亚衍射激光写入的随机性内在机制

JULIA M. MIKHAILOVA,[1] ALEKSEI M. ZHELTIKOV[2,*]

[1] 普林斯顿大学机械与航空航天工程系，新泽西州普林斯顿，*08544*[2] *IQSE*，得克萨斯农工大学物理与天文系，得克萨斯州大学城，*77843* **zheltikov@physics.tamu.edu*

收稿日期：XXXX年XX月；修订日期：XX　月，XXXX年；接受日期：XXXX年XX月；上线日期：XXXX年XX月（文档编号 XXXXX）；发表日期：XXX年XX月　X

研究表明，在宽带隙半导体中利用超快激光写入单晶格缺陷，构成了一种新的物理情境：在其中可以实现深亚波长的激光写入定位精度，但定位这一概念只能从统计意义上理解。我们勾勒出分析此类激光-物质相互作用的框架，并以统计光学为基础阐释光学超分辨和亚衍射定位的概念。沿着这一思路，我们推导出亚波长尺度下激光-物质相互作用的物理意义明确的量化指标的闭式解，展现了确定性与随机性的相互作用如何产生深亚衍射分辨率。我们表明，单晶格缺陷激光写入中的亚衍射定位精度是以降低通量为代价实现的，这为采用超分辨激光写入制造的集成量子光子系统的可扩展性设定了物理界限。

现代光学科学和先进激光技术为研究并调控物理、化学和生物系统中的基本过程提供了强大手段，使我们能够以前所未有的时间[1, 2], 空间[3],和光谱 [4] 分辨率进行探测。超快光学领域的最新进展使阿秒时间尺度上的时间分辨研究成为可能，并有助于实现对种类繁多的原子、分子和固态系统中电子动力学的极致控制[1, 2]。另一方面，在激光驱动激发和激光能量沉积的位置实现高精度定位，是分辨场–物质相互作用中分子内原子超精细运动的关键[1, 5] ，也是推动激光材料加工技术发展的核心[6, 7]。这项研究的前沿工作聚焦于开发固态材料中的高精度激光写入方法，将其作为一种尖端激光材料加工技术 [8 – 11]。近期的一项里程碑式成果表明，飞秒激光写入方法能够在宽禁带材料中高精度定位单个自旋缺陷中心，例如金刚石[12 – 16], 碳化硅（SiC）[17 – 21], 六方氮化硼 氮化物 [22 – 25], 以及 氮化铝[26], ，从而为基于自旋中心的可扩展全固态集成量子光子学和量子信息架构开辟了道路。

尽管人们多次将宽禁带材料中单个自旋缺陷中心的激光写入视为确定性的，但全面的定量研究[17, 18] 揭示了单自旋缺陷激光写入中随机性的明显迹象。这些发现引发了关于随机性在深亚衍射光学模式中所起作用的根本性问题，例如单缺陷激光写入所激活的模式。在许多情况下，这促使我们重新思考并重新定义分辨率和精密度的概念，探索将这些概念与统计光学有意义地联系起来的方法。找到恰当的框架来探讨这些问题，是理解确定性与随机性的相互作用如何产生深亚衍射分辨率的关键，也有助于认识快速发展的激光材料加工技术（包括固体中的单中心激光写入）的终极能力与根本局限[14, 17, 18, 25]。

本研究旨在为开发此类框架奠定基础。为此，我们考察一个超短激光脉冲，其中心频率为 ω_0、脉冲宽度为 τ_0，场强光束剖面为 $I(r)$；该脉冲与一种带隙为 E_g 、折射率为 η_0 的透明固态半导体/电介质相互作用。当激光场通过多光子或隧穿路径，引发电子从价带中的成键态超快跃迁至导带中的反键态时，晶格内的原子间键会软化，促使原子从其晶格位置 [27 – 36]发生随机位移。在实空间中，这一过程可用激光驱动的电荷重分布来理解：反键电荷倾向于沿原子间键扩展，从而对这些键施加动态拉伸力。在足够强的激光场中，这一过程会导致键断裂 [31 – 38], ，使晶态固体转变为无序液体；此时晶格温度远低于熔点，且这一转变所需的时间远短于晶格达到熔点所需的时间。

作为量化此类超快晶格动力学的关键指标，均方位移 $\langle[u(t)]^2\rangle$ 描述了原子相对于其在晶格中的平衡位置的位移。由于 $\langle[u(t)]^2\rangle$ 的变化可通过时间分辨X射线衍射 [31 – 33]，轻易测得，并与可直接测量的X射线衍射强度相关联，$I(q,t) = \exp\{-q\langle[u(t)]^2\rangle/3\}$（其中 q 为倒格子常数），许多成功描述超快激光—固体相互作用的模型采用林德曼判据 [39 – 42]，，以均方根（RMS）位移 $\approx \langle[u(t)]^2\rangle$ 表征晶格失稳，并将此类失稳的经验阈值设为 $u_s \approx 0.15d$，即晶格中最近邻距离 d 的 ≈15%。这一方法~~的适用范~~围涵盖了多种激光—固体相互作用机制，以及具有重要技术意义的半导体 [27 – 38]。

已知原子位移的概率密度函数（PDF）u 为 $w(u)$，则激光照射的晶格中，单个原子偏离其晶格格点超过 u 的概率为

$$P(u) = \int_u^\infty w(u)du. \quad (1)$$

具体而言，将 u 视为阈值 u_s 时，$P(u = u_s)$给出了单次原子位移导致晶格缺陷的概率。在场强分布为$I(r)$的激光束中，PDF $w(u)$及其积分变换 $P(u)$均为 r、$w(u)$、$= w(u,r)$和$P(u) = P(u,r)$的函数。于是，可求得激光照射的晶体区域内激光诱导缺陷中心的预期数量，其中晶格位置的面密度为n_0：

$$q = 2\pi\int_0^\infty n(r)rdr, \quad (2)$$

其中 $n(r) = n_0P(u_s,r) = 2\pi n_0\int_{u_s}^\infty w(u,r)du$ is the 激光诱导缺陷的空间分布。

因此，可以将这一要求表述为：从统计意义上讲，激光驱动器在激光辐照的晶体区域内诱导产生一个缺陷中心。

$$q = 2\pi n_0\int_0^\infty rdr\int_{u_s}^\infty w(u,r)du = 1. \quad (3)$$

虽然式 (3) 保证激光驱动器在统计意义上会在晶体样品的激光辐照区域内诱导产生一个缺陷中心，但这个孤立缺陷在激光辐照区域内的位置是随机的，只能用概率术语加以描述。为定义这些术语，我们考虑呈正态分布的原子位移，其中

$$w(x) = (2\pi)^{-1/2}\exp(-x^2/2), x = u/\sqrt{\langle u^2\rangle}. \quad (4)$$

以 $w(x)$作为权重，并将式 (1) 的积分下限 u 认定为 u_s，我们得到$P(u_s) = (1/2)$互补误差函数 $= u_s\sqrt{2}\langle u^2\rangle/$，其中 $\mathrm{erfc}(x)$ 是 x 的互补误差函数。由于激光束辐照到的晶格位置数量非常庞大，只有在 $u > u_s$ 超越事件极少发生，即 $u_s \gg \langle u^2\rangle$ 时，才能实现单缺陷产生。在此极限下，$x \gg 1$，互补误差函数$x/\sqrt{2}$ ≈ $\sqrt{2/\pi}\,x^{-1}\exp(-x^2/2)$，从而得到

$$n(r) \approx (n_0/\sqrt{2\pi})\left\{\sqrt{\langle[u(r)]^2\rangle}/u_s\right\}\exp[-u_s^2/(2\langle[u(r)]^2\rangle)]. \quad (5)$$

为了深入了解方差 $\langle u^2\rangle$ 随激光强度和横向坐标变化的性质 r，我们考虑超快激光写入的一种典型情形：利用光子能量 $\hbar\omega_0$ 低于带隙 E_g、且场强可通过非线性光电离驱动带间电子跃迁的激光脉冲，在宽带隙半导体中诱导单个缺陷中心。具体而言，在一种迅速发展的技术中，[17 –21] 在碳化硅（SiC）中写入单自旋中心（$E_g \approx 3.3$ eV，$\eta_0 \approx 2.6$），通过中心波长为 $\lambda_0 \approx 800$ nm、对应光子能量 $\hbar\omega_0 \approx 1.55$ eV、典型脉冲宽度为 $\tau_0 \approx 250$ fs、场强达到 $I \approx 10^{13}$ W/cm² 的超短钛宝石激光脉冲，诱导出彼此隔离良好的单晶格缺陷。在这一 I 水平下，对于 $\hbar\omega_0 \approx 1.55$ eV、$E_g \approx 3.3$ eV、$\eta_0 \approx 2.6$，横向有效电子质量 $m_\perp \approx 0.42m_e$ [43, 44]，$\gamma_K = 1.3$，Keldysh 光电离参数处于多光子电离与隧穿电离的分界线上方。此工作机制下的激光驱动的带间电子动力学以 n 光子电离为主，其 $n = \lceil E_g/\hbar\omega_0\rceil = 3$，从而导致

$$\sqrt{\langle[u(r)]^2\rangle} \approx \varepsilon[I(r)]^n, \quad (6)$$

其中 $\varepsilon = \kappa_n\tau_0$ 和 n光子电离系数为 κ_n。

对于具有高斯光束剖面的激光驱动器，$I(r) = I_0\exp(-r^2/r_0^2)$，式（6）合并为

$$n(r) \approx (n_0/\sqrt{2\pi})(\delta_0/u_s)\exp(-nr^2/r_0^2)\exp[-u_s^2/(2\delta_0^2)], \quad (7)$$

其中 $\delta_0^2 = \varepsilon^2I_0^{2n} = \langle[u(r=0)]^2\rangle$。

将 $\exp(2nr^2/r_0^2)$ 用其关于 $r = 0$ 的幂级数展开进行近似后，式（7）得到$n(r) \approx (n_0/\sqrt{2\pi})(\delta_0/u_s)\exp[-u_s^2/(2\delta_0^2)]\exp(-\alpha r^2)$ $\alpha = nr_0^{-2}(1 + u_s^2/\delta_0^2)$。随后由式（2）得到 $q \approx (\pi/2)^{1/2}(n_0/\alpha)(\delta_0/u_s)\exp[-u_s^2/(2\delta_0^2)]$。 (8)

(9)

(10)

若激光驱动器在整个激光辐照区域内诱发 $k = 1$ 晶格缺陷，$q = 2\pi\int_0^\infty n\ r\ rdr = 1$，则该唯一缺陷出现在光束中心 $r = 0$ 周围半径为 r_c 的圆内的概率为

$$p(r < r_c|k = 1) \approx 1 - \exp(-\alpha r_c^2). \quad (11)$$

对于较小的 r_c，使得 $r_c \ll 1/\sqrt{\alpha}$，式(11)给出$p(r < r_c|k = 1) \approx \alpha r_c^2 = n(1 + u_s^2/\delta_0^2)(r_c/r_0)^2$。 (12)

另一方面，对于较大的 $r_c \gg 1/\sqrt{\alpha}$，使得 $p(r < r_c|k = 1) \to 1$。此时，激光束内诱发的唯一缺陷落在 $r = 0$ 周围半径为 r_c 的圆之外的条件概率呈指数级地小，$1 - p(r < r_c|k = 1) \approx \exp(-\alpha r_c^2) \ll 1$。

为了更深入地理解这些发现的物理内涵，我们将式（7）中得到的激光诱导缺陷分布 $n(r)$ 表示为 $n(r) \approx (n_0/\sqrt{2\pi})(\delta_0/u_s)\exp[-u_s^2/(2\delta_0^2)]\exp(-r^2/\rho_0^2)$，(13)，其中 $\rho_0 = 1/\sqrt{\alpha} = r_0\sqrt{n(1 + u_s^2/\delta_0^2)}$。~~/ 。~~

从式（13）可以很容易看出，参数 ρ_0 可用来衡量激光诱导晶格缺陷生成的空间限制。将该参数表示为一个乘积很有启发性

$$\rho_0 = r_0n^{-1/2}(1 + u_s^2/\delta_0^2)^{-1/2} = r_0/(c_1c_2) \quad (14)$$

激光束半径 r_0 以及两个空间限制增强比，$c_1 = \sqrt{n}$ 和 $c_2 = \sqrt{1 + u_s^2/\delta_0^2}$。

c_1 很容易被识别为一个因子，用于量化由 n 阶光学非线性效应带来的空间限制增强；这一效应广泛应用于 n 光子显微术 [45 – 49]。通过高斯光束进行 n 光子电离所诱导的光电子密度 $n_e(r)$ 空间分布，其宽度为 $r_0/\sqrt{n}$，该高斯光束的光束半径为 r_0 。另一方面，原子位移的概率是光电离率的非线性函数。由于这种非线性，激光束内激光诱导缺陷分布 $n(r)$ 的空间限制甚至比光电子密度 $n_e(r)$ 的限制更强。量化这种增强的因子是 $\sqrt{1+u_s^2/\delta_0^2}$，即公式（14）中的第三个乘数。因此，激光诱导缺陷分布 $n(r)$ 的空间限制 ρ_0 是激光束半径 r_0 与两个因子的乘积，c_1 和 c_2分别表示由 n 光子电离的非线性，以及 $n_e(r)$ 到 $n(r)$ 映射的非线性所带来的空间限制增强（表1）。

表1. 亚衍射激光写入的随机特性

空间分布	$I(r)$	$n_e(r)$	$n(r)$
定位尺度	r_0	$r_0/\sqrt{n}$	$r_0\sqrt{n(1+u_s^2/\delta_0^2)}$ /
	碳化硅：$E_g \approx 3.3$ eV，$\eta_0 \approx 2.6$，$d \approx 0.2$ nm 激光驱动器：$\hbar\omega_0 \approx 1.55$ eV，$\tau_0 \approx 250$ fs，$I \approx 10^{13}$ W/cm²，$r_0 \approx \lambda_0$		
	λ_0	$\lambda_0/\sqrt{3}$	$0.12\lambda_0$
$\mathcal{P}(r<r_c\|k=1)$	$1-\exp(-\alpha r_c^2)$, $\alpha = nr_0^{-2}(1+u_s^2/\delta_0^2)$		
	$r_c \ll 1/\sqrt{\alpha}$	$r_c \gg 1/\sqrt{\alpha}$	
	$n(1+u_s^2/\delta_0^2)(r_c/r_0)^2$	$\mathcal{P}(r<r_c\|k=1) \to 1$	
$\mathcal{P}_k$	$(q_\mathcal{N}^k/k!)\exp(-q_\mathcal{N})$		
$\vartheta(r_c)$	$\mathcal{P}(r<r_c\|k=1)\mathcal{P}_1$		
$\vartheta_{\max}(r_c)$	$e^{-1}[1-\exp(-\alpha r_c^2)]$		
ϑ_m	$e^{-m}\{1-\exp[-n(1+u_s^2/\delta_0^2)\sigma_d^2/r_0^2]\}^m$		
	$\sigma_d = \rho_0, k=1$	$\sigma_d \approx \lambda_0, k=1$	
	$e^{-m}(1-e^{-1})^m$	e^{-m}	

为了对超快激光写入所能实现的空间限制作出有代表性的估算，我们考虑用钛蓝宝石激光器的超短脉冲（$\hbar\omega_0 \approx 1.55$ eV）辐照碳化硅的晶格（$E_g \approx 3.3$ eV, $d \approx 0.2$ nm），并将激光束聚焦至束腰接近激光波长 λ_0。现在，我们借助式（3）来确定单个缺陷激光写入所需的激光驱动器参数。利用式（10）中 $q_\mathcal{N}$ 的解，并根据上述激光和材料参数以及 $n_0 \approx d^{-2}$ $c_1 \approx$ 求解 1 73 $u_s^2/\delta_0^2 \approx 22$ $c_2 \approx 4$ 8, $\rho_0 \approx r_0$ 8 式（3）中的 u_s/δ_0 ，得到……、……和……，从而得出 3≈…… 0 12r_0 1 。（表……）。由此可见，宽带隙半导体中激光诱导晶格缺陷生成的非线性显著增强了激光场约束，使得超快激光写入能够以亚衍射定位精度生成单个缺陷中心。

电子密度 $n_e(r)$ 的梯度越陡，电子扩散就越快，即 $\partial n_e/\partial t = D_e\,\partial^2 n_e/\partial x^2$。碳化硅在室温下的电子扩散系数从 3C-SiC 的 $D_e \approx 20$ cm²/s 到 6H-SiC 的 $D_e \approx 90$ cm²/s 不等 [50]。将波长为 $\lambda_0 \approx 800$ nm 的激光束聚焦成典型尺寸为 λ_0/η_0 的光斑，通过 n 光子电离碳化硅，会产生电子密度梯度 $l_e = n_e^{-1}|\partial^2 n_e/\partial x^2| \approx \lambda_0 / \eta_0\sqrt{n}$ / 。当 $\eta_0 \approx$ 2.6、$n = E_g(\hbar\omega_0)/$ = 3，且扩散系数为 $D_e \approx 20$ cm²/s 时，这种梯度会引发电子扩散，其典型时间尺度为 $\tau_d \approx l_e^2/D_e \approx 20$ ps。该估算表明，即使通过多光子电离在深亚波长尺度上产生电子密度梯度，$\lambda_0 / \eta_0\sqrt{n} \approx 0$ .2λ_0 对于碳化硅而言，电子扩散的典型时间仍远长于超快激光写入中的激光脉冲宽度 τ_0 。

由于式（3）只能在统计意义上保证 $k=1$ ，因此我们现在需要通过求出在调整激光参数、使其满足式（3）且$q_\mathcal{N}$ 按式（10）定义的条件下，$k=1$ 的概率，来完成对单缺陷激光写入的统计分析。为此，我们结合式（7）–（9），将激光辐照区域内激光诱导晶格缺陷的期望数量表示为

$$q_\mathcal{N} = 2\pi n_0 q_0 \int_0^\infty \exp(-\alpha r^2)\, r dr, \qquad (15)$$

其中 $q_0 = (2\pi)^{-1}$ ²(δ₀/u_s)exp[$-u_s^2$ (/ 2δ_0^2])，而 α 如式（9）所示。

对式（15）进行积分很简单，可得$q_\mathcal{N} = \pi r_0^2 n_0(1+u_s^2/\delta_0^2)^{-1} q_0/n$。（16）

将 $\mathcal{N} = \pi r_0^2 n_0 n^{-1}(1+u_s^2/\delta_0^2)^{-1}$ 视为半径为 $\rho_0 = 1/\sqrt{\alpha} = r_0\sqrt{n(1+u_s^2/\delta_0^2)}$ / 的圆内粒子数后，我们发现，激光辐照区域内预期产生的激光诱导晶格缺陷数可分解为两项的乘积：半径为 ρ_0 的圆内粒子数 $q_\mathcal{N} = \mathcal{N} q_0$ 与 q_0。后者可视为激光辐照区域内每个晶格格点产生激光诱导缺陷的有效概率。在 k 个此类晶格位置中产生缺陷中心的概率为 $\mathcal{P}_N^k = C_N^k[q_0]^k[1-q_0]^{N-k}$ $C_N^k =$，其中 N /[k $N-k$] q_0 $\mathcal{P}_N^k$ $q_0 = q_\mathcal{N}/N$! ! ( )! 。将 表示为 ，并注意到 lim $N\to\infty$ N /[N^k $N-k$] = 1 $N\to\infty$[1 − ! ( )! 、$q_\mathcal{N}/N]^{-k} = 1$ $[1-q_\mathcal{N}/N]^N =$ $q_\mathcal{N}$ lim 和 lim exp( )，我们得到→∞

$$\mathcal{P}_k = \lim_{N\to\infty} \mathcal{P}_N^k = (q_\mathcal{N}^k/k!)\exp(-q_\mathcal{N}). \qquad (17)$$

$\mathcal{P}_k$ 式（17）中的内容很容易辨认出是泊松分布。这一结果与关于碳化硅中激光诱导色心生成统计特性的实验研究完全一致；这些研究还报告了其他重要发现，包括激光辐照区域内色心的泊松统计。 [17, 18],

式（7）–（14）、（17）提供了一个完整的操作框架，用于分析激光驱动的晶格缺陷生成的统计特性。现在可以用概率术语理解并定量描述单缺陷产生任务。具体而言，将式（17）中的 $k=1$ 设为 $k=1$ ，即可求得激光照射区域内晶格缺陷数为一的概率：

$$\mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_1(u) = q(u)\exp[-q(u)]. \quad (18)$$

无论 $q(u)$ 关于 u 的具体函数形式如何，当 $q(u)=1$，即 $\langle k\rangle = 1$ 时，$\mathcal{P}_1$ 、 $\mathcal{P}_1^{\max} = e^{-1}$ 达到最大值。因此，重复进行 $\mathcal{S}$ 次激光写入实验，例如在 $\mathcal{S} \gg 1$ 个相同样品上，或在一个样品内的 $\mathcal{S} \gg 1$ [17 25], $\mathcal{P}_1\mathcal{S}$ 个相同位点上进行，所得样品各自都将具有 $k=1$ 个晶格缺陷。对于这一子集中 $\mathcal{P}\ r < r_c|k = (\ )$ 个 $1\ \mathcal{P}_1\mathcal{S}$ 样品，每个样品中的这一唯一缺陷都将位于以光束中心为圆心、半径为 r_c 的圆内。因此，乘积 $\vartheta(r_c) \approx \mathcal{P}(r < r_c|k=1)\mathcal{P}_1$ 被确定为定位精度为 r_c 时单中心激光写入的通量。通过调整激光参数使其满足式 (3)，从而平均在激光辐照区域内产生一个缺陷中心，此时通量 ϑ 在 $\vartheta_{\max}(r_c) \approx e^{-1}\mathcal{P}(r < r_c|k=1)$ 时达到最大值。

现在考虑这样一个过程：目标是写入两个相距 $d > \lambda_0$ 的孤立晶格缺陷，并将每个缺陷的定位精度控制在 $\sigma_d < \lambda_0$。该任务通过激光写入实现，所用的两束相同激光束的中心相距 d。重复 $\mathcal{S}$ 次，即在 $\mathcal{S} \gg 1$ 个相同样品上，或在同一样品内的 $\mathcal{S} \gg 1$ 个相同位点上进行写入，这样的双光束写入过程会产生 $[\vartheta(r_c=\sigma_d)]^2\mathcal{S}$ 个样品，其中含有两个孤立晶格缺陷，且每个缺陷都位于相应激光束中心周围半径为 $r_c = \sigma_d$ 的圆内。因此，这些缺陷之间的距离为 $d \pm \sigma_d$ $d >$，且有 和。λ_0 $\sigma_d < \lambda_0$ 将所需定位精度设为$\sigma_d = \rho_0 = r_0 \big/ \sqrt{n\ 1 + u_s^2/\delta_0^2}$ ( )，并调整激光参数使其满足式（ 3 $\vartheta_2 \approx$），可得 $e^{-2}\ 1 - e^{-1\ 2}$ ( )。因此，亚波长定位单中心激光写入的可扩展性是以降低通量为代价的（表1）。具体而言，对于采用 m 束激光写入由 m 个孤立晶格缺陷构成的阵列的情况，若任意两个中心之间的距离大于 λ_0，且每个缺陷的定位精度为 $\sigma_d < \lambda_0$，则其通量为 $[\vartheta(r_c=\sigma_d)]^m$。当 $\sigma_d = \rho_0$，且调整激光参数以满足式（3）时，该过程的通量变为 $\vartheta_m \approx e^{-m}(1-e^{-1})^m$。另一方面，当所需缺陷定位精度接近激光波长 λ_0 11 $1-\mathcal{P}$ $\sigma_d \approx$ 时，式（ ）给出 ($r < r_c \approx$ $\lambda_0|k=1 \ll 1$ $\omega_0 \approx 1\ 55$)。对于碳化硅中的激光写入，在 $\hbar$. eV、$\tau_0 \approx 250$ fs、$I \approx 10^{13}$ W/cm^2, 和 $r_0 \approx \lambda_0$ 的条件下（如上例所示），由式（ 11 ）、（ 14 ）可得 $1-\mathcal{P}(r < r_c \approx \lambda_0|k=1) \approx \exp(-c_1^2c_2^2) \approx 10^{-30}$。在此条件下，$m$ 中心激光写入的通量在 $\vartheta_m \approx e^{-m}$ 时达到其上限。

总而言之，宽禁带半导体中单晶格缺陷的超快激光写入，被确认为亚衍射光学物理中的一种新物理场景，在此场景中可实现深亚波长尺度的定位精度，其中定位的概念是从统计意义上理解的。我们概述了分析此类激光—物质相互作用的框架，并推导出能够描述深亚波长尺度激光—物质相互作用物理意义量化指标的闭式解。我们的分析表明，单晶格缺陷激光写入实现亚衍射定位精度的代价是较低的通量，这为通过超分辨激光写入制造的集成量子光子系统的可扩展性设定了物理极限

。**资助**。美国能源部资助项目 # DE-SC0024882；韦尔奇基金会项目 A-1801-20210327。**利益披露**。作者声明不存在任何利益冲突。**数据可用性声明**。本文结果所依据的数据可应要求向作者索取。

参考文献

1. F. Krausz, 《现代物理评论》96，030502（2024）。2. A. L'Huillier, 《现代物理 理评论》87，1153（ 2015 297（2006）。5. E. Gou 739（2010）。6. R. R. Gatt 》， R. O 德堡，2012）。 8. R. iau, 《激光与光子学评论 》》 7，8 H.-B. Sun、T. Tanaka 等，《自然》412， 697 ，765 （19 》11，77 （20 17）。 14. Y J. P. H 2018）。 16. Y 1594（ 2023 17， 2017）。18. Y. Chen、P. S. Salter、M. Niethammer 等，《纳米快报》 19， 22， 023）。20. Z. Hao、Z.-X. He、J. Maksimovic 等，《ACS光子学》12， 1552 2025 2021 （2025）。 24. I 025. X.-J. 26. X.-J. 。27. P. Stan . Stan 9. E.S. Zijls 1（ 2008 论X》 3，0 》 410， 32. K. Sokolowski-Tinten、C. Blome、J. Blums 等，《自然》 422， 33. A. M. Lindenberg、J. Larsson、K. Sokolo wsk 》 T. Witt ，《物理 评论 6，055503（2006）。36. M. Harb、R. Ernstorfer 等，《物理评论快报》 8，e 2022）。38. Q. Zhang、Y. Yue 等，《ACS应用电子材料》7， 6402 ）。40. J. J. Gilv 学杂志》 11， 3. P. Kächl 。 44. I 》68，245309（2003）。45. W. I 学》248，73（1990）。46. W. Zipf 术》21，1369（2003）。47. F. Helr 3. A. A. Lanin、M. S. Poch Chel Connor 和 J. Sn

参考文献

1. F. Krausz, 《诺贝尔演讲：亚原子运动》, 《现代物理评论》96, 0305

2. A. L'Huillier. 《诺贝尔演讲：通往阿秒脉冲之路》, 《现代物理评论》96, 024）。3. L. Betzig, 《诺贝尔演讲：单分子、 （2015）。

4. T.W 78, R. Sa A. M. 运动》 《透 7. 《 林格, Ceru 工具》 Pavl F. Ön 光刻》 Sun、 412, Koro Tara 《应 Knau P. R. J. G. 《自 V. M. V. A. 蚀技 2017 Ishm Morl 近乎 662– Ramp Fern E. Ba 确定 Y. Sh Mizu 在金 17. M Lee、 Ohsh 扩展 Chen Nagy J. Wr 2383 Hu, （202 Xu、 外发 2025 X. Su L. Zh

Yan, J. Qiu, M. Qiu, “氮掺杂4H-SiC表面由飞秒激光诱导的C Si V C色心”, Kian 氮化 23. Men W. Li 的六 Mate Zhan 光子 (2022 “空间 X.-J. Zhan 窄带、 ( ). 27 导的 (199 的动 Zijlst 非谐 Zijlst 化的 Rous P. Ba Hulin (2001 Dietr Horn 近相 A. M. Blom Weir A. L. Ruda Dues Tsch N. Ch Berg E. Bo Hasti (2005 Sama Lind Lück 下的 J. Cle 导体 M. H Darti D. Mi Lett. Li, ar 热熔

”, 《科学进展》**8**, eabn4430 (2022). 38. Q. Zhang, Y. Yue, Z.
Zeng Yang, and X. Wang, “飞秒
激光
6410
志》**1**
Grün
“相变
“关于
P. Kä
SiC多
H. P.
方夹
45.
显微
Willi
《自
Denk
A. A.
S. Bil
V. Be
元、
49.
Poch
Ivan
动力
学》**3**
半导

2 –
物理杂
ilvarry, “Lindemann定律和
L. Landau,
37), 42. N.P. Gupta,
nn熔化定律”, 《固态通讯》**13**, 69 – 71 (1973). 43.
六方
Rev. B **50**, 10761 – 10768 (1994). 44.
g, and P. K. Bhadori, “六方碳化硅中立
3).
乞
) 46. W. R. Zipfel, R. M.
术”,
and W.
5). 48.
D.
V.
Zheltikov, “细胞特异性二元扩灭无胭成像：神经
).
. Kelmanson, M. S.
期
理学：光子
ıs, 碳化硅：高温