arXiv:2303.00823v1 [physics.plasm-ph] 1 Mar 2023

# 激光驱动离子加速的自动化控制与优化

*B. Loughran,*[1] *M. J. V. Streeter,*[1] *H. Ahmed,*[2] *S. Astbury,*[2] *M. Balcazar,*[3] *M. Borghesi,*[1] *N. Bourgeois,*[2] *C. B. Curry,*[4,5] *S. J. D. Dann,*[2] *S. DiIorio,*[3] *N. P. Dover,*[6] *T. Dzelzanis,*[2] *O. C. Ettlinger,*[6] *M. Gauthier,*[4] *L. Giuffrida,*[7] *G. D. Glenn,*[4,8] *S. H. Glenzer,*[4] *J. S. Green,*[2] *R. J. Gray,*[9] *G. S. Hicks,*[6] *C. Hyland,*[1] *V. Istokskaia,*[7,10] *M. King,*[9] *D. Margarone,*[1,7] *O. McCusker,*[1] *P. McKenna,*[9] *Z. Najmudin,*[6] *C. Parisuaña,*[4,11] *P. Parsons,*[1] *C. Spindloe,*[2] *D. R. Symes,*[2] *A. G. R. Thomas,*[3] *F. Treffert,*[4,12] *N. Xu,*[6] 以及 *C. A. J. Palmer*[11]数学与物理学院，贝尔法斯特女王大学，*BT7 1NN*，贝尔法斯特，英国[2]中央激光设施，英国科学技术设施委员会卢瑟福·阿普尔顿实验室，迪德科特 *OX11 0QX*，英国[3]杰拉尔·穆鲁超快光学科学中心，密歇根大学，安娜堡，*MI 48109-2099*，美国[4]*SLAC*国家加速器实验室，*2575 Sand Hill Road*，门洛帕克，加利福尼亚州，美国[5]电气与计算机工程系，阿尔伯塔大学，埃德蒙顿，*AB*，*T6G1H9*，加拿大[6]约翰·亚当斯加速器科学研究所，伦敦帝国学院，伦敦，*SW7 2AZ*，英国[7]*ELI Beamlines*中心，物理研究所，捷克科学院，*Za Radnicí 835*，*252 41 Dolní B ˇreˇzany*，捷克共和国[8]应用物理系，斯坦福大学，斯坦福，加利福尼亚州 *94305*，美国[9]物理系，苏格兰大学物理联盟，斯特拉斯克莱德大学，格拉斯哥 *G4 0NG*，英国[10]核科学与物理工程学院，布拉格捷克理工大学，布拉格，捷克共和国[11]机械工程系，斯坦福大学，斯坦福，加利福尼亚州 *94305*，美国[12]核物理研究所，达姆施塔特工业大学，*Karolinenplatz 5*，*64289* 达姆施塔特，德国（日期：*2023*年*3*月*3*日）

相对论强激光与不透明靶的相互作用构成了一个高度非线性的多维参数空间。这限制了顺序一维扫描实验参数在次级辐射优化中的效用，尽管迄今为止，由于数据采集速率较低，这一直是公认的方法。结合机器学习的高重复频率（HRR）激光为高效源优化提供了宝贵机遇。在此，我们构建了一套兼容 HRR 的自动化系统，实现了高保真度的参数扫描，揭示了激光强度对靶预热和质子产生的影响。通过调控激光波前和靶位置，对质子最大能量进行闭环贝叶斯优化，产生的质子束达到了与手动优化激光脉冲相当的最大能量，但仅使用了 60% 的激光能量。这项激光驱动质子束自动优化的演示，是迈向更深入物理认知和构建未来辐射源的关键一步。

关键词：质子产生、高重复频率激光-靶相互作用、激光驱动粒子加速 n,
贝叶斯优化

## I. 引言

激光-靶相互作用已被证明能够提供用途广泛的次级辐射源，在许多应用领域 [1, 2] 以及基础科学研究 [3–5]中都颇具价值。具体而言，激光驱动的离子加速器 [6, 7] 具有适用于医学 [8], 、材料科学 [9], 、核聚变 [10] 和成像 [11–13]等应用的理想特性。实现这些应用中的许多目标，需要可调谐且稳定、可重复的束流；这是一个必要但极具挑战性的目标 [6]。

目前研究最广泛的激光驱动质子加速机制是鞘层加速（通常称为靶法线鞘层加速，即 TNSA）[14]。在这一过程中，激光脉冲聚焦于固体箔表面，达到相对论强度，使材料电离，并将电子加热至兆电子伏温度。加速后的电子从靶的后表面逸出时，会形成静电鞘层场，其强度可达 $\gtrsim 1\mathrm{TV/m}$，并将离子加速至 $\gg 1$ 兆电子伏特，能量达到.....

.....在短短几微米的距离内 [15]。尽管靶材料各不相同，但加速的离子通常以质子为主，这些质子来自烃类表面污染物，并因荷质比较高而优先得到加速 [16]。

由于这些兆电子伏质子束依赖于后表面静电鞘场，其具体特性会受到激光-电子能量耦合、电子在靶体内部的输运，以及靶后表面受扰情况的显著影响。实验已证明，电子束和质子束会受到各种实验控制参数（例如激光强度和对比度或靶厚度）的影响。尤为重要的是前表面的等离子体尺度长度，它会影响激光-电子耦合机制 [17–19]。在尺度长度较长（$> 100\mu\mathrm{m}$）的预等离子体中，观察到激光束会产生细丝，进而降低耦合效率；而在最佳尺度长度下，激光束可能发生相对论自聚焦效应，从而增强激光能量耦合 [18–20]。

短脉冲激光器中常见的放大自发辐射（ASE）基座和预脉冲会预热靶，并在主脉冲到达前导致显著的等离子体膨胀。对于给定的ASE基座持续时间，存在一个最佳厚度；在此厚度下，这种增强的耦合和电子再循环 [21] 将有利于加速过程；而对于更薄的靶材，快速表面预热所激发的向内传播的冲击波会扰乱后表面的加速鞘场 [22–24]。靶前表面受到预脉冲照射时，其焦点处产生的X射线也会通过辐射加热，引起薄靶后表面膨胀；对于某些相互作用参数，ASE诱导的激波可能无法在加速时间窗内到达后表面，而这种膨胀会影响TNSA [22]。

尽管 TNSA 质子束中的总体趋势已得到确立，但对不同实验结果的比较凸显了所测束流参数的差异，也表明激光参数与质子束特性之间存在微妙的关系。例如，虽然观测到质子最大能量随激光强度增加而提高，但对于长脉冲（$>300$ fs）激光脉冲，其标度关系遵循 $\sim I^{1/2}$ 依赖关系；而对于超短脉冲（$40-150$ fs），则呈线性依赖$\sim I$ [7, 25, 26]。许多数值与实验研究探讨了在中等激光对比度下，激光脉冲持续时间对 TNSA 相互作用中质子最大能量的影响。这些研究表明，在激光强度或激光能量固定时，存在一个与质子加速相关的最优脉冲持续时间 [27–30]（例如，当激光脉冲能量为 1 J 时，最优持续时间介于 $100-300$ fs 之间）。这种依赖关系归因于激光能量到电子的耦合效率以及相对于后表面膨胀时间尺度的加速时间差异。对于更高的激光对比度，在厚度为数十微米的靶中也观察到了类似趋势 [31]。近期研究探讨了更先进的时间脉冲整形方法（例如对脉冲上升沿和下降沿进行整形），用于高对比度激光与超薄靶的相互作用；结果表明，与最佳激光压缩下观测到的质子最大能量相比，这种方法可显著提高质子最大能量 [32, 33]。

随着多赫兹高功率激光脉冲 [34]，的普及，以及兼容高重复频率的固体密度靶材 [35–41]，的发展，如今已能够快速获取激光驱动离子加速实验的大型数据集。这使得开展广泛的多维参数扫描成为可能，从而阐明不同实验控制参数之间的相互依赖关系；同时也能够在自动化实验 [42–44] 和模拟 [45, 46]中，应用机器学习技术，在复杂的多维参数空间内优化离子束特性。

在此，我们介绍首次实验演示了使用闭环算法对激光驱动离子源进行实时贝叶斯优化。全自动控制系统操控激光，分析诊断结果，并调整实验控制参数。通过同时调节多达六个不同的输入参数，该系统能够快速、高效地优化加速器性能，并以手动优化相互作用所用激光能量的 57% 产生峰值能量相当的质子束。

## II. 实验装置

实验（装置见图1 ）在 Gemini TA2设施进行，使用的钛宝石激光器隶属于卢瑟福-阿普尔顿实验室的中央激光设施。激光脉冲能量最高达 500mJ ，变换极限脉冲持续时间半高全宽为 $\sim 40$fs，中心波长为800nm ，半高全宽带宽为 30nm。激光聚焦至高强度（$I_L > 10^{19}\mathrm{Wcm}^2$），使用 $f/2.5$ 离轴抛物面镜，并以 $30^\circ$ 的入射角和 p 偏振与靶相互作用。靶为厚度 12μm的 Kapton胶带，在次发射期间由电动胶带驱动装置连续输送 [35]。

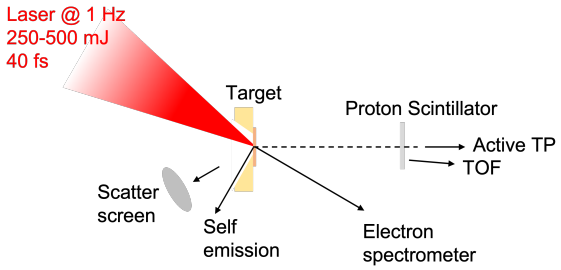


图 1. 实验装置示意图，展示了激光-等离子体相互作用的方向以及主要诊断设备。激光通过 f/2.5 90° 金刚石车削 OAP 聚焦，形成半径为 1.6 μm 的焦斑，其中位数为 $35\pm3\%$ 的脉冲能量包含在焦斑内。通过在与激光传播轴成 60° 角的方向对 800nm 处的自发辐射进行成像，监测激光-等离子体相互作用平面。

采用一套粒子诊断设备对相互作用进行了诊断，包括一个沿靶后表面法线放置的闪烁体（EJ-440），用于测量质子空间分布；使用飞行时间（TOF）金刚石探测器 [47]和光纤耦合汤姆孙抛物线谱仪对质子能谱进行两点测量（分别位于相对于靶法线的 3° 处以及沿靶法线轴线方向）；以及一个沿激光前向的0.15 T永磁电子谱仪。镜面反射激光的近场

也在驱动激光的基频和二次谐波处进行了测量。

激光光谱相位由声光可编程色散滤波器（DAZZLER）控制，并通过对压缩脉冲取一小段中心样本并使用 SPIDER诊断仪进行测量。激光参数（通过泽尼克多项式生成的 6 种波前像差、二阶、三阶和四阶时间相位、能量及偏振），以及靶相对于激光焦点的位置，均由全自动控制与采集系统进行控制。这使得系统能够在参数空间中固定输入值的条件下，对脉冲组进行数据扫描，每组最多发射 20 次。每组发射结束后，控制代码会分析在线诊断设备测得的数据，并调整激光或靶参数，以用于下一组发射。虽然这些控制功能可以调节激光的时间脉冲形状，但此处呈现的数据对应于接近最佳压缩（$\sim$ 40 fs）的脉冲形状，其变化源于激光调谐的日常波动。

对于高能多赫兹激光设施，长时间高重复频率运行可能会影响激光脉冲参数，导致峰值强度下降[48]。为确保我们的装置不受这些影响，我们在延长的1Hz运行期间测量了激光参数。测量结果表明，长时间高重复频率运行对时间脉冲形状质量的影响可以忽略不计；在超过 1400 次发射中测得的脉冲半高全宽随机波动标准差为 $\sim$ 3fs 。

### III. 自动网格扫描

利用自动化装置，可以按照预编程流程轻松获取参数扫描。操作时，控制算法依次遍历一系列间距相等的位置，并在每种配置下重复发射若干次，以量化逐发波动。图2展示了使用12µm Kapton胶带和 $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 49 \pm 3$fs脉冲长度时，靶位置沿激光焦点进行一维扫描所得到的质子和电子能谱。图中以红色叠加显示了脉冲串平均质子能量第95百分位数（下文称为最大能量）和平均电子能量，每个脉冲串的标准差则以误差棒表示。可以看到，随着靶位置接近激光最佳焦点，质子和电子能谱延伸至更高能量，这与靶表面激光强度增大所产生的预期相符。电子能谱峰值出现在最佳焦点附近（此处激光强度最高），而最大质子能量和通量则呈现特征性的下降。在最佳焦点附近

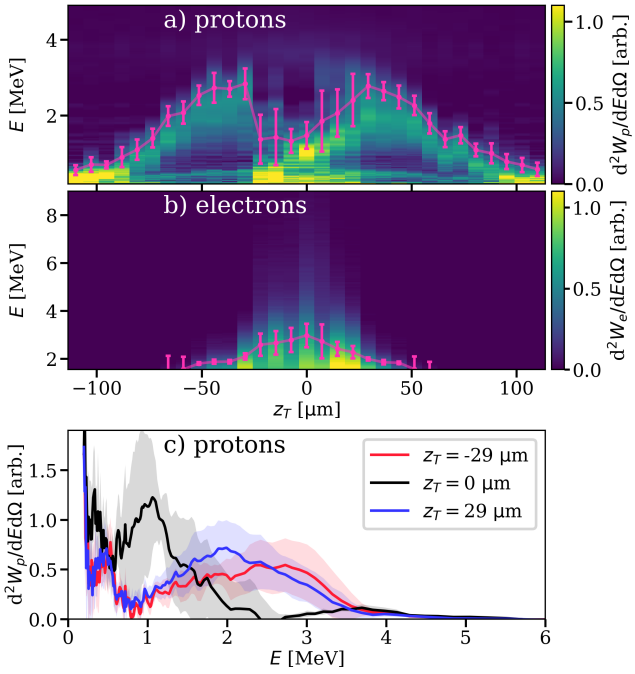


图 2. 自动靶位置扫描（$z_T$）期间，靶背面测得的 a) 质子和 b) 电子能谱；所用 Kapton 胶带厚度为 12 µm，靶上激光能量为（438 $\pm$ 32）mJ。c) 不同 $z_T$ 位置的平均质子能谱（及标准差），位置如图例所示。质子能谱由飞行时间金刚石探测器记录。瀑布图的每一列均为每个脉冲串中十次发射的平均值。扫描包含 31 个脉冲串，靶位置沿激光传播轴以 7.3 µm 的间隔排列。负值表示靶面更靠近入射激光脉冲；$z_T = 0$ 表示激光脉冲的最佳焦点处的靶位置。红色数据点由引导线连接，表示脉冲串平均的第95百分位数能量，以及该数值在整个脉冲串中的标准差。

（$|z_T| < 25$ 微米），在较高（$\approx$ 3.5兆电子伏特）能量下仍观测到少量质子，但如图 2c 所示，能谱主要集中在较低（亚兆电子伏特）能量范围。飞行时间能谱中还观测到第二个信号，表现为一个谱带，其峰值如图 $\approx$ 0.5兆电子伏特 每核子所示 2a。这很可能是由于重离子荷质比较低，因此被加速到较低速度所致。结合峰值明显的质子能谱，这与更高强度和更薄靶材条件下观测到的“缓冲”质子加速现象相似 [49],这表明加速过程中鞘场是动态变化的。

此前观察到，激光焦斑尺寸增大时，加速粒子的数量会增加，但最大能量会降低

[50]。虽然这与我们的测量结果一致，但在最高强度下质子通量受到强烈抑制，这可能表明，在最高激光强度下，我们激光的对比度也进一步损害了加速过程，因为预脉冲和放大自发辐射（ASE）会对靶造成有害的预热。此前，类似的干扰被归因于放大自发辐射驱动的激波逸出导致的后表面变形，这会有效地使质子束发射中的高能分量偏转至激光轴方向 [23, 24], ，从而改变在单一角位置测得的能谱；也可能是由于后表面存在长尺度长度等离子体，实验和模拟均已表明，这会抑制通过 TNSA 产生离子 [51–53]。

激光脉冲对比度测量（使用 Amplitude Sequoia）显示，直至 $t = -20$ ps，放大自发辐射强度对比度优于 $10^{-9}$ ；此后，相干基座中的激光强度 [54] 呈指数增长。在 $t = -50$ ps 至 $t = -65$ ps 之间，还观测到相对强度为 $10^{-6}$ 的单个预脉冲。利用从 $t = -150$ ps 开始测得的对比度，对峰值强度到达之前的靶演化进行了二维柱对称流体动力学建模。建模使用 FLASH代码（v4.6.2）完成。通过光线追踪和逆韧致辐射加热，将 $t = -150$ ps 至 $t = -1$ ps 的放大自发辐射和相干基座耦合至靶电子，并采用 Lee-More 电导率和热交换模型。结果表明，形成了尺度长度约为 2 µm 的指数型预等离子体。对于实验中使用的靶厚度（$\gg 1$ µm），测得的预脉冲强度不足以产生足够快的激波，因而无法扰动靶后表面的密度阶跃。这与此前在类似相互作用条件下的结果[22, 24]一致；此前结果表明，烧蚀驱动密度激波来不及在加速过程中影响后表面。对于厚度达数十微米的靶，在最高强度处出现这种信号下降令人意外。更常见的情况是，在使用超薄靶的实验中观测到这一现象，并将其归因于放大自发辐射激波逸出 [55]。对于此处所述的相互作用，后表面可能受到较差的长时间尺度对比度（在 $t = -150$ ps 测量窗口开始之前）的影响，也可能是由于靶体材料受到 X 射线加热 [22]。要确定导致此次相互作用中质子加速受扰的具体过程，还需要进一步测量长时间尺度对比度和预等离子体尺度长度；这超出了本次优化演示的范围。

通过在激光中引入波前像差，可以改变激光强度，进而改变焦斑形状和峰值强度。图 3a-d 展示了脉冲串平均电子通量和质子通量，以及在不同靶面位置下，基频和二次谐波波长处的相对镜面反射率，$z_T$ （图3a 和 3c），以及 45 度像散， $Z_2^{-2}$ （图 3 b 和 3d）。同样，在最佳焦点处观察到质子通量和最大能量显著下降。通过离焦或引入像散适度降低峰值强度，会使电子通量和平均能量下降，但能使质子加速达到最大值。在低强度极限下，粒子加速如预期般降至零。

在高强度下，基频和二次谐波激光反射率骤降，表明相互作用期间前表面发生了破坏。这与先前的观测结果一致：对于高强度、低对比度的激光-等离子体相互作用，由于形成了大尺度长度的预等离子体，靶反射率和谐波生成会受到不利影响 [17, 56, 57]。

为探究像散与离焦之间的相互作用，进行了自动二维网格扫描。图3e-h显示了电子和质子通量、平均电子能量以及质子最大能量的脉冲串平均测量结果。当离焦为零且像散为零时，电子生成量均达到最大值；随着 $z_T$ 和 $Z_2^{-2}$的增大，电子生成量单调下降。质子通量和能量在原点周围的环形区域内近似达到最大值，表明存在一个会破坏质子加速的阈值强度；通过离焦或光学像差增大焦斑尺寸，均可达到这一阈值。零离焦时，质子通量似乎也有所增强， $z_T = 0$µm，但施加显著像散时为 $Z_2^{-2} = \pm 1.2$µm；与仅通过在无像散条件下进行离焦所获得的通量增加相比，这表明质子加速过程不仅取决于强度，还对靶上的空间强度分布敏感[58]。

图3中的所有结果均采用了脉冲持续时间较短的激光脉冲 $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 46 \pm 4$fs ，且其上升沿比图2中的结果更缓，如图4所示。脉冲形状似乎会影响质子加速受到抑制的 $z_T$ 范围。对于图2的情况，质子加速在 $z_T = \pm 30$µm处达到最大；而对于图3a所用的较缓上升沿，最大值出现在 $z_T = \pm 67$µm处，而在$z_T = \pm 33$ µm处获得的通量极低。上升沿越缓，靶在脉冲峰值到达之前发生任何破坏的时间就越长，这意味着需要更大的离焦才能维持质子加速。图3a中观测到的质子最大能量为 $0.8 \pm 0.1$ 兆电子伏特，低于图2中的 $2.8 \pm 0.4$ 兆电子伏特。这表明，采用时间脉冲整形来最大限度地减少靶预热是有益的，因为它能在更高强度的相互作用下实现高效的质子加速，

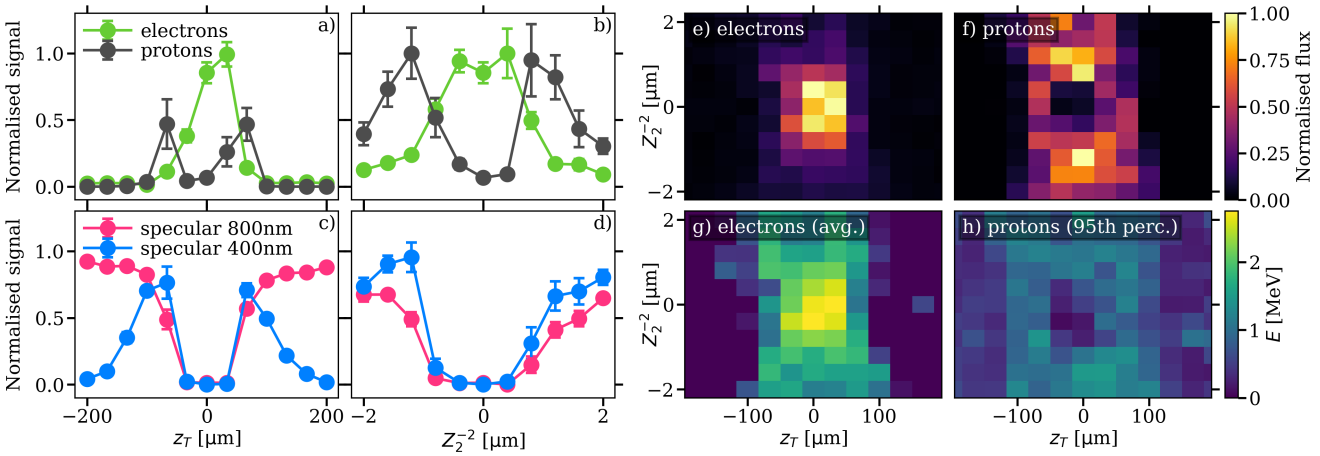


图3. a) 和 c) 靶标 z 位置 $z_T$以及 b) 和 d) 像散 $Z_2^{-2}$的一维扫描，使用厚度为 12 µm 的 Kapton胶带，预等离子体激光能量为 (453 ± 40) mJ。a) 和 b) 中绘制了电子和质子通量，c) 和 d) 中绘制了镜面反射基频和二次谐波激光信号。所有通量均以其在二维参数扫描中的观测最大值归一化。e) 和 f) 显示电子和质子通量的二维扫描结果，g) 和 h) 分别显示探测到的平均电子能量和质子能量最大值（第95百分位数）。二维扫描由 143 组、每组 15 次发射的脉冲串构成，数据点为每个脉冲串的平均值。

从而产生能量更高的质子。尽管相互作用条件截然不同（此处为中等激光对比度和微米厚靶），但这表明其趋势与近期使用高对比度超薄靶的实验所观察到的趋势相似。那些实验表明，将脉冲形状调整为偏离标称脉冲压缩的形式，并使上升沿相较于脉冲下降沿更加陡峭，可以提高粒子的能量和数量 [32, 33]。

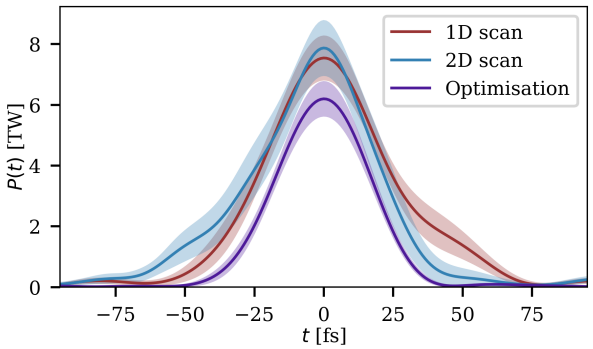


图4. 单次 SPIDER 诊断仪测得的激光脉冲时间轮廓，展示一维扫描（图2）、二维扫描（图3）和优化（图5）的结果。信号积分值由独立测量的靶上激光能量确定，分别为(438±32) mJ（一维扫描）、(453 ± 40)mJ （二维扫描）和(258 ± 22) mJ （优化）。相应测得的半高全宽脉冲宽度分别为(49 ± 3) fs、(45 ± 4)fs 和(39 ± 1) fs。

相互作用参数空间是多维的。尽管该参数空间的 1D 和 2D 切片能提供有价值的见解，但要真正绘制参数空间，以便更深入地理解和控制鞘层加速质子束，并确定全局最优点，就需要纳入更多维度。当各个参数之间存在复杂的耦合关系时，这一点尤为重要；图3展示的质子加速情形便清楚地说明了这一点。使用多赫兹激光系统时，网格扫描适用于绘制参数空间中至多 2D 切片的图谱，但维度更多时，所需时间就会长到难以承受。此外，网格扫描对信号强和无信号的参数区域采用相同的分辨率。鉴于在可探索参数空间的广大区域内进行测量都无法获得明显的质子加速效果，这种做法在靶材使用量、碎屑产生和激光运行方面都不经济。因此，理想的做法是使用更智能的算法，在高维参数空间中探测并优化束流。

## IV. 贝叶斯优化

在贝叶斯优化（BO）中，利用实验数据更新先验模型，使其更准确地拟合观测结果，从而得到后验模型。随后，利用该模型对实验参数空间进行预测，并选择下一次测量所用的参数集，目标是在参数空间内高效地找到最优值。高斯过程回

归（GPR） [59], 是一种非常适合对多维实验数据建模的技术。对于实验科学而言，GPR 的一项重要优势是能够自然地对数据进行不确定性量化，也可用于估计预测的不确定性。BO 广泛用于优化评估成本高昂的含噪过程；对于这类过程，通常不存在适用的解析描述，而复杂的非线性系统便是典型例子。

在激光等离子体加速领域，贝叶斯优化已用于激光尾场加速，以优化所产生电子束和X射线束的特性 [43, 60] ；也用于模拟激光驱动离子束，以最大化质子能量 [45]。为了展示其在激光驱动离子加速实验中的适用性，我们改编了 Shalloo等人 [43]提出的算法。通过自动化控制实验并在线分析实验诊断设备的数据，我们能够对任意输出感兴趣标量特性（例如质子最大能量）的适应度函数进行多维优化。

每个脉冲串传递给模型的输入值取自控制算法设定的参数，唯独相互作用平面除外$z_T$。研究发现，定位带状靶时产生的误差虽然远小于聚焦激光的瑞利长度（15 µm），但相较于等离子体加速器的灵敏度仍然较大，因此，靶位置输入值取自靶表面自发辐射区域的空间分辨测量；该测量沿垂直于带状靶前表面的方向采集 60° 。这显著提高了模型的可信度及其寻找最优值的能力。

为展示贝叶斯优化算法，我们进行了六维优化，以最大化质子能量的峰值（由 TOF 测量）。通过五个泽尼克模式系数——包括 $Z_2^{-2}$、 $Z_2^2$ （斜向和垂直像散）、 $Z_3^{-1}$、 $Z_3^1$ （垂直和水平彗差）以及 $Z_4^{-2}$（斜向二阶像散）——改变激光脉冲的空间相位，从而影响焦斑形状和峰值强度。此外，如前所述，我们使用线性电动位移台改变胶带表面相对于激光焦平面 $z_T$ 的位置，并通过在线自发辐射诊断测量其位置。此次优化从初始平坦波前开始（通过 HASO 波前传感器构成的反馈回路进行优化），胶带靶最初则放置在估算的激光焦平面上。这代表了手动实验进行常规优化时的典型起点，即假定强度最高时为最优。

图5 显示了测得的最大质子能量，以及每个输入参数随脉冲串编号的变化情况。巧合的是，初始随机选取的点使质子最大能量大幅提升，其中除 $Z_2^2$ 之外的每个参数都接近其最终最优值。随着每次新增测量，模型对参数空间获得了更多了解，并调整了其对质子能量全局最优值（红线）及其在参数空间中位置的预测。经过 61 个脉冲组后，模型最优值为( $2.30 \pm 0.10$) 兆电子伏特，而起始点为($1.22 \pm 0.04$) 兆电子伏特。该优化后的最大能量接近图2所示的数值，并且显著高于图3所示的数值，尽管靶上激光能量仅限于260mJ 。

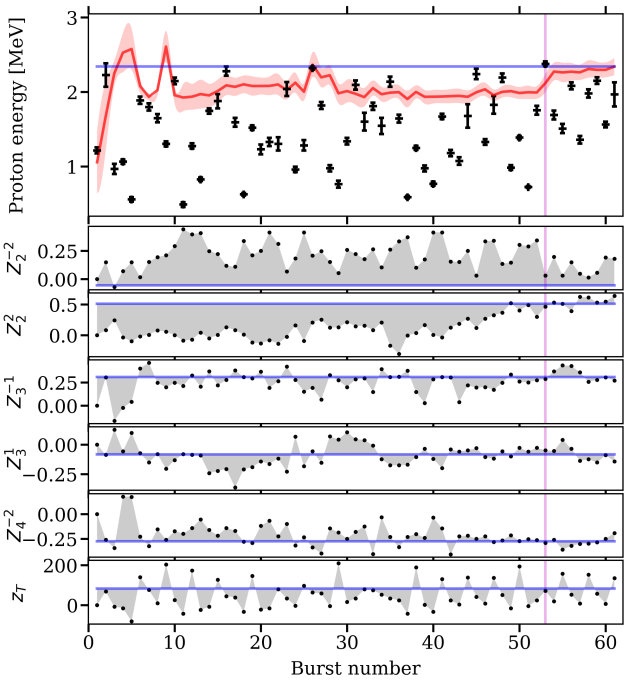


图5. 通过调整激光波前以及靶沿激光传播方向的位置，对由后表面飞行时间诊断确定的质子能量第95百分位数进行优化（$z_T$）。上图显示了测得的质子能量值（每个脉冲串的中位数和中位绝对差），随脉冲串编号的变化情况（分别以黑色点和误差棒表示）；同时还显示了模型在每次脉冲串之后预测的最优值（红线及阴影区域），以及模型给出的最终最优值（蓝色水平线）。下方各图显示了每个控制参数的变化情况（单位为微米，以黑色点表示），以及最终优化值（蓝色水平线），同样以脉冲串编号为横轴。每幅图中均以垂直洋红色线标出了单次发射中的最佳脉冲串；可以看出，对于所有参数，实验参数都非常接近模型预测的最优值（例如，它们接近蓝色水平线）。对于这组数据，每个脉冲串包含20次发射，靶为12 µm的Kapton胶带，激光能量为 $258 \pm 22$mJ。

相比参数扫描中的 $> 430\text{mJ}$ s.

找到的最优值涉及相对于初始位置（最佳焦点）偏移 $70\mu\text{m}$ ，并且与最初的平坦波前相比，增加了显著的波前像差。利用 HASO 波前传感器对近场相位和通量分布进行单次脉冲测量，据此计算靶面的焦斑通量分布。所得强度图如图 6 所示，分别对应 $Z_2^{-2} = -1.2$，0，1.2 μm离焦为零时的情况，以及通过优化得到的优化后波前。焦平面上平坦波前情况下的峰值强度为$I_0 = 5 \times 10^{19}\text{Wcm}^{-2}$ 。每个修改后的脉冲峰值强度相近，均为 $I_0 \approx 3\times10^{19}\,\text{Wcm}^{-2}$；优化后的脉冲焦斑形状近似椭圆。根据对先前参数扫描的分析推断，该强度分布在维持尽可能高强度的同时，将对靶材背面的扰动限制在较低水平，因此是最优的。

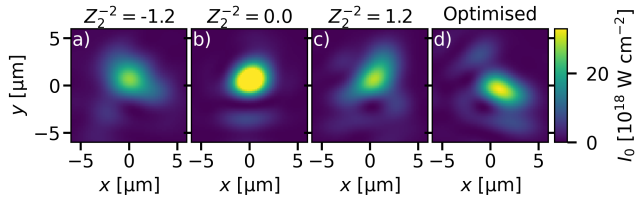


图 6. 在 $z_T = 0\,\mu\text{m}$ 处重建的激光强度分布：a) $Z_2^{-2} = -1.2\,\mu\text{m}$，b) $Z_2^{-2} = 0.0$ μm，c) $Z_2^{-2} = 1.2\mu\text{m}$，以及 d) 优化中得到的最优脉冲（第 53 个脉冲串），如图 5 2 7，所示。各焦斑的 5 1, 2 9 3 2 $\times10^{19}$ $^{-2}$ 峰值强度分别为（.....和.....）Wcm。

要解释此次优化中发现的焦斑形状，需要开展耗资巨大的 2–3D 数值模拟，研究波前的细微变化如何影响鞘层加速中的各种能量传递过程和等离子体动力学。这将有助于理解如何进一步优化激光驱动的质子加速，但这超出了本文的范围。本文侧重于探讨在线优化在质子束参数优化中的效用，既将粒子源用于实际应用，也利用它在复杂非线性系统中识别值得深入研究的区域。

## V. 结论

总之，我们展示了固体带靶驱动装置中激光驱动质子加速的自动化与优化。能够进行高保真度的一维或二维参数扫描，将极大助益该领域理解这种高度复杂且动态的相互作用。贝叶斯优化通过实时分析实验诊断数据，构建了一个仅需有限人工干预的闭环系统，从而展示了对生成的质子束进行优化的可行性。由于大量控制参数之间存在复杂的相互作用，这种方法能够找到手动优化或单参数扫描难以发现的最优解。在这种低对比度相互作用中，研究表明，时间脉冲形状在确定质子加速过程受扰时的强度阈值方面发挥着重要作用。在优化过程中同时纳入时间与空间脉冲整形，或可进一步提升效果。

自动化贝叶斯优化能够快速找到稳定且优化的运行模式，无需激光等离子体专家持续关注。预计，这一进展对于在未来用户设施中高效利用激光驱动离子加速及其众多应用至关重要 [61]。贝叶斯优化对于优化辐射压加速也可能极具价值，因为激光等离子体不稳定性 [62, 63]通常会限制加速过程；此外，它还可用于优化通过相对论透明性实现的增强加速。这种方法已展现出极具吸引力、接近 100 兆电子伏特的质子能量 [64] ，且靶演化在其中发挥着核心作用。精细调整激光参数或许能够分别缓解这些不稳定性，或进一步调控靶演化，从而显著增强加速后的质子束。

### 数据可用性声明

支持本研究结论的数据可根据合理请求向通讯作者索取。

### 致谢

我们感谢英国科学技术设施委员会（UK STFC）通过与 XFEL 物理科学中心合作的资助项目 ST/V001639/1 和项目 ST/P002021/1、英国工程与自然科学研究委员会（UK EPSRC）的资助项目 EP/V049577/1 和 EP/R006202/1，以及美国能源部科学办公室聚变能源科学项目（工作计划编号 100182）提供的支持；本研究还部分获得了美国国家科学基金会资助项目 1632708 和奖项编号 PHY – 1903414 的支持。M.J.V.S. 感谢英国皇家学会 URF-R1221874 项目的支持。G.D.G. 感谢美国能源部国家核安全管理局 SSGF 计划（DE-NA0003960）的支持。A.G.R.T 感谢美国能源部资助项目 DE-SC0016804 的支持。D.M. 感谢“利用高强度激光产生的光子和

粒子开展先进研究”（CZ.02.1.01/0.0/0.0/16_019/0000789）项目的支持，该项目由欧洲区域发展基金（ADONIS）资助。特别感谢中央激光在整个实验过程中提供激光运行支持、机械与电气支持、计算及行政支持的设施。

[1] C. M. Brenner、S. R. Mirfayzi、D. R. Rusby、C. Armstrong、A. Alejo、L. A. Wilson、R. Clarke、H. Ahmed、N. M.H. Butler、D. Haddock、A. Higginson、A. McClymont、C. Murphy、M. Notley、P. Oliver、R. Allott、C. Hernandez-Gomez、S. Kar、P. McKenna 和 D. Neely，“用于等离子体加速器工业应用的激光驱动X射线和中子源开发”，《等离子体物理与受控聚变》58，014039（2015）。[2] C. Courtois、R. Edwards、A. Compant la Fontaine、C. Aedy、S. Bazzoli、J. L. Bourgade、J. Gazave、J. M. Lagrange、O. Landoas、L. Le Dain、D. Mastrosimone、N. Pichoff、G. Pien 和 C. Stoeckl，“利用高强度激光产生的兆电子伏特韧致辐射X射线源对高面密度物体进行射线照相的表征”，《等离子体物理学》20，83114（2013）。[3] D. A. Jaroszynski、R. Bingham、E. Brunetti、B. Ersfeld、J. Gallacher、B. Van Der Geer、R. Issac、S. P. Jamison、D. Jones、M. De Loos、A. Lyachev、V. Pavlov、A. Reitsma、Y. Saveliev、G. Vieux 和 S. M. Wiggins，“基于激光-等离子体相互作用的辐射源”，《英国皇家学会哲学汇刊A辑：数学、物理与工程科学》364，689–710（2006）。[4] Jean Galy、D. J. Hamilton 和 C. Normand，“作为辐射源的高强度激光”，《欧洲物理学杂志特刊》2009 175:1 175，147–152（2009）。[5] A. B. Zylstra、H. W. Herrmann、M. Gatu Johnson、Y. H. Kim、J. A. Frenje、G. Hale、C. K. Li、M. Rubery、M. Paris、A. Bacher、C. R. Brune、C. Forrest、V. Yu. Glebov、R. Janezic、D. McNabb、A. Nikroo、J. Pino、T. C. Sangster、F. H. Séguin、W. Seka、H. Sio、C. Stoeckl 和 R. D. Petrasso，“利用惯性聚变内爆在核合成相关能量下测量T $+^{3}$ He聚变截面”，《物理评论快报》117，035002（2016）。[6] Hiroyuki Daido、Mamiko Nishiuchi 和 Alexander S. Pirozhkov，“激光驱动离子源及其应用综述”，《物理学进展报告》75，056401 2012( )。[7] A. Macchi、M. Borghesi 和 M. Passoni，“超强激光-等离子体相互作用驱动的离子加速”，《现代物理学评论》（2013），10.1103/RevModPhys.85.751。[8] S. V. Bulanov、T. Esirkepov、V. S. Khoroshkov、A. V. Kuznetsov 和 F. Pegoraro，“利用激光离子加速器进行肿瘤强子治疗”，《物理学快报A》299，240 247 2002–（）。[9] M. Passoni、F. M. Arioli、L. Cialfi、D. Dellasega、L. Fedeli、A. Formenti、A. C. Giovannelli、A. Maffini、F. Mirani、A. Pazzaglia、A. Tentori、D. Vavassori、M. Zavelani-Rossi 和 V. Russo，“先进的激光驱动离子源及其在材料中的应用及核科学”，《等离子体物理与受控聚变》62，014022（2019）。[10] M. Roth、T. E. Cowan、M. H. Key、S. P. Hatchett、C. Brown、W. Fountain、J. Johnson、D. M. Pennington、R. A. Snavely、S. C. Wilks、K. Yasuike、H. Ruhl、F. Pegoraro、S. V. Bulanov、E. M. Campbell、M. D. Perry 和 H. Powell，“利用强激光加速质子束实现快点火”，《物理评论快报》86，436–439（2001）。[11] M. Borghesi、D. H. Campbell、A. Schiavi、M. G. Haines、O. Willi、A. J. MacKinnon、P. Patel、L. A. Gizzi、M. Galimberti、R. J. Clarke、F. Pegoraro、H. Ruhl 和 S. Bulanov，“通过质子成像技术探测激光-等离子体相互作用实验中的电场”，等离子体物理学 9，2214–2220（2002）。[12] M. Borghesi、A. Schiavi、D. H. Campbell、M. G. Haines、O. Willi、A. J. MacKinnon、L. A. Gizzi、M. Galimberti、R. J. Clarke 和 H. Ruhl，“质子成像：惯性约束聚变/快点火研究的诊断手段”，《等离子体物理与受控聚变》43（2001），10.1088/0741-3335/43/12A/320。[13] A. J. Mackinnon、P. K. Patel、R. P. Town、M. J. Edwards、T. Phillips、S. C. Lerner、D. W. Price、D. Hicks、M. H. Key、S. Hatchett、S. C. Wilks、M. Borghesi、L. Romagnani、S. Kar、T. Toncian、G. Pretzler、O. Willi、M. Koenig、E. Martinolli、S. Lepape、A. Benuzzi-Mounaix、P. Audebert、J. C. Gauthier、J. King、R. Snavely、R. R. Freeman 和 T. Boehlly，“质子射线照相术：电磁场和密度扰动诊断（特邀）”，科学仪器评论 75，3531（2004）。[14] R. A. Snavely、M. H. Key、S. P. Hatchett、T. E. Cowan、M. Roth、T. W. Phillips、M. A. Stoyer、E. A. Henry、T. C. Sangster、M. S. Singh、S. C. Wilks、A. MacKinnon、A. Offenberger、D. M. Pennington、K. Yasuike、A. B. Langdon、B. F. Lasinski、J. Johnson、M. D. Perry 和 E. M. Campbell，“拍瓦激光辐照固体产生的强高能质子束”，《物理评论快报》85，2945–2948（2000）。[15]M Roth 和 M Schollmeier，“离子加速——靶法线鞘层加速*”，《2014年 CAS-CERN 加速器学校：等离子体尾场加速》论文集 1（2016），10.5170/CERN-2016-001.231。[16] Matthew Allen、Pravesh K. Patel、Andrew Mackinnon、Dwight Price、Scott Wilks 和 Edward Morse，“背表面离子加速的直接实验证据：激光辐照金箔”，《物理评论快报》93（2004），10.1103/PhysRevLett.93.265004。[17] L. Chopineau、A. Leblanc、G. Blaclard、A. Denoeud、M. Thévenet、J. L. Vay、G. Bonnaud、Ph Martin、H. Vincenti 和 F. Quéré，“超强激光与高密度等离子体之间耦合机制的鉴定”，物理评论 X 9，011050（2019）。[18] P. McKenna、D.C. Carroll、O. Lundh、F. Nürnberg，

K. Markey、S. Bandyopadhyay、D. Batani、R.G. Evans、R. Jafer、S. Kar 等，“前表面等离子体膨胀对箔靶超强激光辐照中质子加速的影响”，《激光与粒子束》26，591–596（2008）。[19] R. J. Gray、D.C. Carroll、X H Yuan、C M Brenner、M Burza、M Coury、K L Lancaster、X X Lin、Y T Li、D Neely、M N Quinn、O Tresca、C-g Wahlström 和 P McKenna，“激光脉冲传播及高密度等离子体梯度中快电子能量耦合的增强”，《新物理学杂志》16，113075（2014）。[20] Timur Zh Esirkepov、James K. Koga、Atsushi Sunahara、Toshimasa Morita、Masaharu Nishikino、Kei Kageyama、Hideo Nagatomo、Katsunobu Nishihara、Akito Sagisaka、Hideyuki Kotaki、Tatsufumi Nakamura、Yuji Fukuda、Hajime Okada、Alexander S. Pirozhkov、Akifumi Yogo、Mamiko Nishiuchi、Hiromitsu Kiriyama、Kiminori Kondo、Masaki Kando 和 Sergei V. Bulanov，“预脉冲和放大自发辐射对拍瓦级激光与薄固体靶相互作用的影响”，《核仪器与方法物理研究 A 辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》745，150–163（2014）。[21] A. J. Mackinnon、Y. Sentoku、P. K. Patel、D. W. Price、S. Hatchett、M. H. Key、C. Andersen、R. Snavely 和 R. R. Freeman，“超强激光脉冲辐照薄箔时热电子再循环增强质子加速”，《物理评论快报》88，215006（2002）。[22] M Kaluza、J Schreiber、M I K Santala、G D Tsakiris、K Eidmann、J Meyer-Ter-Vehn 和 K J Witte，“激光预脉冲对薄箔实验中质子加速的影响”，《物理评论快报》93（2004），10.1103/PhysRevLett.93.045003。[23] F. Lindau、O Lundh、a. Persson、P Mckenna、K. Osvay、D. Batani 和 C.-G. Wahlström，“能量依赖性束流方向的激光加速质子”，《物理评论快报》95，175002（2005）。[24] O. Lundh、F. Lindau、A. Persson、C.-G. Wahlström、P. McKenna 和 D. Batani，“冲击波对激光驱动质子加速的影响”，《物理评论 E》76，026404 2007( )。[25] J. Fuchs、P. Antici、E. d’Humières、E. Lefebvre、M. Borghesi、E. Brambrink、C. a. Cecchetti、M. C. Kaluza、V. Malka、M. Manclossi、S. Meyroneinc、P. Mora、J. Schreiber、T. Toncian、H. Pépin 和 P. Audebert，“激光驱动质子标度定律及实现能量提升的新途径”，《自然·物理》2，48–54（2005）。[26] M. Borghesi、A Bigongiari、S Kar、A. Macchi、L Ro magnani、P Audebert、J. Fuchs、T. Toncian、O Willi、S. V. Bulanov、A. J. Mackinnon 和 J C Gauthier，“激光驱动质子加速：源优化与射线照相应用”，《等离子体物理与受控聚变》50，124040（2008）。[27] Y. Oishi、T. Nayuki、T. Fujii、Y. Takizawa、X. Wang、T. Yamazaki、K. Nemoto、T. Kayoiji、T. Sekiya、K. Horioka、Y. Okano、Y. Hironaka、K. G. Nakamura、K. Kondo 和 a. a. Andreev，“激光强度和脉冲持续时间对质子加速的依赖性

在铜箔靶上辐照超短激光脉冲，《等离子体物理学》12，073102（2005）。[28] J. Schreiber、F. Bell、F. Grüner、U. Schramm、M. Geissler、M. Schnürer、S. Ter-Avetisyan、B. Hegelich、J. Cobble、E. Brambrink、J. Fuchs、P. Audebert 和 D. Habs，“高强度激光脉冲离子加速的解析模型”，《物理评论快报》97，045005（2006）。[29] P. Mora，“等离子体向真空中的膨胀”，《物理评论快报》90，185002（2003）。[30] M Carrié、E Lefebvre 和 A Flacco，“亚皮秒激光脉冲持续时间对质子加速的影响”，等离子体物理学16，53105（2009）。[31]A Flacco、F Sylla、M Veltcheva、M Carrié、R Nuter、E Lefebvre、D Batani 和 V Malka，“高对比度激光质子加速对脉冲持续时间和箔厚度的依赖性”，《物理评论E》81，036405（2010）。[32]M Tayyab、S Bagchi、J A Chakera、R A Khan 和 P A Naik，“ 时间调制超短激光脉冲对薄箔靶离子加速的影响 您可能感兴趣的文章 时间调制超短激光脉冲对薄箔靶离子加速的影响”，等离子体物理学25，83113（2018）。[33] T. Ziegler、D. Albach、C. Bernert、S. Bock、F. E. Brack、T. E. Cowan、N. P. Dover、M. Garten、L. Gaus、R. Gebhardt、I. Goethel、U. Helbig、A. Irman、H. Kiriyama、T. Kluge、A. Kon、S. Kraft、F. Kroll、M. Loeser、J. Metzkes-Ng、M. Nishiuchi、L. Obst-Huebl、T. Püschel、M. Rehwald、H. P. Schlenvoigt、U. Schramm 和 K. Zeil，“通过拍瓦级激光系统的光谱相位控制提升质子束质量”，《科学报告》11（2021），10.1038/S41598-021-86547-X。[34] Colin N. Danson、Constantin Haefner、Jake Bromage、Thomas Butcher、Jean Christophe F. Chanteloup、Enam A. Chowdhury、Almantas Galvanauskas、Leonida A. Gizzi、Joachim Hein、David I. Hillier、Nicholas W. Hopps、Yoshiaki Kato、Efi m A. Khazanov、Ryosuke Kodama、Georg Korn、Ruxin Li、Yutong Li、Jens Limpert、Jingui Ma、Chang Hee Nam、David Neely、Dimitrios Papadopoulos、Rory R. Penman、Liejia Qian、Jorge J. Rocca、Andrey A. Shaykin、Craig W. Siders、Christopher Spindloe、Sándor Szatmári、Raoul M.G.M. Trines、Jianqiang Zhu、Ping Zhu 和 Jonathan D. Zuegel，“全球拍瓦级和艾瓦级激光器”，《高功率激光科学与工程》7，54（2019）。[35] N. Xu、M. J. V. Streeter 和 O. C. Ettlinger，“用于高重复频率相互作用的多功能带驱动靶”，HPLSE（投稿中）（2022）。[36] F. Treffert、G. D. Glenn、H.-G. J. Chou、C. Crissman、C. B. Curry、D. P. DePonte、F. Fiuza、N. J. Hartley、B. Ofori-Okai、M. Roth、S. H. Glenzer 和 M. Gauthier，“用于高重复频率高能量密度发现科学的常温液体射流靶”，《等离子体物理学》29，123105（2022）。[37] J. B. Kim、S. Göde 和 S. H. Glenzer，“用于高强度、高重复频率实验的低温氢微射流研发”，《科学评论》中的

仪器学报**87**,11E328 (2016).
[38]Stephan D Kraft, Lieselotte Obst, Josefine Metzkes-Ng, Hans Peter Schlenvoigt, Karl Zeil, Sylvain Michaux, Denis Chatain, Jean Paul Perin, Sophia N. Chen, Julien Fuchs, Maxence Gauthier, Thomas E. Cowan, and Ul-rich Schramm, “首次展示了从低温氢带靶加速质子至多兆电子伏特能量的实验”, 《等离子体物理与受控聚变》60, 044010 (2018). [39] D. W. Schumacher, P. L. Poole, C. Willis, G. E. Cochran, R. Daskalova, J. Purcell, and R. Heery, “用于激光离子加速的液晶靶和等离子体镜”, 仪器学报 12, C04023 (2017). [40] R. A.Costa Fraga, A. Kalinin, M. Khnel, D. C. Hochhaus, A. Schottelius, J. Polz, M. C. Kaluza, P. Neumayer, and R. E. Grisenti, “用于相对论性激光等离子体产生的周期性氢和氩液滴束紧凑型低温源”, 《科学仪器评论》83, 025102 (2012). [41] N. Lemos, N. Lopes, J. M. Dias, and F. Viola, “用于宽焦激光等离子体相互作用的超音速喷嘴设计与表征”, 《科学仪器评论》80, 103301 (2009). [42] Muhammad Noaman-Ul-Haq, H. Ahmed, Thomas Sokollik, Lule Yu, Zezhou Liu, Xiaohui Yuan, Fang Yuan, Mohammad Mirzaie, Xulei Ge, Liming Chen, and Jie Zhang, “利用高重复频率卷带靶系统对激光驱动质子进行统计分析”, 《物理评论：加速器与束流》20, 041301 2017( ). [43] R. J. Shalloo, S. J. D. Dann, J. N. Gruse, C. I.D. Underwood, A. F. Antoine, C. Arran, M. Backhouse, C. D. Baird, M. D. Balcazar, N. Bourgeois, J. A. Cardarelli, P. Hatfield, J. Kang, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, N. Lu, J. Osterhoff, K. Põder, P. P. Rajeev, C. P. Ridgers, S. Rozario, M. P. Selwood, A. J. Shahani, D. R. Symes, A. G. R. Thomas, C. Thornton, Z. Najmudin, and M. J. V. Streeter, “利用贝叶斯优化实现激光尾场加速器的自动化与控制”, 《自然·通讯》11, 0–7 ( 2020), arXiv:2007.14340.[44]Soren Jalas, Manuel Kirchen, Philipp Messner, Paul Winkler, Lars Hübner, Julian Dirkwinkel, Matthias Schnepp, Remi Lehe, and Andreas R. Maier, “激光等离子体加速器的贝叶斯优化”, 《物理评论快报》126, 104801 (2021).[45]E J Dolier, M King, R Wilson, R J Gray, and P McKenna, “粒子网格模拟中激光驱动离子加速的多参数贝叶斯优化”, 《新物理学杂志》24, 073025 (2022).[46] B Z Djordjević, A J Kemp, J Kim, R A Simpson, S C Wilks, T Ma, and D A Mariscal, “利用深度学习模拟激光驱动离子加速”, 等离子体物理学 28, 43105 2021( ). [47] D. Margarone, J. Krsa, L. Giuffrida, A. Picciotto, L. Torrisi, T. Nowak, P. Musumeci, A. Velyhan, J. Prokpek, L. Lska, T. Mocek, J. Ullschmied, and B. Rus, “使用法拉第杯、碳化硅和单晶金刚石探测器对激光加速离子束进行全面表征”, 《应用物理学杂志》**109**, 103302 (2011).
[48]Zhaoyang Li、Koji Tsubakimoto、Hidetsugu Yoshida、Yoshiki Nakata 和 Noriaki Miyanaga，“飞秒拍瓦激光束的退化：压缩光栅波前误差引起的时空/光谱耦合”，《应用物理快报》10，102702 2017( )。[49] N P Dover、C A J Palmer、M.J.V. Streeter、H Ahmed、B Albertazzi、M Borghesi、D C Carroll、J Fuchs、R Heathcote、P Hilz、K F Kakolee、S Kar、R Ko-dama、A Kon、D A MacLellan、P McKenna、S R Nagel、D Neely、M M Notley、M Nakatsutsumi、R Prasad、G Scott、M Tampo、M Zepf、J Schreiber 和 Z Na-jmudin，“相对论透明状态下具有缓冲特性的高电荷量窄谱质子束”，《新物理学杂志》18，013038 (2016)。[50] J. S. Green、D.C. Carroll、C M Brenner、B. Dromey、P S Foster、S Kar、Y T Li、K Markey、P Mckenna、D. Neely、A P L Robinson、M J V Streeter、M Tolley、C-g Wahlström、M H Xu 和 M Zepf，“通过离焦激光照射增强MeV能区的质子通量”，《新物理学杂志》12，85012 (2010)。[51] A. J. Mackinnon、M. Borghesi、S. Hatchett、M. H. Key、P. K. Patel、H. Campbell、A. Schiavi、R. Snavely、S. C. Wilks 和 O. Willi，“等离子体尺度长度对强激光脉冲产生多MeV质子的影响”，《物理评论快报》86，1769 (2001)。[52] J. Fuchs、C. A. Cecchetti、M. Borghesi、T. Grismayer、E. D’ Humières、P. Antici、S. Atzeni、P. Mora、A. Pipahl、L. Romagnani、A. Schiavi、Y. Sentoku、T. Toncian、P. Audebert 和 O. Willi，“小尺度等离子体梯度中的激光箔加速及高能质子的产生”，《物理评论快报》99，015002 (2007)。[53] A. Higginson、R. Wilson、J. Goodman、M. King、R. J. Dance、N. M.H. Butler、C. D. Armstrong、M. Notley、D. C. Carroll、Y. Fang、X. H. Yuan、D. Neely、R. J. Gray 和 P. McKenna，“靶后侧短尺度长度密度梯度对激光驱动质子加速的影响”，《等离子体物理与受控聚变》63，114001 (2021)。[54] Chris Hooker、Yunxin Tang、Oleg Chekhlov、John Col-lier、Edwin Divall、Klaus Ertel、Steve Hawkes、Bryn Parry 和 PP Rajeev，“提升拍瓦激光脉冲的相干对比度”，《光学快报》19，2193–2203 (2011)。[55] John T. Morrison、Scott Feister、Kyle D. Frische、Drake R. Austin、Gregory K. Ngirmang、Neil R. Mur-phy、Chris Orban、Enam A. Chowdhury 和 W. M. Roquemore，“超强激光液体相互作用产生的MeV质子及其kHz重复频率”，《新物理学杂志》20，022001 (2018)。[56] A. S. Pirozhkov、I. W. Choi、J. H. Sung、S. K. Lee、T. J. Yu、T. M. Jeong、I. J. Kim、N. Hafz、C. M. Kim、K. H. Pae、Y. C. Noh、D. K. Ko、J. Lee、A. P.L. Robinson、P. Foster、S. Hawkes、M. Streeter、C. Spindloe、P. McKenna、D. C. Carroll、C. G. Wahlström、M. Zepf、D. Adams、B. Dromey、K. Markey、S. Kar、Y. T. Li、M. H. Xu、H. Nagatomo、M. Mori、A. Yogo、H. Kiriyama、K. Ogura、A. Sagisaka、S. Orimo、M. Nishiuchi、H. Sugiyama、T. Zh Esirkepov、H. Okada、S. Kondo、S. Kanazawa、Y. Nakai、A. Akutsu、T. Moto-

mura、M. Tanoue、T. Shimomura、M. Ikegami、I. Daito、M. Kando、T. Kameshima、P. Bolton、S. V. Bulanov、H. Daido 和 D. Neely，“利用靶反射率诊断激光对比度”，《应用物理快报》**94**，241102 2009( )。[57] M J V Streeter、P S Foster、F H Cameron、M Borgh-esi、C Brenner、D C Carroll、E Divall、N P Dover、B Dromey、P Gallegos、J S Green、S Hawkes、C J Hooker、S Kar、P McKenna、S R Nagel、Z Najmudin、C A J Palmer、R Prasad、K E Quinn、P P Rajeev、A P L Robinson、L Romagnani、J Schreiber、C Spindloe、S Ter-Avetisyan、O Tresca、M Zepf 和 D Neely，“相对论等离子体表面作为高效二次谐波发生器”，《新物理学杂志》**13**，023041 (2011)。[58] R. Wilson、M. King、N. M.H. Butler、D. C. Carroll、T. P. Frazer、M. J. Duff、A. Higginson、R. J. Dance、J. Jarrett、Z. E. Davidson、C. D. Armstrong、H. Liu、S. J. Hawkes、R. J. Clarke、D. Neely、R. J. Gray 和 P. McKenna，“空间强度对比度对超强激光–等离子体相互作用的影响”，《Scientific Reports》2022年 12:**112**，1–10 (2022)。[59] Carl Edward Rasmussen 和 Christopher K. I. Williams，《机器学习中的高斯过程》（自适应计算与机器学习）（麻省理工学院出版社，2005）。[60]Sören Jalas、Manuel Kirchen、Philipp Messner、Paul Winkler、Lars Hübner、Julian Dirkwinkel、Matthias Schnepp、Remi Lehe 和 Andreas R Maier，“激光等离子体加速器的贝叶斯优化”，《物理评论快报》（2021），10.1103/Phys-RevLett.126.104801。[61] Francesco Schillaci、Lorenzo Giuffrida、Maksym Tryus、Filip Grepl、Stanislav Stancek、Andriy Velyhan、Valeriia Istokskaia, Tadzio Levato, Giada Petringa, Giuseppe A. P. Cirrone, Josef Cupal, Lucia Koubiková, Davorin Peceli, Jeffrey Alan Jarboe, Tarcio de Cas- tro Silva, Martin Cuhra, Timofej Chagovets, Vasi- liki Kantarelou, Marco Tosca, Vahagn Ivanyan, Mar- tina Greplová Žáková, Jan Psikal, Roman Truneček, Anna Cimmino, Roberto Versaci, Veronika Olšovlcová, Daniel Kramer, Pavel Bakule, Jan Ridky, Georg Korn, Bedrich Rus, and Daniele Margarone, “The elimaia laser-plasma ion accelerator: Technological commission- ing and perspectives,”《量子束科学》**6** (2022), 10.3390/qubs6040030。 [62] C. A. J. Palmer, J. Schreiber, S. R. Nagel, N. P. Dover, C. Bellei, F. N. Beg, S. Bott, R. J. Clarke, A. E. Dan- gor, S. M. Hassan, P. Hilz, D. Jung, S. Kneip, S. P. D. Mangles, K. L. Lancaster, A. Rehman, A. P. L. Robin- son, C. Spindloe, J. Szerypo, M. Tatarakis, M. Yeung, M. Zepf, and Z. Najmudin, “瑞利–泰勒不稳定性 of an 超薄箔 accelerated by the radiation pres- sure of an 强激光,” 物理评论快报 **108**,225002 (2012)。 [63] A. Sgattoni, S. Sinigardi, L. Fedeli, F. Pegoraro, and A. Macchi, “激光驱动的瑞利–泰勒不稳定性：等离激元效应和三维结构,”《物理评论 E》 **91**, 013106 (2015)。 [64] A. Higginson, R. J. Gray, M. King, R. J. Dance, S. D.R. Williamson, N. M.H. Butler, R. Wilson, R. Capdessus, C. Armstrong, J. S. Green, S. J. Hawkes, P. Mar- tin, W. Q. Wei, S. R. Mirfayzi, X. H. Yuan, S Kar, M. Borghesi, R. J. Clarke, D. Neely, and P Mckenna, “通过激光驱动的透明度增强型混合加速方案产生近 100 兆电子伏特质子,” Nature Commu- nications **9** (2018), 10.1038/s41467-018-03063-9。