基于上游激光的相对论光电子纵向增强

Hao Zhang[1, 2*], Randy Lemons[2], Jack Hirschman[2,3], Nicole Neveu[2], Nicolas Sudar[2], River Robles[2,3], Paris Franz[2,3], David Cesar[2], Zihan Zhu[2], Mathew Britton[2], Kurtis Borne[2], Zhen Zhang[2], Kirk A. Larsen[2],Benjamin Mencer[2], Justin Baker[1], Chad Pennington[1], Razib Obaid[2], Yuantao Ding[2], Ryan Coffee[2],Gabriel Just[2], Feng Zhou[2], Ji Qiang[5], James Cryan[2], Joseph Robinson[2], Agostino Marinelli[2], Sergio Carbajo[1,2,6,7]

[1]电气与计算机工程系，加州大学洛杉矶分校，美国加利福尼亚州洛杉矶，邮编 *90095*[2] *SLAC*国家加速器实验室，斯坦福大学，美国加利福尼亚州门洛帕克，邮编 *94025*[3]应用物理系，斯坦福大学，美国加利福尼亚州邮编 *94305*[4]数学系，加州大学洛杉矶分校，美国加利福尼亚州洛杉矶，邮编 *90095*[5]劳伦斯伯克利国家实验室，伯克利，加利福尼亚州 *94720*[6]加州纳米系统研究所，美国加利福尼亚州洛杉矶 *Westwood Plaza 570*号，邮编 *90095*[7]加利福尼亚大学洛杉矶分校物理与天文学系，美国加利福尼亚州洛杉矶，邮编 *90095*

*haozh@ucla.edu；scarbajo@g.ucla.edu

摘要：对高亮度相对论电子束的纵向相空间进行控制，对于推动各类带电粒子仪器的发展和拓展科学前沿至关重要。实现这种控制的一种通用方法，是在皮秒量级调控光发射激光器的时间分布——这一直是一项长期存在的技术挑战。激光整形领域的最新进展，使得人们能够产生高功率、皮秒尺度的对称和不对称时间轮廓，从而精细调控相对论带电粒子束中复杂的空间电荷动力学和外场效应。本文展示，与理论设想的理想激光分布存在偏差不同，可利用受控的不对称性来抵消加速器引起的畸变。通过对 LCLS-II 超导注入器中的紫外光阴极激光器进行时空整形，我们无需下游校正即可确定性地控制纵向相空间。我们发现，这种光学不对称性在低电荷区间（~40 pC）和高电荷区间（80 pC）均能产生自线性化效应，有效抑制非线性压缩和能量啁啾。因此，预计该方法在实现优异电流均匀性和逐发稳定性的同时，能够保持较低发射度，其水平可与理想平顶或常规高斯轮廓相当。这些结果表明，时空激光整形是一种紧凑且通用的工具，可直接在源头优化束流亮度。

关键词：纵向相空间动力学、激光时间整形、空间电荷效应、相对论电子束、光注入器物理、X 射线自由电子激光

Main

在各种相对论电子应用中，对束流亮度、稳定性和压缩的需求日益增长，因此需要采用更具确定性的源头控制策略。[1–3]高亮度电子束是众多应用的基础，包括 X 射线自由电子激光器（XFEL）[4,5], 超快电子衍射（UED）[6,7], 逆康普顿散射（ICS）[8,9], 阿秒科学[10–12]电子显微术[13,14], 高能物理[15,16], 强场量子电动力学[17], 以及涵盖太赫兹至伽马射线范围的先进辐射源[18,19]。在所有这些平台中，电子束的初始相空间特性，尤其是其发射度和纵向结构，会显著影响所发射辐射的质量、效率、稳定性及完整电磁结构[20–25]。随着设施朝着更高重复频率和更紧凑的配置发展，上游控制变得愈发关键，有助于最大限度地减少束流损失，并避免复杂的下游操控[26]。

电子束团内均匀且延展的高电流区域，对于束流驱动光源稳定、高效地产生辐射至关重要[27–29]。瞬时电流保持在峰值附近的束团部分，即有效电流窗口，决定了有多少电荷能够相干地参与自由电子激光器增益过程[30]。更平坦、更宽的电流分布可提高增益均匀性，增强电子束与波的耦合，并降低对定时的敏感性；这些因素对于保持光谱相干性和脉冲稳定性都至关重要[31]。在种子型自由电子激光器中，这种分布能促进种子场与电子束之间更强的重叠和相位锁定，从而提高光谱纯度[32,33]。在时间分辨实验中，包括阿秒条纹成像和超快泵浦—探测研究，平滑的电流分布可确保时间结构一致[11, 34–36]。平坦的分布有助于更高效地进行束团压缩，并抑制微聚束不稳定性；这对于低电荷、高重复频率运行尤为重要[37]。狭窄或畸变的电流分布会限制可用电荷量，增加对抖动的敏感性，并加剧逐发变化，从而损害下一代光源的性能。

除了高电流区域的宽度外，峰值电流的大小本身也起着核心作用。稳定的高峰值电流对于高电荷自由电子激光器运行及其他电子束驱动的辐射源尤为重要[38–41]。在自由电子激光器中，较高的峰值电流可以缩短增益长度，减少波荡器达到饱和所需的距离，并提高光子产额——这些优势对于紧凑型设施和短脉冲运行尤为重要[18, 42–44]。在用于太赫兹或 γ 射线产生的逆康普顿散射源中，较高的电流密度可直接提高辐射亮度，并实现更精确的带宽控制。非线性 X 射线光谱学[45], 、单颗粒成像[46,47], 和超快材料科学[48,49] 等应用，都依赖于能够驱动强烈且时间上受限的辐射场的高密度电子束团。因此，在实际条件下，尤其是在高电荷情况下，实现并维持较高的峰值

电流且将畸变降至最低，是一项关键挑战。

对相空间线性度的这一要求，将工程重点重新转向电子源。在最先进的光注入器中，电子束的时间结构主要由紫外（UV）驱动激光器的固有包络以及光阴极处的发射物理决定[50–52]。在高亮度条件下，空间电荷力迅速增强，并与激光本身的时间轮廓相互作用，在形成的电子束团中产生相关曲率、能量-时间啁啾和电流不均匀性[50, 53–55]。随后，这些纵向特征会在压缩和集体效应的作用下进一步放大，而且只能在下游通过谐波射频线性化、尾场结构或基于电子束的调谐进行部分校正。尽管这些方法提升了现代XFEL的性能，但也增加了运行复杂度，且无法在发射阶段直接进行控制。因此，有必要采用一种上游方案，在源头确定性地设计纵向相空间结构[56]。

传统上，柱形平顶时间轮廓一直被视为此类源工程的典型目标，因为理论上，其均匀的电流分布能够最大限度地减小空间电荷场的非线性分量[3, 27,28,52, 57–59]。但在实践中，要生成这种数学上理想的分布，受到光学物理和材料限制的根本制约[52,60]。严格的矩形时间形状需要无限的光谱带宽；在实际系统中，频域截断不可避免地会导致吉布斯振荡和振铃[61,62]。紫外波段高能脉冲的操控极具挑战性，进一步加剧了这些光谱限制。皮秒时间尺度快到无法直接进行电子调制，而高光子能量又会对光学材料施加严苛的损伤阈值限制[3,60,63]。这种脆弱性使得高分辨率自适应整形元件无法使用，例如红外系统中常用的液晶空间光调制器或复杂衍射光学元件[64]。因此，由于只能依赖更简单、稳健的放大方案，脉冲轮廓便主要受激光介质的热力学特性支配。随着能量被提取，增益饱和（Frantz-Nodvik效应）会自然地使脉冲产生随时间变化的偏斜，形成一种具有尾部强度衰减特征的准平顶轮廓[65]。因此，实际光发射并非由理想矩形脉冲驱动，而是由非对称脉冲驱动，并将相关畸变引入电子束。

本文并未试图消除激光时间轮廓中的不完美之处，而是探究如何利用受控的不对称性，具体而言，即头部偏置负斜率，来抵消加速器引起的畸变并提高电流均匀性。我们证明，仅通过时空整形紫外光阴极激光器，即可确定性地控制相对论电子束的纵向相空间

而无需依赖下游校正或大幅度的加速器重新调谐。在超导 LCLS-II 注入器上实施的这项技术，可在低电荷（~40 pC）和高电荷（80 pC）区间内产生纵向能量—时间相关性近线性、投影能散较低的电子束。在低电荷下，整形后的电子束保持稳定且可重复的时间轮廓，大部分电荷集中于高电流核心。这有助于减少注入器传输过程中的定时抖动和空间电荷畸变。在高电荷下，相同的整形方法可抑制非线性压缩并限制能量-时间曲率，从而降低能量啁啾并提高脉冲间一致性——这一切均无需依赖激光加热器。我们首次证明，时空激光整形为在源头直接控制纵向相空间提供了一种紧凑且具有普适性的工具，能够提升多种基于加速器的光源的束流品质与稳定性。

结果与讨论

为展示通过时空激光整形实现的确定性纵向束流控制，我们在 LCLS-II 光注入器处搭建了一套可编程脉冲整形系统[52,66,67] ，如图1所示。光注入器驱动激光整形系统以可编程红外（IR）调制级为起点，其中空间光调制器（SLM）在放大前对种子脉冲进行光谱相位整形，如图1（插图1）所示。这些预整形脉冲随后被注入商用红外放大器。放大后的红外脉冲接着被导入一个定制的啁啾控制紫外转换模块；该模块由我们在先前工作中提出，通过和频产生（SFG）后接二次谐波产生（SHG）来实现转换，如图1（插图2）所示。首先将红外脉冲分成两个副本，并分别施加啁啾——一个为正啁啾，另一个为负啁啾。随后通过傅里叶平面上的线栅掩模对其中一条光路臂进行额外的振幅整形。反向啁啾脉冲先在空间上重叠，并在β-硼酸钡（BBO）晶体中混合，生成频率为 2ω的二次谐波和频脉冲。随后，这些 2ω 脉冲在另一块BBO晶体中倍频，产生具有可控、平坦化时间强度轮廓的四次谐波（4ω）辐射，非常适合用于产生平顶电流、高亮度电子束[27,52,67]。光阑充当空间滤波器，仅选择性透过发生和频产生的中心区域，同时阻挡不会对最终紫外光轮廓产生贡献的发散二次谐波光束。通过调整啁啾率和空间重叠条件（例如晶体取向），可以精确调控最终紫外输出脉冲的时空形状，从而获得所需的均匀平顶轮廓，其持续时间为数十皮秒量级。在 LCLS-II 设计中，选择数十皮秒的持续时间是为了

平衡空间电荷抑制与射频同步，确保产生高亮度电子束团。

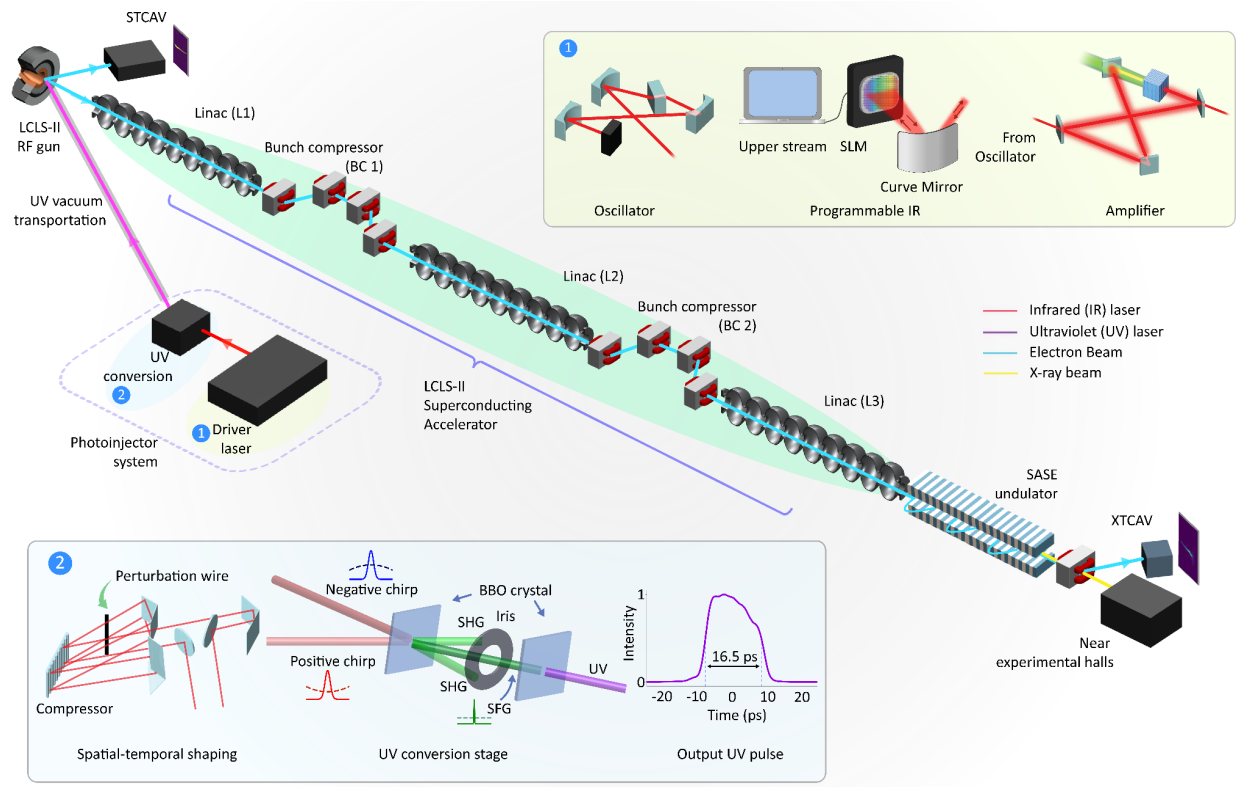

图*1. LCLS-II*实验束线与激光整形系统概览。*(*主图*)*从可编程驱动激光系统到波荡器段的实验束线示意图（非按比例绘制）。光注入器驱动激光产生的整形紫外脉冲用于从射频光阴极枪中光电发射电子束团。电子束团经过注入器和直线加速器（*L1–L3*）加速，并由多个诊断站进行表征：阴极下游的*STCAV*和波荡器下游的*XTCAV*；两者均可提供纵向相空间和电流测量。*(*插图 ***1)*** 驱动激光整形系统以空间光调制器（*SLM*）为起点，在种子脉冲注入*Carbide*之前对其进行预调制。*(*插图 ***2)*** 紫外整形模块处理两个啁啾大小相等、方向相反的红外脉冲副本，并在其中一个光路臂中额外进行振幅整形。两个副本在*BBO*晶体中合束，产生所需的非共线和频信号，同时用光阑对寄生二次谐波产生（*SHG*）进行空间滤波。随后，该和频输出在第二块*BBO*晶体中倍频，产生平顶紫外脉冲；通过调整啁啾和晶体对准，可对其轮廓进行微调。

为表征电子束的纵向特性，我们使用了一组能量和时间分辨诊断设备，这些设备分别布置在波荡器的上游和下游。位于波荡器上游的 S 波段横向偏转腔（STCAV）提供测量

注入器之后、进一步压缩之前的束团长度和相空间。沿束流方向更下游处，位于波荡器之后的 X 波段横向偏转腔（XTCAV）可测量直线加速器末端的纵向相空间、X 射线时间轮廓和电流分布。这些诊断使我们能够追踪激光整形如何影响从电子发射、加速到波荡器入口及其下游的束流演化。我们还通过互相关对整形后的紫外脉冲进行了时间表征，证实产生了半高全宽（FWHM）约为 17 ps 的平顶时间轮廓。

注入器处的纵向电子束

为评估时空激光整形对纵向束流动力学的影响，我们针对 40 pC 和 80 pC 的束团电荷开展了一系列模拟和测量。在较低电荷下，LCLS-II 通常在中等压缩状态下运行，此时电流轮廓均匀性对于亮度和时间保真度都起着关键作用。为研究在更强压缩条件下整形的效果，我们还在 80 pC 下进行了测量。由于设备条件限制，这些实验未使用激光加热器，因此电子束对空间电荷效应和微聚束不稳定性[3,68,69]尤为敏感。尽管这种敏感性增加了实验难度，但也使我们能够直接评估初始激光整形如何影响纵向相空间结构的演化。

为研究束流品质对实际时间整形缺陷的敏感性，我们系统研究了具有不同程度时间不对称性的准平顶激光分布。在实际应用中，由于放大链中的增益耗尽以及传输过程中的脉冲重塑，理想的平顶脉冲难以实现，常导致光阴极处的电流分布呈偏斜或不对称。通过在时间激光分布中引入可控斜率 K，我们模拟这种不对称性，并评估其对纵向束流动力学的影响。

图 2a 展示了模拟中使用的代表性激光分布：理想平顶脉冲，以及 K = –0.15 和 –0.50 的准平顶脉冲。所有分布均归一化至相同的半高全宽和总电荷。随着斜率增大，脉冲变得更加不对称，其整体时间跨度也随之增大，以保持总面积不变。图 2b 和 2c 展示了在 40 pC 和 80 pC 下得到的横向发射度劣化及均方根束团长度展宽结果。理想平顶脉冲的发射度最低，而 K ≈ –0.1 至 –0.3 的准平顶轮廓仅表现出轻微劣化。当 K 超过 = –0.4 时，发射度和束团长度显著增加，这主要是由于脉冲尾部延长以及空间电荷效应增强所致。

图 2d–f、h–j 中模拟的纵向相空间分布，在 40 pC 和 80 pC 下的不同整形条件之间总体结构大致相似。然而，明显的

差异体现在输出电流分布（顶部投影）中。对于理想平顶输入，注入器出口处的电流分布会变得不对称，前沿较强，后沿呈斜坡状。尽管激光分布在时间上是平坦的，这种电流不对称性源于光阴极注入器内的纵向束流动力学。较早发射的电子通常会经历更强的加速场和更有效的纵向压缩，这是射频相位曲率与空间电荷效应共同作用的结果。脉冲中较晚发射的电子可能处于较不利的射频相位，或积累更大的能散，导致压缩较弱、时间展宽。因此，即使输入是对称的，加速后也可能演变为左偏斜的电流分布。采用 $K = -0.15$ 的准平顶情形可部分补偿这一效应。激光分布中的轻微不对称性抵消了注入器中的非均匀演化，从而形成上升沿和下降沿陡峭、近乎对称的输出电流分布。对于 $K = -0.50$，时间轮廓显著展宽，峰值电流降低，这与图 2b 和 c 中观察到的发射度增加相一致。

我们还在准平顶整形条件下进行了实验测量，如图 2g 和 2k 所示。根据方法和补充信息中所述的直线加速器设置，使用上游STCAV测量了纵向相空间的投影电流和能散。实验中使用的激光分布呈准平顶形状，不对称斜率约为 K = –0.18（见图 1）。

测得的纵向相空间表现出较窄的能散，且能量–时间相关性接近线性并得到良好保持，表明整体电子束品质良好。束团在高电流下保持持续 ~8.5 ps（半高全宽），或 ~3.6 ps（均方根），有助于实现稳定的束流负载。这种电流分布结构预计有助于抑制逐发波动，并提高下游直线加速器和波荡器中的纵向一致性。有趣的是，在注入器出口测得的电流分布呈现出与理想平顶情形的模拟结果（图2d和h）相似的左偏形状，而不是模拟准平顶情形（例如图2e和i）中更平坦的输出。这证实，即使采用准平顶激光输入，输出电流分布仍受到注入器纵向动力学的显著影响，正如前文所述。

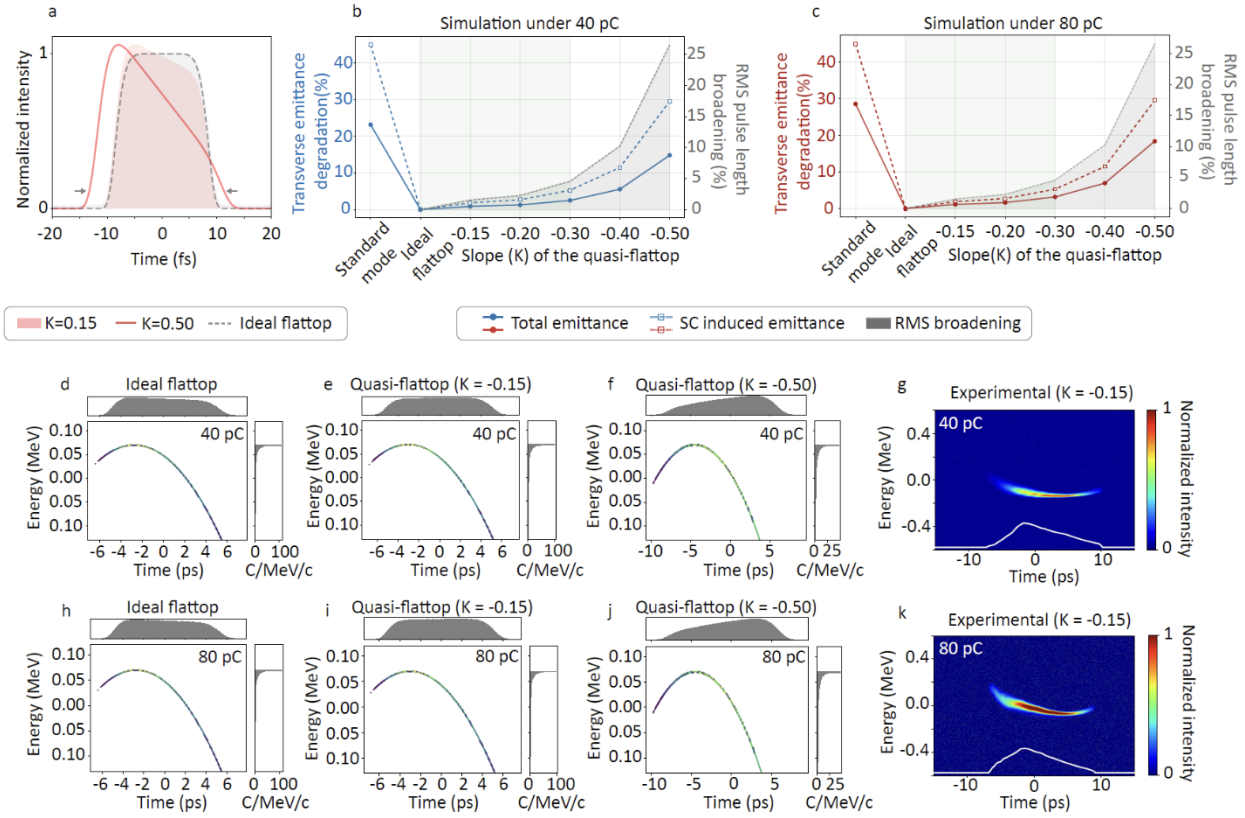

图 ***2.*** 准平顶时间整形对纵向束流相空间和发射度的影响。（***a***）模拟中使用的激光时间轮廓示例，对比理想平顶形状、具有不对称斜率 *K = –0.15* 和 *K = -0.50* 的准平顶形状。（***b***、***c***）在 *40 pC*（***b***）和 *80 pC*（***c***）下，模拟得到的发射度劣化（总劣化和空间电荷引起的劣化）及均方根束团长度展宽随整形斜率 *K* 的变化。最小发射度出现在 *K ≈ –0.1* 至 *–0.20* 附近。（***d–f***、***h–j***）在 *40 pC*（***d–f***）和 *80 pC*（***h–j***）下，不同整形条件（理想平顶、*K = –0.15* 和 *K = –0.50*）对应的模拟纵向相空间分布。（*g*、*k*）在 *40 pC* 和 *80 pC* 下采用 *K ≈ –0.15* 整形时测得的纵向相空间和时间-电流。

波荡器后的电子束纵向表征

为评估准平顶电子束在下游的行为，我们使用 XTCAV 在直线加速器末端进行了逐发测量。图3总结了在束团电荷约为 40 pC 时连续 200 发的结果。图3a显示了所有发次的平均电流分布。与标准运行模式（见补充信息）相比，准平顶整形形成了更宽、更平坦的中心区域。灰色阴影区域表示瞬时电流超过峰值 30% 的束团部分，其中包含总电荷的 ~80%。核心区域较高的电荷集中度可能有助于提高束流负载均匀性和自由电子激光增益稳定性。

图3(b)展示了来自XTCAV的一个代表性纵向相空间测量结果。能量质心轨迹（白色）分别在高电流窗口内采用全局线性回归（橙色虚线）和局部拟合（红色实线）进行拟合，从而提供能量啁啾的两种互补估计。在此示例中，啁啾似乎较小，且能散保持高度集中，表明纵向束流品质良好。图3(c)展示了数据集中测量电荷的逐发变化，表明注入器性能稳定，随时间仅有中等程度的波动。

图3d和3e分别展示了通过全局和局部线性拟合提取的能量啁啾值的统计分布。准平顶整形下获得的啁啾值较小，且在样本中保持稳定。

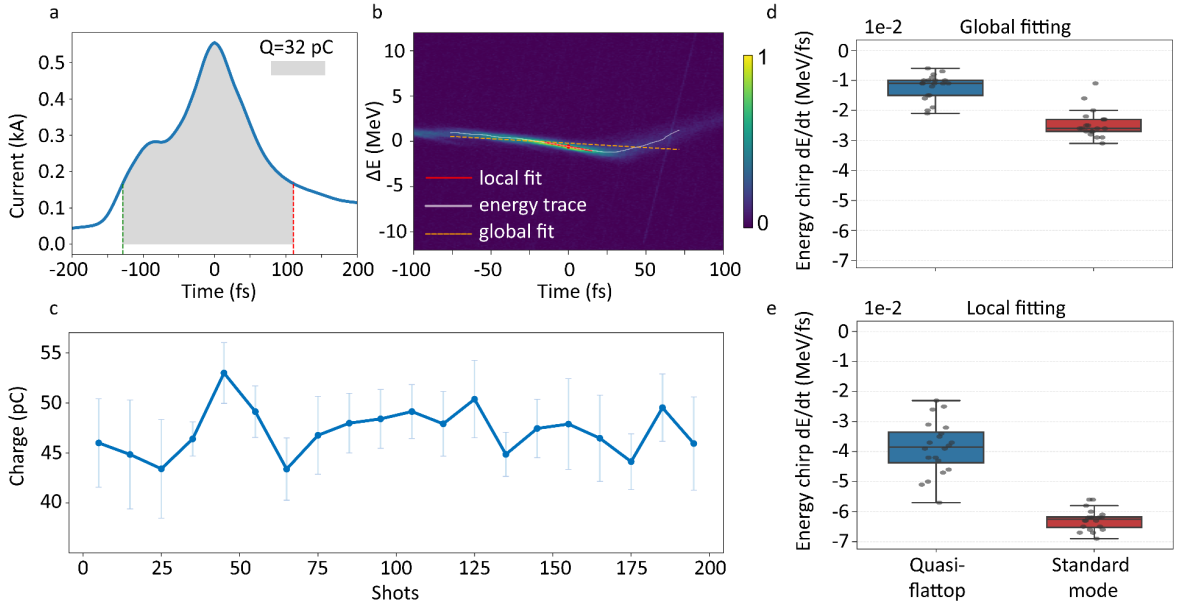

图***3.*** 低电荷水平下***200***发准平顶束流及纵向啁啾的表征。***(a)*** *36*皮库下连续*200*发的平均电流分布。灰色阴影区域表示电子束中瞬时电流超过峰值*30%*的部分，该区域被用作啁啾分析的窗口。 ***(b)*** 波荡器后的代表性单发纵向相空间测量结果。对能量质心轨迹进行全局拟合（橙色虚线）和局部拟合（红色），以提取啁啾。***(c)*** 正常运行期间测量电荷的逐发变化。***(d, e)*** 由全局（***d***）和局部（***e***）线性拟合提取的能量啁啾（*dE/dt*）分布，用于比较准平顶激光分布与标准激光分布。比较采用相同数量的发次和拟合窗口，并以激光分布作为基准变量。

我们将准平顶整形测量扩展至更高的束团电荷（80 pC），以评估其在更严苛空间电荷条件下的性能。图4a显示了连续60次拍摄的时间电流分布平均值。高电流窗口平均包含约80%的束团总电荷；在有代表性的单次拍摄示例中，当电流达到2千安时，该比例最高可达84%（图4b）。

图4c展示了80 pC下一个代表性单发的实测纵向相空间。能量质心轨迹（白色）通过全局拟合，并在高电流区域内进行局部拟合，以提取啁啾；所用方法与图3相同。观测到的啁啾较小，能散也高度局域。图4d展示了测量窗口内总电荷的逐发变化，表明注入器运行稳定，波动适中。

图4(e)和图4(f)展示了80 pC下通过全局和局部线性拟合提取的能量啁啾分布。在准平顶整形条件下，啁啾值显著低于标准模式，且两种指标的统计离散度也更小。这表明，除了能量-时间畸变减小之外，脉冲间一致性也有所提高。相比之下，图3(d)和图3(e)显示，在40 pC下，准平顶整形仍能使啁啾值低于标准模式，但全局拟合的统计离散度相近，而局部拟合的统计离散度略大。

这可能是因为在低电荷下，集体效应较弱，电子束演化主要受射频曲率和激光分布细节支配。没有激光加热器时，电子束更容易受到微聚束和由分布引起的逐发波动影响。准平顶形状的陡峭边缘也使其对时间抖动或噪声更加敏感，从而导致啁啾分布更宽。在高电荷下，空间电荷和压缩效应占主导地位。在这种情况下，准平顶更平滑的电流分布有助于抑制非线性畸变并减小能量-时间曲率。即使没有激光加热器也能观察到这种改善，这凸显了准平顶整形在强集体效应下具有内在的稳定性优势。

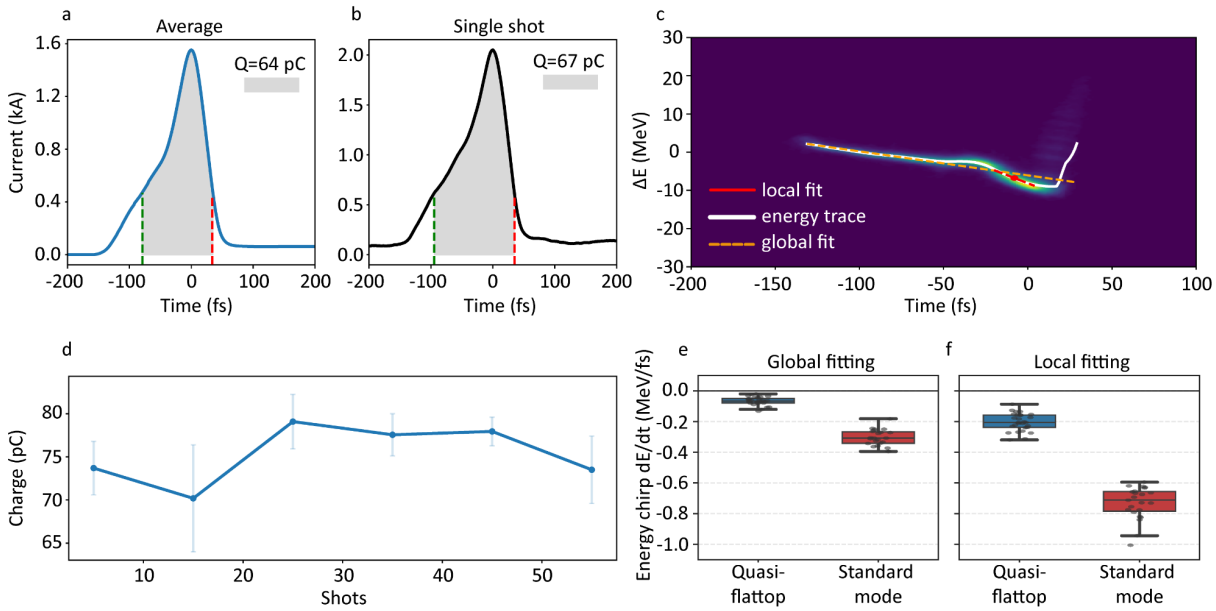

图 ***4.*** 高电荷水平下采用准平顶整形时的纵向相空间和能量啁啾表征。***(a, b)***较高电荷下准平顶电子束的时间电流分布。***(a)*** *60* 次单发的平均分布，以及 ***(b)*** *80 pC* 下电流为 *2 kA* 的代表性单发。阴影区域对应瞬时电流超过峰值 *30%* 的区间，并用作拟合窗口。***(c)*** 代表性单发测得的纵向相空间。采用能量质心（白色）、全局线性拟合（黄色虚线）以及高电流窗口内的局部拟合（红色）提取能量啁啾。 ***(d)*** 正常运行期间测量电荷的逐发变化。 ***(e, f)*** 通过全局***(e)***和局部 ***(f)***线性拟合提取的能量啁啾（*dE/dt*）分布；以标准激光分布为基准，对比准平顶激光分布。

在此基础上，我们现在进一步探讨如何将时空整形从平顶情形扩展到更为一般的电子束控制策略。尽管本文聚焦于两个具有代表性的电荷区间中的平顶整形，但其底层方法在时间和空间动力学方面具有内在的灵活性。通过适当的激光调制，该系统能够支持更广泛的束流电流分布，例如斜坡、双峰、不对称形状或锁模行为，从而为XFEL和其他先进的束流驱动应用中的定制化电子束输运开辟可能性[10,44,52]。

这也可能与高重复频率运行和超导直线加速器兼容，为实时反馈优化提供一条有前景的途径[70–73]。随着大型用户设施转向MHz级运行，在源头动态调节电子束的能力——无需进行大范围的下游重新调谐（相比低电荷设置而言）——可能会变得日益重要。除了自由电子激光器之外，该方法还可扩展到其他基于光阴极的系统，在这些系统中，确定性的相空间控制仍然是核心挑战。例如，在SPring-8，采用具有平顶空间分布的三维整形紫外激光脉冲，并结合约9 ps的平顶时间分布，可在高束团电荷下将归一化发射度降低至~1.2 π·mm·mrad，从而显著提升超快电子衍射级时间分辨率所需的束流品质[74]。类似地，在逆康普顿散射中，通过具有受控延迟和相位的两束反向啁啾脉冲对激光脉冲进行优化，已被证明能够抑制背散射X射线或γ射线输出中的非线性谱展宽，从而获得窄得多的带宽，这对于高分辨率光谱学和成像应用至关重要[75]。

我们提出的方法可作为进一步探索更复杂电子束整形方案的基础，在这些方案中，可定制的时空激光场能够通过反馈回路，以高精度调制纵向相空间。这不仅为提升性能开辟了途径，也为在源头实现功能性束流设计创造了可能，进而有望实现新的运行模式、自动化优化、新颖的泵浦–探测几何构型，或对束流-等离子体相互作用进行控制。

我们已在 LCLS-II 上通过实验验证了准平顶激光整形，利用经过时空整形的紫外脉冲，实现了对高亮度电子束纵向结构的直接控制。通过模拟系统地改变整形斜率，我们发现适度的不对称性（$K \approx -0.1 \sim -0.3$)不仅能最大限度地减小发射度增长，还能补偿光阴极注入器引起的畸变，从而获得具有更陡上升沿和下降沿的平坦输出电流分布。这种整形可降低能量啁啾，并提高不同电荷水平下的电流均匀性。在低电荷下，啁啾受到抑制，但稳定性受较弱的集体效应以及对分布变化的敏感性限制。在高电荷下，

空间电荷和压缩效应占主导地位，相同的整形方式即使不使用激光加热器，也能显著改善啁啾和脉冲间一致性。这些结果表明，准平顶整形能够有效补偿注入器动力学，并在现实运行条件下改善束流品质。该方法利用对光阴极驱动激光进行时空超快激光整形，无需复杂的晶格改动即可无缝集成到现有光阴极注入器中。它为在 XFEL 和其他先进电子源中实现相空间线性化及优化电流均匀性提供了精确的上游调节手段。

方法

紫外激光整形

我们此前介绍过一种称为色散控制非线性合成（DCNS）的方法[52], ，该方法在光谱压缩这一基本概念的基础上进行了拓展。该技术将变换极限宽带光脉冲（例如带宽跨越数纳米的脉冲）分成两个完全相同的副本。随后，分别对两个脉冲施加大小相等、方向相反的大量二阶色散（SOD）。之后，利用非共线和频产生装置将这两个色散后的脉冲合并，从而产生一个脉宽为皮秒量级的近变换极限脉冲。DCNS 在此方法中进一步引入三阶色散（TOD），并在非线性相互作用前进行光谱振幅整形。要产生具有所需形状的窄带和频产生脉冲，需要仔细控制相位项。首先，输入脉冲必须具有大小相等、方向相反的二阶色散（SOD，φ_2），其计算公式为：

$$\Delta t = t_0\sqrt{1 + (4\ ln_2 \frac{\varphi_2}{t_0^2})^2} \tag{1}$$

其中，t_0 是变换极限输入脉宽，Δt是目标输出脉宽。三阶色散（TOD，φ_3）的调节自由度更大，可用于整形输出：当φ_3大小相等、方向相反时，会形成对称轮廓；而符号或大小不同时，则会产生不对称性。

近变换极限紫外平顶脉冲由一台脉宽为 250 fs、波长为 1024 nm 的镱掺杂钨酸钾钆激光器产生。激光系统为一台 40 W 的 Light Conversion Carbide。该系统在 100 千赫兹至 1 兆赫兹的重复频率范围内可保持 40 W 的平均功率，并可根据需要将脉冲能量调节至 400μJ 至 40 μJ。中心波长为 ~1024 nm，在 40 μJ 时带宽为 8 nm，在 400 μJ 时带宽为 7 nm。所施加的 SOD 和 TOD 分别为 ±2.561 ps2 和 ∓0.28 ps3。

束线配置

LCLS-II软X射线（SXR）分支基于一台超导射频（SRF）直线加速器，可在MHz重复频率下以连续波（CW）模式运行。电子束

由常温导体甚高频（VHF）波段光阴极注入器枪产生，紫外激光脉冲照射光阴极以释放电子。枪后接有聚束腔和聚焦螺线管，为电子束提供初始纵向压缩和横向匹配。该注入器系统的详细介绍见此处[3,76]。

在注入器下游，35 个超导低温模块将电子束加速至最高 4 吉电子伏特。两个磁压缩器（BC1 和 BC2）分别设置在 L1 和 L2 直线加速器段之后，通过束团压缩实现千安级峰值电流。随后，电子束被输送至软X射线波荡器线，在 0.25–5 千电子伏特的光子能量范围内产生飞秒级 X射线脉冲。更多详情请参阅补充材料。

模拟建模

束流动力学模拟采用光源统一建模环境（LUME）框架执行。该框架集成了用于注入器段的三维空间电荷跟踪代码 IMPACT-T，以及用于自由电子激光相互作用的 Genesis。所建模的束线忠实再现了 LCLS-II 光注入器晶格，包括一支 187 MHz 连续波常温射频枪，其后依次为一座 1.3 GHz 双腔聚束腔、两个聚焦螺线管，以及由四极磁铁和校正磁铁组成的匹配段。电子束从光阴极表面开始跟踪，经过首个超导低温模块（CM01），在下游约 15 米处达到 100 MeV 的最终能量。为确保数值收敛并准确捕捉集体效应，模拟中每个束团采用了 300,000 个宏粒子。在整个加速过程中，始终启用基于平移格林函数法的三维空间电荷算法，以考虑内部空间电荷场与外部射频聚焦之间的复杂相互作用。为优化计算效率，同时保证基准动力学的物理准确性，初始粒子分布采用了圆柱对称性假设。在注入器出口评估模拟输出参数，包括发射度、束团长度、电流分布和纵向相空间。这些结果用于量化激光时间不对称性对束流品质的影响，并确定最佳整形条件。

准平顶激光轮廓的合成

在横向上，激光分布被建模为径向均匀的“平顶”分布，并在 $R_{max} = 0.5$ mm 处设置硬边截止，以将纵向效应与横向耦合变化解耦。在时间上，本研究通过合成从标准高斯分布、理想平顶分布到一系列“准平顶”分布的轮廓，描绘了从理论理想状态向实验现实的过渡。这些非对称轮廓通过 -0.15 至 -0.50 范围内的归一化斜率进行参数化。为在保持 16.5 ps 半高全宽不变的同时满足电荷守恒，脉冲几何形状被允许进行自洽演化。

诊断与数据采集

紫外脉冲的时间轮廓通过三次谐波互相关进行表征，所使用的是来自驱动主激光放大器的振荡器所产生的 70 fs、1035 nm 脉冲。为逐发监测 X射线脉冲能量，气体监测探测器（GMD）利用低压下稀有气体的光电离，测量由此产生的光离子和电子。

采用基于横向偏转腔（TDC）的诊断方法来检查电子束的纵向相空间。这些诊断设备分别设置在超导束线的上游，以及软X射线和硬X射线波荡器的下游。S 波段横向偏转腔（STCAV）位于激光加热器之后、直线加速器主加速段之前；X 波段横向偏转腔（XTCAV）则设置在每条波荡器线之后。所有数据均由定制的数据采集图形用户界面采集。更多详情请参阅补充信息。

TCAV校准

TCAV数　　据校准流程首先计算每度对应的时间分辨率　　e,

$$t_{deg} = \frac{\lambda_s}{360\,[deg] * c}\,[s/deg]$$

利用偏转腔波长（λ_s）和光速（c）进行计算，随后结合屏幕分辨率（res）和偏转量（streak），并使用从文件（ProfMon-OTRS_DIAG0）中提取的分辨率数据，将像素测量值转换为飞秒：

$$px2fs = \frac{t_{deg}\,[s/deg] * res\,[\mu m/pixel]}{streak\,[\mu m/deg]} * 1e15$$

同时，能量轴由以下方式确定

$$px2MeV = \frac{res\,[\mu m/pixel]}{dispersion\,[\mu m/MeV]} * Beam\ energy$$

从相空间中提取能量啁啾

为提取能量啁啾，我们首先根据相空间图像 $W(E,t)$计算能量质心 $E(t)$。对于每个时间切片，我们定位峰值，并在峰值周围的窄窗口（~4 像素）内计算质心，以抑制噪声。随后对该质心进行平滑处理（窗口为 =11），并对间隙进行插值。我们对 $E(t)$应用加权线性回归，以电子束电流为权重，求得dE/dt。我们进行了两种拟合：

- 全局拟合：阈值以上的所有有效时间点；
- 局部拟合：在半宽为（12 fs）的窗口内。

纵向啁啾定义如下：

$$h = \frac{1}{E_0}\frac{dE}{dz} \approx \frac{1}{cE_0}\frac{dE}{dt},$$

其中，E_0 是能量，c 是光速。

数据可用性

支持本文图表及本研究其他发现的所有其他数据，可在合理请求后向通讯作者获取。

致谢

作者感谢SLAC国家加速器实验室、美国能源部（DOE）、科学办公室下属基础能源科学办公室根据合同编号DE-AC02-76SF00515、DE-SC0022559、DE-FOA-0002859提供的支持；感谢美国国家科学基金会根据合同编号2231334、2431903和2436343提供的支持；并感谢美国空军科学研究办公室合同编号FA9550-23-1-0409的支持。作者还感谢黄志荣就数据校准所进行的有益讨论。

贡献

H.Z.、R.L.和J.H.搭建了紫外激光整形实验，并进行了光阴极注入器准备和诊断。H.Z.、R.L.、J.H.、N.N.、R.R.、P.F.、D.S.、N.S.、K.B.、Z.Z.、K.L.、C.P.、R.O.、V.G.、Z.H.、G.J.、J.C.、A.M.和S.C.开展了XFEL束线实验和数据采集。M.B.、J.H.和H.Z.搭建了频率分辨光学门控（FROG）。H.Z.、J.H.、N.N.、B.M.、J.B.、J.Q.和S.C.进行了数据分析。所有作者均参与了论文撰写。

利益冲突

作者声明不存在任何利益冲突。

补充信息

- 光阴极注入器激光整形系统
- 诊断系统
- 不同运行轮次的束线配置
- 电荷区域计算
- 腔稳定性测量

参考资料

1. Yan, J. 等 高重复频率太瓦阿秒硬X射线自由电子激光器。《自然·光子学》 **18**, 1293–1298 (2024年)。2. McNeil, B. & Thompson, N. X 射线自由电子激光。《自然·光子学》 **4**, 814–821 (2010)。

3. Zhang, H. 等 直线相干光源 II 光阴极注入器激光基础设施。《高功率激光科学与工程》 **12**, e51 (2024 年)。4. Nam, I. 等 覆盖 3.5 千电子伏特至 14.6 千电子伏特范围的高亮度自种子 X 射线自由电子激光。《自然·光子学》 **15**, 435–441 (2021年)。5. Liu, S. 等 兆赫兹重复频率级联硬 X 射线自种子自由电子激光。《自然·光子学》 **17**, 984–991 (2023年)。6. Baum, P. & Zewail, A. H. 突破超快电子衍射和显微术的分辨率极限。《美国国家科学院院刊》 **103**, 16105–16110 (2006年)。7. Yang, J. 等 通过超快电子衍射同时观测核动力学和电子动力学。《科学》 **368**, 885–889 (2020年)。8. Graves, W. S., Bessuille, J., Brown, P. & Carbajo, S. 基于 100 kHz 脉冲模式逆康普顿散射的紧凑型 X 射线源。《物理评论特刊》 (2014年)。9. Gadjev, I. 等 由逆自由电子激光加速驱动的康普顿散射 X 射线

y

来源。《科学报告》 **9**, 532 (2019年)。10. Lindroth, E. 等 阿秒与 XFEL 科学面临的挑战与机遇。《自然综述：物理学》 **1**, 107–111 (2019年)。11. Guo, Z. 等 利用 X 射线自由电子激光器实验演示阿秒泵浦-探测光谱学。《自然·光子学》 **18**, 691–697 (2024年)。12. Franz, P. 等 由级联超辐射自由电子激光器产生的太瓦级阿秒 X 射线脉冲。《自然·光子学》 **18**, 698–703 (2024年)。13. Wan, Y. 等 相对论电子束团的飞秒电子显微术。《光：科学与应用》 **12**, 116 (2023年)。

14. Zhang, H. 等 高耐久性微工程 LaB6 纳米线电子源，用于高 -

分辨率电子显微术。《自然·纳米技术》 **17**, 21–26（2022年）。15. Wang, W. T. 等通过能量啁啾控制，利用激光尾场加速器产生高亮度、高能电子束。《物理评论快报》 **117**, 124801 （ 2016 年）。16. Winkler, P. 等激光等离子体电子束的主动能量压缩。《自然》 **640**, 907–910（2025年）。17. Yakimenko, V. 等利用束流对撞研究非微扰量子电动力学的前景

.

《物理评论快报》 **122**, 190404（2019年）。18. Krasilnikov, M. 等 首台投入运行的单程太赫兹自由电子激光器，实现了高峰值功率和高平均功率。《物理评论·加速器与束流》 **28**,（2025年）。19. Gu, Y.-J., Klimo, O., Bulanov, S. V. & Weber, S. 通过增强的阿秒脉冲产生高亮度伽马射线束和电子—正电子对。《通讯物理》 **1**,（2018年）。20. Qiang, J. X 射线自由电子激光直线加速器中的快速纵向束流动力学优化。《物理评论·加速器与束流》 **22**,（2019年）。21. Lindstrøm, C. A. & Thévenet, M. 先进加速器中的发射度保持。《仪器杂志》 **17**, P05016（2022年）。22. Lindstrøm, C. A. 等 等离子体尾场加速器中的发射度保持。《自然·通讯》 **15**, 6097（2024年）。23. Emma, P., Huang, Z., Kim, K.-J. & Piot, P. 横向—纵向发射度交换以提升高增益自由电子激光器的性能。《物理评论·加速器与束流专题》 **9**, 100702（2006年）。24. Prat, E. 等 SwissFEL 注入器测试设施的发射度测量与最小化

。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **17**,（2014年）。25. Prat, E. 等 为紧凑型X射线自由电子激光器产生并表征高强度超低发射度电子束。《物理评论快报》 **123**, 234801（2019年）。26. Qiang, J. 等 使用实际电子数对下一代光源的 X 射线辐射进行端到端模拟。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **17**,（2014年）。27. Neveu, N. 等 LCLS-II 中非线性整形紫外脉冲的模拟。*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **1072**, 170065（2025年）。28. Penco, G. 等 通过整形光阴极注入器激光脉冲，实现电子纵向相空间线性化的实验验证。《物理评论快报》 **112**, 044801（2014年）。29. Zhu, Z. 等 通过纵向相空间操控抑制高重复频率X射线自由电子激光器中的电流尖峰形成。*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **1026**, 166172（2022年）。30. Huang, Z. & Kim, K.-J. X射线自由电子激光理论综述。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **10**,（2007年）。31. Wu, Y. 等 利用空心通道等离子体对电子束纵向相空间进行线性化。*Phys. Rev. Appl.* **19**,（2023年）。32. Jia, B., Wu, Y. K., Bisognano, J. J., Chao, A. W. & Wu, J. 不完善的能量分布对种子型自由电子激光器性能的影响。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams***13**,（2010年）。33. Bettoni, S. 等 激光堆叠和光阴极材料对光注入器中微聚束稳定性的影响。《物理评论·加速器与束流》 **23**,（2020年）。34. Kretschmar, M. 等 全阿秒泵浦-探测光谱学的紧凑型实现。*Sci.*

进展 **10**, eadk9605（2024年）。

35. Midorikawa, K. 桌面型孤立阿秒光源的研究进展。《自然·光子学》 **1** **6**,

267–278（2022年）。36. Li, S. 等 液态水的阿秒泵浦-阿秒探测X射线光谱学。*Scien*

ce

383, 1118–1122（2024年）。37. Di Mitri, S., Cornacchia, M., Spampinati, S. & Milton, S. 在基于直线加速器的自由电子激光器中，通过磁压缩束团长度抑制微束团不稳定性。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **13**,（2010年）。38. Musumeci, P., Li, R. K., Roberts, K. G. & Chiadroni, E. 控制非线性纵向空间电荷振荡，以生成高峰值电流束团列。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **16**,（2013年）。39. Zhang, Z., Ding, Y., Huang, Z. & Zhou, F. 面向高重复频率自由电子激光器的多路复用光注入器优化。《物理学前沿》 **11**,（2023年）。40. Götzfried, J. 等 激光等离子体尾场中高电荷量电子束的物理学。*Phys*

.

综述 *X*。 **10**,（2020年）。41. Rosenzweig, J. B. 等 超高亮度电子束，来自超高场低温

ic

射频光阴极源。*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **909**， 8 224–22（2018）。42. Prat, E. 等 X 射线自由电子激光中模式耦合、高亮度自放大自发辐射的实验验证。《物理评论快报》 **133**，205001（2024年）。43. Galletti, M. 等 等离子体尾场加速电子束驱动的自由电子激光前景 ——

加速电子束。《自然·光子学》**18**，780–791（2024年）。

44. Hu, W. 等 自由电子激光器产生的可调谐、锁相硬 X 射线脉冲序列。*arXiv [physics.acc-ph]*（2025年）。45. Duris, J. 等 自由电子激光器产生的吉瓦峰值功率可调谐孤立阿秒 X 射线脉冲。《自然·光子学》 **14**，30–36（2019年）。46. Cho, D. H. 等 利用 X射线自由电子激光器单颗粒成像，高通量三维表征单个核壳纳米颗粒集群。《*ACS* 纳米》 **15**，4066–4076（2021年）。

47. Wang, G., Dijkstal, P., Reiche, S., Schnorr, K. & Prat, E. 高效新鲜切片多级自由电子激光器产生的毫焦耳飞秒 X 射线脉冲。《物理评论快报》 **132**，035002（2024年）。

48. Baumgärtner, K. 等 利用自由电子激光器通过时间分辨动量显微镜对并五苯薄膜进行超快轨道层析成像。《自然·通讯》 **13**，2741（2022年）。

49. Chen, Z. 等 对强激发固体的电导率进行超快多周期太赫兹测量。《自然·通讯》 **12**，1638（2021年）。

50. Hemsing, E., Stupakov, G., Xiang, D. & Zholents, A. 设计电子束：在现代加速器中激光操控电子。《现代物理评论》 **86**，897–941（2014年）。

51. Kling, M. F. 等 激光技术基础研究需求路线图。《光学杂志》（2024年）doi:10.1088/2040-8986/ad8458。52. Lemons, R., Neveu, N., Duris, J., Marinelli, A. & Durfee, C. 通过色散控制脉冲的非共线和频混频对窄带皮秒脉冲进行时间整形。《加速器评论》和……（2022年）。

53. Nielsen, C. E. & Sessler, A. 粒子加速器中的纵向空间电荷效应。《科学仪器评论》 **30**，80–89（1959年）。

54. Fisher, A. 等 单程高效率太赫兹自由电子激光器。《自然·光子学》 *16*，441–447（2022年）。

55. Antipov, S. A.、Gubaidulin, V.、Agapov, I.、Cortés García, E. C. 和 Gamelin, A. 第四代光源中的空间电荷效应：PETRA IV 和 SOLEIL II 案例。《物理评论·加速器与束流》 **28**，（2025年）。

56. Musumeci, P.、Moody, J. T.、England, R. J.、Rosenzweig, J. B. 和 Tran, T. 均匀填充的椭球形电子束分布的实验生成与表征。《物理评论快报》 **100**，244801（2008年）。

57. Hirschman, J. 等 发挥 LCLS-II 的能力：通过端到端模拟将可调式光阴极注入器激光整形与 X 射线诊断相结合。*meow.elettra.eu*预印本，https://doi.org/10.18429/JACOW-IPAC2025-MOPB040（2025年）。

58. Ilia, D. 等 为 FLASH 和 EuXFEL 提供高级脉冲整形的新型光阴极注入器激光。*meow.elettra.eu* 预印本：https://doi.org/10.18429/JACOW-IPAC2025-THPB027（2025年）。

59. Sharma, A. K.、Tsang, T. 和 Rao, T. 关于皮秒激光脉冲被动时空整形的理论与实验研究。*Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **12**，(2009年)。

60. Lemons, R.、Hirschman, J.、Zhang, H.、Durfee, C. 和 Carbajo, S. 皮秒间隙中的非线性整形。《超快科学》 **4**，0112（2025年）。

61. Cialdi, S.、Vicario, C.、Petrarca, M. 和 Musumeci, P. 紫外时间脉冲

整形 . *Appl. Opt.* **46**, 4962–（2007）
。62. Weiner, A. 使用空间光调制器进行飞秒脉冲整形。《科学仪器评论》 *71*，1929–1960（2000）。63. I. Will. 通过两级双折射滤波器生成平顶皮秒脉冲

.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **594**, 119–125（2008年）。64. Weiner, A. M. 超快光脉冲整形：教程式综述。《光学通信》 **284**, 3669–3692（2011）。65. Frantz, L. M. & J. S. Nodvik. 激光放大器中的脉冲传播理论。《应用物理学杂志》**34**, 2346–2349（1963）。66. Hirschman, J., Lemons, R., M. Wang, P. Kroetz & Carbajo, S. 激光系统的设计、调谐与黑箱优化。《光学快报》（2022年）doi:10.1364/oe.520542。67. Lemons, R., Hirschman, J., Zhang, H., Durfee, C. & Carbajo, S. 皮秒间隙中的非线性整形。《超快科学》（2025年）doi:10.34133/ultrafastscience.0112。68. Emma, P. 等 埃波长自由电子激光器的首次激射与运行。《自然·光子学》 **4**, 641–647（2010）。69. Li, S. 等"定制电子束 ‴：用于多路复用X射线自由电子激光器阿秒脉冲的激光加热器整形。《应用物理快报》 **125**,（2024年）。70. A. Mishra 等 一种端到端机器学习方法，旨在最大化 LCLS-II-HE 的科学产出。*arXiv [physics.ins-det]* （2025年）。71. F. Ji 等 用于MeV超快电子衍射的多目标贝叶斯主动学习。《自然·通讯》 **15**, 4726（2024年）。72. R. Roussel 等 利用贝叶斯主动学习，对粒子

加速器进行即用型受约束参数空间探索。《自然·通讯》 **12**, 5612（2021年）。73. Li, K. 等 基于人工神经网络预测自由电子激光器的X射线输出。《自然·通讯》 **14**, 7183（2023年）。74. Tomizawa, H. 等 用于降低光阴极射频电子枪发射度的自适应三维紫外激光脉冲整形系统及新型激光入射系统。*FEL*会议论文集（2007年）。75. Seipt, D., Kharin, V. Y. & Rykovanov, S. G. 高强度状态下窄带逆康普顿源的激光脉冲优化。《物理评论快报》 **122**, 204802（2019年）。76. Zhou, F. 等 SLAC直线加速器相干光源II电子源的调试。《物理评论·加速器与束流》 **24**,（2021年）。

补充说明 1：光阴极注入器激光整形系统

如我们在此前的工作中所述 [1-2], ，红外前端采用基于镱的啁啾脉冲放大（CPA）系统。该系统在中心波长 1030 nm 下可提供最高达 50 μJ 的脉冲能量，重复频率最高可达 1 MHz，傅里叶变换极限脉冲宽度约为 330 fs [3]。输出脉冲持续时间可在较宽范围内连续调节，从 ~330 fs 到 ~20 ps。CPA链由锁定至设施射频参考信号的锁模振荡器提供种子脉冲，从而确保激光系统与加速器定时同步。系统还设置了短脉冲支路，用于光学互相关器测量等时间诊断。为实现对时间轮廓的高级控制，激光系统配备了可编程光谱相位与振幅整形器，可调控光谱并定制紫外脉冲的整形方式。

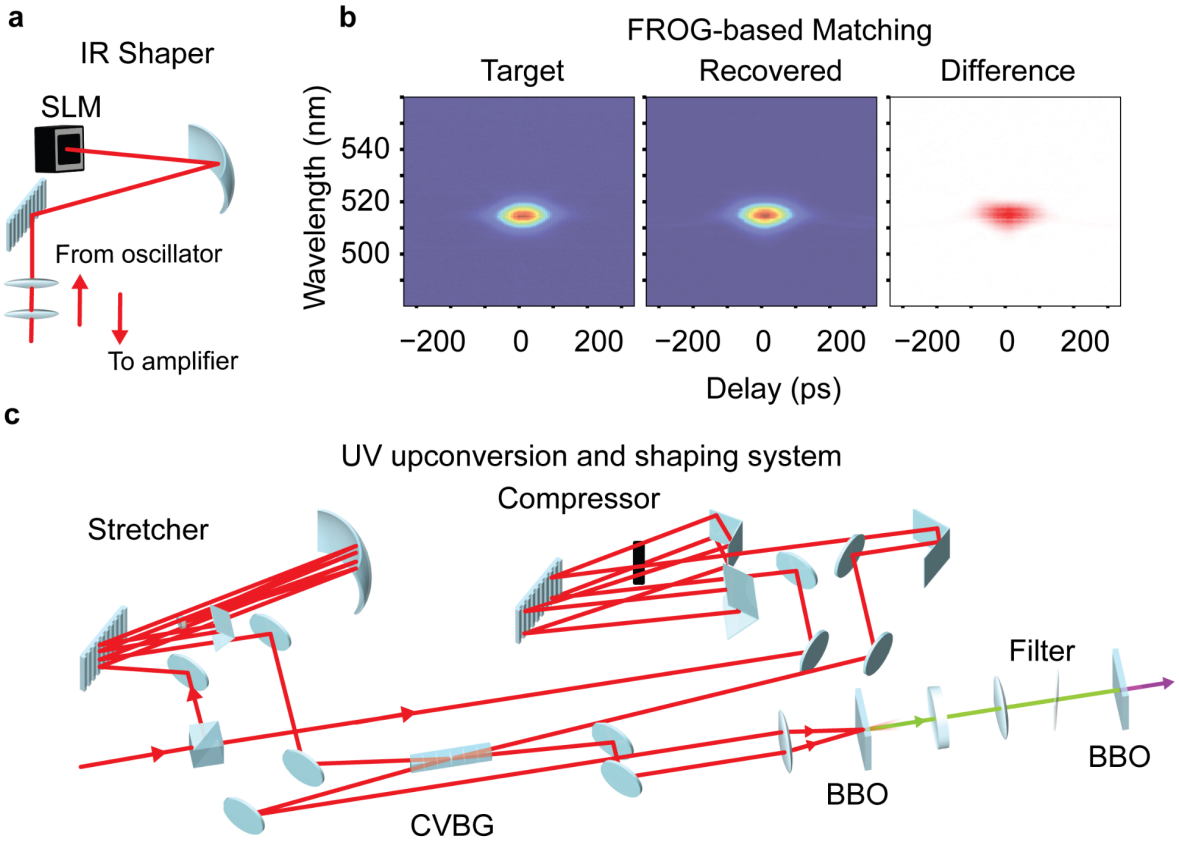

图 S1. (a) 光阴极注入器激光红外整形装置。(b) 频率分辨光学门控调谐示意图和 (c) DCNS 上转换和被动激光整形装置。

为实现灵活的时间整形，系统配备了可编程光谱相位与振幅调制器。对于光阴极注入器应用，采用基于光栅的（1379 条刻线/mm）折叠式 4f 光路（图 S1a），并使用空间光调制器（SLM，Santec SLM-210 反射式液晶调制器，1920 × 1200 像素，15-mm 有效长度）在傅里叶平面施加相位掩模。随后，整形脉冲被送入再生啁啾脉冲放大器。在标准运行条件下，该商用系统在 1025 nm 波长下可提供最高 40 W 的平均功率，产生脉冲宽度为 256 fs、重复频率最高达 1 MHz 的脉冲。研究人员采用自建的频率分辨光学门控（FROG）系统，记录放大前整形红外脉冲的频谱图。这些测量揭示了脉冲的光谱成分和时间结构。根据频谱图确定了合适的空间光调制器配置，以预补偿整形装置中 4f 几何结构无意引入的残余色散（见图 S1b）。

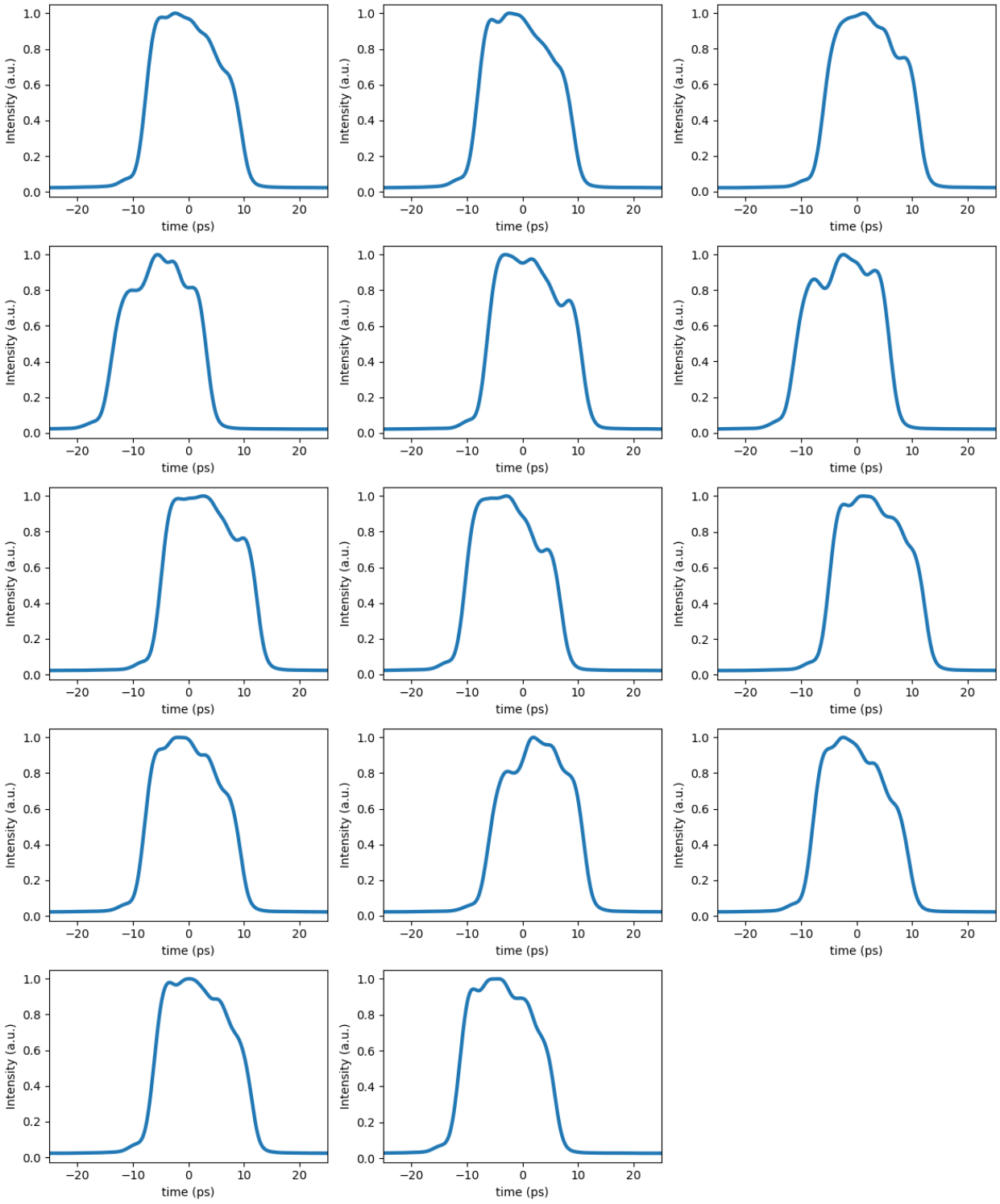

图 S2. 不同空间光调制器设置下的准平顶紫外时间轮廓。

放大的红外脉冲随后被转换为紫外光。现有多种非线性上转换方法，包括二次谐波产生和和频产生。放大的脉冲被分成两个副本，二者具有相等的

并施加大小相等、方向相反的二阶和三阶色散，这通过组合使用压缩器和展宽器光学元件以及啁啾体布拉格光栅（CVBG）实现（图 S1c）。随后，两个脉冲通过非共线和频产生在 BBO 晶体中重新合并，产生绿光，再经第二级 BBO 转换为紫外光。在实验装置中，压缩器光路的傅里叶平面附近还放置了额外的振幅掩模，以抑制不需要的光谱分量并提高输出质量。生成的紫外光束通过真空束流线，从激光室（0 扇区）引导至 LCLS-II 注入器隧道，因为射频枪位于辐射屏蔽罩内。通过对置于光束路径中的光阑进行中继成像，在阴极上获得了空间平顶激光轮廓；该光阑遮挡了高斯尾部，仅透过中央平台（如图 S3 所示）。

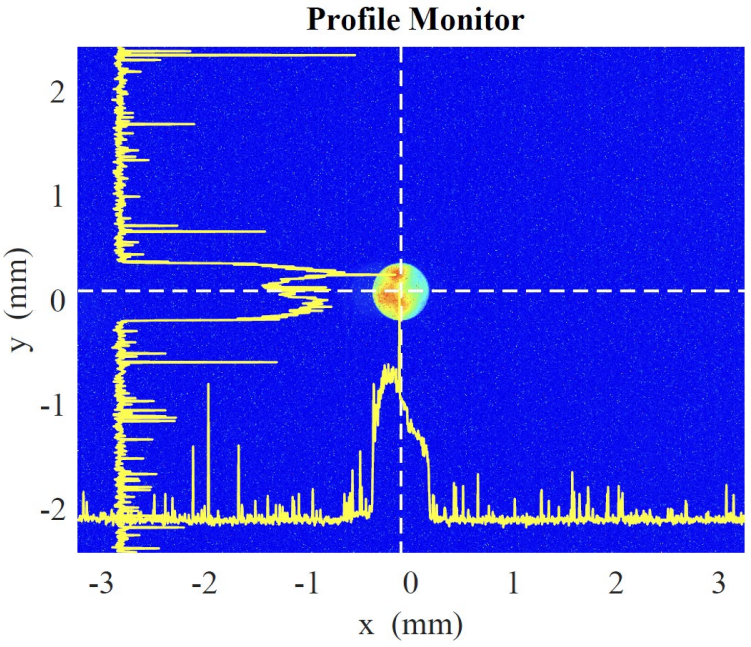

图 S3. 注入阴极前的激光分布。

补充说明 2：诊断系统

下游的铈掺杂钇铝石榴石（铈掺杂钇铝石榴石）晶体屏由相机记录，用于记录电子束的横向轮廓。图像的水平方向对应时间，垂直方向则反映束流能量。时间标定通过追踪电子束质心随 X 波段偏转器射频相位的变化来完成，垂直刻度则依据已知的束流能量变化进行校准。根据束流能量的不同，时间分辨率可达到约 1–3 飞秒（均方根）。

在 LCLS-II，现有的 S 波段（2.856 GHz）射频横向偏转器在束流能量为 5 吉电子伏特时，可实现约 10 飞秒的均方根分辨率。分辨率取决于工作频率、偏转电压和电子束的固有特性等因素。为进一步提高分辨率，研究人员安装了一台 X 波段（11.424 GHz）横向偏转器，之后又为其开发了专用结构和耦合器。由于 X 波段的频率是 S 波段系统的四倍，因此能够维持更强的射频场，使电子束受到更快速、更强力的扫描，从而提高压缩束流的时间分辨率。

电子束的横向发射度采用标准四极铁扫描法确定。在该方法中，改变位于闪烁体或光学跃迁辐射（OTR）屏上游的四极磁铁的聚焦强度，并测量每种设置下屏上的束斑尺寸。束斑尺寸的平方，ε_x^2，取决于四极磁铁强度的二次函数；通过使用传输矩阵形式对这些数据进行拟合，可提取 Twiss 参数 (α, β, γ) 和投影发射度 ε 。由此可得到归一化发射度 $\varepsilon_n = \beta_{rel}\gamma_{rel}\varepsilon$。

补充说明3：不同运行的束线配置

表 S1. 不同运行的相关机器参数。

	高斯（低电荷水平）	平顶（低电荷水平）	平顶（高电荷水平）
SOLN:GUNB:212:BACT（KG-m)	0.0440	0.0445	0.0441
SOLN:GUNB:823:BACT (千克-m)	0.0246	0.0246	0.0242
BEND:BC1B:200 (千克米)	0.793	0.793	0.793
BEND:BC1B:400 (千克米)	0.790	0.790	0.790
BEND:BC1B:600 (千克米)	0.790	0.790	0.790
BEND:BC1B:800 (千克米)	0.790	0.790	0.790
BEND:BC2B:200 (千克米)	2.421	2.421	2.421
弯曲:BC2B:500 (千克米)	2.421	2.421	2.421
弯曲:BC2B:600 (千克米)	2.421	2.421	2.421
弯曲:BC2B:900 (千克米)	2.421	2.421	2.421
GUN:GUNB:100:AACT (兆伏)	0.751	0.751	0.751

GUN:GUNB:100:PACT	7.0	7.0	7.3
ACCL:GUNB:455:PACT - 束团（度）	170.250	170.250	176.170
ACCL:GUNB:455:AACT - 振幅（兆伏）	0.134	0.134	0.134

补充说明4：电荷区域计算

电子束电流分布中的灰色阴影区域被定量定义为电流密度保持在峰值的 30% 以上的部分，这突显了分布中承载大部分电荷的中心部分。令 $J(x)$ 表示沿电子束横向方向位置 x 处测得的电流密度。最大电流密度定义为 J_{max}。定义中心区域的阈值设为：

$$J_{th} = 0.3 * J_{max} \tag{1}$$

只有满足 $J(x) \geq J_{th}$ 的位置才会纳入阴影区域。区域边界记为 x1 和 x2，通过求解以下方程得到：

$$J(x_1) = J(x_2) = J_{th} \tag{2}$$

其中，x1 < x_峰值 < x2，且 x_峰值是 J_{max} 的位置。因此，中心区域 Ω 的形式化定义为：

$$\Omega = \{x \mid J(x) \geq J_{th}\} \tag{3}$$

为验证这一判据能否有效涵盖总束流电荷的大部分，计算区域内的归一化电荷占比 η：

$$\eta = \int_{x1}^{x2} J(x)dx / \int_{-\infty}^{+\infty} J(x)dx \tag{4}$$

对于本研究分析的所有剖面，η 始终超过70%，证实所选区域包含主要的电荷贡献。

补充说明 5：腔稳定性测量

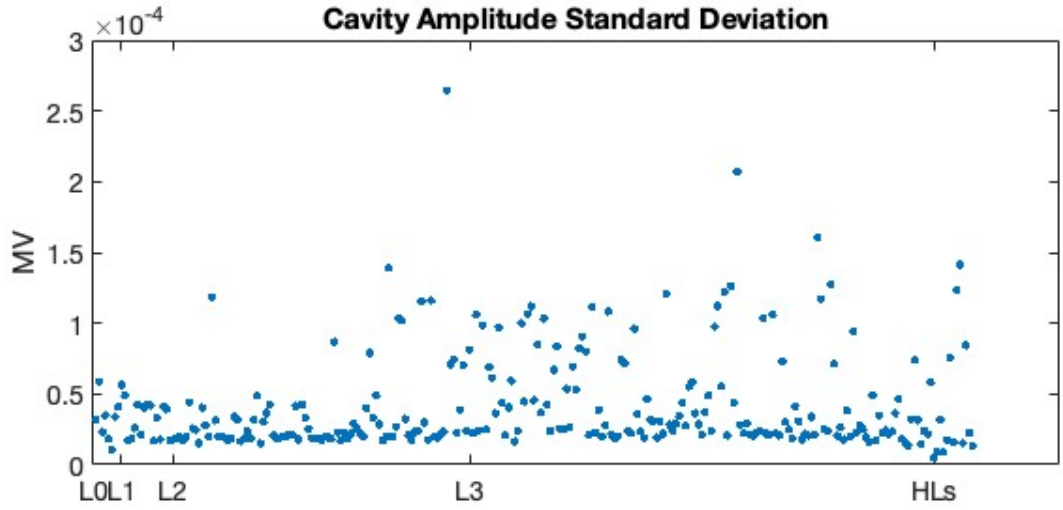

图 S6. 不同腔的振幅稳定性测量。

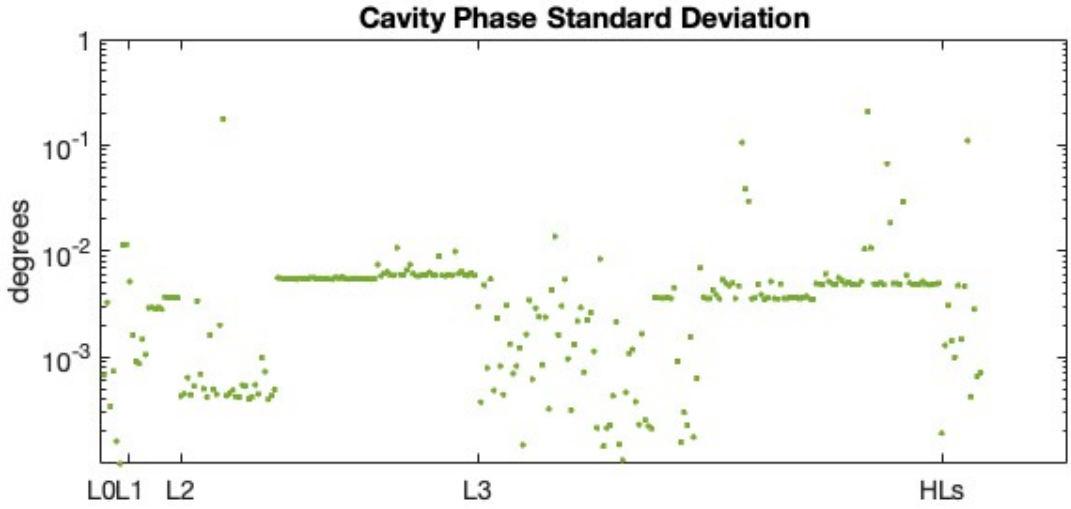

图 S7. 不同腔的相位稳定性测量。

[1] Lemons, Randy 等。 “皮秒间隙中的非线性整形。”《超快科学》4（2025年）：0112。[2] Lemons, Randy 等。 “通过色散控制脉冲的非共线和频混频实现窄带皮秒脉冲的时间整形。”《物理评论：加速器与束流》25.1（2022年）：013401。

[3] Zhang, Hao 等. “直线相干光源 II 光阴极注入器激光基础设施.” 《高功率激光科学与工程》12 (2024年): e51.