电场分辨成像于宽场光学显微镜

Arjun Ashoka[1*], Juhwan Lim[1], Akshay Rao[1], Dmitry A. Zimin[1,2*]

[1]卡文迪许实验室，剑桥大学，J.J. Thomson Avenue，剑桥，CB3 0HE，英国[2]物理化学实验室，苏黎世联邦理工学院，Vladimir-Prelog-Weg 2，8049，苏黎世，瑞士 通讯：aa2066@cam.ac.uk，dzimin@ethz.ch

摘要： 可视化光的电场的时空演化，是光学领域的基础，从光子器件设计到新一代显微镜的开发皆是如此。然而，我们缺乏能够直接获取光学显微镜样品平面上光的电场的实验工具。在此，我们提出一种全光学成像模式，可在传统宽场透射光学显微镜的平面内，以 100 阿秒的时间分辨率和 200 纳米的空间分辨率解析光的电场。借此，我们展示了厚 $MoTe_2$ 薄片中及其周围散射对比度的延迟建立和脉冲展宽——这些动态过程无法通过标准模拟获取。我们还展示了该技术的多功能性：在光脉冲穿过 $MoTe_2$ 薄片及其周围传播时，解析光激发过程中的完整面内矢量电场线。

一句话摘要： 一种全光学涟漪槽。

自麦克斯韦方程组被发现以来，人们不断利用光，广泛 推动成像系统向更高分辨率发展。在过去两个世纪里，我们对光在成像系统中行为方式的理解不断加深，推动光学显微术从阿贝衍射极限和相位衬度成像，发展到超分辨率和干涉散射显微术领域（*1*–*5*）。尽管近场扫描探针技术（如扫描近场光学显微镜和扫描隧道显微镜）已能获得材料表面的原子与化学键分辨图像（*6*，*7*），但光学显微镜无需接触、设计相对简单，仍是应用最广泛的成像系统，可用于从生物样本到功能材料系统等各种对象，并遍布世界各地几乎所有实验室。此外，光波同时携带空间和时间信息，获取成像光场的时间轴信息，可为光学显微术提供大量有用信息。

在一个光学周期的时间尺度上（500 nm 波长时为 ~1.6 fs），迄今为止，普遍使用的光学显微镜仍然是时间积分探测器：它们通过在像平面使用平方律光电探测器，舍弃光波的时间域信息。这种简化及其造成的信息损失，在成像系统的计算设计和建模中尤为明显：研究者通过在网格上计算求解麦克斯韦方程组（所用技术从时域有限差分法（FDTD）到伪谱空间域法（PSSD）不等（*8*）），设置宽带光源向感兴趣的平面辐射光学频率；光与样品相互作用后，监测器测量电场，并通过傅里叶光学将其传播至像平面（*9*），在那里计算其平均平方强度，从而彻底丢失样品编码在电场中的时间信息。

此外，尽管这种计算方法在理解光学显微镜中的光波方面取得了巨大成功，但它无法描述违反时域有限差分法（FDTD）典型基本假设的复杂系统，也不能用作发现新物理现象的工具。例如，对折射率随频率变化的材料进行建模，或描述瞬态电场存在时介质有限的时间域电子响应，都颇具挑战，尤其是在电子响应的基本时间尺度未知时。比如，对于发生光诱导相变或具有延迟极化响应的材料，无法使用时域有限差分法（FDTD）进行研究，因为该方法假设介质不受光场扰动，且折射率会对入射光场作出瞬时响应。

因此，开发一种突破平方律探测器范式的实验显微成像平台具有观测和信息获取方面的重要意义。借助该平台，我们可以在常规宽场光学显微镜中，通过光的完整时空电场测量图像的时间演化和形成过程。尽管已有多种方法能够在太赫兹频段对电场进行空间和时间分辨（*10*、*11*），但其数百 μm 的衍射极限和太赫兹电场周期（~ 1ps）远逊于使用可见光所能达到的水平，而可见光正是更广泛的显微学领域所采用的标准。此外，能够分辨光电场的测量通常依赖于使用载波包络相位（CEP）稳定的电场（*12*、*13*），这使得此类实验成本更高、难度更大，也远未成为可用于研究显微镜中电场的常规平台。

结果

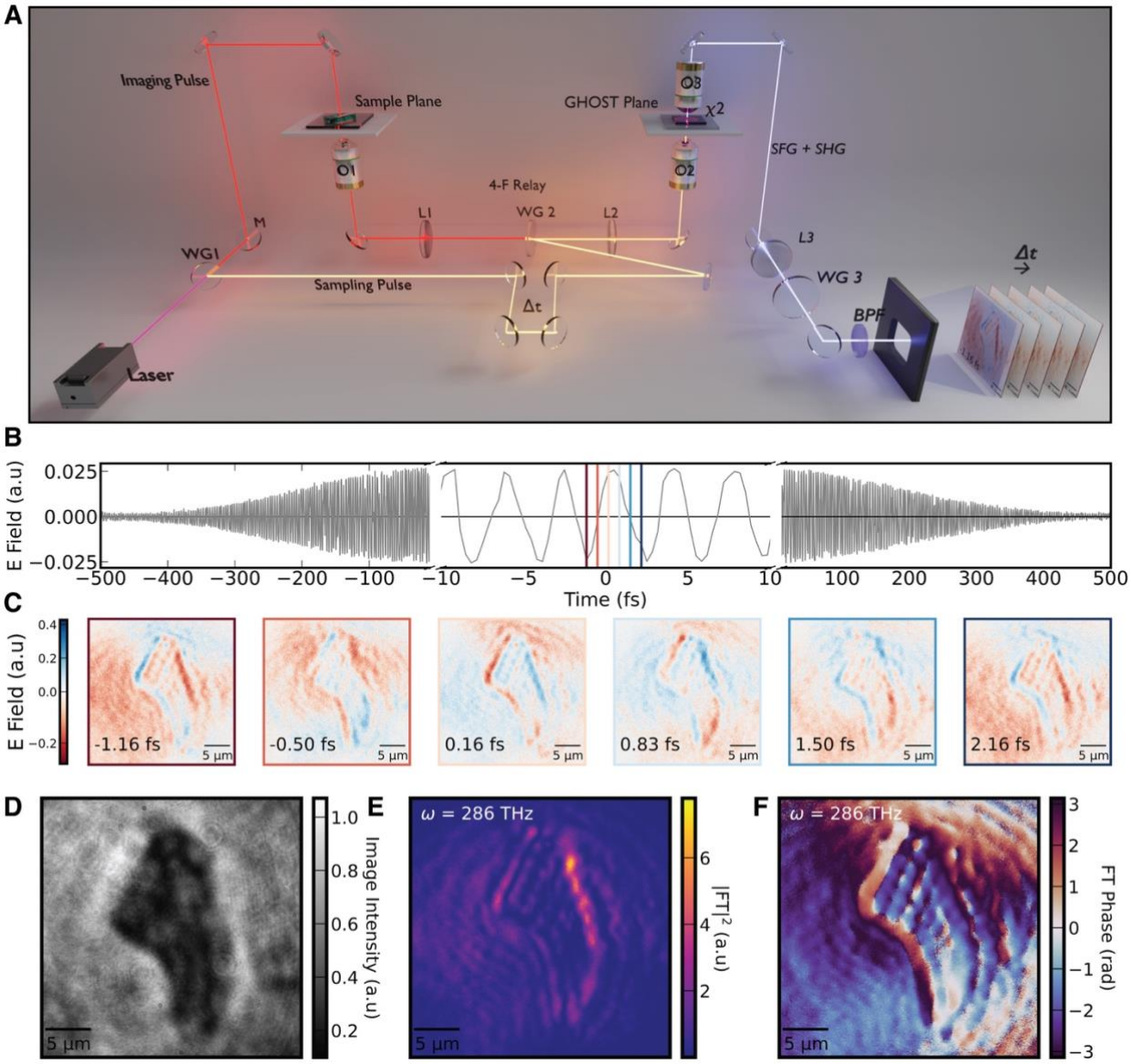


图 1： **A.** 装置示意图：载波包络相位不稳定激光脉冲通过偏振片（WG1）分成两个脉冲。弱成像脉冲（红色）被松散聚焦到高数值孔径油浸物镜（O1）焦平面内的样品上，透射场/散射场随后由该物镜收集，并通过 4-F 光路中继至另一个相同物镜（O2）的样品平面，在此处，χ^2 晶体使成像电场与强宽场采样脉冲之间产生和频产生。第三个数值孔径为 0.9 的空气物镜（O3）通过另一条具有 255 倍放大率的 4f 光路，将和频产生与二次谐波产生之间的干涉成像到电子倍增 CCD上。随着成像脉冲与采样脉冲之间的延迟（Δt）变化，时空电场被映射出来。**B.** 1030 nm 振荡器输出的空间积分电场，在 -10 至 +10 fs 范围内放大显示。 **C.** 脉冲在所示延迟下穿过 $MoTe_2$ 薄片时产生的电场图像，延迟如**B** （竖线）所示。**D.** 在电子倍增CCD上测得的块体 $MoTe_2$, 薄片的标准吸收图像，类似于测量频域中电场的平方。**E.** 对每个像素进行傅里叶变换，并显示 286 THz 处的空间傅里叶变换功率；其特征与标准吸收图像相似，证明了时域与频域方法的等价性。**F.** 286 THz 处的傅里叶变换相位图像清晰显示了薄片边缘散射引起的相位累积特征，并且比功率图像更清晰，展示了标准相位衬度成像机制在时域中的表现。

在此，我们克服了这些限制，开发出一种高度相干的近红外电场分辨显微镜。与传统的电光采样不同，我们采用了近期开发的广义外差光学采样技术中的一种特殊情形（*14*）

(GHOST) (*15*) 无需载波包络相位稳定脉冲即可测量拍赫兹尺度光子的技术。我们将该技术扩展至双共轭油浸高数值孔径显微镜，从而将其推进至时空极限；借助这一相对简单的实验平台，我们首次能够使用载波包络相位不稳定激光光源，在宽场透射显微镜平面中分辨图像的形成（*14*）。

我们利用长相干长度激光振荡器输出展示了该方法所能提供的前所未有的时空信息；其载波包络相位未稳定光脉冲的中心波长为1030 nm。脉冲通过线栅偏振片WG1分成两个相同的正交偏振锁相复制脉冲（采样脉冲和成像脉冲）。与样品相互作用后，较弱的成像脉冲（红线）由宽场高数值孔径油浸物镜（O1）收集。图像通过4-F几何结构和第二个相同的高数值孔径油浸显微镜（O2）共轭到相同的GHOST平面；其中放置了一块厚度为5 μm的z切BBO χ^2 非线性晶体（GHOST平面）。在GHOST平面中，我们采用了文献（*15*）提出的广义外差光学采样技术（GHOST）：将一个强的空间均匀采样脉冲（来自同一主激光脉冲，黄色）通过延迟台，并利用线栅偏振片WG2与成像脉冲重新合束。随后，该准直采样脉冲被聚焦到第二个显微镜（O2）的后焦平面，在GHOST平面产生均匀的宽场二次谐波场，同时在BBO晶体平面产生采样脉冲与成像脉冲的空间变化和频场。由于采样脉冲和成像脉冲完全相同，二次谐波脉冲与和频脉冲具有相同波长（515 nm），并构成用于载波包络相位未稳定脉冲平衡式GHOST电场采样的二次谐波产生/和频产生通道（*14*）。随后，这些场由第三个数值孔径为0.9的空气物镜（O3）以255倍放大成像到电子倍增CCD上；经过在线偏振片（WG3）后，二者发生干涉，并通过带通滤光片（BPF）测量，滤光片隔离外差和频产生–二次谐波产生信号，从而得到与成像脉冲电场成正比的强度，进而探测成像电场。当成像脉冲与采样脉冲之间的延迟线发生变化（Δt）时，电子倍增CCD上的图像映射出显微镜平面中的完整时空电场，时间分辨率为100-as，空间分辨率为200- nm。由于该二次谐波产生–和频产生GHOST方案的性质，我们能够分辨的时间特征的频域带宽为采样脉冲带宽的三倍（详见补充文本）。

为研究样品平面中的图像如何形成，我们使用窄带、长相干长度的激光脉冲（激光系统的振荡器输出），同时作为成像脉冲和采样脉冲（1030 nm ± 10 nm，200 fs），并研究一片较厚的 $MoTe_2$ 薄片，因为该光谱区域存在吸收和折射特征。如图 1B 所示，测得的成像脉冲空间积分电场确实代表了振荡器输出。放大观察脉冲中央的 20 fs，图 1C 显示了 $MoTe_2$ 薄片周围散射并透射通过该薄片的完整空间电场，涵盖 6 个延迟时间（帧的颜色对应图 1B 中的竖线）。我们观察到薄片局部复折射率带来的预期效应（空间衰减和延迟）；经过一个周期后，空间电场大致恢复到原来的空间场，但并非完全如此。对每个像素进行时间傅里叶变换（FT）后，我们可以看到，标准吸收图像（图 1D）中的特征也呈现在脉冲峰值频率（286 THz）处的傅里叶变换功率中；不过，由于 χ^2 晶体平面中的非线性探测方案，其空间分辨率更高（*16*）。我们还注意到，明亮边缘的出现可能是由于二维薄片中形成了波导模式，这种现象此前已在范德华材料中报道过（*17*）。然而，286 THz 处的傅里叶变换相位（图 1F）比标准吸收图像（图 1D）更清晰地呈现了边缘，这与

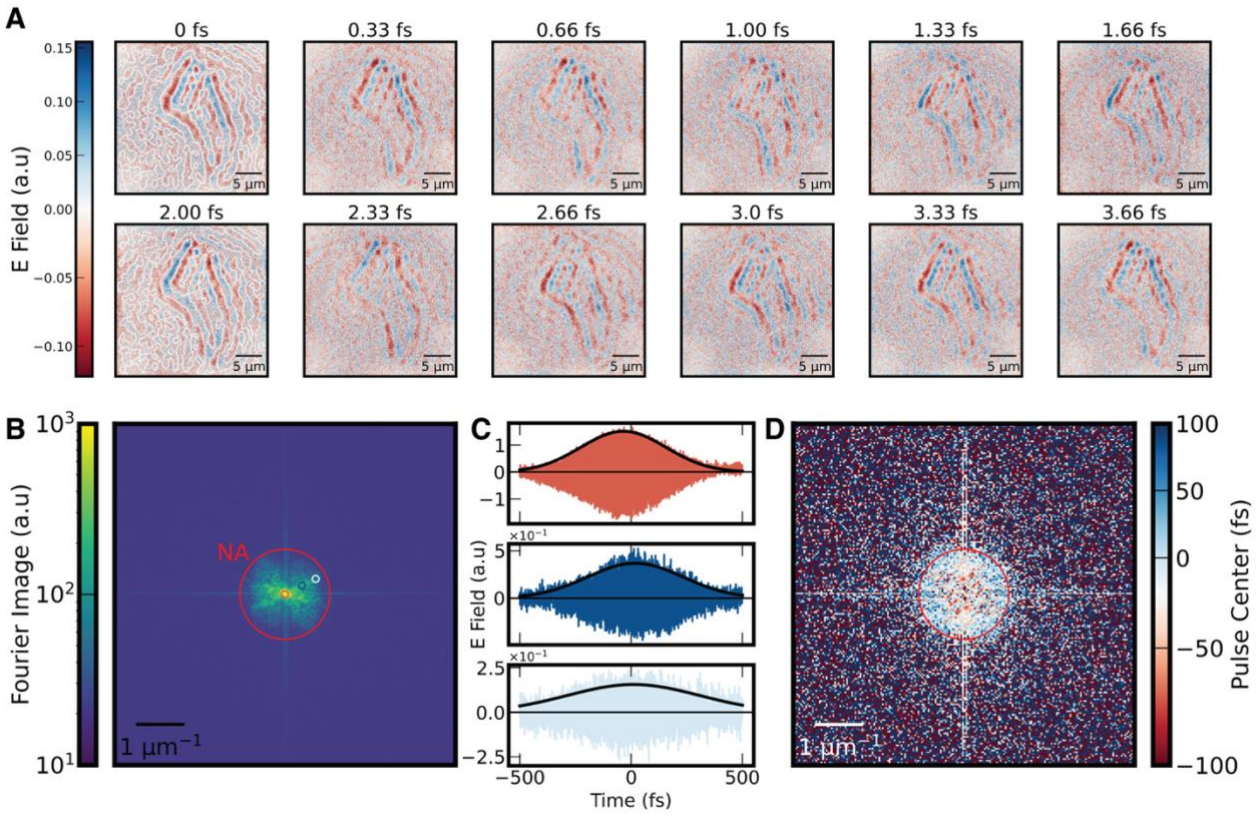


图2： **A.** 通过抑制图1电场图像中的空间直流项（对 (kx,ky) = (0,0) 附近进行二维 FFT 和高斯抑制），移除了缓慢变化的图像分量，仅显示 $MoTe_2$ 薄片周围面内散射电场分量随时间的形成与干涉。左侧最左边的两幅图中，零场等值线勾勒出一个似乎正在形成的驻波（两幅图大约相差半个光学周期）。**B.** 时间积分后的二维傅里叶变换图像，显示了光学系统数值孔径范围内的信息。**C.** 傅里叶图像中远离中央直流分量（**B**中的圆圈）的电场，显示出对 |k| 的明确依赖关系。脉冲包络的高斯拟合（经修正的希尔伯特变换）以黑色显示。**D.** 根据傅里叶空间中每个像素的高斯拟合，我们观察到，高 |k| 矢量分量的到达时间与图像的直流部分明显不同，表明面内干涉对比度条纹的形成有所延迟（无样品时的基准 |k| 延迟见图 S1）。

相位衬度成像的优势在样品-环境折射率差较大的系统中（*2*）。

仔细观察图1E和F，我们发现傅里叶变换功率和相位中存在局部干涉结构，而这些结构在标准吸收图像中并不明显（图1D，该图像采用完全相同的有效12-F装置拍摄）。从电池到二维材料的各类材料的宽场显微成像中都观察到了这类条纹（*18*）；虽然干涉散射（iSCAT）机制已被用于解释这些条纹，但人们一直无法通过实验全面观察其形成动力学（*19*）。因此，为了进一步了解这些空间条纹，我们对每个时间步的电场图像进行二维空间快速傅里叶变换。随后，将每幅二维快速傅里叶变换图像乘以一个倒置的二维高斯函数（sigma = 6 pixels，即 213 μm^{-1}），以抑制空间直流分量（kx,ky = 0, 0）。该函数以（kx,ky = 0,0）为中心，中心强度为0，沿径向向外衰减至权重1，从而平滑降低直流分量的权重，避免硬滤波造成振铃。接着，我们对这些经过软滤波的图像进行二维逆快速傅里叶变换，仅提取电场中的局部空间畸变。这也可等效地视为捕捉局部散射电场的平面内干涉，仿佛该电场并未发生散射。

物体，没有局部场畸变发生在 x-y/成像平面内（无样品时的等效实验和分析见图 S1）。

跨越 2 个光学周期的时间切片展示于图 2A 中，可以看到样品平面上干涉条纹的出现。其形成机制如下：在空气与样品平面中 $MoTe_2$ 薄片的界面处，实部和虚部折射率发生显著突变。这会使电场散射（即局部折射和反射）进入样品平面，电场的一个分量在此传播。每条薄片边缘都会成为这些面内散射波前的源头，波前在样品平面上传播并相互干涉。如最左侧两幅图（0 和 2 fs，间隔约半个光学周期）中的零场等值线所示，正值区域全部变为负值，反之亦然，这表明样品平面中瞬态形成了驻波。值得注意的是，正是由于我们采用了宽场成像模式和高数值孔径油浸系统，才能捕捉到大角度散射波。

观察图 2B 中经过时间平均的二维 |FFT| 图，我们还可以看到，由于这些驻波的形成，空间频率域中生成了一条清晰的线。通过沿这条最大散射线（图 2B 中的圆圈）分离不同 |k| 值对应的电场，我们可以看到，随着 |k| 值增大并远离空间均匀的“DC”图像，电场包络的位置发生了显著变化（图 2C）；也就是说，平均而言，较高面内 k 矢量处的电场似乎比主平面波（DC 部分）形成得更晚。通过将脉冲包络（使用修正的时间希尔伯特变换提取）拟合为高斯函数（图 2C 中的黑线），我们可以提取脉冲延迟随 (kx,ky) 的变化，从而证明傅里叶空间中干涉条纹的形成会随 |k| 而延迟（图 2D）。我们在数个不同的 $MoTe_2$ 薄片（厚度各异）上重复了这一实验，并在为模拟薄片结果而进行的 FDTD 仿真中进行了验证，发现这一现象在这些样品和仿真中均保持一致（见图 S2-4）。干涉条纹的延迟形成可以通过以下方式理解：散射波从薄片边缘出发，在面内传播并发生干涉需要有限的时间。这一时间自然与光速和薄片尺寸相关，而群延迟随 (kx,ky) 变化的具体结构，则反映了薄片中光子模式的面内色散。这种延迟干涉效应可能有助于改进具有无背景高对比度成像能力的时间门控散射显微术（参见图 S7 中与时间平均显微术和标准显微术的比较）。此外，面内驻波的建立对底层材料电子性质的影响，可能为实现强光-物质耦合提供途径，例如在具有人工设计缺陷的系统中（*20*）。

为支持这些观点，我们在实空间中进行相同的分析，即在空间中的每个点处，通过时间希尔伯特变换提取脉冲包络，并将其拟合为高斯函数，从而可将分析简化为三个参数：局域场强、脉冲延迟和脉冲宽度。如图3A所示，高斯拟合提取出的场振幅与上述分析相同；脉冲延迟图（图3B）表明，干涉振荡特征相对于场图像的背景直流分量出现在不同的时间。然而，奇怪的是，我们还观察到脉冲宽度（图3C）在空间上并不均匀，存在一些区域，尤其是薄片内部信号较强的区域，脉冲发生了展宽（拟合误差的空间分布见图S8，其低于我们的观测阈值）。鉴于我们当前的信噪比，我们无法轻易明确这一效应的起因究竟是频谱成分的非线性吸收损耗，还是输入脉冲的啁啾。

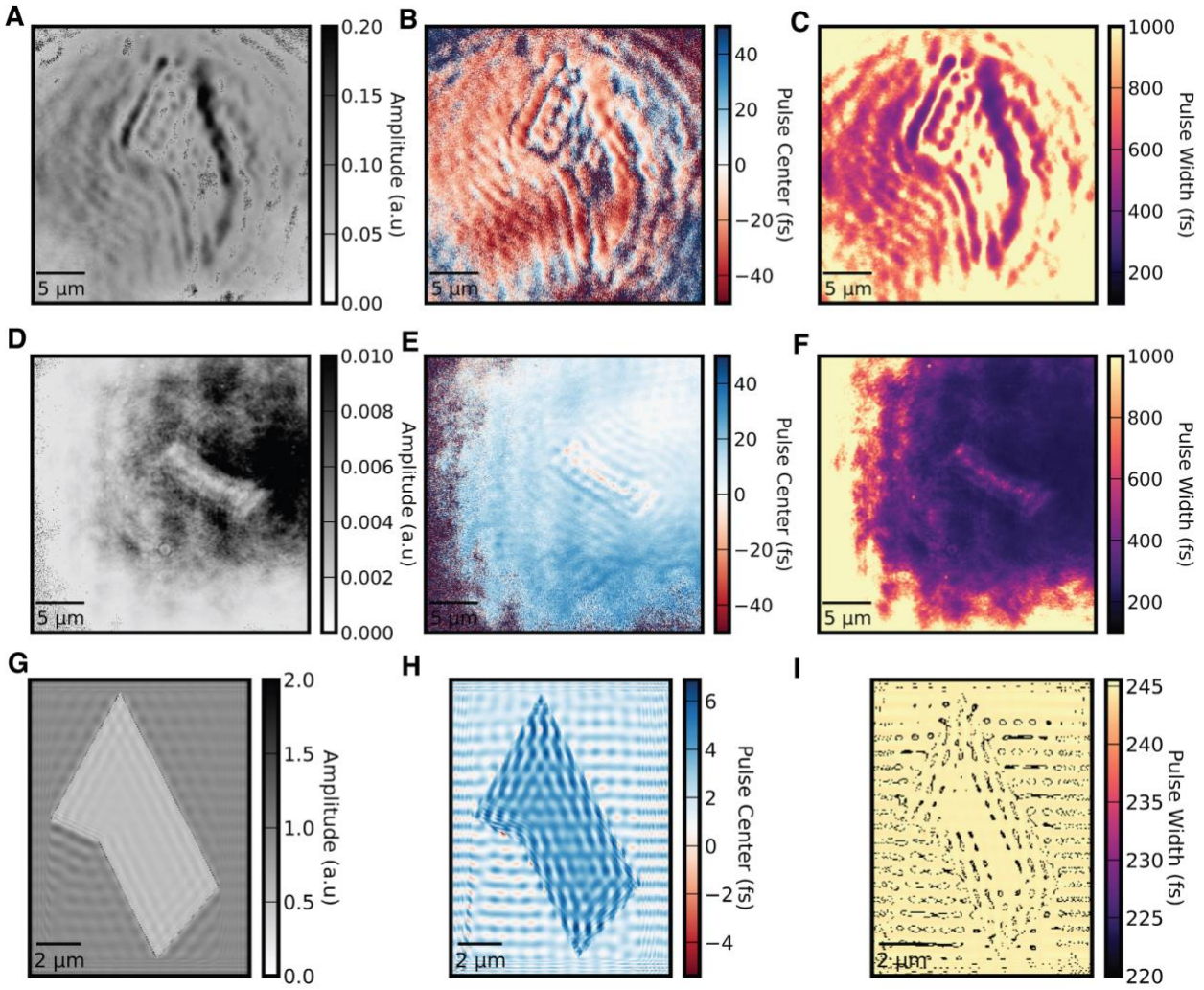


图 3： **A.** 回到实空间并拟合 200 fs 脉冲的高斯包络后，我们发现干涉条纹确实出现得更晚（**B.**），同时还观察到一个有趣的现象：脉冲宽度依赖于空间位置（**C.**）。**D., E.** 和 **F.** 在另一片完全不同的 $MoTe_2$薄片上展示了这一现象。**G., H.** 和 **I.** 则展示了对形状和尺寸相似的 $MoTe_2$, 薄片进行时域有限差分法（FDTD）模拟所得的同一分析结果；该结果与干涉条纹延迟出现的现象一致，但脉冲宽度完全不随空间位置变化。

这些观察结果在不同薄片之间均保持一致，图3D、E和F展示了第二个示例。在图3G、H和I中，我们对具有与$MoTe_2$ 图3A中薄片相同折射率和尺寸的空间 n,k 材料进行时域有限差分法仿真，并采用与实验相同的脉冲特性。需要指出的是，时域有限差分法仿真固有地假设材料折射率不随时间变化，且不受入射波影响。我们发现，可以重现实验中观察到的干涉条纹延迟形成现象（干涉散射信号形成过程的偏振依赖性见图S3和S4；相应的时域有限差分法仿真与分析见图S5和S6）。然而，时域有限差分法仿真无法重现脉冲展宽效应。此外，由于薄片的尺寸处于微米尺度，且脉冲在频谱上已经很窄（200 fs，变换极限），因此这不能解释为脉冲的折射率/群速度色散（我们的时域有限差分法仿真未捕捉到这一点），所以电子效应成为唯一合理的解释。我们推测，图2中观察到的局域驻波会在材料平面内产生较强的极化场，并在有限时间内衰减，从而使驻波场最大的区域中的脉冲发生展宽。这一现象在时域有限差分法仿真中完全未被捕捉到，凸显了我们实验方法的优势：能够确立在光学显微镜对材料成像时样品平面内实际发生情况的真实基准。

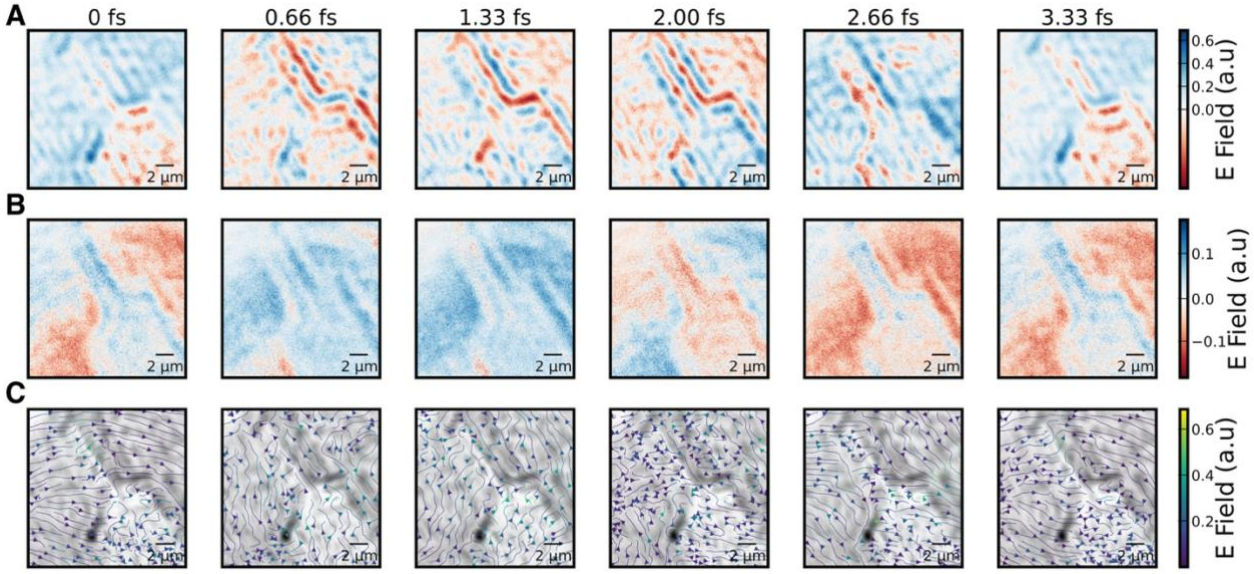


图 4： **A.** $MoTe_2$ 薄片的时间序列，其中2^{nd} 像平面上的χ^2 晶体经过定位，可使散射场的一种偏振达到相位匹配。**B.** $MoTe_2$ 薄片的时间序列，其中2^{nd} 像平面上的χ^2 晶体经过定位，可使散射场的另一种（并非完全正交的）偏振达到相位匹配。**C.** 将**A.**和**B.** 中的测量结果在时间和空间上大致对齐后，我们便可在每个时空点获取显微镜平面中光脉冲的完整平面内矢量场。由此，我们绘制出场线，并观察它们随时间的演变。

为了展示我们实验方法的强大之处，我们还对样品中的矢量电场线进行成像，记录其随时间的变化。要获得这些信息，我们利用了用作GHOST介质的z切BBO晶体的独特性质。在我们特殊的平衡条件下，该介质既能使强采样脉冲产生二次谐波，也能使强采样脉冲与弱成像脉冲产生和频；弱成像脉冲包含样品中散射动力学的信息。z切BBO晶体的三方对称性使我们能够选择SHG光和SFG光的偏振。将线栅偏振片置于BBO晶体之后并旋转晶体，即可有效选择成像脉冲的偏振，从而对其电场进行时空采样。图4A和图4B展示了以两个不同角度（相差30度）的BBO晶体记录的薄片时间序列图像。通过进行这两次测量，并在空间和时间上近似重叠它们，我们可以测量材料中电场线随时间的演变（图4C）。由于实验中使用的光子能量（~ 1.2 eV）远低于 $MoTe_2$ 薄片的功函数（~ 4.5 eV），材料中的净电荷必定为零，这意味着我们还可以确保材料中的所有电场线均连续，并随时间变化。图4C展示了这种矢量场成像模式的强大之处：我们能够观察到电场线如何沿材料边缘传播，以及薄片的哪些区域具有最强的诱导光学偶极子。

总而言之，我们开发了一种实验方案，能够在宽场透射光学显微镜的平面内，对光的载波包络相位不稳定电场进行时空分辨。借助该方案，我们首次获得了关于成像精确动力学的实验性认识：从面内散射驻波导致的干涉特征延迟出现，到超越通常由时域有限差分法捕获的线性光学效应的脉冲展宽动力学。最后，我们展示了该实验方案的广泛适用性，通过分辨光激发期间面内电矢量场线。在本文中，我们重点利用激光振荡器输出作为我们的

成像波池，它为我们提供了窄带宽和长相干时间/长度的光 脉冲，但其缺点是 SFG-SHG GHOST 频率探测窗口较窄。我们注意到，通过修改该装置，可以对一个 5 飞秒、200 太赫兹带宽的光脉冲进行压缩感知；我们还实现了这一点，这将成为另一篇论文的主题。我们的工作使实验上能够观测普适透射光学显微镜中完整宽带矢量时空光场的形成，推动我们对具有数百年历史的光学显微术的理解和利用达到极限，并可广泛应用于多个领域，从为计算显微术技术提供改进的基准，到为材料系统全新的电场成像模态奠定基础。

参考文献

1. E. Abbe, 显微镜上一种新型照明装置。显微解剖学档案 **9**, 469–480 (1873). 2. F. Zernike, 透明物体的观察。*Physica*, 974–986 (1942). 3. L. Schermelleh, A. Ferrand, T. Huser, C. Eggeling, M. Sauer, O. Biehlmaier, G. P. C. Drummen, 超分辨率显微术揭秘。*Nat. Cell Biol.* **21**, 72–84 (2019). 4. J. Ortega-Arroyo, P. Kukura, 干涉散射显微术（iSCAT）：超快和超灵敏光学显微术的新前沿。*Phys. Chem. Chem. Phys.* **14**, 15625–15636 (2012). 5. K. Lindfors, T. Kalkbrenner, P. Stoller, V. Sandoghdar, 利用超连续谱白光共聚焦显微术检测和光谱分析金纳米粒子。*Phys. Rev. Lett.* **93**, 3–6 (2004). 6. B. T. Rosner, D. W. Van Der Weide, 高频近场显微术。*Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2505 (2002). 7. G. Binnig, H. Rohrer, 扫描隧道显微术——从诞生到成熟（诺贝尔演讲）。*Angew. Chemie Int. Ed. English*. **26**, 606–614 (1987). 8. F. L. Teixeira, C. Sarris, Y. Zhang, D. Y. Na, J. P. Berenger, Y. Su, M. Okoniewski, W. C. Chew, V. Backman, J. J. Simpson, 时域有限差分法。*Nat. Rev. Methods Prim.* **3** (2023), doi:10.1038/s43586-023-00257-4. 9. K. Khare, M. Butola, S. Rajora, 傅里叶光学与计算成像，第二版 (2023). 10. M. Mamaikin, Y.-L. Li, E. Ridente, W. T. Chen, J.-S. Park, A. Y. Zhu, F. Capasso, M. Weidman, M. Schultze, F. Krausz, N. Karpowicz, 电场分辨近红外显微术。*Optica*. **9**, 616 (2022). 11. S. Howard, J. Esslinger, N. Weiße, J. Schröder, C. Eberle, R. H. W. Wang, S. Karsch, P. Norreys, A. Döpp, 拍瓦激光脉冲的单发时空矢量场测量。*Nat. Photonics* (2025年), doi:10.1038/s41566-025-01698-x. 12. D. A. Zimin, N. Karpowicz, M. Qasim, M. Weidman, F. Krausz, V. S. Yakovlev, 固体在**1618**、276 280 2023 -fs尺度光注入后的动态光学响应。*Nature*. – ( ). 13. G. Cerullo, A. Baltuška, O. D. Mücke, C. Vozzi, 采用被动载波包络相位稳定的少光学周期光脉冲。*Laser Photonics Rev.* **5**, 323–351 (2011).

14. D. A. Zimin, A. Ashoka, F. Reiter, A. Rao, 量子极限下的场成像。 *Light Sci. Appl.* **15**, 110 (2026). 15. D. A. Zimin, V. S. Yakovlev, N. Karpowicz, 光波形的超宽带全光采样。 *Sci. Adv.* **8**, 1–6 (2022). 16. G. Vicidomini, P. Bianchini, A. Diaspro, STED超分辨显微术。 *Nat. Methods*. **15**, 173–182 (2018). 17. D. Xu, Z. H. Peng, C. Trovatello, S. W. Cheng, X. Xu, A. Sternbach, D. N. Basov, P. J. Schuck, M. Delor, 范德华波导中非线性光学的时空成像。 *Nat. Nanotechnol.* **20**, 374–380 (2025年). 18. A. J. Merryweather, C. Schnedermann, Q. Jacquet, C. P. Grey, A. Rao, 电池中单颗粒离子动力学的工作状态下光学追踪。 *Nature*. **594**, 522–528 (2021). 19. R. Gholami Mahmoodabadi, R. W. Taylor, M. Kaller, S. Spindler, M. Mazaheri, K. Kasaian, V. Sandoghdar, 干涉散射显微术（iSCAT）中的点扩散函数。第一部分：离焦像差与轴向定位。 *Opt. Express*. **28**, 25969 (2020).20. H. L. Stern, Q. Gu, J. Jarman, S. Eizagirre Barker, N. Mendelson, D. Chugh, S. Schott

，

H. H. Tan、H. Sirringhaus、I. Aharonovich、M. Atatüre，《六方氮化硼中单个缺陷的室温光学检测磁共振》。*Nat. Commun.* **13**，1–9（2022）。

致谢： 感谢 Ryo Mizuta Graphics 协助制作装置的 Blender 图像。

经费：A.A. 感谢三一学院 Title A Fellowship 提供的资助。D.A.Z. 感谢瑞士国家科学基金会提供的资助（资助编号：PZ00- 2_232911）。

利益冲突：作者声明不存在利益冲突。

数据和材料可用性：支持本文图表及本研究其他发现的数据可从剑桥大学知识库（https://doi.org/XXXXX）获取。

权利保留声明： 本研究由英国研究与创新署资助。为实现开放获取，作者已针对由此产生的任何作者接受稿版本申请知识共享署名（CC BY）许可。