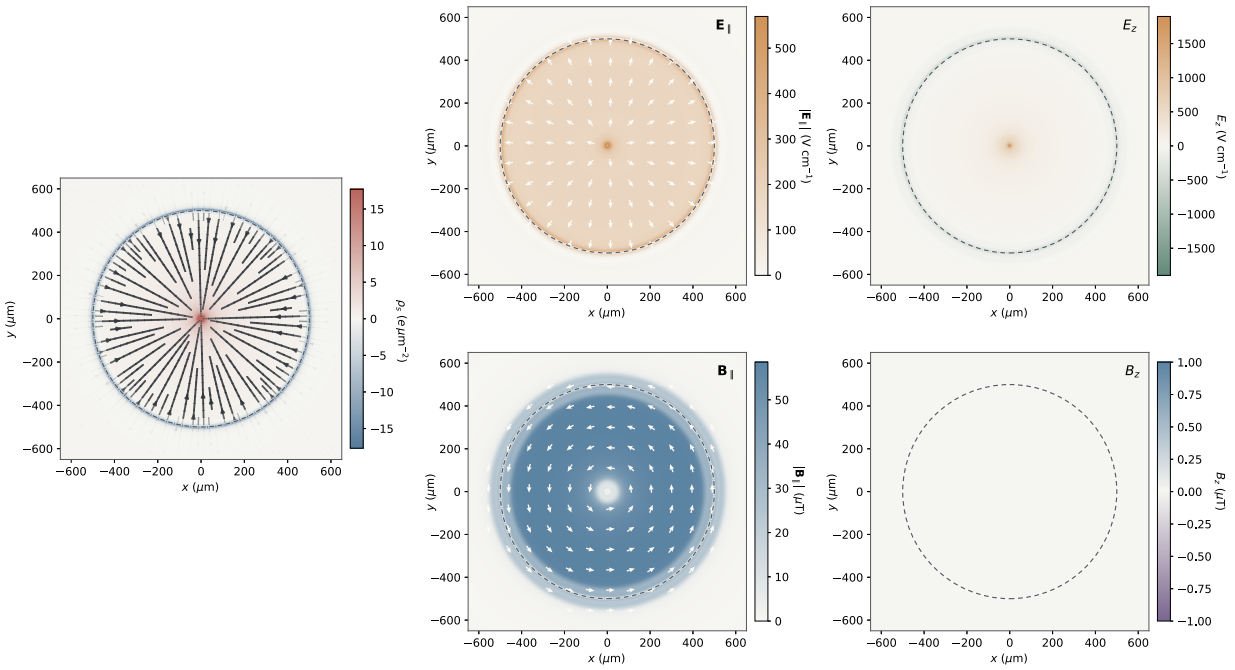


图 S6。**在 135°入射偏振下模拟的压缩型超快电流和近场分布**。向内径向压缩模式（左）的二维光电流流线产生零涡量，因而 B_z为零；而强 ∼1.5 kV/cm 电近场则是在激发后 200飞秒、位于中央超表面区域上方 1微米处进行半定量估算的。

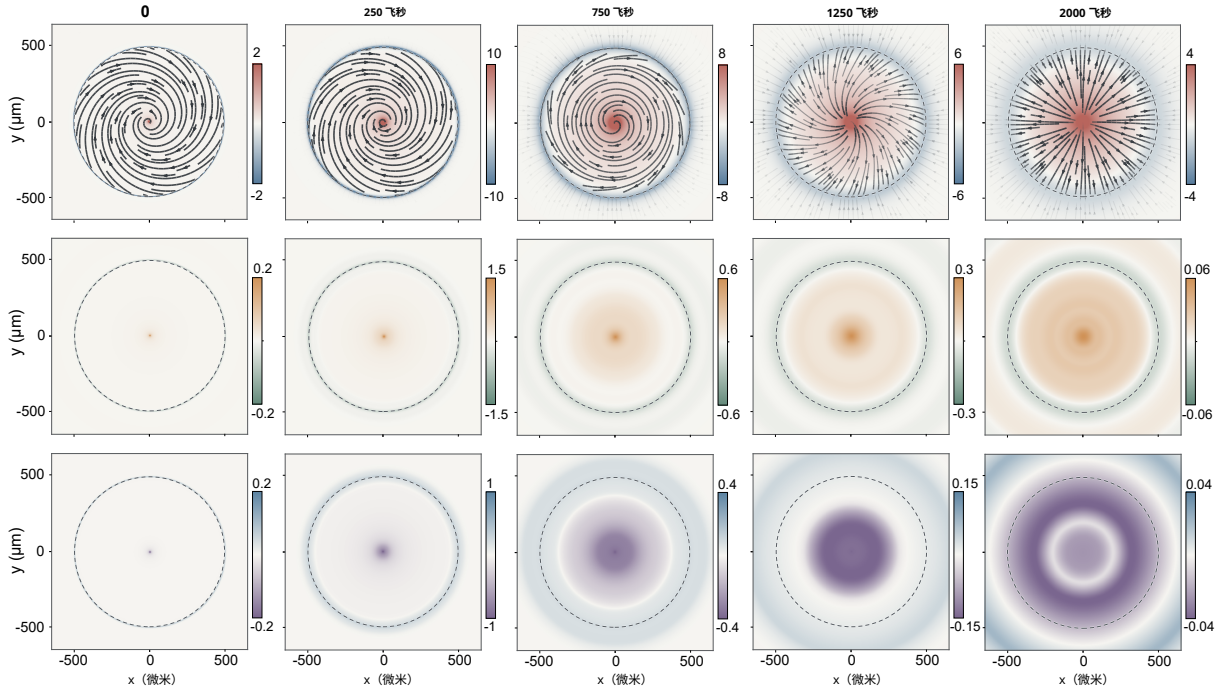


图 S7。**入射偏振下的超快光电流、电荷和场演化 120°** 。流线（上方面板）显示了短时间尺度下的螺旋电流，以及相应的电荷中心聚集和场。数百飞秒后，驱动电动势已衰减，电荷场的恢复库仑力最终使电流螺旋极性反转。到 1.25 皮秒时，恢复径向电流占主导。流线和色彩图均按峰值归一化，不过需要指出的是（图中未明确显示），由于占主导地位的驱动光热电力已衰减，电流密度在 250 飞秒后迅速下降。

S4. 可调环面态的分量分辨时空场

为将偏振控制的光电流通道与正文中讨论的环面态和斯格明子场结构联系起来，图 S8–S11展示了四种代表性泵浦偏振态的分量分辨电场。对于每种状态，各行分别显示测得的横向分量、 E_x 和 E_y，以及麦克斯韦重构的纵向分量 E_z。左列显示代表性峰值场时刻的横向 x–y 平面快照，中列和右列则分别显示沿水平 $y = 0$ 切片和垂直$x = 0$ 切片后，时域波包随 x 和 y 位置的变化。请注意，这些场采用了图 S3a的恒定相位前沿进行绘制，即通过平场相位校正抵消会聚波前的大曲率。每个分量均按其自身的最大绝对值归一化。因此，色标表示的是场的正负号、空间结构和时间相位演化，而非不同场分量之间的相对振幅。尤其是， E_z的可见对比度，特别是对于横电态，不应被解读为纵向电场的大小与横向电场相当。

$0°$ （图 S8）和 $90°$ （图 S10）激发构成可调场族中的两个方位角成员。在横向平面内， E_x 和 E_y 正交排列的双极性叶瓣分别组合形成顺时针和逆时针方位角矢量场。这两个状态之间正负叶瓣的交换，反映了泵浦光偏振旋转 $90°$所产生的 π 相位反转。相应的 x–t 和 y–t 截面表明，这种极性反转在整个占主导地位的单周期瞬态过程中始终保持不变。这些电场分布是磁主导 TE 和负 TE 环面脉冲在横向上的对应形式。因此，这两个状态所特有的子午涡旋可在重建磁场 B 中得到分辨，如正文图 3 所示。

$45°$ （图 S9）和 $135°$ （图 S11）激发构成互补径向对。它们的主导脉冲周期 E_x 和 E_y 分布结合形成由压缩型光电流通道产生的向内和向外径向横向态（其极性相反）。与方位角对相比，重构的 E_z 分量在中心横向场奇点周围呈现出有序的纵向结构，

并伴有周围的变号特征。径向和纵向电场分量共同形成电主导TM环面脉冲所特有的子午面场几何。径向电流通道的反转会改变该子午面场的方向，从而产生 TM 和负 TM 伙伴；其 **E**涡旋轨迹已在正文图 3 中进行分析。

x–t 和 y–t部分进一步表明，横向瓣状结构和纵向场在空间和时间上均保持相干演化。它们协同发生的符号反转仅局限于主要太赫兹瞬态，证明测得的结构是动态矢量波包，而非静态横向光束图样。总的来说，这四个数据集建立了泵浦选择的光电流方向与辐射环面模式之间的分量级联系。因此，它们为 TE/TM模式归属、正文图 3中的三维涡旋重构，以及正文图4中后续的超快斯格明子数和螺旋度分析奠定了实验场基础。更广泛地说，这四种状态展示了通过单个超表面实现的两种独立光学控制：在磁性环面特征与电性环面特征之间进行选择，以及反转相应的环面极性。

为从互补视角展示正文图 3中的时空矢量场，我们在图 S12中使用 E_r 或 B_r，即沿r方向的电场或磁场分量，通过色彩图绘制四种泵浦偏振态，而场方向则用箭头表示。这种可视化方式直接揭示了径向场纹理的时间演化，同时保留局部矢量场方向。该表示方式未引入额外的数据集或重构。

四种极化态的时空斯格明子纹理由斯格明子数 N_{sk} 和螺旋度 γ表征。随时间变化的斯格明子数为

$$N_{\mathrm{sk}}(t) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} \mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial y} \right) \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y, \tag{S6}$$

其中，$\mathbf{n} = \mathbf{F}/|\mathbf{F}|$ 是归一化瞬时电场或磁场矢量，Ω 表示横向积分域。对于具有明确边界条件的斯格明子纹理，斯格明子数可表示为 $N_{\mathrm{sk}} = pm$，其中极性$p = \frac{1}{2}[n_z(0) - n_z(R)]$描述了从中心到边界的面外场反转，

–

而 m 是由下式定义的面内涡度

$$m = \frac{1}{2\pi} \oint_{\mathcal{C}} \nabla_{\perp} \alpha \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}, \qquad \alpha = \mathrm{atan2}(F_y, F_x), \tag{S7}$$

其中 $\mathcal{C}$ 包围纹理中心。正文图4所示的四种状态均具有单位涡量 $m = +1$。随后，极性反转产生了相反的斯格明子数特征。

螺旋度 γ 表征相对于径向方向的面内场取向，其定义为

$$\gamma(\mathbf{r}, t) = \alpha(\mathbf{r}, t) - m\phi(\mathbf{r}), \qquad \phi = \mathrm{atan2}(y - y_c, x - x_c), \tag{S8}$$

其中，(x_c, y_c) 表示纹理中心。在 $m = +1$条件下，$\cos\gamma = +1$ 和 -1 的极化态分别呈现径向向外和向内的场。因此， N_{sk}和 γ 共同表征演化中的斯格明子场纹理的极性和面内取向。

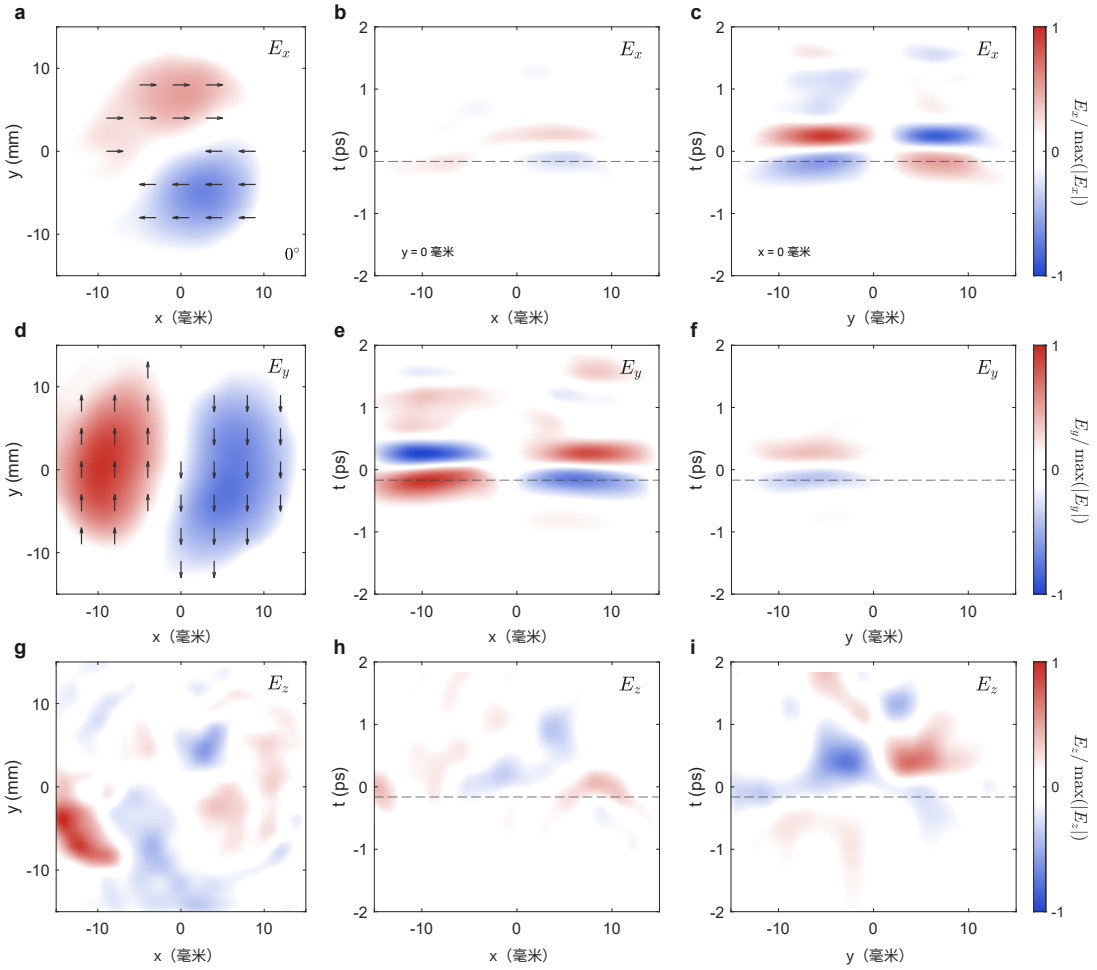


图 S8。**泵浦光 0° 偏振态的分量分辨时空电场**。各行显示 E_x、 E_y和由麦克斯韦方程重建的 E_z 分量。各列显示代表性峰值场时刻的横向 x–y 分布，以及穿过波包中心的 x–t和 y–t截面。每个分量均单独归一化。 E_x 和 E_y 正交排列的双极性图样组合成与磁性主导的 TE 环面态相关联的顺时针方位角横向场。时间截面解析了该方位角场符号变化的单周期演化；相应的环形涡旋由重建磁场 **磁场 B** 承载，其分析见正文图 3。

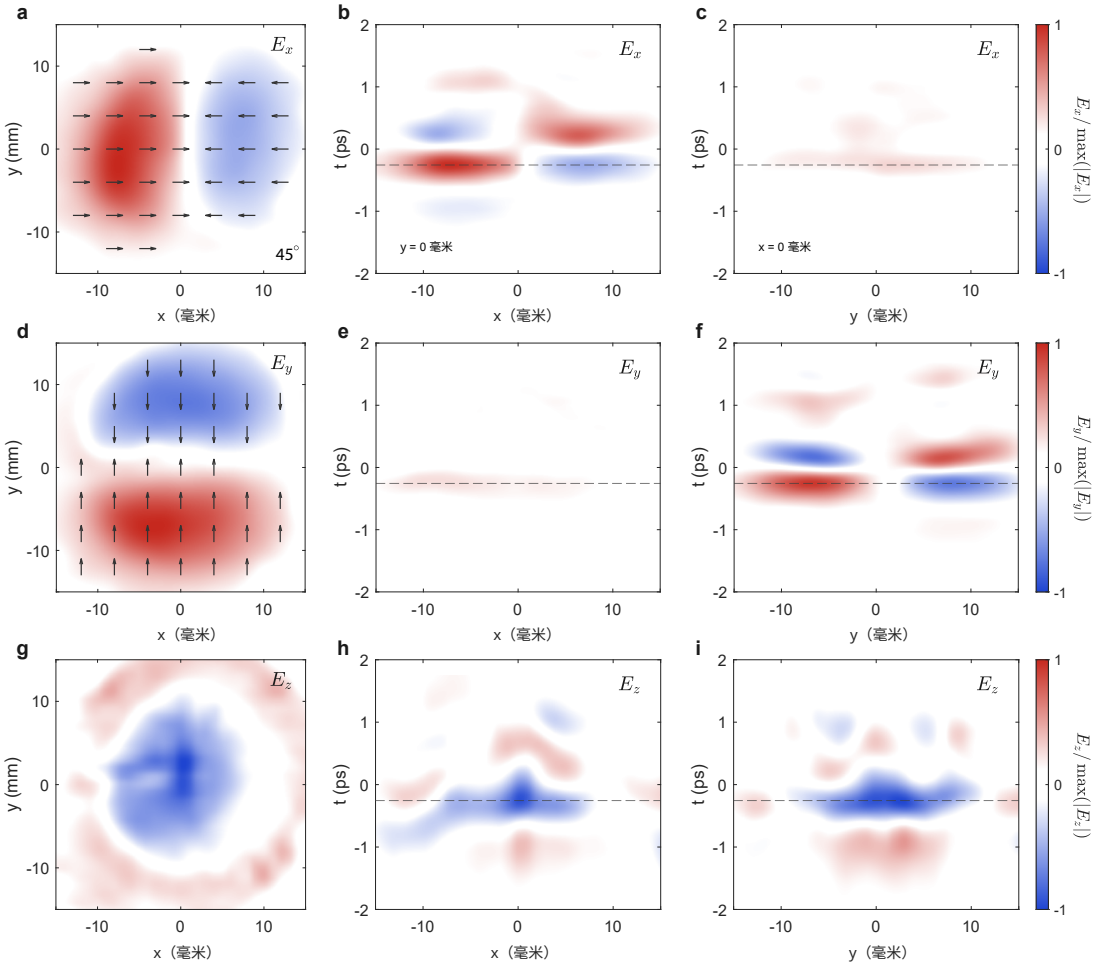


图 S9。**分量分辨时空电场：** 45° **泵浦光偏振态**。各行分别显示 E_x、 E_y和由麦克斯韦方程重构的 E_z 分量，各列则显示横向分量以及两个正交时空分布。每个分量均独立归一化。笛卡尔横向分量组合成与压缩光电流通道相关的向内径向场。局域化且变号的 E_z结构构成子午面电场的纵向部分。径向分量与纵向分量共同构成电场主导的 TM 环面态，其**E**涡旋在正文图 3 中进行了追踪和重构。

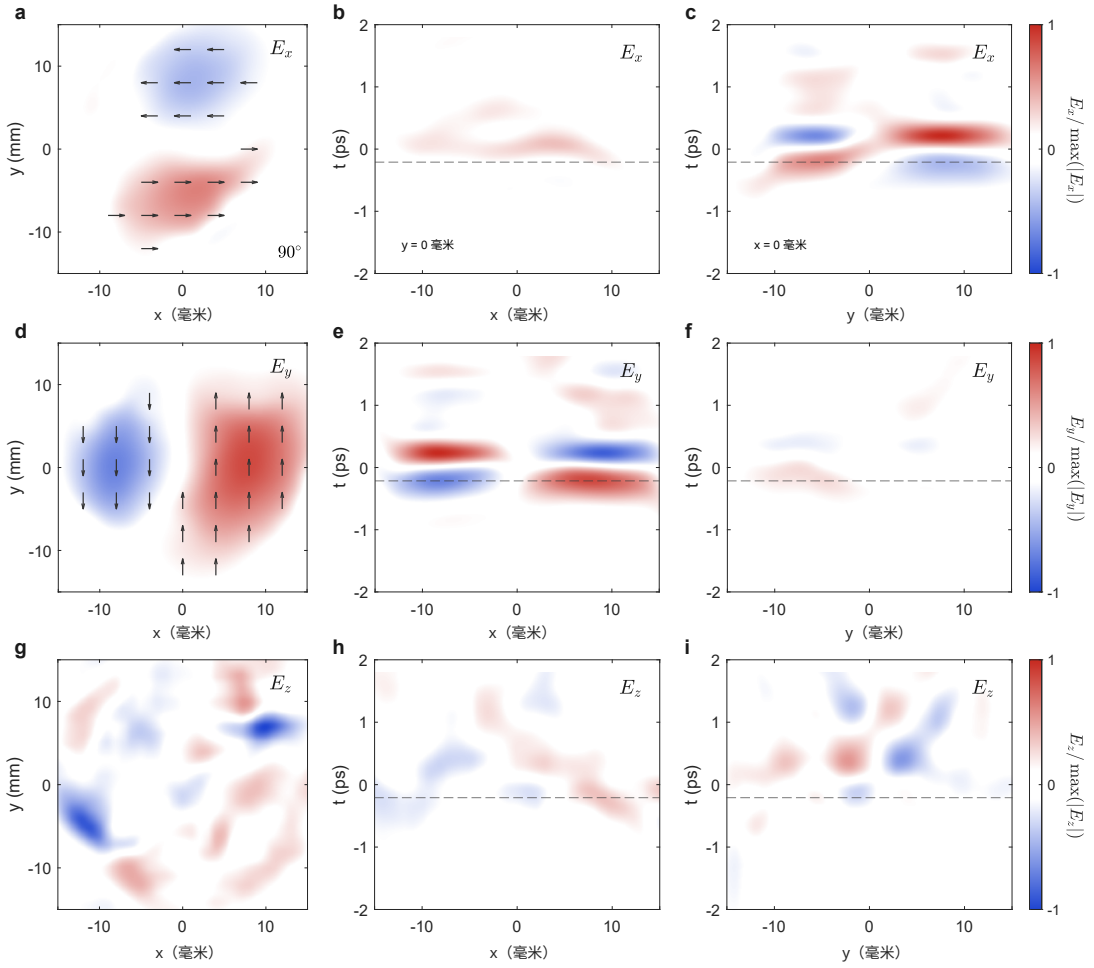


图 S10. **泵浦光的分量分辨时空电场** 90° **偏振态**。行和列的排列与图 S8 一致，各分量分别独立归一化。相较于 0° 激发， E_x 和 E_y 的主要正、负波瓣互换，形成逆时针方位角横向场。时空截面中的相应反转与两个方位角态之间的 π 相位差一致。该电场是 0° 态的负 TE 环形涡旋对应态，其特征性环形涡旋在重建磁场**磁场 B**中得以分辨。

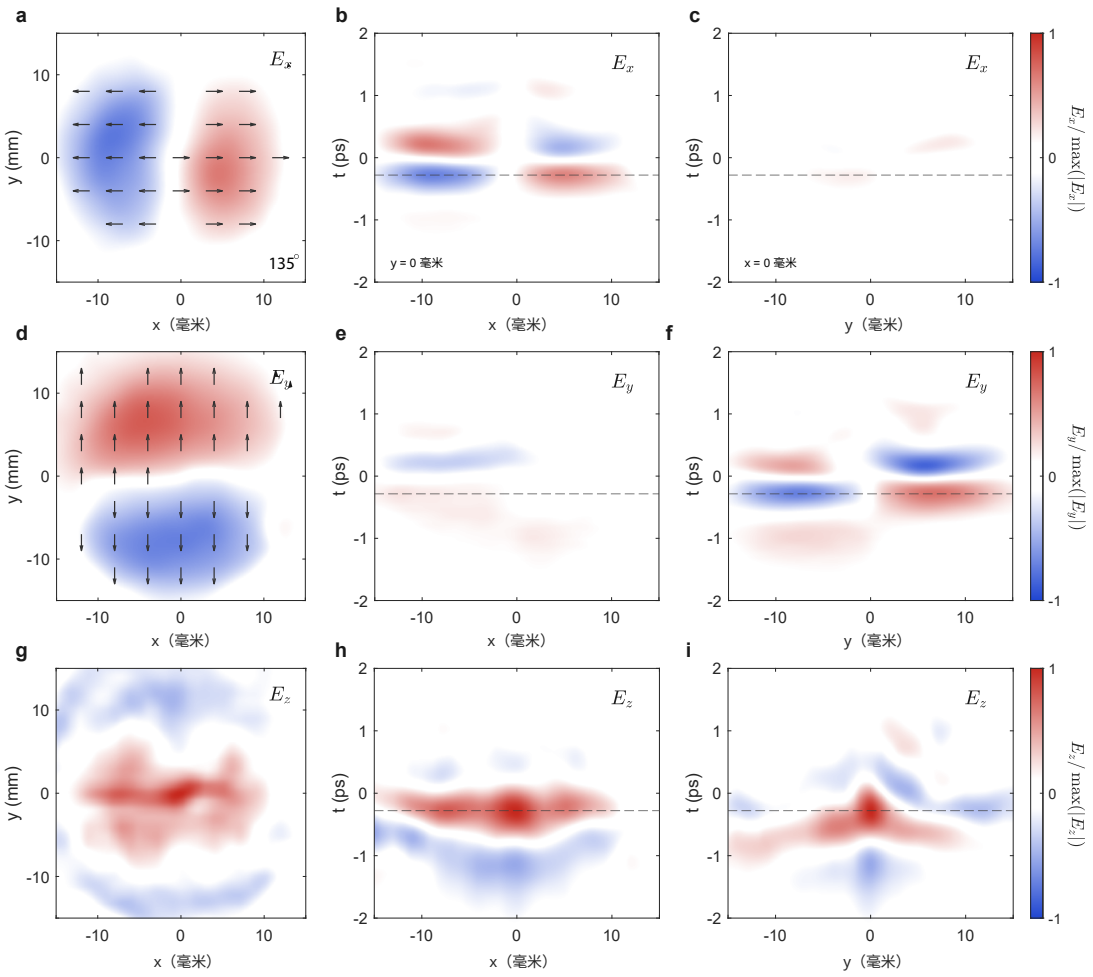


图 S11. **泵浦光偏振态的分量分辨时空电场** 135° **泵浦光偏振态**。 各行分别显示 E_x、 E_y 以及由麦克斯韦方程重构的 E_z 分量，各列则展示横向分量和两种正交时空分布。每个分量均独立归一化。横向分量构成该45° 态的向外径向伙伴，而纵向分量则提供子午面场的互补 E_z 区域。它们共同的时空演化与环面场取向反转相符，表明这种激发是该 45° 态的负 TM 伙伴。

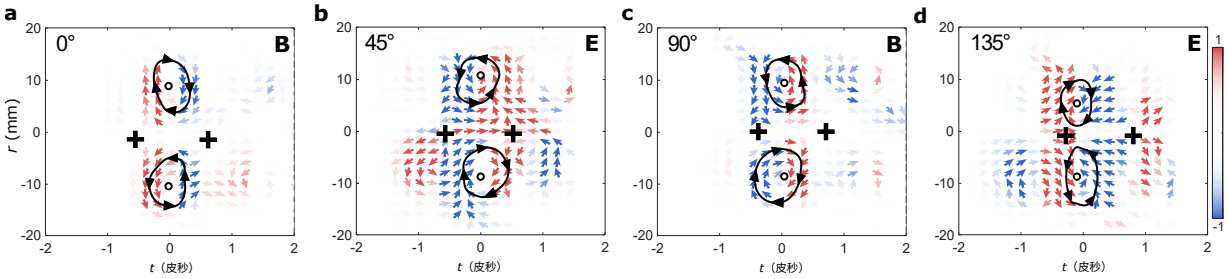


图 S12。**时空场的径向分量表示**。面板**a–d** 分别对应泵浦偏振角 0°、 45°、 90° 和 135°，并采用与正文图 3b 相同的坐标截面。

S5. VE 时空环面脉冲的矢量涡旋追踪 E

正文图 3 中的涡旋环是通过开发矢量涡旋追踪算法，从测得的时空场分布中提取的。相同的流程应用于全部四种泵浦偏振态。对于横电环面态，涡旋环沿磁场分布进行追踪；而对于横磁环面态，则沿相应的电场分布追踪涡旋环。

该算法分为两个步骤：椭圆优化和傅里叶法向变形。第一步围绕选定的主涡旋点生成经过优化的椭圆轮廓，第二步则在局部对该轮廓进行变形，使其沿测得的涡旋矢量方向延伸。这种两阶段流程避免了直接从含噪的实验数据中提取轮廓，并确保最终的环保持平滑且局部化。

在椭圆优化步骤中，首先对测量平面上的时空矢量场图进行插值。随后，在选定的涡旋区域周围优化一个可调椭圆，并将其中心、半轴和面内旋转角作为拟合变量。对于单位切向量为 $\boldsymbol{\tau}_i$ 的试探环，其与局部归一化矢量方向 $\mathbf{f}(\mathbf{r}_i)$ 之间的角度失配定义为

$$\alpha_i = \cos^{-1}\left(\left|\boldsymbol{\tau}_i \cdot \mathbf{f}(\mathbf{r}_i)\right|\right). \tag{S9}$$

绝对值用于处理局部涡旋矢量方向的首尾歧义，将平行和反平行排列都视为相切。代价函数旨在最小化椭圆切线与局部矢量方向之间的均方角度失配，同时对最大失配施加较弱的权重。此外，还应用了温和的正则化，以避免不必要的扩张和物理上无效的长宽比。可以针对多个初始椭圆方向重复进行优化，并保留代价最低的解作为参考椭圆轮廓。

在傅里叶变形步骤中，优化后的椭圆仅沿其局部法向方向发生变形。这些法向位移由有界傅里叶级数描述，该级数限制了最大位移，同时也防止轨迹大幅移出局部涡旋区域。此步骤的代价函数还会最小化轨迹与插值矢量场之间的平均角度失配和最大角度失配。此外，代价函数还会对位移幅度和高阶傅里叶系数施加额外惩罚。高阶惩罚能够抑制细小振荡，同时保持主要变形。在此

变形过程中，会计算多个傅里叶系数种子，并选择代价最低的变形曲线作为最终轨迹。

图 S13 展示了在45° 入射偏振下测得的电场图的涡旋追踪方法。优化后的轨迹和中心分别以洋红色虚线和叉号表示，以黑色实线和空心圆标示的初始椭圆轮廓及其中心作为基准。与初始椭圆相比，优化后的环路更加贴合局部涡旋矢量方向。

所提出的追踪方法的数学基础可进一步通过将最终涡旋环路参数化表示为

$$\mathbf{r}(\theta) = \mathbf{r}_0(\theta) + \delta(\theta)\mathbf{n}_0(\theta), \tag{S10}$$

其中，$\mathbf{r}_0(\theta)$ 为优化后的参考椭圆，$\mathbf{n}_0(\theta)$ 为其单位法向量，$\delta(\theta)$ 为傅里叶法向位移。除局部扰动 $\delta(\theta)\mathbf{n}_0(\theta)$ 外，优化后的椭圆$\mathbf{r}_0(\theta)$ 还决定了最终环路 $\mathbf{r}(\theta)$ 以及重构的三维环面。该参考椭圆受到初始椭圆的部分约束，

$$\mathbf{r}_{\mathrm{ini}}(\theta) = \mathbf{c}_{\mathrm{ini}} + R(\psi_{\mathrm{ini}}) \begin{bmatrix} T_{\min}\cos\theta \\ R_{\min}\sin\theta \end{bmatrix}, \tag{S11}$$

其中，$\mathbf{c}_{\mathrm{ini}}$、$\psi_{\mathrm{ini}}$、$T_{\min}$ 和 $R_{\min}$ 分别表示初始中心、面内旋转角、时间半轴和空间半轴。

对于四种不同的初始几何形状，其余追踪设置以及后续的傅里叶法向变形过程均保持不变。如图 S14 所示，较大的初始半轴对会产生更大的重建环面结构，但也会增大沿追踪环的局部切向角误差。相比之下，较小的初始椭圆会产生较低的追踪误差，但重建出的环面结构更加紧凑。这一比较揭示了重建体积与追踪精度之间的权衡。因此，正文图 3 中的涡旋环被选为在不同初始椭圆几何形状下，追踪误差低于 0.125π 的最大重建环。

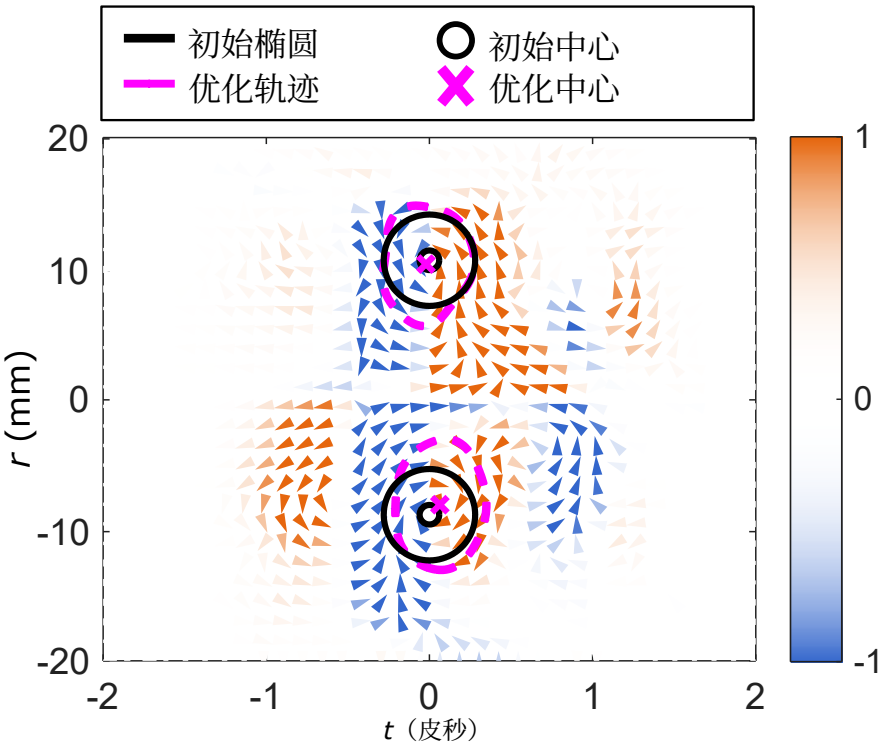


图 S13. **矢量涡旋追踪**。图示了在 45° 入射偏振下，电场所采用的涡旋场追踪方法。黑色实线和空心圆分别表示初始椭圆轨迹及其中心。洋红色虚线和叉号分别表示优化轨迹及其中心。

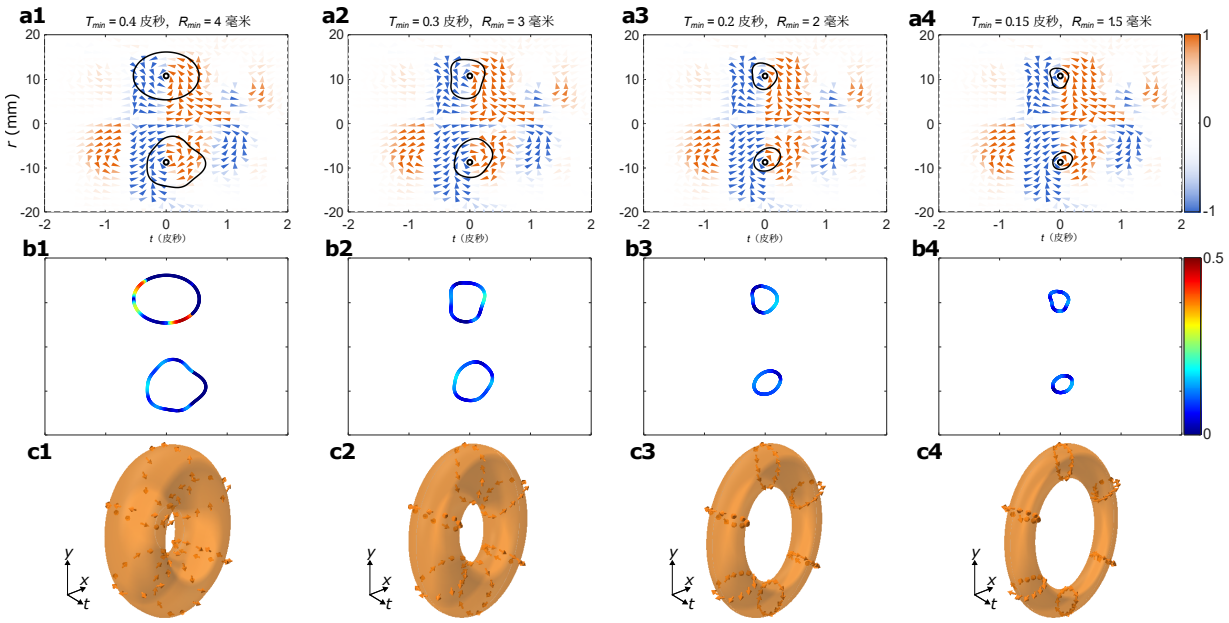


图 S14。**不同初始几何形状下的三维重建。a**，重建体积与追踪精度之间的权衡（$T_{\min}$，$R_{\min}$）。黑色曲线表示叠加在测量得到的时空电场图上的优化涡旋环。**b**，沿相应优化涡旋环的局部角度失配，$|\theta_{\mathrm{vec}} - \theta_{\tan}|$。**c**，根据追踪得到的涡旋环重建的三维环面。较大的初始半轴对会产生更大的重建体积，但也会增加追踪误差，揭示出重建体积与追踪精度之间的权衡。

S6. 时空不可分离性

为验证不同传播平面上的脉冲特性，我们利用在距离焦平面约 7 厘米处进行的完整表征，对场进行数值传播（见图 S2）。对 E_x 和 E_y 场分量进行空间和时间傅里叶变换后，我们通过 $e^{-ik_z z}$ 相位因子沿 z 向前传播，然后进行逆变换。图 S15a、b 展示了在焦平面处、由 $45°$ 入射偏振驱动的一个代表性压缩模的传播后脉冲截面。这些结果显示，脉冲近乎为单周期，且具有向内径向前导峰周期，这与正文图 2 中所示的向外流动电流一致，其中**电场**$_{\mathrm{THz}} \propto -d$**电流密度**$/dt$。脉冲形状也与图 S15e、f 中计算得到的理想值高度吻合。利用高斯定律确定 E_z后，我们发现了预期的中心峰，其指向与传播方向相反，并与 E_x 和 E_y中的中心节点对齐。这进一步阐明了正文图 3 所示的环形脉冲特性，此处展示的是焦平面处的情况。

理想环形脉冲是麦克斯韦方程组的时空不可分离解[4]，其中较高频率集中在较小半径处。尽管这是焦平面附近衍射极限聚焦的一个特征，环形脉冲在传播过程中仍能保持空间依赖频率分布，使每个频率分量具有相同的相对发散角[5]。通过经验证的数值传播过程对这一等衍射现象进行了检验。在焦平面处，对 $135°$ E_x 分布进行时间快速傅里叶变换，显示出理想环形模（图 S16d）所预期的空间依赖频率成分（图 S16a）。如距焦平面 2 厘米处所示（图 S16b、e），这一行为在传播过程中得以保持，但分布会逐渐展宽。对空间峰值进行依赖频率的拟合，进一步阐明了这一行为；一系列传播平面的结果汇总于图 S16c、f 中（由于高频处信噪比逐渐降低，数据集进行了截断）。这验证了时空不可分离性，并显示出与等衍射一致的趋势。

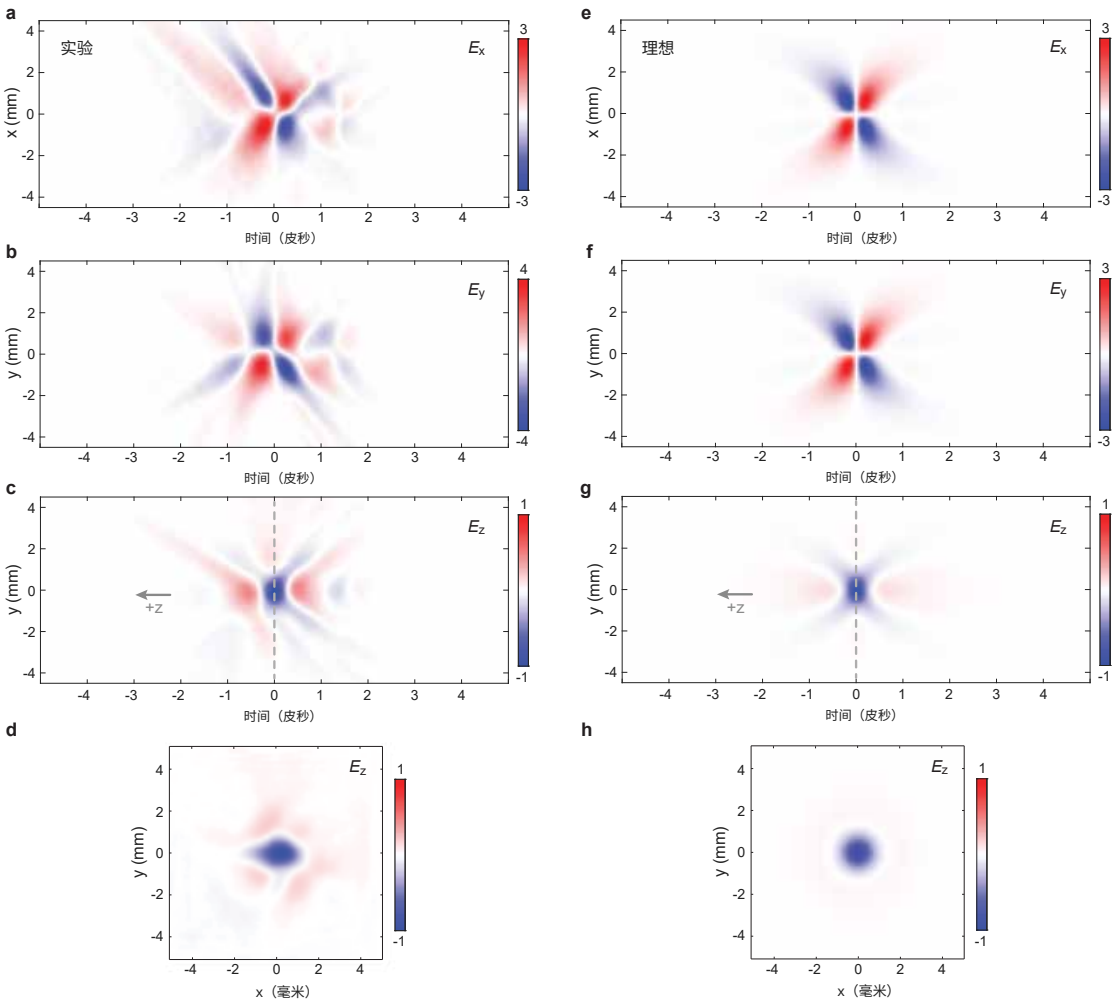


图 S15。**数值传播后的焦平面分布**。**a**，测量的 E_x 和**b**， E_y 代表性 45° 数据集数值传播至焦平面后的电场分布。**c**，焦平面处对应的 E_z 分布。**d**，焦平面处 E_z 场的空间 xy 截面。**e**–**h**，用于比较的理想环形脉冲截面。

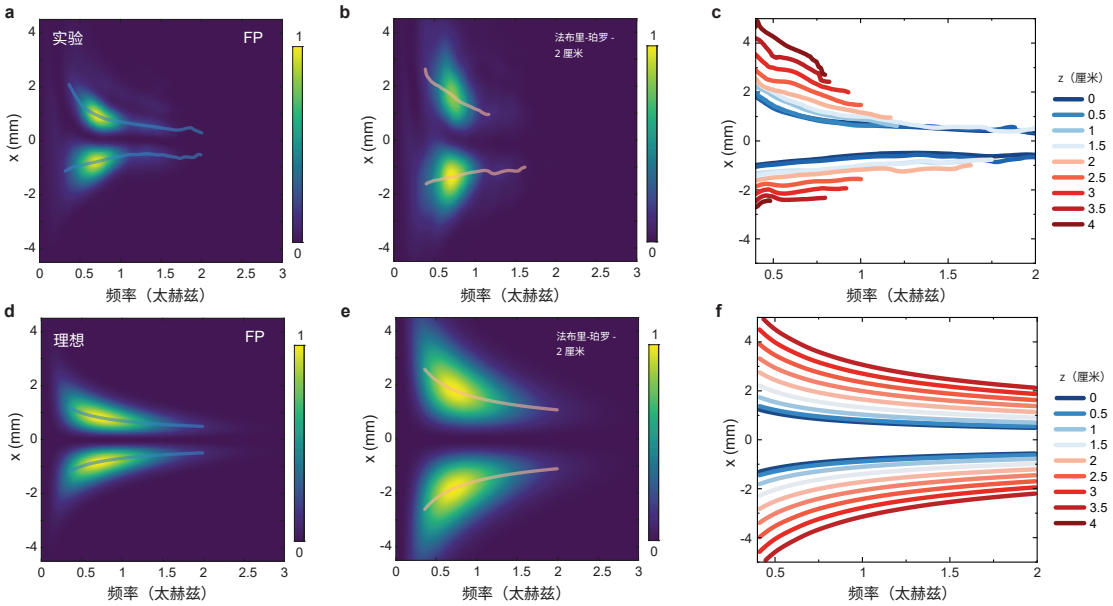


图 S16。**时空不可分离性。a**，在焦平面（FP）显示的代表性 135° 数据集的空间分辨快速傅里叶变换（FFT）功率谱。实线表示各频率下拟合得到的空间峰值。**b**，在焦平面前 2厘米处显示的空间分辨 FFT。**c**，总结了距离焦平面一系列传播距离处（焦平面之前）随频率变化的空间峰值。**d–f**，理想环形脉冲对应的解析曲线。

补充参考文献

1. J. Pettine 等，光驱动纳米尺度矢量电流，*Nature* **626**，984（2024年）。2. D. C. Elias 等，通过可逆氢化调控石墨烯的性质：石墨烷的证据，*Science* **323**，610（2009年）。3. J. X. Wei 等，具有体光响应和免校准偏振探测功能的零偏压中红外石墨烯光探测器，*Nature Communications* **11**，6404（2020年）。4. R. W. Hellwarth 和 P. Nouchi，聚焦单周期电磁脉冲，*Phys. Rev. E* **54**，889（1996年）。5. A. Zdagkas、N. Papasimakis、V. Savinov 和 N. Zheludev，时空不可分脉冲：从平面波和单周期脉冲构造等衍射环形脉冲，*Phys. Rev.A* **102**，063512（2020年）。