arXiv:2601.02597v1 [physics.ins-det] 5 Jan 2026

40 千赫下高通量、高亮度、超短脉冲的 90 千电子伏特电子

K. Amini,[1, *] T.C.H. de Raadt,[2] J.G.H. Franssen,[2] B. Siwick,[3] O.J. Luiten,[4] 和 A. Ryabov[1]

[1] *Max-Born-Institut, Max-Born-Str. 2A, 12489 Berlin, Germany* [2] *Doctor X Works, Eindhoven, The Netherlands* [3] *Department of Physics, McGill University, Montreal, Canada*

[4] *Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands*

（日期：2026年1月7日）

用于超快电子衍射（UED）的射频压缩千电子伏特电子源面临相互竞争的需求：短脉冲需要低电荷量，而弱散射体要求高通量；高重复频率有利于信号平均，但大多数系统以 $\lesssim$1千赫运行，且探测效率较低。在此，我们展示了一种工作于 40 千赫、配备直接电子探测的 90 千电子伏特直流-射频电子源，可同时应对这些挑战。太赫兹条纹成像测得的压缩脉冲持续时间为 97 ± 3 飞秒（半高全宽），对应电荷量 370 aC；在 2.8 fC 下则为 114 ± 47飞秒（半高全宽）。通过对压缩数据进行卷积分析以及直接太赫兹条纹测量，独立表征了长期 t_0定时漂移，其范围为 65–95 飞秒（半高全宽），在射频系统中属于已报道的最低水平之一。在低电荷量（17 aC）下，通过将模拟结果与实测压缩数据进行比较，我们得到本征脉冲持续时间为 56 飞秒（半高全宽），这是在 >16 aC 电荷量下千电子伏特超快电子衍射所实现的最短脉冲之一。此外，2.8 fC 的电子束团结合 40 千赫重复频率和直接探测，可产生可探测的归一化通量，其数值比现有千电子伏特（兆电子伏特）源高出一个数量级（三至四个数量级）。这使得利用超快电子衍射研究弱散射样品以及此前因截面小、采集时间长而难以实际开展的过程成为可能。

超快电子衍射（UED）[1–3]可直接呈现飞秒尺度和 ˚埃¨尺度上的原子运动，使研究人员能够追踪光化学键断裂及其经由圆锥交叉的重排 [4–9] ，并绘制晶格振动[10, 11]，电荷密度波[12, 13]，以及量子材料的二维工程图景 [13, 14]。然而，许多具有化学和生物学研究价值的系统仍难以研究：吸收或散射截面较低的稀薄分子气体；无法承受高泵浦通量的脆弱样品；产生的信号低于当前检测阈值的弱散射物种；以及演化速度快于目前典型电子脉冲持续时间的动力学。其根本局限之一是检测到的电子通量（即通量），作为超快电子衍射性能指标，它受到的关注少于时间分辨率和电子束亮度；另一项局限则是如何实现尽可能短的电子脉冲，以捕捉最快的动力学过程。

这些限制源于当前超快电子衍射仪器中相互制约的要求。紧凑型千电子伏特电子束源受到严重的空间电荷展宽影响，通常以较低的重复频率运行（$\leq$ 1 千赫兹）。即使采用射频（RF） [15, 16] 和太赫兹（THz） [17]电子压缩，迄今为止，千电子伏特电子束在 ∼fC或更高的束团电荷量下，其持续时间仍被限制在100–150飞秒（半高全宽）；而25–50 kHz下的单电子运行虽然可实现几十飞秒的持续时间，却使通量降低数个数量级 [18, 19]。兆电子伏特设施[20, 21], 尽管能够产生8–29飞秒（半高全宽）的电子脉冲[10, 22], , 但其重复频率仅为 <1 kHz，并且依赖间接探测方案。因此，现有的超快电子衍射源都无法同时提供短脉冲持续时间、高亮度和高探测通量，以捕获弱散射光激发样品中的超快动力学。

从而捕获弱散射光激发样品中的超快动力学。

为量化这种权衡，我们定义可探测的五维（5D）归一化通量，

$$T_{\mathrm{np,det}} = f_{\mathrm{rep}} \cdot \mathrm{DQE} \cdot B_{\mathrm{np}}, \tag{1}$$

其中， f_{rep} 为重复频率（每秒电子数），DQE 为探测量子效率（探测到的比例）， B_{np} 为五维归一化亮度（每个脉冲单位相空间体积内的电子数），其定义如下：

$$B_{np} = \frac{Q}{\sqrt{2}\,\pi^{5/2}\,\epsilon_n^2\,\sigma_t}. \tag{2}$$

其中， Q 为束团电荷， ϵ_n 为归一化发射度， σ_{t} 为电子束团持续时间的均方根（rms）值。$T_{\mathrm{np,\ det}}$ 因此量化了单位时间内在指定相空间体积中探测到的电子数，这是弱散射实验中信号累积的相关指标。先进的超快电子衍射光源可达到 $T_{\mathrm{np,\ det}} \lesssim 10^{16}$ A/m^2/rad^2/s，足以研究具有较大吸收截面和散射截面的系统，但对于稀薄或弱散射靶材则不够，这类靶材要求通量至少提高一个至两个数量级。

在此，我们展示了一种紧凑型 90 千电子伏特射频压缩源，可在 40 千赫下运行，实现$T_{\mathrm{np,\ det}} = 3.7 \times 10^{18}$ A/m^2/rad^2/s，其数值比现有千电子伏特（兆电子伏特）源高出一个（三至四个）数量级。在低束团电荷（17 aC）下，我们实现了 56 fs（半高全宽）的本征脉冲持续时间，是已报道的千电子伏特超快电子衍射中最短的脉冲持续时间之一；在中等（370 aC）和高（2.8 fC）束团电荷下，脉冲持续时间分别为 97 fs 和 138 fs（半高全宽），同时保持

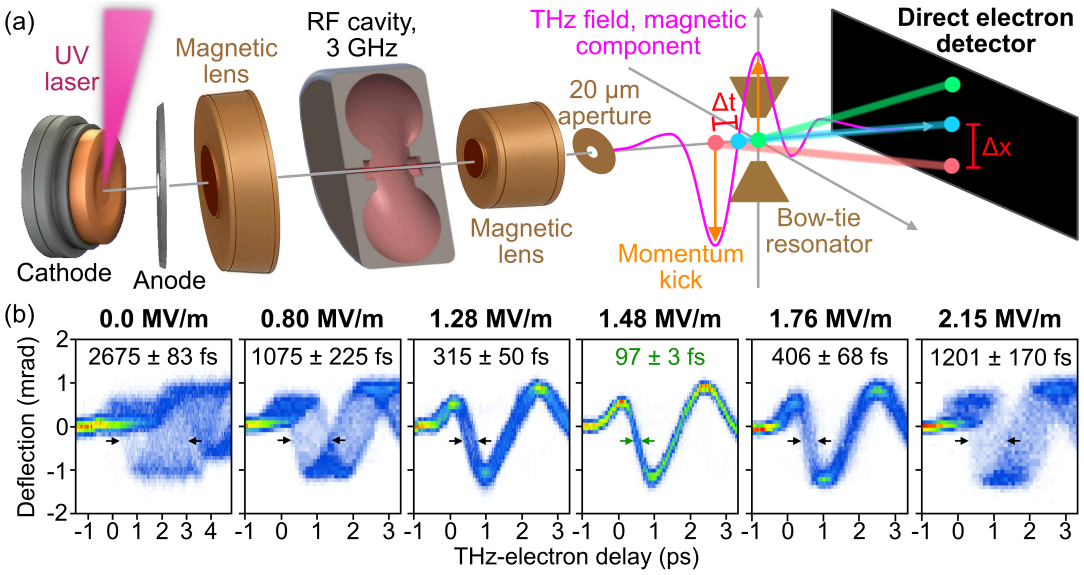

图 1. (a) 紧凑型 90 keV超快电子衍射装置示意图，该装置以 40 千赫运行。飞秒紫外脉冲从直流电子枪中光电发射出电子，电子束经横向准直后，在 3 GHz射频腔中进行纵向压缩，再聚焦通过 20 μm孔径并照射到太赫兹蝴蝶结谐振器上，通过太赫兹电子条纹成像和直接电子探测进行时间特性表征。(b) 对含有 ∼2 个电子（370 aC）的电子束团进行太赫兹条纹成像测量，显示在 1.48 MV/m 的射频场下，电子束团从 2.7 ps 压缩至 97 ± 3 fs（半高全宽）。更高场强下的过度压缩会使时间焦点移至谐振器上游，从而增大测得的持续时间。不确定度表示根据 3-5 次独立测量得出的脉冲持续时间半高全宽偏差。

最高通量。结合直接电子探测（探测量子效率 = 0.85）、6 fs 的短期抖动，以及 ∼100 fs 的长期定时漂移，这为未来研究此前无法触及的稀薄、脆弱且弱散射系统确立了新的运行模式。

图1a展示了我们的实验装置。一个90 fs的紫外（UV）脉冲[23] 从直流电子加速器中偏置于90 keV的铜阴极上光电发射出电子，该加速器的加速场强为10 MV/m。电子束先由磁透镜进行横向准直，再在3 GHz射频腔中进行纵向压缩，随后由第二个磁透镜横向聚焦，通过20 μm孔径射向太赫兹蝴蝶结谐振器。该孔径选取电子束中亮度最高的核心部分，同时将电子束直径充分减小，使其能够通过谐振器的净孔径。一个在谐振器中得到共振增强的0.5 THz脉冲[23], 根据电子的到达时间使其偏转，从而将电子束团的纵向（即时间）分布映射到直接电子探测器的横向平面上。图1b显示了 ∼2每个脉冲含300个电子（即370 aC）时的太赫兹电子条纹成像测量结果。未压缩电子束的持续时间为 2.7 ± 0.1 ps（半高全宽），在射频场强为1.48 MV/m时压缩至97 fs（半高全宽）；三次独立扫描的 ± 3 fs重现性。在更高场强下（>2 MV/m），电子束团过度压缩，使时间焦点向上游移动至蝴蝶结谐振器之前，从而增大了在谐振器处测得的脉冲持续时间。

根据图1b的条纹成像标定（23 fs/像素，偏转量为 3.0μmrad/fs），估算的太赫兹场强为 ∼4.7 kV/cm[17]。我们先在中等电荷量（370 aC）下表征压缩情况，再探究图2中的完整动态范围。

图 2a 显示了测得的半高全宽脉冲持续时间随射频场振幅的变化。对于 370 aC 的电子束团（绿色三角形），我们观察到典型的欠压缩和过压缩现象。使用 20 μm孔径的 General Particle Tracer (GPT[24]) 模拟（绿色实线）与测量值吻合良好，直至 ∼200 fs；低于此值后，出现系统性偏差：在最佳压缩条件下，GPT 预测使用光阑时脉冲持续时间为 68 fs（半高全宽），但我们测得的总持续时间为 97 ± 3 fs（半高全宽）。这一差异源于 ∼85 fs 的定时抖动。将 GPT 模拟的经光阑截取后的持续时间与 85 fs 抖动进行卷积（绿色虚线），即可在整个射频场振幅范围内重现测得的压缩曲线。不使用光阑的全束流 GPT 模拟（绿色点线）预测，在最佳压缩条件下脉冲持续时间为 97 fs（半高全宽）。

随后，我们研究了较高和较低束团电荷下的射频压缩。在高电荷（2.8 fC， ∼17，每个脉冲 500 个电子）下，严重的空间电荷展宽使未压缩脉冲长达 7.0 ± 0.2 ps（见图 2c）；经压缩后缩短了 60 倍，达到 114 ± 47 fs（半高全宽；见黑色方块）。采用 20 μm 光阑的 GPT 模拟（黑色实线）预测，最佳压缩时的脉冲持续时间为 124.6 fs（半高全宽）；而不使用光阑的 GPT 模拟

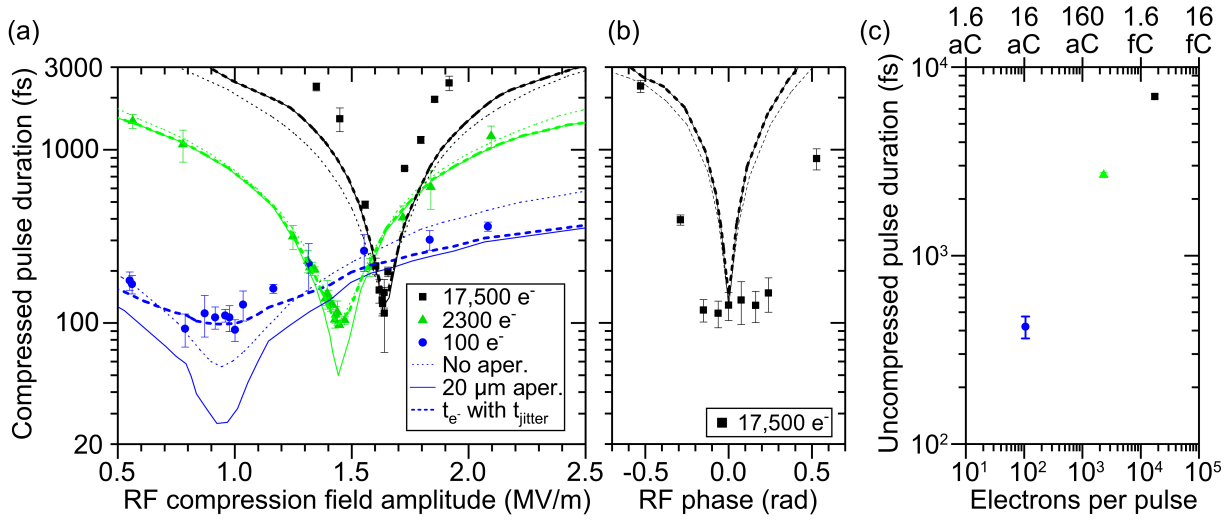

图2。（a）测得的（符号）和 GPT 模拟的（虚线）电子脉冲持续时间随射频场振幅的变化。误差范围表示根据 3–5 次独立测量得到的脉冲持续时间反演值的半高全宽偏差。（b）对于电荷量为 2.8 fC 的电子束团，压缩后的电子脉冲持续时间随射频相位的变化。（c）测得的未压缩电子脉冲持续时间随每个脉冲的电子数的变化。所有数值均以半高全宽表示。水平误差线小于符号尺寸。

（黑色点线）预测的脉冲持续时间为 138 fs（半高全宽）。在压缩点附近，将 ~65 fs 的定时抖动（黑色虚线）进行卷积，便足以拟合测量值的上限，这表明在高电荷下，空间电荷效应的影响超过了定时抖动。在低电荷（17 aC，~100 个电子/脉冲，蓝色圆圈）下，较弱的空间电荷力使未压缩脉冲的持续时间为 420 ± 56 fs（半高全宽），在 ~1.0 MV/m 下可压缩至 91.5 ± 13 fs（半高全宽）。在此条件下，GPT 预测的脉冲持续时间明显更短：使用光阑时为 26 fs（半高全宽，蓝色实线），全束流时为 56 fs（半高全宽，蓝色点线）。将光阑模拟所得的 26 fs 脉冲持续时间与 95 fs 的定时抖动（蓝色虚线）进行卷积后，几乎在所有射频场振幅下都能重现测得的压缩数据（蓝色圆圈）。由此得到的总时间分辨率为 98.5 fs，与反演所得的数值（91.5 ± 13fs）吻合良好；这支持了在 17 aC 下全束流的本征脉冲持续时间为 56 fs（半高全宽）。这一数值是千电子伏特超快电子衍射中报道过的最短持续时间之一；测得的脉冲持续时间受定时抖动限制，而非受电子脉冲长度限制。

接下来，我们研究电荷量为 2.8 fC 的电子束团的时间压缩对射频相位的敏感性（图2b）。压缩行为呈现出相似的趋势：在负相位延迟时压缩不足，在正相位延迟时压缩过度。在最佳压缩点，电子束团经过射频场的过零点，此处斜率最大；由于此处二阶导数为零，压缩过程对小的相位偏差（±0.16 rad）本质上不敏感。偏离最佳相位后，电子束团会受到净加速或减速，从而改变电子到达时间到达太赫兹谐振腔的时间。测得的持续时间（黑色方块）与使用光阑的 GPT 模拟结果（黑色实线）在接近最佳压缩时一致。将 GPT 模拟的持续时间与 83 fs 的定时抖动进行卷积（黑色虚线）后，结果仍处于测得误差线的上限范围内。总体而言，对于电荷量为 17 aC 至 2.8 fC 的电子束团，我们将其持续时间从 0.42–7.0 ps 压缩至 91.5–114 fs（半高全宽），对应的本征全电子束持续时间为 56–138 fs（半高全宽）。接下来，我们将本研究结果与先进的超快电子衍射光源进行对比。

为对我们的源进行定量基准评估，我们考虑公式 2 给出的五维归一化亮度（见图 3 中的橙色方块）。估算亮度时，我们采用 GPT 全电子束模拟得到的脉冲持续时间（未使用光阑）：电荷量为 2.8 fC 时为 138.1 fs（半高全宽），370 aC 时为 97.4 fs（半高全宽），17 aC 时为 56 fs（半高全宽）。与最先进仪器相比，我们的高电荷量（2.8 fC）和中等电荷量（370 aC）模式表现出色，尤其是与千电子伏系统以及亮度最高的兆电子伏源（橙色虚线）相比。考虑探测器效率后，我们定义可探测的五维亮度 $B_{\mathrm{np,det}} = B_{\mathrm{np}} \times$探测量子效率（蓝色圆圈），其中探测量子效率是指探测前后信噪比（SNR）之间的关系。

对于许多兆电子伏特设施，由于透镜耦合闪烁体搭配电子倍增电荷耦合器件（EMC-CD；在 0.1–3.7 MeV 下 DQE ~0.1）的低探测量子效率，$B_{\mathrm{np,det}}$ 显著低于 B_{np}。采用互补金属氧化物半导体（CMOS）传感器的光纤耦合闪烁体，在 100 千电子伏束流的积分模式下可将其提升至 ~0.55；而单电子计数

则只有在 $\ll 1$ 电子/像素/帧[25]时才能接近 1。相比之下，我们的直接电子探测（100 千电子伏时 DQE 为 =0.85[26]）可保留电子束 85% 的亮度，达到$B_{\mathrm{np,det}} \approx B_{\mathrm{np}}$，使我们的源跻身已报道的最高$B_{\mathrm{np,det}}$之列（蓝色虚线）。结合 40 千赫的重复频率，可实现可探测的五维归一化通量$T_{\mathrm{np,det}}$ =3.7×10^{18} A/m^2/rad^2/s（绿色三角形；见绿色虚线），比现有 keV 源高一个数量级以上，比兆电子伏特设施高三至四个数量级。值得注意的是，超快透射电子显微镜（UTEM）纳米尖端源[27, 28]通过 pm·rad 的发射度和 2 MHz 的重复频率，分别实现了出色的归一化亮度（$B_{\mathrm{np}} \sim 10^{14}$–$10^{15}$ A/m^2/rad^2）和通量（$T_{\mathrm{np,det}} \sim 10^{21}$ A/m^2/rad^2/s）。然而，这些源运行于根本不同的工作区间（~0.5 电子/脉冲，200 fs），其优化目标是纳米尺度成像和衍射，而非来自大范围弱散射样品的衍射。例如，气相超快电子衍射需要在 100 μm–mm 的长度范围内达到至少~ 10^7 电子/秒的电子通量，才能获得足够的气相散射信号。

虽然高重复频率能够提高通量，但定时稳定性决定了这一通量能否用于泵浦-探测实验。我们利用太赫兹条纹成像直接测量电子源的定时稳定性（见图 4）。通过将位置设在太赫兹偏转图斜率最陡处，即第一和第二个极值之间的中点（见图 1b 中的箭头），我们将灵敏度最大化

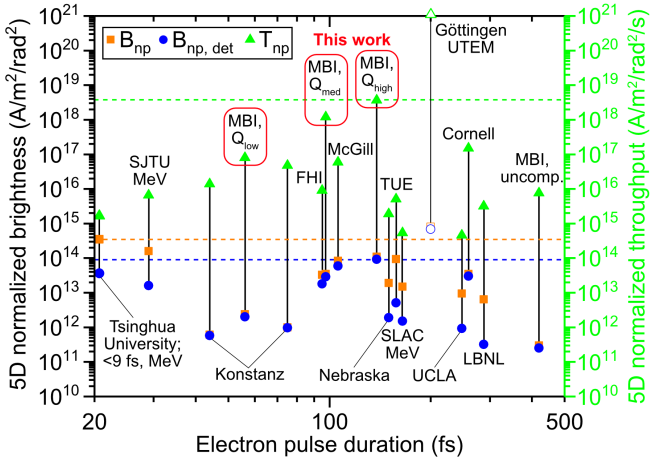

图 3. 五维归一化亮度 B_{np}（橙色方块）随电子脉冲持续时间（半高全宽）的变化，同时给出计及探测器效率的可探测五维归一化亮度 $B_{\mathrm{np,det}}$（蓝色圆点），以及进一步计及源重复频率的可探测五维归一化通量 $T_{\mathrm{np,det}}$（绿色三角形）。空心符号表示针对纳米尺度成像进行优化的 UTEM纳米尖端源（见正文）。水平虚线表示参数最高的装置。

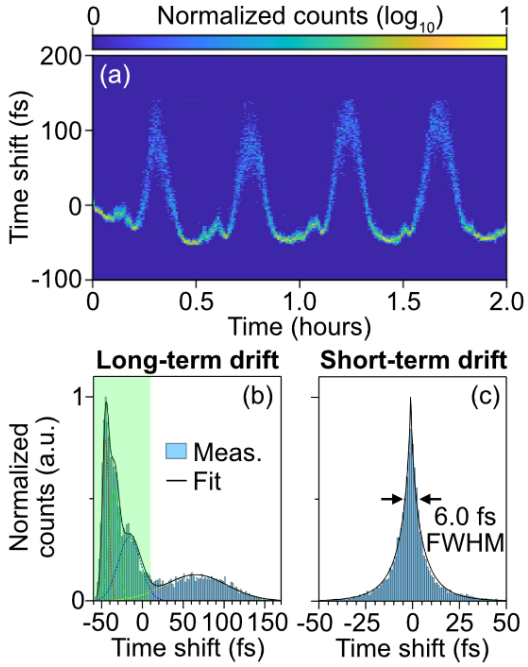

图 4. 通过太赫兹条纹成像表征定时稳定性。(a) 测得的射频激光定时偏移随采集时间的变化。(b-c) 对应于 (a) 中长期和短期定时偏移数据的直方图分析。绿色阴影表示，在主动射频激光同步系统的作用下，70%的数据被限制在 60 fs 的时间窗口内。

导致到达时间变化。在保持这一固定的太赫兹–电子延迟的同时，我们监测电子到达时间的波动，并将其与前文根据图2a-b中经光阑截取的 GPT 数据卷积推算出的 65–95 fs（半高全宽）抖动进行比较。在两小时内——这段时间足以完成一次 40 千赫的气相超快电子衍射扫描——我们观测到长期 t_0 漂移为 60–120 fs（半高全宽）；基于文献 [16] 的有源射频–激光同步系统将 70% 的数据控制在 60 fs 的时间窗内（图4b中的绿色阴影区域）。短期定时抖动为 6 fs 半高全宽（图4c），受射频–激光锁相限制；长期 t_0 漂移则反映了影响射频腔的环境变化。

总之，我们展示了一种紧凑型直流–射频千电子伏特超快电子衍射源，以 40 千赫运行，并采用主动式射频–激光同步系统，取得了两项关键成果。首先，在 17 aC 下，我们实现了 56 fs（半高全宽）的本征脉冲持续时间，这属于已报道的千电子伏特超快电子衍射中最短的脉冲持续时间之一；射频压缩测量值与 GPT 模拟结果的一致性（在卷积了 95 fs 的定时抖动后）验证了这一结果。对长期 t_0 漂移进行的太赫兹条纹成像测量确认了 60–100 fs（半高全宽）的数值，而短期定时抖动测得为 6 fs（半高全宽）。不过，目前的定时抖动将太赫兹电子条纹成像测量所能测得的脉冲持续时间限制在约 100 fs，从而阻碍了对这一

56 fs 本征脉冲持续时间的充分利用。未来的工作将致力于通过改进射频–激光同步，将这一抖动降低至 50 fs 以下。在光学定时抖动达到 20 fs 时，太赫兹条纹成像将测得总值 59 fs，已非常接近 56 fs 的本征脉冲持续时间。其次，在高束团电荷（2.8 fC，138 fs）下，我们获得了可检测的五维归一化通量 $T_{\mathrm{np,\ det}} = 3.7 \times 10^{18}\,\mathrm{A/m^2/rad^2/s}$，比现有千电子伏特超快电子衍射源高一个数量级，比兆电子伏特电子源高三至四个数量级。即使在中等束团电荷（370 aC，97 fs）下，我们的源仍保持着传统超快电子衍射系统中最高的通量。

这些能力为使用超快电子衍射研究气相样品及其他弱散射样品和过程（例如非弹性散射）开辟了新的工作模式。在样品平面处，束团电荷与兆电子伏特电子源相当（∼3 f C）；而在 90 keV 下，较高的重复频率（100×）与较大的散射截面（2×）相结合，可将采集时间缩短至 6 分钟，远快于兆电子伏特设施进行气相扫描通常所需的 20 小时。预计采集时间也短于长期 t_0 漂移的 30 分钟周期；我们在定时稳定性测量中观察到了这种漂移，因此该能力能够有效超越环境定时不稳定性的影响。这将使人们能够系统研究光吸收或散射截面较小的分子、非弹性散射过程以及波长依赖的光化学；由于采集时间限制，这些研究此前难以开展。未来的工作将通过基准气相光化学体系展示这些能力。

我们感谢欧洲研究理事会通过 ERC 初创资助“TERES”（资助编号：101165245）和 Lasers4EU（资助编号：101131771，项目 ID：37011）提供的经费支持。我们感谢 Pe- ter Baum、Fernando Antonio Rodr´ıguez D´ıaz、Arnaud Rouz`ee、Ingo Will、Martin Otto、Eamon Egan、Roman Peslin、Wolfgang Krueger、Thomas Mueller、Johannes Tuemller 和 Marc J. J. Vrakking 提供的支持。

* 通讯作者：kasra.amini@mbi-berlin.de

[1] D. Filippetto、P. Musumeci、R. Li、B. J. Siwick、M. Otto、M. Centurion 和 J. Nunes，《现代物理评论》**94**，045004 (2022)。[2] M. Centurion、T. J. Wolf 和 J. Yang，《物理化学年度评论》**73**，21 (2022)。[3] K. Amini、A. Rouz´ee 和 J. J. M. Vrakking，*Structural Dynamics with X-ray and Electron Scattering*（英国皇家化学会，2023）。[4] J. Yang、X. Zhu、T. J. Wolf、Z. Li、J. P. F. Nunes、R. Cof-fee、J. P. Cryan、M. G¨uhr、K. Hegazy、T. F. Heinz、*et al.*，《科学》**361**，64 (2018)。[5] T. J. Wolf、D. M. Sanchez、J. Yang、R. Parrish、J. Nunes、M. Centurion、R. Coffee、J. Cryan、M. G¨uhr、K. Hegazy、*et al.*，《自然·化学》11, 504 (2019)。[6] J. Yang, X. Zhu, J. P. F. Nunes, J. K. Yu, R. M. Parrish, T. J. Wolf, M. Centurion, M. G¨uhr, R. Li, Y. Liu, *et al.*，《科学》368, 885 (2020)。[7] T. Wang, H. Jiang, C. Jin, X. Zou, P. Zhu, T. Jiang, F. He, and D. Xiang,《化学物理学杂志》162 (2025)。[8] T. Wang, H. Jiang, M. Zhang, X. Zou, P. Zhu, F. He, Z. Li, and D. Xiang, arXiv 预印本 arXiv:2506.21047 (2025)。[9] H. Jiang, J. Zhang, T. Wang, J. Peng, C. Jin, X. Zou, P. Zhu, T. Jiang, Z. Lan, H. Yong, *et al.*，《自然·通讯》16, 6703 (2025)。[10] F. Qi, Z. Ma, L. Zhao, Y. Cheng, W. Jiang, C. Lu, T. Jiang, D. Qian, Z. Wang, W. Zhang, *et al.*，《物理评论快报》124, 134803 (2020)。[11] Z. Chen, C. Xu, C. Xie, W. Tang, Q. Liu, D. Wu, Q. Xu, T. Jiang, P. Zhu, X. Zou, *et al.*，《物理评论快报》135, 096901 (2025)。[12] A. Kogar, A. Zong, P. E. Dolgirev, X. Shen, J. Straqua-dine, Y.-Q. Bie, X. Wang, T. Rohwer, I.-C. Tung, Y. Yang, *et al.*，《自然·物理》16, 159 (2020)。[13] S. Duan, Y. Cheng, W. Xia, Y. Yang, C. Xu, F. Qi, C. Huang, T. Tang, Y. Guo, W. Luo, *et al.*，《自然》595, 239 2021( )。[14] C. J. R. Duncan, A. C. Johnson, I. Maity, A. Rubio, *et al.*，《自然》647, 619 (2025)。[15] T. Van Oudheusden, P. Pasmans, S. Van Der Geer, M. De Loos, M. Van Der Wiel, and O. Luiten,《物理评论快报》105, 264801 (2010)。[16] M. R. Otto, L. Ren´e de Cotret, M. J. Stern, and B. J. Siwick,《结构动力学》4 (2017)。[17] C. Kealhofer, W. Schneider, D. Ehberger, A. Ryabov, F. Krausz, and P. Baum,《科学》352, 429 (2016)。[18] M. Volkov, E. Willinger, D. A. Kuznetsov, C. R. M¨uller, A. Fedorov, and P. Baum,《ACS 纳米》15, 14071 (2021)。[19] S. R. Tauchert, M. Volkov, D. Ehberger, D. Kazenwadel, M. Evers, H. Lange, A. Donges, A. Book, W. Kreuzpaint-ner, U. Nowak, *et al.*，《自然》602, 73 (2022)。[20] X. Shen, J. Nunes, J. Yang, R. Jobe, R. Li, M.-F. Lin, B. Moore, M. Niebuhr, S. Weathersby, T. Wolf, *et al.*，《结构动力学》6, 054305 (2019)。[21] V. Hennicke, M. Hachmann, P. B. Klar, P. Y. Reinke, T. Pakendorf, J. Meyer, H. Delsim-Hashemi, M. Barthelmess, S. T. Veedu, P. Fischer, *et al.*，arXiv 预印本 arXiv:2507.06936 (2025)。[22] Y. Yang, Z. Wang, P. Lv, B. Song, P. Huang, Y. Jia, Z. Liu, L. Zheng, W. Huang, P. Musumeci, *et al.*，arXiv 预印本 arXiv:2508.03946 (2025)。[23] A. Ryabov and K. Amini, arXiv X, X (2025)。[24] Pulsar Physics, General Particle Tracer (GPT), https: //www.pulsar.nl/gpt/ (2025)。[25] C. Kealhofer, S. Lahme, T. Urban, and P. Baum,《超显微学》159, 19 (2015)。[26] S. Fernandez-Perez, V. Boccone, C. Broennimann, C. Disch, L. Piazza, V. Radicci, M. Rissi, C. Schulze-Briese, P. Trueb, and P. Zambon,《仪器学杂志》16 (10), P10034。[27] A. Feist, N. Bach, N. R. da Silva, T. Danz, M. M¨oller, K. E. Priebe, T. Domr¨ose, J. G. Gatzmann, S. Rost, J. Schauss, *et al.*，《超显微学》176, 63 (2017)。[28] T. Domr¨ose, L. da Camara Silva, and C. Ropers,《应用物理快报》126 (2025)。