

中国激光

激光尾波场电子加速及新型辐射源(特邀)

余昌海¹, 秦志勇¹, 张志钧¹, 刘建胜^{1,2*}

¹上海师范大学物理系, 上海 200234;

²中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800

摘要 受益于超短超强激光技术的持续迅猛发展, 飞秒强激光为人类提供了全新的实验手段与极端的物理条件, 使激光物质相互作用进入到一个极端非线性的强场超快新范畴, 催生了大量新原理、新现象, 推动了技术变革。飞秒强激光驱动的等离子体尾波场加速原理是一种具有超高加速梯度的粒子加速新原理, 该技术的加速梯度可达 100 GV/m, 相比于传统射频加速器提高了 3 个数量级以上, 可在厘米量级的加速长度内获得 GeV 量级的高品质高能电子束, 极大地降低了加速器的成本, 为发展新一代粒子加速技术和新型超快辐射源提供了新机遇和新途径。从飞秒强激光驱动等离子体尾波场中的电子注入、能量啁啾控制和高品质电子束产生以及基于高品质电子束的 betatron X 射线辐射、高能伽马射线和小型化自由电子激光这几个方面介绍了激光等离子体尾波场电子加速的若干主要研究进展, 并对未来进行了展望。

关键词 激光光学; 激光尾波场; 电子加速; 能量啁啾; betatron 辐射; 逆康普顿散射; 自由电子激光

中图分类号 O434.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231403

1 引言

受益于啁啾脉冲放大技术^[1], 超短超强激光技术在过去 30 多年里得到了快速发展, 高功率脉冲激光的峰值功率已经提高了 3~5 个量级, 从太瓦(TW, 10^{12} W)级发展到 10 拍瓦(PW, 10^{15} W)级^[2], 激光的脉宽越来越短, 从皮秒级发展到几十飞秒(fs, 10^{-15} s)级, 甚至到几个飞秒的周期量级。超短超强激光技术为人类提供了全新的实验手段与极端物理条件, 使激光物质的相互作用进入到一个极端非线性的强场超快新范畴, 催生了很多新原理、新现象, 推动了相关技术变革^[3]。如: 采用飞秒强激光驱动等离子体尾波场加速电子, 可以获得时间宽度短至数飞秒的高能量电子束源^[4-5]; 利用光压加速、靶后鞘层加速以及静电激波加速获得高能离子束^[6-8]; 利用飞秒强激光驱动气体、固体高次谐波等极端非线性过程获得更短脉冲, 如阿秒级的相干 X 射线光源等^[9-13]。

1979 年, Tajima 和 Dawson^[4]提出了一种利用激光驱动等离子体尾波场加速电子的新概念, 但是受当时超短脉冲激光技术的限制, 激光尾波场电子加速的相关研究一直没有获得实质性进展。直到 2004 年, 太瓦级飞秒强激光的出现使得激光等离子体尾波场电子加速有了突破性进展, 获得了百 MeV 级的准单能电子

束^[14-16], 其被称为“梦之束”。该技术的加速梯度相比于传统的射频电子直线加速器提高了 3 个量级以上, 飞秒强激光驱动的尾波场电子加速提供了一种全新的小型化电子加速新途径, 极大地缩短了加速距离, 降低了加速器的成本, 同时也避免了初始加速阶段电子束纵向和横向的展宽效应, 从而获得横向尺度和脉冲宽度非常小的高性能高能电子束。相比于传统射频加速器, 激光加速的电子束天然具有脉冲短(数飞秒甚至阿秒级)、发射度小、与驱动激光同步精度高等显著优点, 对同步辐射、自由电子激光及高能粒子物理等领域的发展和具有重大科学意义。

自 2004 年以来, 激光尾波场电子加速以及基于激光加速电子的新型辐射源一直是强场激光物理领域的研究热点和难点。经过近 20 年的发展, 激光等离子体加速取得了长足的进步, 特别是激光驱动等离子体尾波场电子加速正处于从激光加速向激光加速器跨越的重要关口。一方面, 激光尾波场加速电子的能量增益不断提高, 正在向 10 GeV 的目标迈进, 这样高能量的电子束加速需要利用大型的飞秒拍瓦级甚至 10 拍瓦级激光装置。2019 年, Gonsalves 等^[17]利用拍瓦级激光在放电毛细管波导中驱动等离子体尾波场加速电子, 在近 20 cm 长的等离子体通道中获得了峰值能量为 7.8 GeV 的高能电子束。另一方面, 激光尾波场加速

收稿日期: 2023-11-14; 修回日期: 2023-12-11; 录用日期: 2023-12-12; 网络首发日期: 2023-12-22

基金项目: 国家自然科学基金(11974251, 12105180, 12074397, 11904377, 11905279)、上海市教委科研创新计划项目(202101070002E00118)

通信作者: *liujs@shnu.edu.cn

电子束的性能(如电子束的能散度、发射度、稳定性等)也在不断改善。2016年, Wang等^[18]通过实验获得了能散度小于1%、发射度小于1 μm的数百 MeV 量级的高能电子束。这样高品质的电子束可以用来发展各种超快 X 射线、伽马射线辐射源、台式化自由电子激光以及电子衍射成像技术等^[19-25], 并为材料、超快化学、生命科学等前沿交叉基础研究提供了新手段和新机遇。本文主要从飞秒强激光驱动的等离子体尾波场中的高品质电子加速以及新型辐射源如 betatron X 射线辐射、逆康普顿伽马射线和台式化自由电子激光这几个方面介绍了激光等离子体尾波场电子加速的若干主要研究进展。

2 激光等离子体尾波场电子加速中的电子注入

当一束激光或者电子束在等离子体中传播时, 激光束的有质动力或者电子束的库仑力会将等离子体中的电子向外排开, 由于离子的质量远大于电子的质量, 其响应时间远长于电子的响应时间, 故可以认为离子是相对静止的, 从而形成一个很强的电荷分离场。被

排开的电子在激光的有质动力和电荷分离场的作用下在平衡位置附近产生周期性的电荷振荡, 形成等离子体尾波^[5,26]。激光激发的等离子体尾波场以接近光速的速度随激光向前传播, 其相速度(v_p)约等于驱动激光在等离子体中传播的群速度(v_g), 即 $v_p \approx v_g = \sqrt{c(1 - \omega_p^2/\omega^2)}$, 其中 ω 和 ω_p 分别是激光频率和等离子体振荡频率, c 是真空光速。相应地, 激光尾波场的周期作为激光等离子体加速器重要的本征参数, 通常采用等离子体波长(λ_p , 单位为 μm)来表征, 可近似表示为 $\lambda_p \approx 3.3 \times 10^{10} / \sqrt{n_0}$, 其中 n_0 为平均等离子体密度(单位为 cm^{-3})。当 $n_0 \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, $\lambda_p \approx 33 \mu\text{m}$ 。等离子体密度越低, 则 λ_p 越大, 反之, 则 λ_p 越小。在强非线性情况(激光强度 $a_0 \gg 1$)下, 由于轴上和周围的非线性等离子体的波长不同, 等离子体波的相位面会发生弯曲, 最后形成一个由电子包裹的空腔区域, 称之为“空泡”, 如图 1 所示。在空泡内, 主要是正电荷的离子在横向上存在一个聚焦场, 对电子有聚焦作用, 而在纵向上存在一个很强的加速场, 可以加速电子, 如图 2 所示。其中, E_z 为 z 方向上的电场强度, E_y 为空泡内 y 方向上的

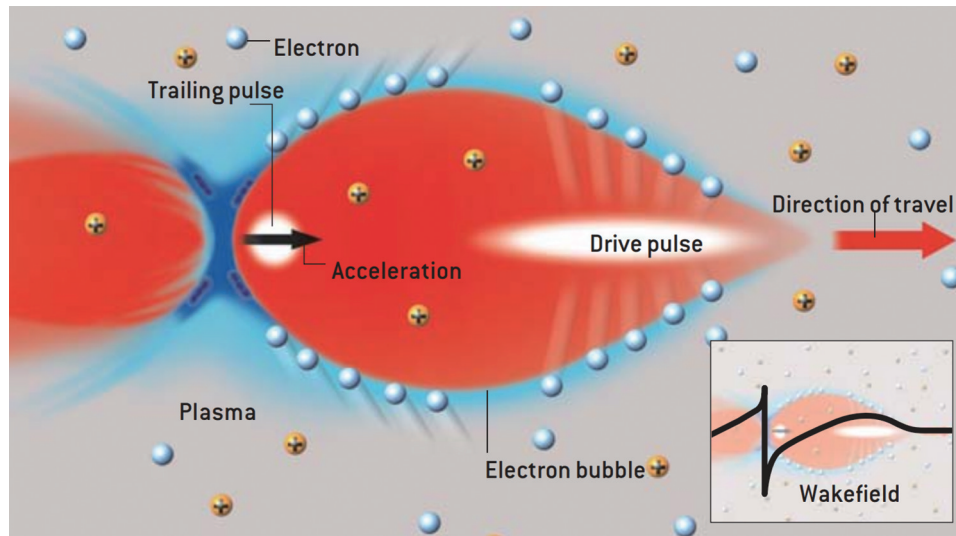


图 1 激光尾波场加速的原理图^[29]

Fig. 1 Schematic of laser wakefield acceleration^[29]

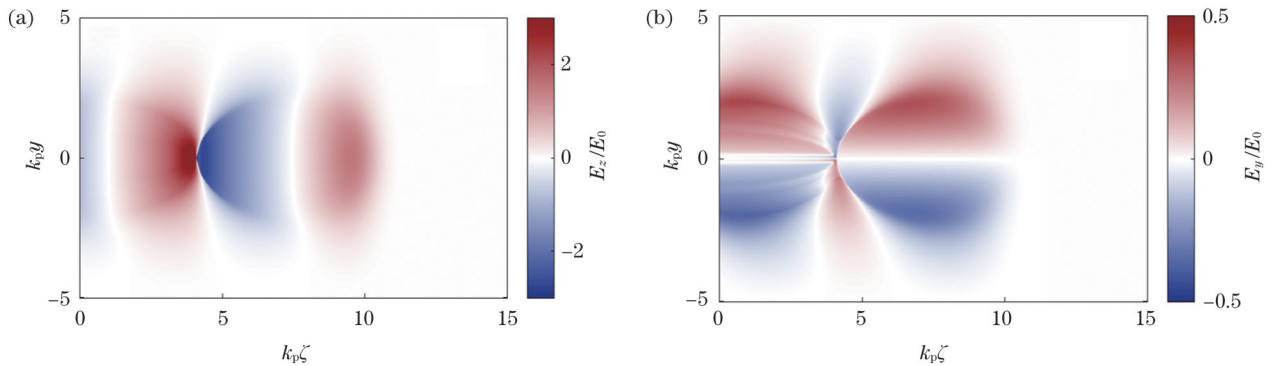


图 2 空泡中电子所受到的电场。(a)纵向电场;(b)横向电场

Fig. 2 Electric field on electron inside bubble. (a) Longitudinal electric field; (b) transverse electric field

电场强度, $k_p = 2\pi/\lambda_p$, $\zeta = z - ct$, z 为激光传播距离, c 为真空光速, t 为激光传播时间, E_0 为等离子体波的电场强度, y 为坐标大小。

激光激发尾波场中的纵向电场强度依赖于 n_0 和 a_0 , 且等离子体可维持电场强度超过 E_0 的等离子体波^[5], $E_0 = m_e c \omega_p / e \approx 96 \sqrt{n_0}$, 其中 m_e 为电子质量, e 为电子电荷量。例如, 对于电子密度为 10^{18} cm^{-3} 的等离子体, 该电场强度约为 96 GV/m , 其加速梯度比传统射频加速器的加速梯度高 3 个量级以上。对于非线性等离子体波, 其电场强度可超过 E_0 。随着空泡壁上电子密度的增加, 当电场超过“波破”限制时, 背景等离子体的电子速度可以超过等离子体波的相速度, 从而发生“波破”, 此时电子会被捕获, 并被注入到空泡尾部加速^[5, 27-28]。

在激光驱动等离子体尾波场的过程中, 电子的初始速度如果达不到尾波场的相速度, 电子会相对于激光尾波场向后滑移而无法被尾波场捕获, 因此只有满足一定初始条件的电子才能被尾波场捕获并加速。因此, 与传统射频加速器一样, 在激光尾波场加速过程中, 电子束的注入控制是一个非常重要的关键技术, 主要包括自注入、对撞注入、电离注入和密度梯度注入等注入方案。

自注入指的是通过激发强非线性的等离子体波来实现对等离子体背景电子的捕获和注入^[30-32]。原则上, 当电子的初始纵向速度大于电子所在位置的等离子体波的相速度时, 电子就会被注入到空泡内。当尾波振幅增强、背景电子动量足够高时, 电子可以在纵向上被捕获, 这就是电子的纵向自注入。当激光光强较强并且自聚焦增强时, 等离子体波由非线性正弦型向极端非线性即空泡结构演化, 其背景电子会被横向离轴排开形成电子空腔。当背景电子的横向动量足够大时, 电子可以进入等离子体电子空腔, 在聚焦力的作用下进入加速区域, 从而实现注入, 即电子的横向自注入。横向注入会给电子束引入较大的发散角和发射度, 而纵向注入会产生发射度较小的电子束。相比于其他注入方式, 自注入对实验靶结构和等离子体密度分布的要求不高, 但需要较高的激光强度来激发强等离子体波, 而且自注入过程往往是不可控的。因此, 在实验过程中, 自注入在实现高品质的电子束注入方面具有一定的难度。

碰撞注入是利用另外一束激光脉冲激发电子额外注入的, 也叫光学注入。1996 年, Umstadter 等^[33]利用注入激光脉冲沿垂直方向作用于尾波场, 该脉冲的有质动力能够加速等离子体中的一部分电子, 使其能够被尾波场捕获。为了使电子注入到单个尾波场空泡中, 注入脉冲的焦斑大小和脉冲宽度都要小于等离子体波长。此外, 需要在时间上精准控制驱动尾波场的主激光脉冲和注入激光脉冲才能完成有效的电子注

入。与横向对撞实现电子注入的方案有所不同, 两束激光相向对撞的光学注入方案^[34-35]来源于激光尾波场拍频注入的想法。在两束脉冲交叠的时间内, 泵浦脉冲的尾部与对撞脉冲共振激发拍频等离子体波, 从而尾波场会捕获和加速等离子体中的背景电子。由于碰撞注入在实验中要求超高精度的同步控制, 且注入激光与等离子体的相互作用会对驱动激光造成影响, 实现碰撞注入和持续的加速相对较难, 稳定性也比较差。

电离诱导注入^[36-39]则是基于激光与含有高 Z 元素 (Z 为物质的原子序数) 的低密度气体之间的相互作用, 高 Z 离子的内壳层电子直接在尾波场内被电离并被尾波场捕获和加速。当超强 (强度 $> 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) 激光在等离子体中传播时, 内壳层的电子由于电离势高, 仅在激光脉冲峰值附近发生电离, 而这些电子本身就处在空泡中, 因此可以直接被捕获和加速。这种在空泡形成过程中尚未电离出来的电子的电离阈值要高于或者接近于激光脉冲的峰值功率, 由于激光在空泡前端的自聚焦和自压缩, 功率密度被提高到了电离阈值以上, 直接在空泡中电离出新的电子。只要这些电子的初始位置合适, 就能够在空泡内加速到足够的速度, 从而被空泡俘获实现注入。相比于自注入和碰撞注入, 含有高 Z 元素的低密度气体的电离注入具有很强的优势, 其对激光强度的要求相对较低, 很容易实现。但电子的注入过程受限于激光在等离子体中的自聚焦传输, 电离注入时间无法得到有效控制, 往往会持续注入, 最终导致输出的电子束电量较高、能散度较大。为了解决这个问题, 研究者提出多种方案, 如级联尾波场加速和自终止电离注入^[40-41]方案。由图 3 可知, 采用电离注入的级联尾波场加速方案可以减小电子束的能散度。第一级等离子体设为氦和氧的混合气体 (He 的体积分数为 94%, O_2 的体积分数为 6%), 作为激光尾波场级联加速的注入级; 第二级等离子体为纯氦, 作为级联加速的加速级。当注入级的等离子体密度为 $5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 可以得到连续的电离注入电子束输出, 通过改变激光的聚焦位置, 电子束的能量和能谱会发生变化。当激光聚焦在注入级入口时, 所得到的电子束能量取得最大值, 如图 3(a)~(c) 所示。当加入长为 1 mm 、密度为 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的第二级纯氦气体等离子体时, 可得到能量显著提升的准单能电子束团输出, 如图 3(d)、(e) 所示。当将第二级等离子体的长度增加到 3 mm 时, 电子束能量进一步提高, 得到 0.8 GeV 的电子束团输出, 相对能散度得到显著压缩, 如图 3(f)~(h) 所示^[40]。

在密度梯度注入的方法^[42-43]中, 激光在等离子体中传输时等离子体波会随着等离子体密度的变化, 相速度相应发生变化, 从而实现电子的局部自注入, 其主要以下降沿的密度梯度注入为主。当脉冲激光沿密

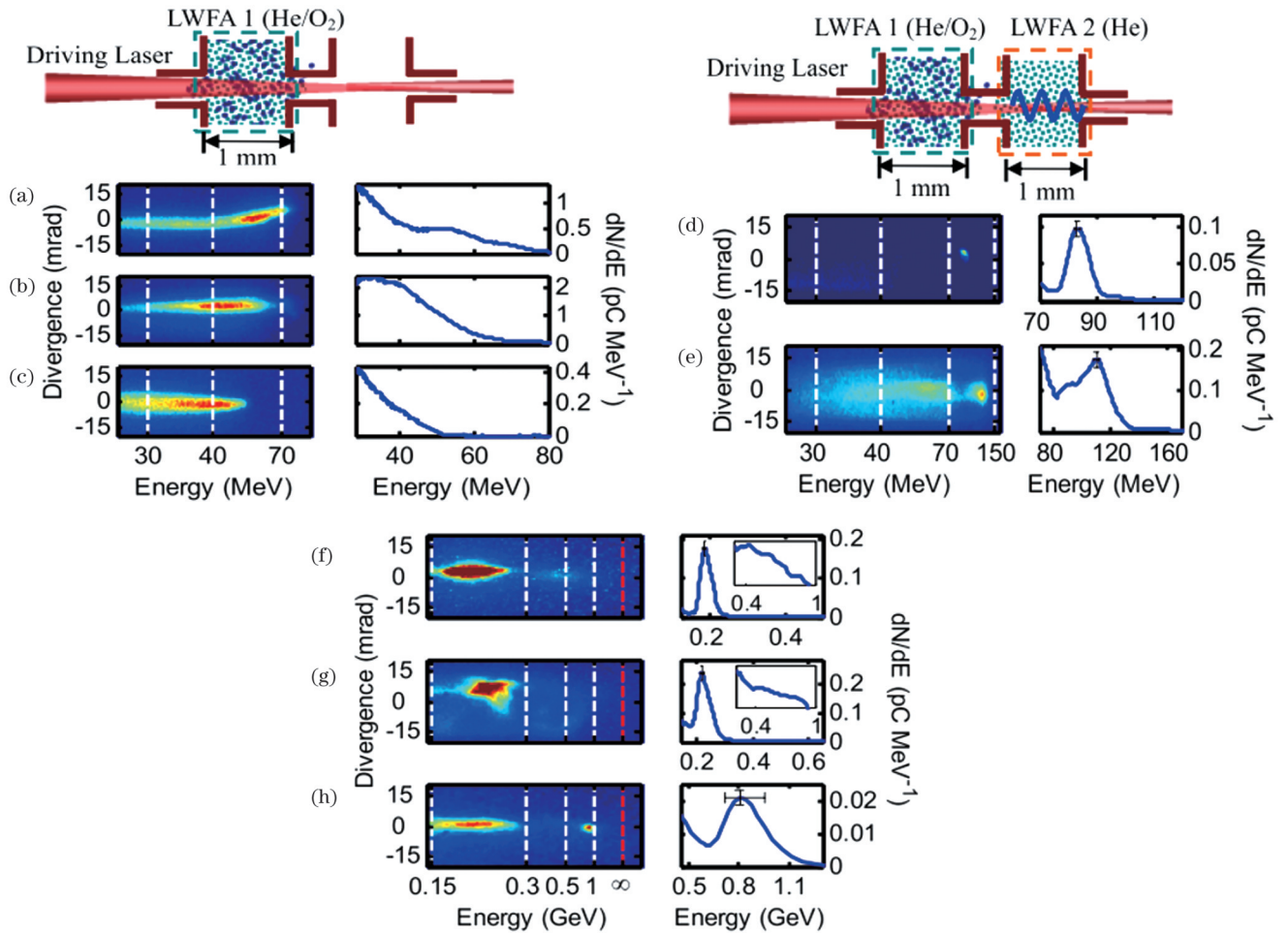


图 3 激光尾波场的级联电子加速^[40]。经离轴抛物面镜聚焦后,焦斑尺寸约为 $16\ \mu\text{m}$ 、峰值强度为 $2.08\sim 2.27$ 的驱动激光在(a)激光聚焦位置 $z=0$ 且靶上激光功率为 $53\ \text{TW}$, (b) $z=0.6\ \text{mm}$ 且靶上激光功率为 $58\ \text{TW}$, (c) $z=1.2\ \text{mm}$ 且靶上激光功率为 $60\ \text{TW}$ 的打靶条件下,单独打第一级时得到的电子束能谱;在靶上激光功率分别为(d) $48\ \text{TW}$ 和(e) $60\ \text{TW}$ 的条件下,第二级等离子体长为 $1\ \text{mm}$ 时的级联电子加速电子能谱;在靶上激光功率分别为(f) $50\ \text{TW}$ 、(g) $48\ \text{TW}$ 和(h) $45\ \text{TW}$ 的条件下,第二级等离子体长为 $3\ \text{mm}$ 时级联电子加速得到的电子束能谱

Fig. 3 Cascaded electron acceleration of laser wakefield^[40]. After being focused by off-axis parabolic mirror, single-shot electron beam spectra from drive laser with focal spot size of $\sim 16\ \mu\text{m}$ and peak intensity of $2.08\sim 2.27$ when (a) laser focusing position $z=0$ and laser power on target is $53\ \text{TW}$, (b) $z=0.6\ \text{mm}$ and laser power on target is $58\ \text{TW}$, and (c) $z=1.2\ \text{mm}$ and laser power on target is $60\ \text{TW}$; cascaded electron acceleration spectra when second stage plasma is $1\ \text{mm}$ long at target powers of (d) $48\ \text{TW}$ and (e) $60\ \text{TW}$; electron beam energy spectra obtained by cascaded electron acceleration when second stage plasma length is $3\ \text{mm}$ at laser powers on target of (f) $50\ \text{TW}$, (g) $48\ \text{TW}$, and (h) $45\ \text{TW}$

度下降沿($dn/dz < 0$, 其中 n 为等离子体密度)传播时,等离子体波的周期会随着密度的减小而增大($\lambda_p \propto n_0^{-1/2}$),尾波场尾部的相速度会随着激光的传输逐渐减小。如在等离子体密度的下降区域 $n_1 \rightarrow n_2$ ($n_1 > n_2$) 内,等离子体波的本征波长增大,即 $\lambda_{p1} \rightarrow \lambda_{p2}$ ($\lambda_{p1} < \lambda_{p2}$),该密度转换造成相峰值位置的变化量为 $\Delta\zeta = \lambda_{p1} - \lambda_{p2}$ 。如果密度下降沿长度为 L ,则等离子体尾波场的相速度变化量为 $\Delta v_p/c = (\lambda_{p1} - \lambda_{p2})/L = -d\lambda_p/dz = [\lambda_p/(2n)](dn/dz)$ 。所以对于密度下降沿,尾波场的相速度是减小的,当尾波场尾部电子速度大于尾波场尾部相速度时,电子会被捕获。实验中制造等离子体密度下降沿的方法有很多,其中包括使用垂直于主脉

冲的另一束脉冲激光、光预制等离子体通道和使用刀片制造气体冲击波,从而实现等离子体密度的陡峭变化等^[44-47]。密度下降沿注入能够大大降低电子注入的能量阈值,从而降低驱动激光的强度,是一种非常有效的注入方案。值得指出的是,在不同的注入机制和加速过程中,如表 1 所示,由于梯度注入方案在实验过程中的简易性和可操控性,能制备出具有特殊结构的等离子体,实现等离子体密度分布变化,如陡峭下降沿等。采用该方法实现激光尾波场加速并产生低能散高品质电子束是一种较佳的选择,本文也主要针对该方案涉及到的实验和物理图像进行描述和介绍。

表 1 激光尾波场电子加速实验中不同电子注入方案及性能参数对比

Table 1 Comparison of different electron injection schemes and performance parameters in laser wakefield electron acceleration experiments

| Parameter | Self-injection ^[31,48-52] | Colliding injection ^[34,53-56] | Ionization injection ^[37-39,57-62] | Density injection ^[18,44,47,56,63-66] |
|--|--------------------------------------|---|---|--|
| Normalized laser intensity | $a_0 > 2.0$ | $1.0 < a_0 < 2.0$ | $1.5 < a_0 < 4.0$ | $a_0 > 1.0$ |
| Plasma density / (10^{17} cm^{-3}) | 1–100 | 50–200 | 5–60 | 10–100 |
| Common gas | He | He | He+N ₂ /O ₂ /CO ₂ /Ar+N ₂ +O ₂ | He, H ₂ , N ₂ |
| Energy spread | 3%–100% | 5%–20% | 1%–100% | 0.3%–10% |
| Emittance / ($\text{mm} \cdot \text{mrad}$) | > 1.0 | 1.0–5.0 | > 0.3 | 0.2–3.0 |
| Integrated charge / pC | 10–300 | 15–30 | 5–500 | 1–200 |
| Complexity | Relatively hard | Hard | Easy | Relatively easy |

3 高品质激光等离子体尾波场电子加速中的能量啁啾控制

激光等离子体尾波场电子加速主要包括四个过程：激光尾波场的形成和演化、电子注入、电子加速以及失相过程^[5,67]。在电子加速阶段，电子被注入到尾波场后会受到纵向尾波场的加速而能量增加。当电子速度增加到超过尾波场相速度时，电子束会相对于尾波场由尾部向中间移动，发生相对滑移。当加速长度(L_d)等于失相长度时，即 $L_d \propto \lambda_p^3 / \lambda_0^3$ (λ_0 为驱动激光波长)，获得的最大加速能量为 $W_{\max} \approx eE_{\max}L_d$ (其中 E_{\max} 为最大电场强度)，最后电子进入失相区并减速。实际上，除了失相长度会限制电子能量增益外，激光在等离子体传播的过程中，能量会被转移到等离子体中，发生激光损耗，从而限制了能量增益的上限，所对应的泵浦损耗长度(L_{pd})与等离子体波长($\lambda_p \propto 1/\sqrt{n_0}$)和激光脉冲宽度相关，即 $L_{pd} \propto (\lambda_p^2 c \tau_0) / \lambda_0^2$ ，其中 τ_0 为激光脉冲宽度。为此，人们常通过预设一个等离子体通道或等离子体波导来补偿驱动激光的衍射效应，实现激光的长距离传输导引和激光自聚焦，从而提高电子束的能量增益。目前国内外多个研究小组利用特殊结构的气体喷嘴^[18,44,65-66]、气体池^[40,59,68]、放电毛细管^[17,69-70]、级联毛细管^[71]等来提高激光的长距离传输能力，获得了 GeV 量级及其以上的高能电子束源。例如目前获得的能量为 7.8 GeV 的电子，其加速得益于长距离放电毛细管的优化和激光传输导引^[17]。尽管激光尾波场加速器能够产生高能电子束，但是电子束的能散度通常在百分之几的量级，极大地阻碍了电子束的实际应用。除了能量参数之外，表征电子束实用性的重要参数还包括电子束的能散度、发射度及稳定性等，其中，如何获得低能散度的电子束是激光尾波场电子加速研究面临的重大挑战之一。

为得到高性能低能散度的电子束团，国际小组针对激光尾波场电子加速的注入和加速过程提出了各种各样的优化方案。2006 年，Faure 等^[53]采用两束超

短脉冲激光相对对撞实现电子束注入的方案，在实验上获得了能量为 117 MeV、半峰全宽(FWHM)能散度为 11% 的电子束团输出。2015 年，Mirzaie 等^[58]在不匹配的焦斑条件下，加剧了激光自聚焦的演化，从而抑制了电子束的电离注入过程，在实验上得到了能量为 412 MeV、半峰全宽能散度为 5% 的电子束团输出。2013 年，Buck 等^[44]利用气体激波产生的密度陡梯度下降沿，对电子束的注入过程进行控制，在实验中获得了能量为 ~100 MeV、半峰全宽绝对能散度为 ~5 MeV 的稳定电子束团输出。2014 年，Litos 等^[72]针对电子束驱动等离子体加速器设计的尾波场平坦化方案可控制被加速的电子束团保持稳定的绝对能散度，从而抑制电子束团的能散度增长。但对于激光驱动的尾波场来说，电子束存在失相效应，电子束团并不能保持稳定的加速相位，而且电子束的能量啁啾没有得到有效的补偿或者控制，因而上述激光尾波场加速方案产生的电子束能散度都在百分之几的量级，与诸多应用所要求的千分之一级能散度还有很大的差距。

为了得到能散度更低的高能电子束，需要对电子束团在尾波场内的加速过程进行精确控制。对于在激光尾波场加速初始阶段注入的电子束团来说，先被捕获的电子的加速时间长，会获得更高的能量增益，因此形成能量呈负啁啾分布(电子束团能量分布前高后低)的电子束团。由于尾波场的加速梯度在纵向上不是均匀分布的，而是存在两个区域，一个是加速梯度负斜率区，另一个是加速梯度正斜率区，电子束在被加速的同时，其能量啁啾会发生演化，经历啁啾补偿(去啁啾)和翻转的过程。因此，通过控制加速过程中能量啁啾的演化可以减小或者压缩电子束的绝对能散度，从而获得低能散度的高能电子束。研究者针对传统加速器领域也提出了各种去啁啾方案^[73-77]，如对电子进行能量啁啾度操控，就是利用一个合适的场与带有能量啁啾的电子束的相互作用来消除电子束的能量啁啾度。这种方法在基于激光尾波场的电子加速中也是适用的。如 2016 年，Zhang 等^[78]提出了在

相空间中进行电子束纵向压缩、电子束能量啁啾翻转和压缩电子束能散度补偿的新方案, 这为激光尾波场加速产生千分之一级低能散度、高流强、高亮度电子束提供了新思路。2016 年, Wang 等^[18]利用具有特殊密度分布的级联激光尾波场加速器有效地抑制了电子的二次自注入, 控制了电子束在加速过程中的能量啁啾演化, 在实验中获得了峰值能量为 200~600 MeV、能散度为 0.4%~1.2%、电量为 10~80 pC、发散角为 0.1~0.3 mrad 的高品质单能电子束。该电子束最高的六维相空间亮度达到 $6.5 \times 10^{15} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} / 0.1\%$ (0.1% 为均方根能散度单位), 可比拟世界上最先进的传统直线加速器产生的高亮度高品质电子束团。2021 年, Ke 等^[65]通过研究具有陡峭下降沿的等离子体密度分布, 提出通过控制电子束注入、去啁啾和准稳相加速获得超低能散度的高亮度、高能电子束的方案, 最终在实验上获得了能量为 780~840 MeV、能散度的均方根值(RMS)为 2.4‰~4.1‰、电量为 8.5~23.6 pC、发散角 RMS 为 0.1~0.4 mrad 的高品质电子束团, 并通过模拟进行了验证。通过模拟发现, 该电子束团的啁啾强度高达 $11 \text{ TeV} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 并且通过调节等离子体密度或者激光焦点位置等, 可以有效调节电子束的初始啁啾度以及去啁啾强度, 进而获得无啁啾的电子束。该方法适用于获取相对能散度在 0.5% 以下的电子束。

高品质激光尾波场电子加速实验示意图如图 4(a) 所示, 激光脉冲的焦点位于障碍物之后, 调节喷嘴和障碍物的相对位置, 可使激波形成的纵向尺度小于 λ_{os} , 其中 λ_{os} 是激光在均匀等离子体中的振荡周期, 可以通过假定激光焦斑尺寸在匹配尺寸附近振荡进行估计,

即通过激光的能量、光斑尺寸与等离子体的波长匹配实现较为稳定的导引。调节激波的位置, 使电子束在激光散焦之前注入空泡, 从而在激光散焦时能够对电子束进行去啁啾。实验采用激光干涉法测量等离子体的密度分布, 如图 4(b)、(c) 所示。等离子体密度的最大值为 $(5 \pm 0.5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 激波下降沿的尺度大约为 $160 \mu\text{m}$, 平台区的等离子体密度为 $(2.6 \pm 0.5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 采用这样的等离子体密度分布以及激光参数, 在实验中得到了近 GeV 电子能量、千分之几量级能散度的高品质电子束, 其能量为 780~840 MeV, 能散度为 2.4‰~4.1‰, 电量为 8.5~23.6 pC, 发散角为 0.1~0.4 mrad,

如图 5 所示。电子束的平均 6D 亮度为 $B_{6D,n} = \frac{I}{\epsilon_n^2 \sigma_\theta}$, 其

中 I 为电子的峰值流强, ϵ_n 为 RMS 横向发射度, σ_θ 为 RMS 能散度, 这里 RMS 能散度的单位是 0.1%^[79]。电子束的横向发射度可以估计为 $\epsilon_n = \gamma \sigma_r \sigma_\theta$, 其中 γ 是电子的洛伦兹因子, σ_r 和 σ_θ 分别是横向尺寸以及发散角。尽管电子束在等离子体出口处的尺寸以及脉宽并没有被测量, 但是根据三维粒子的模拟结果可以估算出电子束的尺寸和脉宽分别为 $1.5 \mu\text{m}$ 和 2 fs ^[23,80-81]。实验中 σ_r 和 σ_θ 分别为 0.2 mrad 和 0.3%, γ 为 1600, 电量为 16 pC, 那么电子束的 6D 空间亮度的估计值为 $\sim 10^{16} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} / 0.1\%$ 。电子束的参数如电量、能量、能散度、啁啾度均可以通过改变激光焦点位置以及等离子体密度进行调节。

在模拟实验中采用了傅里叶贝塞尔粒子模拟程序 (FBPIC)^[82-83]。模拟窗口的纵向以及横向尺寸分别为 $50 \mu\text{m}$ 和 $120 \mu\text{m}$, 其中每个格点包含 16 个宏粒

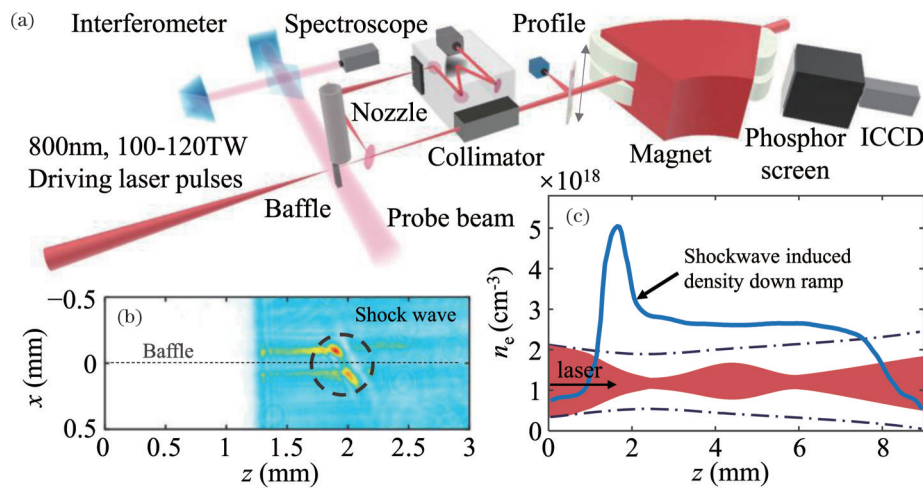


图 4 基于激光尾波场加速的超低能散、高品质电子束源产生实验^[65]。(a)高品质激光尾波场电子加速实验示意图;(b)阴影法观测到的激波分布;(c)沿着图 4(b)虚线方向的干涉图反演得到的密度分布(实线),真空中激光的演化(虚线),及等离子体中激光的演化(阴影区域)

Fig. 4 Experiments for generation of ultralow energy-spread and high-quality electron beam based on laser-wakefield acceleration^[65]. (a) Schematic of experimental setup for high-quality laser wakefield electron acceleration; (b) shock wave distribution observed by shadow method; (c) retrieved plasma density profile (solid line) from interferogram along dashed line direction in Fig. 4(b) and evolution of laser beam in vacuum (dashed line) and in plasma (shaded area)

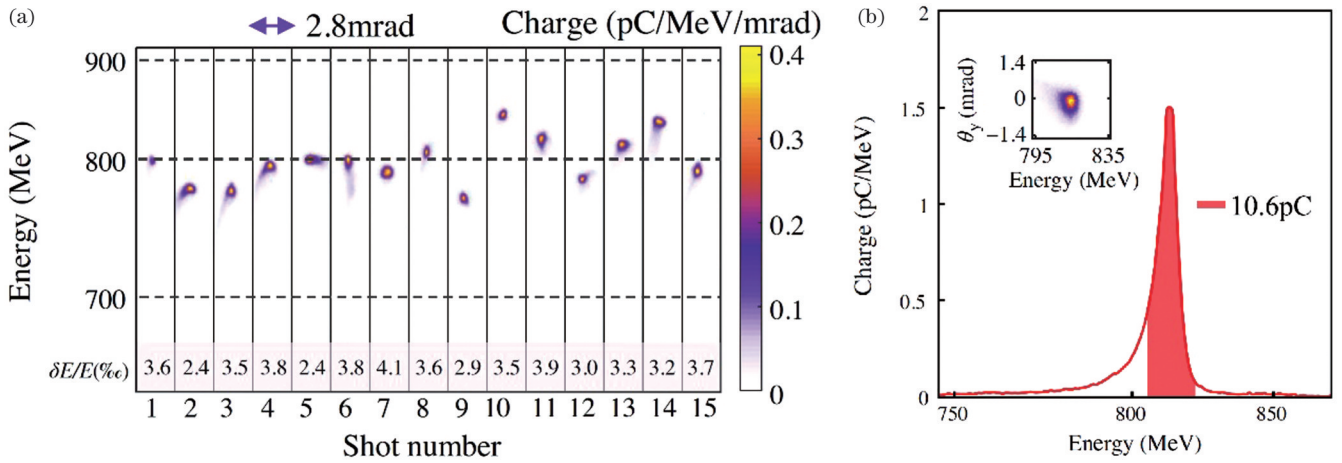


图 5 超低能散、高品质电子束源的实验测量结果^[65]。(a)实验测得的能散为2.4%~4.1%的15发电子能谱;(b)图5(a)中第13发电子束的电量积分图,其峰值能量为817 MeV,RMS能散度为3.3%,阴影部分表示三倍相对能散范围内的电子束电量为10.6 pC,RMS发散角为0.25 mrad

Fig. 5 Experimental measurement results for ultralow energy-spread and high-quality electron beam source^[65]. (a) Energy spectra of 15 shots with energy spread of 2.4%–4.1% measured by experiment; (b) charge integral diagram of 13th shot electron beam with peak energy of 817 MeV and RMS energy spread of 3.3% in Fig. 5(a), with electron beam charge of 10.6 pC in threefold relative energy spread range and RMS divergence angle of 0.25 mrad shown in shaded portion

子,尺寸为 $\Delta z=0.4 \mu\text{m}$, $\Delta r=0.12 \mu\text{m}$ 。一束波长为 $0.8 \mu\text{m}$ 、归一化强度为1.24、脉宽为25 fs、焦斑直径为 $34 \mu\text{m}$ 的线偏振激光从模拟窗口的左边纵向入射并聚焦于距离等离子体出口1.4 mm的位置。在模拟实验中,激光脉冲用高斯函数表示。等离子体密度分布非常接近实验测量的结果,如图6所示。等离子体入口处的密度上升沿为激光的自聚焦演化提供了足够的距离,激光在整个上升沿的传输过程中都没有激发电子注入。当激光进入下降沿时,随着空泡的扩张,尾波场相速度快速减小。这种变化是由激光强度的

增加以及等离子密度的减小引起的。随着相速度的减小,一部分电子的速度会超过尾波场相速度并注入到空泡中。电子注入发生在下降沿快结束的位置,如图6(a)中第一块阴影区域所示。这种注入是由密度下降沿和激光的自聚焦共同作用引起的,因而被称为协同注入。图6(b)展示了电子束能量和绝对能散度的演化,竖虚线标记了去啁啾过程开始和结束的位置。图6(c)展示了电子束拟合的啁啾度以及所在空间位置的平均纵向场,电子束的啁啾度演化基本由纵向场决定。

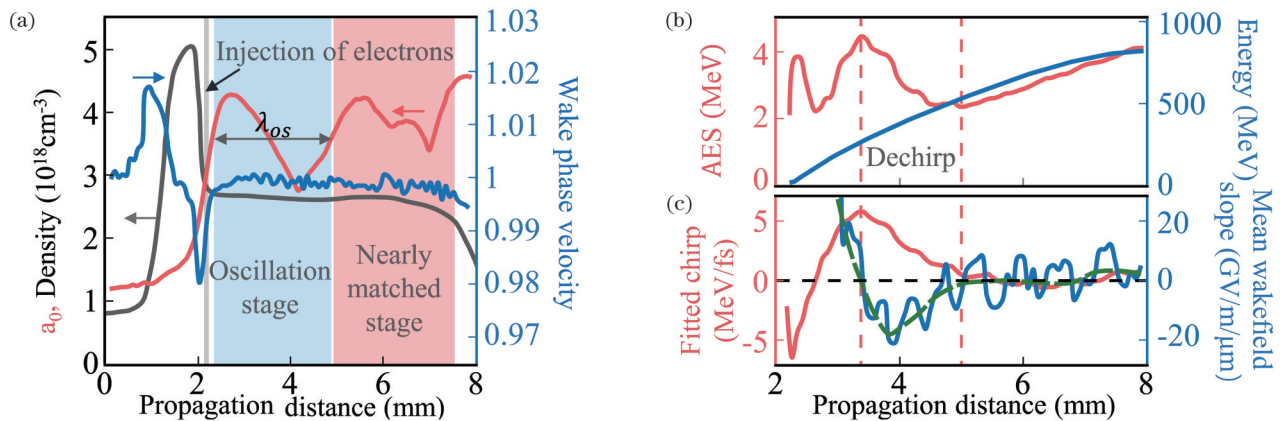


图 6 粒子网格模拟结果^[65]。(a)归一化矢势、尾波场相速度以及等离子密度的演化图,归一化矢势的演化可以粗略地分成振荡阶段(中间阴影区域)以及近匹配阶段(右边阴影区域);(b)电子束能量和绝对能散度的演化;(c)电子束拟合的啁啾度以及所在空间位置的平均纵向场

Fig. 6 Particle-in-cell simulation results^[65]. (a) Evolution diagram of normalized vector potential, wakefield phase velocity, and plasma density, in which evolution of normalized vector potential can be roughly divided into oscillation stage (middle shadow region) and near-matching stage (right shadow region); (b) evolution of electron beam energy and absolute energy spread; (c) chirp degree fitted by electron beam and mean longitudinal field at its spatial location

当密度下降沿结束时,随着尾波场相速度的增大,电子注入也结束了。电子刚注入空泡时,电子束头部的电子先注入,比尾部的电子获得了更多的能量,有了负的能量啁啾度。此时的加速场梯度的斜率是正的,尾部的电子比头部的电子承受更高的加速梯度,如图 7(a)~(e)所示。这种情况就会使电子束的啁啾度方向在几百微米后快速翻转[图 7(a)和图 7(f)]。当激光强度从最大值开始衰减时,空泡尾部聚集的电子就没有那么多了,当激光强度减小到一定程度时就会形成一个锯齿状的加速场[图 7(b)],此时电子的啁啾度约为 4.7 MeV/fs。在去啁啾过程中,由于加速场形状的演化,正啁啾的电子束会逐渐滑移到空泡尾部,也就是从正斜率区域滑移到负斜率区域。尽管此时整个电子束都处在加速相位阶段,但是尾部的电子会经历一个更小的加速场,在大约半个振荡周期后,电子束的啁啾度可以被补偿到 0.4 MeV/fs,

对应的去啁啾强度为 $11 \text{ TeV} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ [76],在啁啾度基本被补偿后,电子的全局能散已经非常接近切片能散。随着电子束能量的增加,电子束又会从空泡尾部来到正斜率的加速区域。此时能够比较清楚地看到电子束束载 (beam loading) 效应,并且电子束的每个部分承受的加速场很接近[图 7(c)和图 7(g)]。值得注意的是,在整个加速过程中会发生 betatron 滑移以及 betatron 振荡,导致电子束经历的横向加速场不一致[84],使得电子束的绝对能散度始终在增加。最终在模拟实验中获得了能量为 817 MeV、电量为 16.6 pC 以及 RMS 能散度为 5% 的电子束,与实验结果非常吻合。该模拟结果显示,通过选取特定的等离子体密度分布及激光的自聚焦传输和演化方式,可以控制电子束的注入和能量去啁啾过程,获得千分级能散度的电子束。其中,beam loading 效应和准稳相加速也有助于能散度的压缩。

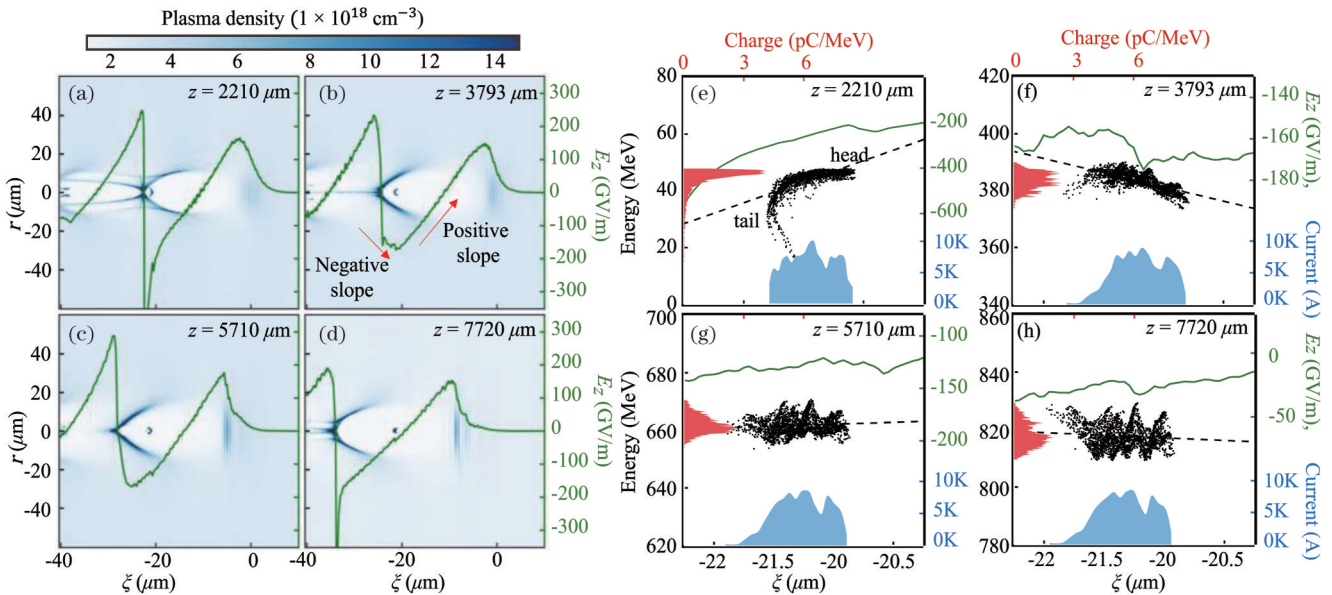


图 7 电子束在 ρoz 平面上的密度分布、光轴上的尾场分布 (实线), 以及不同传输位置相空间运动情况^[65]。(a) 电子束注入后处在一个高度非线性的尾波场中; (b) 当激光散焦时, 形成了一个有负斜率加速梯度的锯齿状加速场; (c) beam loading 效应使得电子在后方的加速过程都保持比较小的相对能散度; (d) 电子束接近失相; (e)~(h) 对应于图 7(a)~(d) 的相空间动力学以及局部放大纵向尾波场

Fig. 7 Snapshots of electron beam density distribution in ρoz plane, on-axis accelerating field lineouts (solid line), and phase space dynamics of electron beam at different distances. (a) Electron beam stays in a highly nonlinear wakefield just after injection; (b) sawtooth-like accelerating field with negative slope acceleration gradient is formed as laser defocuses; (c) beam-loading effect makes electrons maintain relatively small energy spread during final acceleration process; (d) electron beam approaches dephasing; (e)~(h) corresponding phase space dynamics and locally amplified longitudinal wakefield for Fig. 7(a)~(d)

4 激光驱动的 betatron X 射线辐射

当相对论运动的电子受到外力发生偏转或者切向加速时,能够对外辐射高能光子,其电子辐射的特性,如角分布、辐射能谱、光子产额、偏振态以及时间空间相干性等,与电子束参数和运动状态紧密相关。激光尾波场加速的电子束可以在等离子体、光场、强磁场中进行横向振荡或扭摆运动产生高能量、高亮度、准

直、飞秒脉宽的新型辐射源^[13],如 betatron X 射线辐射、逆康普顿散射、韧致辐射和波荡器辐射等,可覆盖从极紫外到伽马射线的极宽能带光谱。除此之外, Malaca 等^[85]提出利用等离子体加速器产生具有时间相干的超辐射, Peng 等^[86]提出在超光速等离子体尾波场中采用基于电子集体作用的全新相干辐射机制,该机制可产生阿秒量级脉冲、亚周期相干光激波辐射。

在激光尾波场加速电子过程中,注入到空泡内的

电子除了在纵向上受到一个 100 GV/m 量级的超高加速场外,在激光尾波场的横向聚焦场作用下,电子也会在横向上作简谐振动,从而产生 betatron 辐射,如图 8 所示。这是一种紧凑型、具有飞秒时间尺度的高亮度高能 X 射线辐射。在等离子体尾波场内,电子运动方程可简化为

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \approx -\frac{m_e \omega_p^2}{2} (\zeta \mathbf{e}_z + r \mathbf{e}_r), \quad (1)$$

式中: \mathbf{p} 为电子的动量; p_{\parallel} 为电子的纵向动量; p_{\perp} 为电子的横向动量,一般情况下电子的纵向动量远大于横向动量,即 $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$; \mathbf{E} 为电子在空泡内受到的电场强度; \mathbf{v} 为电子矢量速度; \mathbf{B} 为电子在空泡内受到的磁场强度; \mathbf{e}_z 和 \mathbf{e}_r 分别为沿电子运动纵向方向和横向方向的单位向量; r 为电子偏离尾波场中心轴的横向坐标大小。电子在横向电场力的作用下能够沿着空泡横向振荡,其振荡频率对应于 betatron 频率 (ω_{β}),即 $\omega_{\beta} \approx \omega_p / \sqrt{2\gamma}$ 。大体上, t 时刻的电子振荡周期为 $\lambda_{\beta}(t) =$

$\sqrt{2\gamma(t)}\lambda_p$, 波荡器强度为 $K(t) = r_{\beta}(t) k_p \sqrt{\gamma(t)}/2$, betatron 振幅为 $r_{\beta}(t) = \sqrt{x_{\beta}^2(t) + y_{\beta}^2(t)}$, 其中 x_{β} 和 y_{β} 分别为电子在 x 和 y 方向上离中心轴的距离。表征 betatron 辐射能量的参数称为临界能量,可大体表示为 $E_c \approx 1.1 \times 10^{23} \gamma^2 n_e r_{\beta}$, 其中 E_c 的单位为 keV, n_e 为电子密度且单位为 cm^{-3} , r_{β} 的单位为 μm 。激光尾波场内的 betatron 辐射特性取决于等离子体波荡器强度、注入电子束性能及激光和等离子体密度参数等,需选择合适的参数来提高 betatron 辐射源的光子产额、峰值亮度和相干性。激光尾波场产生的 X 射线源也可作为研究激光等离子体加速器的强有力工具。在实际应用方面,基于激光等离子体波荡器的 betatron 辐射产生相对简单,且具有很高的峰值亮度、超短飞秒量级脉宽、非常小的辐射源尺寸,因而适用于超快泵浦探测。优化后的空间相干 betatron 辐射源可在生物、化学等领域中实现位相成像。

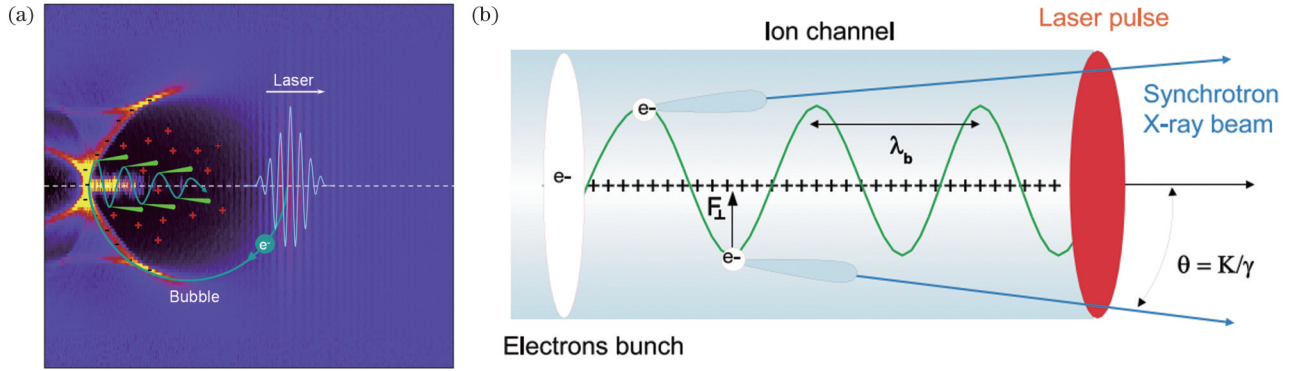


图 8 电子在空泡中的 betatron 振荡和 betatron 辐射^[87]。(a) betatron 振荡; (b) betatron 辐射

Fig. 8 Betatron oscillation and radiation of electron in bubble^[87]. (a) Betatron oscillation; (b) betatron radiation

可以通过增加电子束的电量和能量或增大电子束的横向振荡振幅来提高 betatron 辐射的光子能量和产额。以往的研究报道了几种提高 betatron 辐射光子能量和产额的方法。2011 年, Cipiccia 等^[19]利用激光尾波场内电子束与驱动激光产生的共振增强横向振荡, 获得了 MeV 量级的辐射源。2008 年, Chen 等^[20]和 Yan 等^[88]利用团簇喷嘴气池和等离子体空泡的演化, 提高了辐射源的光子产额和能量。2018 年, Ferri 等^[89]采用激光尾波场电子加速和电子束驱动的尾波场混合协同作用的方法, 产生了高亮度 MeV 量级的 betatron 辐射。2019 年, Guo 等^[90]利用密度抑制等离子体结构, 实现了激光尾波场中的 betatron 辐射增强。2020 年, Zhu 等^[91]利用几拍瓦量级的强激光在级联激光等离子体加速中获得了超高亮度 GeV 级的伽马射线源。此外, 2010 年, Popp 等^[92]利用波前倾斜的激光引导离轴电子的注入, 实现了对辐射源的操控。2016 年, Chen 等^[21]提出了利用厘米尺寸大小的等离子体通道产生类同步辐射源的方案。2018 年, Döpp 等^[93]还实现了该辐射源的偏转态调谐控制等。2023 年, Shou 等^[94]利用激光加速的

电子在毫米长度碳纳米管内形成的近临界密度等离子体, 通过类同步辐射获得了高光子产额的硬 X 射线, 其转换效率高达 10^{-3} 。但由于这些电子束的能散度并不好, 是连续分布的, 且可控性也不够, 所产生的 X 射线辐射往往为连续宽能谱分布, 缺乏一定的可控性。因此需要进一步探索能产生稳定、易于调谐、准单色 betatron 辐射源的方法, 从而提高 betatron 射线源的应用性能。

然而, 激光尾波场内的电子束注入和加速过程是紧密相连的, 若要产生低能散度、低发射度、高电量的电子束, 则要求注入电子束的横向振荡不能太大, 否则在加速过程中电子束的品质难以维持, 从而限制 betatron 辐射的光子产额。此外, 由于电子束在尾波场中难以维持稳定的电子能量, 加速过程中电子束横向振幅的变化以及激光尾波场结构的自身演化会大大限制辐射光子的单能性。如果电子束的注入、加速和横向振荡可以被独立控制, 则很有可能解决高品质电子束和增强 betatron 辐射之间的矛盾, 同时优化电子束产生和 betatron 辐射, 获得一种紧凑型、

高亮度、高能量的电子束源及经过增强的 betatron 辐射源。

2018 年, Yu 等^[22]提出了一种在激光尾波场内操控电子束横向振荡的新方案, 通过激光级联尾波场机制将电子束的注入和不同空泡内的级联加速过程分开, 在加速阶段巧妙地引入倾斜的等离子体折射平板, 驱动激光经过这一特殊结构发生折射, 而加速的准单能电子束的传播方向不变, 激光与电子束之间的不同轴

传输可以极大增加电子束的横向动量, 使电子束在尾波场中的横向振荡振幅增大^[22]。如图 9 所示, 该机制下高品质电子束的产生、电子束横向振荡的操控以及扭摆器辐射三个过程可合为一个整体。低能散度的电子束可以很好地耦合到后面的等离子体扭摆器中, 从而得到周期振荡的高能 X 射线辐射, 且电子束的横向振荡振幅和能量可在偏折激光尾波场内得到操控并保持原来的低能散度。

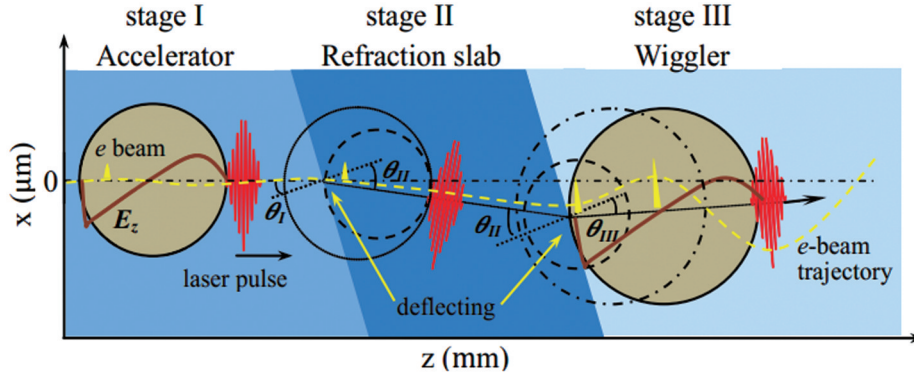


图 9 在激光尾波场内利用倾斜等离子体折射平板操控电子束及 betatron 辐射的示意图^[22]

Fig. 9 Schematic of electron beam and betatron radiation manipulated by tilted plasma refraction slab in laser wakefield^[22]

当激光从左向右传播时, 在三段不同密度的等离子体中其折射率不同, 折射率表达式为 $\eta = [1 - \omega_p^2 / (\gamma\omega^2)] / 2 \approx 1 - n_c / (2\gamma n_c)$, 其中 n_c 为临界密度。激光与倾斜等离子体平板之间存在一定的角度, 激光在不同密度临界面上会发生折射, 使得紧随其后的尾波场发生偏折, 因而保持原来方向传输的电子束会与激

光形成一定的角度。在这种非共轴传输过程中, 电子束在横向上迅速获得额外动量, 电子的横向振荡幅度可在很短的时间内大大提高, 从而 betatron 辐射的光子产额和能量得到提高。2020 年, Kozlova 等^[95]采用此方案也制备出了高亮度、高效率的硬 X 射线源。

在实验中, 为产生倾斜的等离子体密度分布, 如图 10

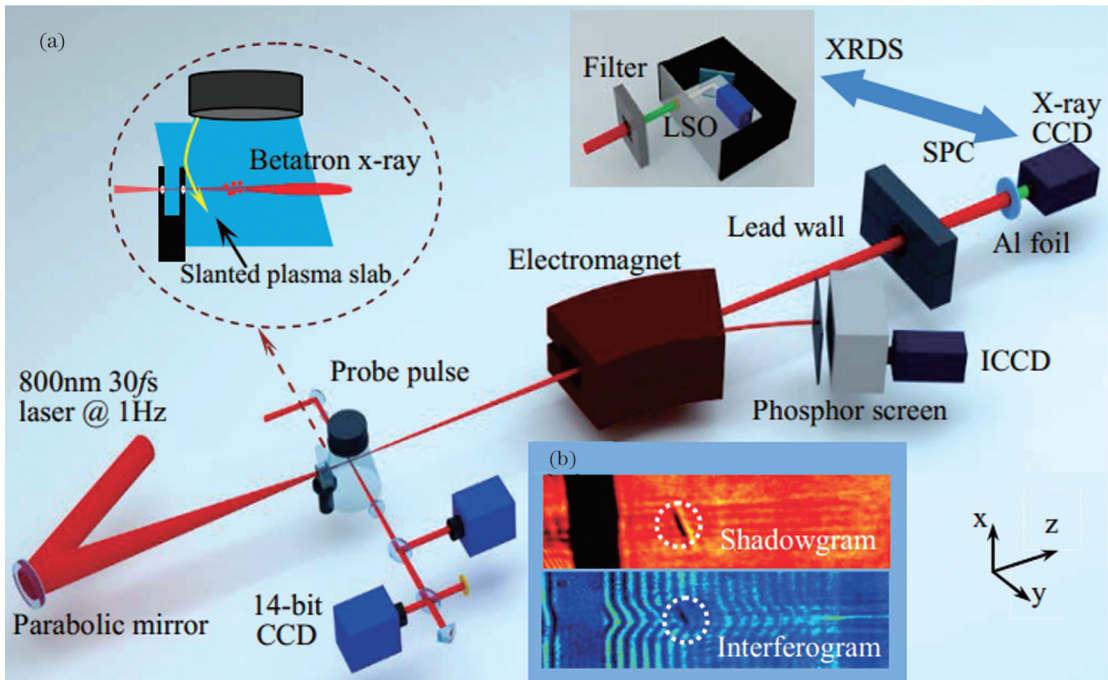


图 10 激光尾波场电子加速及增强 betatron 辐射实验^[22]。(a) 实验装置示意图; (b) 利用光学干涉测量法及阴影法测量的倾斜等离子体平板密度分布

Fig. 10 Experiments of laser wakfield electron acceleration and enhanced betatron radiation^[22]. (a) Schematic of experimental setup; (b) density distribution of measured tilted plasma slab via optical interferometry and shadowgraphy

所示,在第一段喷嘴气池的右壁上沿预设一个楔形分布的特殊结构,可有效切割第二段超音速喷嘴气池喷射出的气流,形成一个倾斜激波的高密度气体分布。实验中的干涉图样以及阴影成像如图 10(b)所示,在第一段喷嘴气池后边一定距离的位置处产生了厚度约为 $30\ \mu\text{m}$ 、倾斜角约为 30° 的薄等离子体平板,其从左到右三个区域的等离子体密度分别为 $(1\pm 0.1)\times 10^{19}$ 、 $(5\pm 2)\times 10^{19}$ 、 $(6\pm 0.5)\times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 。在没有引入折射区域时,可以在电子谱仪上观测到一个峰值能量为 $438\ \text{MeV}$ 、RMS 能散度为 $\sim 1.2\%$ 、电量为 $\sim 50\ \text{pC}$ 、RMS 发散角为 $\sim 0.24\ \text{mrad}$ 的高品质电子束,且背景很干净,低能部分的电子非常少,如图 11(a)所示。而当改变第二段喷嘴的位置和相对角度时,可以明显

看到倾斜等离子体平板的相对位置发生了移动(从 $z=1.3\ \text{mm}$ 移动到 $z=2.0\ \text{mm}$)。当等离子体平板在不同位置时,也能够产生准单能电子束,其峰值能量相应地从 $259\ \text{MeV}$ 提高到 $351\ \text{MeV}$,电量、能散度有一定涨落但变化不大,而电子束的发散角则有显著增大[图 11(b)~(d)]。但无论是否存在倾斜等离子体平板,电子束中心位置的统计涨落均小于 $1\ \text{mrad}$,如图 11(e)所示。但在引入倾斜等离子体平板后,电子束的平均中心位置向上偏移了约 $0.6\ \text{mrad}$ 。可见,倾斜等离子体平板可以折射激光并控制电子束的横向振荡,对电子束的能散影响不大,在合适条件下 betatron 辐射源产生的光子产额和峰值能量均得到明显的提升。

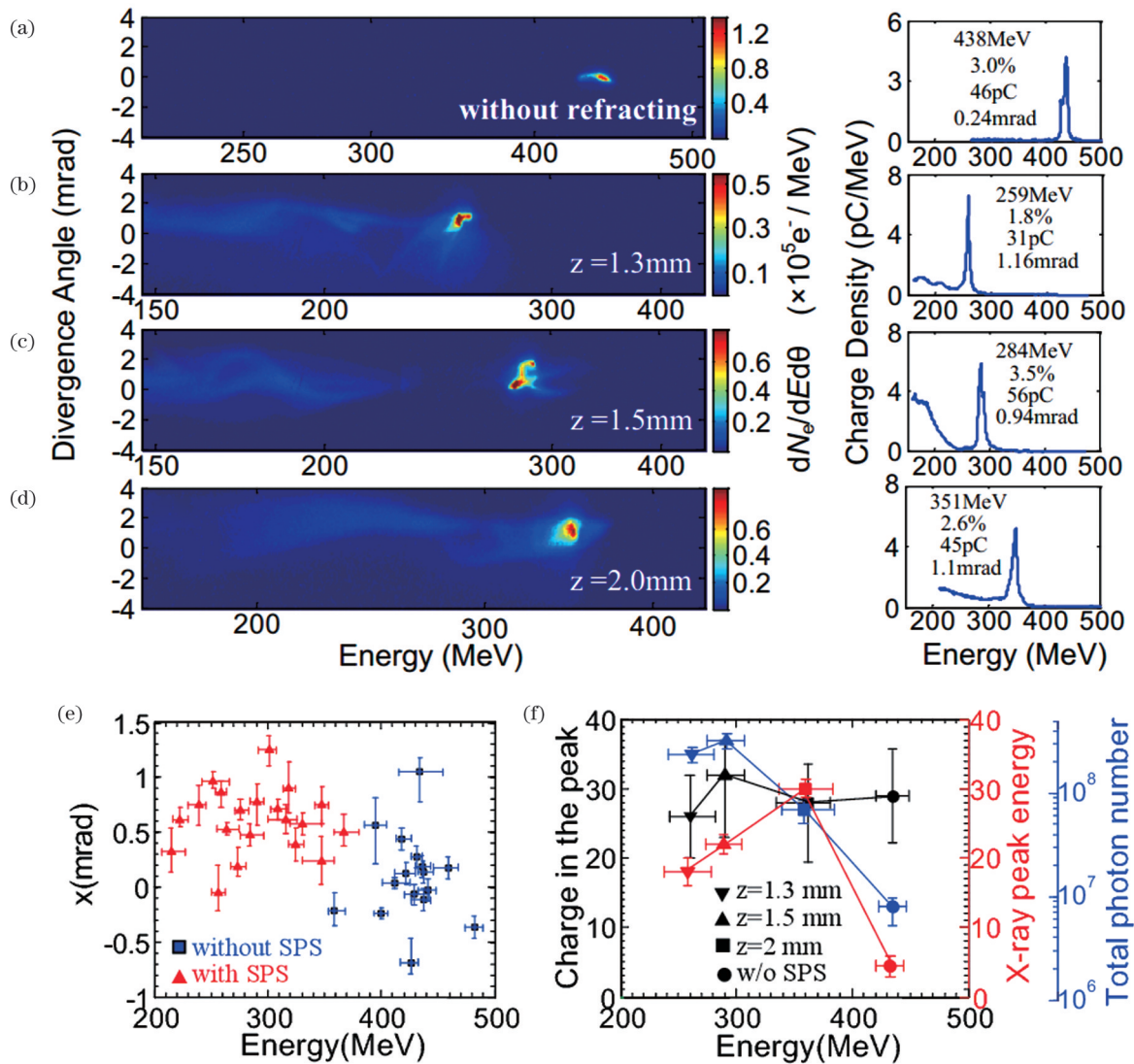


图 11 实验测量结果^[22]。(a)~(d)引入倾斜等离子体激波前后在不同位置测得的单发电子能谱;(e)引入倾斜等离子体激波前后电子束束斑的中心位置分布情况;(f)当倾斜等离子体激波在不同位置时,电子束的平均电量和 betatron 辐射源的峰值能量及总光子产额

Fig. 11 Experimental measurement results^[22]. (a)~(d) Single-shot electron energy spectra measured at different positions before and after introducing tilted plasma shock; (e) distribution of central position of electron beam spot before and after introducing tilted plasma shock; (f) measured average charge of electron beam and peak energy and total photon yield of betatron radiant source when tilted plasma shock wave is at different positions

实验中采用单光子模式和衰减片两种方案测量 betatron 辐射的能谱。如图 12 所示,在没有引入倾斜板的情况下采用单光子模式测量 betatron 辐射光斑和能谱,其中 $\frac{dN_x}{dE}$ 为单位能量内的光子数目。 x 、 y 方向的发散角分别为 2.8 mrad 和 2.2 mrad,光子数为 $(1.1 \pm 0.2) \times$

10^7 , 对应的光子阈值能量 (E_{critical}) 为 (5.8 ± 0.4) keV。基于 betatron 辐射谱的测量结果,还可间接估算出该高品质电子束的 r_β 小于 $0.2 \mu\text{m}$,其略高于电子束横向振荡幅度的理论值 [$\sigma_x = \sigma_0 (\lambda_p / \pi) \sqrt{\gamma/2} \approx 0.1 \mu\text{m}$],进而可间接测量激光尾波场内电子束的发射度^[96-97]。

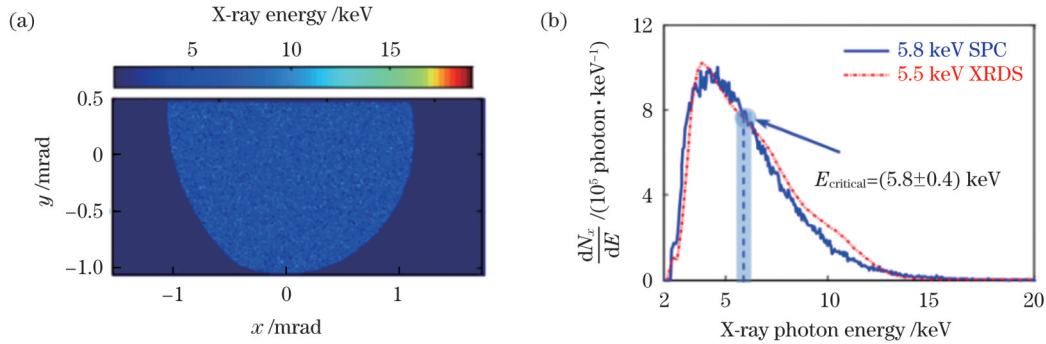


图 12 没有倾斜等离子体平板时的 betatron 辐射诊断。(a) 在 X 射线电荷耦合器件 (CCD) 上的典型 betatron 辐射的光子分布; (b) 基于单光子 (SPC) 模式和 X 射线测量系统 (XRDS) 测得的 betatron 辐射能谱

Fig. 12 Diagnosis of betatron radiation without tilted plasma slab. (a) Typical betatron radiation photon distribution recorded on X-ray charge coupled device (CCD); (b) measured spectra of betatron radiation based on single-photon-counting (SPC) mode and X-ray detection system (XRDS)

相比之下,当引入倾斜等离子体平板增强 betatron 辐射时,单光子模式测量方法将不再适用,需要采用衰减片阵列的 X 射线测量系统进行能谱测量^[22,24]。通过实验优化,测得增强后的 betatron 辐射源空间分布如图 13(b) 所示。可以看出,其光子能量和产额均有显著提高,发散角也明显增大,测得的光

子产额为 $(2.1 \pm 0.8) \times 10^8$, 相比于没有增强效应的 betatron 辐射光子数 $\sim (1.1 \pm 0.2) \times 10^7$, 提高了近 12 倍,光子阈值能量也从 5.5 keV 提高到 26.0 keV。根据三维粒子模拟 (3D PIC) 程序模拟的电子束参数,可推算出 betatron 辐射射线源的尺寸和半峰全宽脉宽分别为 $4 \mu\text{m}$ 和 6 fs,因而 betatron 辐射 X 射线源的峰

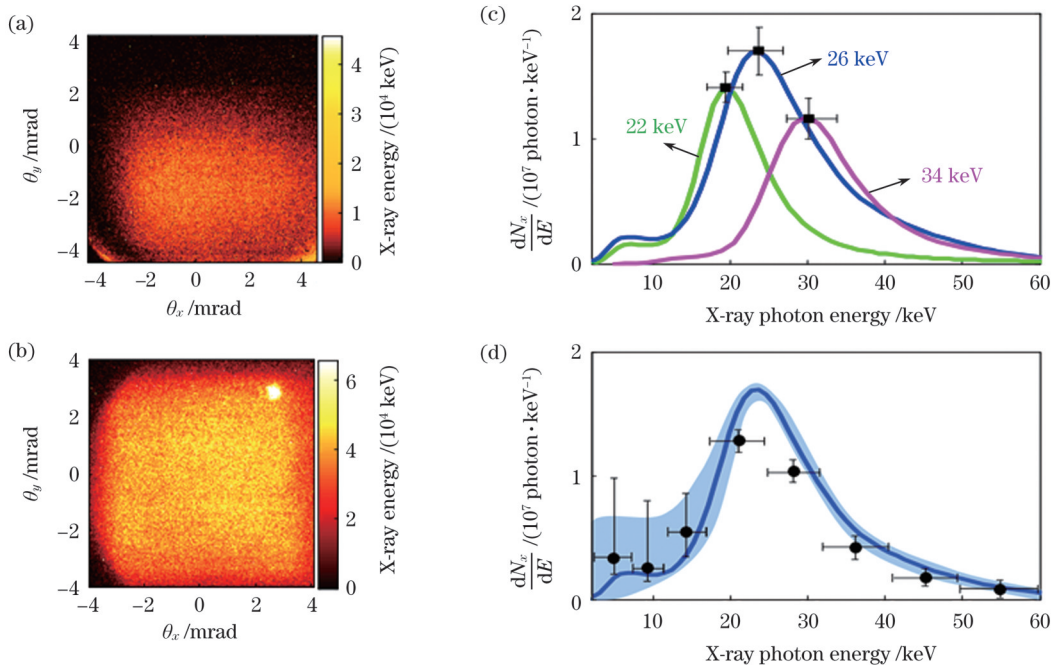


图 13 增强 betatron 辐射实验结果。(a) 没有折射板和 (b) 有折射板增强 betatron 辐射情况下的 X 射线源空间分布; (c) 倾斜等离子体平板在不同位置的辐射能谱; (d) 重构的增强 betatron 辐射源能谱 (实线)

Fig. 13 Experimental results of enhanced betatron radiation. Spatial distributions of X-ray sources (a) without and (b) with refractor enhanced betatron radiation; (c) radiation spectra of tilted plasma slab at different locations; (d) retrieved spectra of enhanced betatron radiation (solid line)

值亮度高达 $10^{23} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} @ 0.1\%$ (0.1% 为带宽)。

PIC 模拟展示了利用倾斜板操控高品质电子束产生和增强 betatron 辐射的机制和过程, 如图 14 所示。当激光没有被折射时, 注入的电子束被持续加速到峰值能量 (465 MeV), 该高品质电子的 RMS 能散度为 1.4%, 归一化发射度为 $0.6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, 电量为 18 pC。从 $z=0.96 \text{ mm}$ 到 $z=3.60 \text{ mm}$, 在激光尾波场传播方向上注入的电子束被一直加速, 且电子束的横向尺寸小于 $0.18 \mu\text{m}$, 如图 14(c) 所示。保持其他参数不变, 只在 $z=1.50 \text{ mm}$ 处加入倾斜等离子体平板以折射激光, 在横向方向上可以观察到激光尾波场发生了折射并偏离了初始方向, 且电子束相对于尾波场中心轴向上有一定的漂移, 如图 14(b) 所示。电子束相对于激光初始方向向上偏折, 偏折角度约为 0.7 mrad , 与实验测量

结果相吻合。当低能散电子束被操控注入并耦合到偏折的激光尾波场中时, 在经过折射区域后, 电子束的横向尺寸 (R_b) 从 $0.18 \mu\text{m}$ 快速增加到 $1.90 \mu\text{m}$, 如图 14(d) 所示。此时, 空泡内的电子束承受的波荡器强度从原先的 2.1 提高到 18, betatron 振荡周期数为 $N_b = L_w / \lambda_b \approx 5$, 其中, L_w 为摇摆器长度, $\lambda_b = (2\gamma)^{1/2} \lambda_p$ 为振荡周期长度。从追踪的电子运动轨迹也可以看出, 电子束在激光尾波场内的横向振荡幅度明显增大, 且电子束也在缓慢向上漂移。进一步的数值模拟表明, 注入到摇摆器中的电子束如果能维持较小的能量变化并作周期性振荡, 那么通过提高电子束的 betatron 周期数可进一步提高光子产额, 其能谱也会被进一步窄化。该结果表明通过这种新机制可实现高品质电子束的产生、电子束横向振动的操控以及波荡器辐射为一体的紧凑型粒子加速器及 X 射线辐射源。

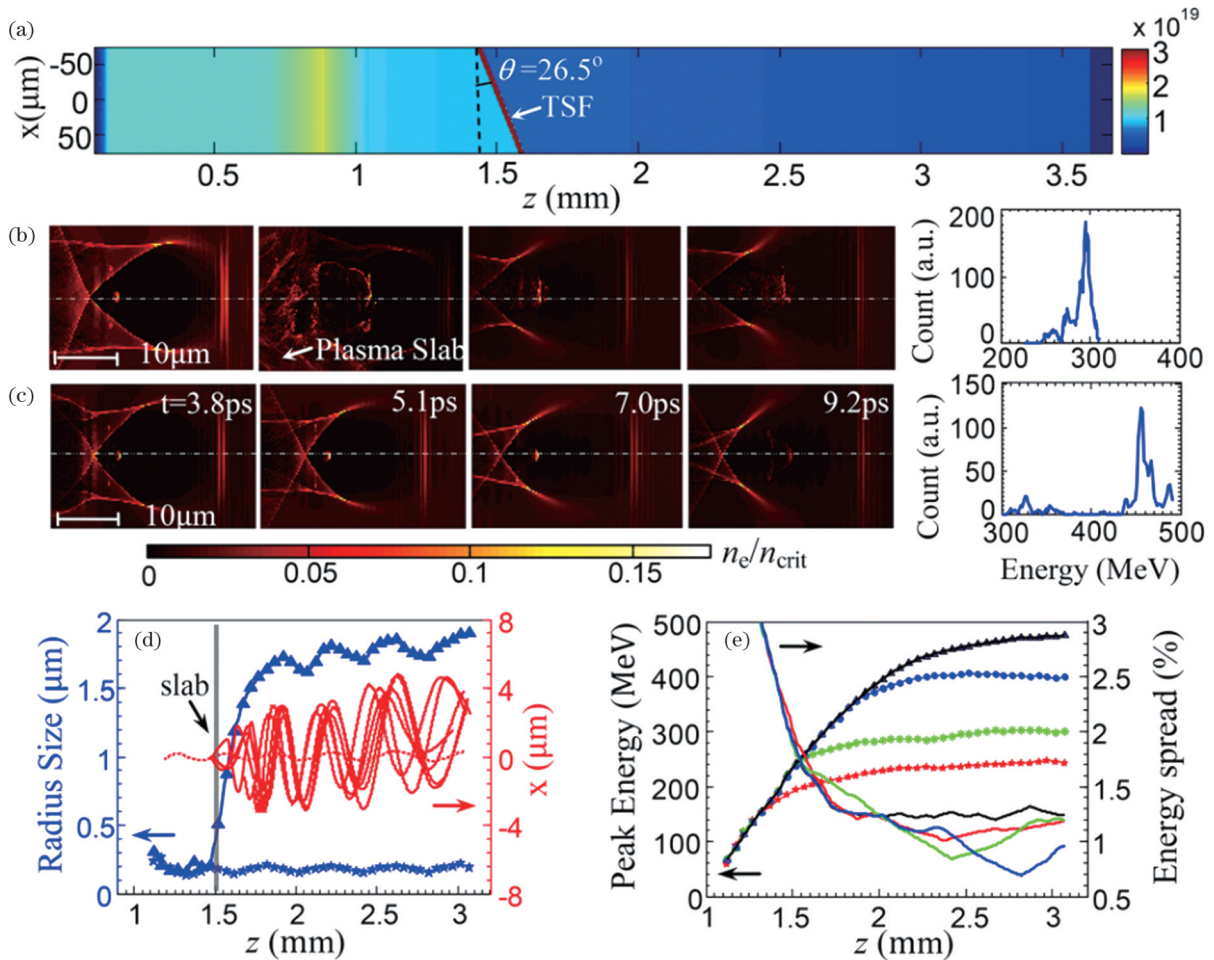


图 14 粒子模拟结果^[22]。(a)引入倾斜等离子体平板的等离子体密度分布;在(b)有倾斜等离子体平板和(c)没有倾斜等离子体平板的情况下,注入电子束和尾波场结构的演化,右侧为在两种不同情况下激光传播 9.2 ps 后的电子能谱分布;(d)在有和没有倾斜等离子体平板时,电子束的横向尺寸、电子束横向振荡和部分电子轨迹追踪;(e)当倾斜等离子体平板在不同位置时,电子束峰值能量和 RMS 能散度的演化,黑线为没有倾斜等离子体平板时的模拟结果

Fig. 14 Particle-in-cell simulation results^[22]. (a) Plasma density distribution with tilted plasma slab; evolution of injected electron beam and wakefield structures (b) before and (c) after introducing tilted plasma slab with corresponding electron energy spectra after 9.2 ps laser propagation shown on right; (d) transverse size and transverse oscillation of electron beam and partial electron trajectory tracking without and with tilted plasma slab; (e) evolutions of peak energy and RMS energy spread of electron beams when tilted plasma slab is placed at different positions with simulation result without tilted plasma slab shown by black curve

5 激光驱动的逆康普顿散射

当相对论电子与激光发生对撞时,可以通过逆康普顿散射过程实现光子能量上转换并产生高能光子。假设与电子束对撞的激光为线偏振光,考虑对撞激光的中心波长为 800 nm,则对撞所辐射出的光子能量为

$$\hbar\omega_{x\text{-ray}} = \hbar\omega_{\text{laser}} \frac{2(1 + \beta \cos \theta_1)\gamma^2}{1 + a_0^2/2 + \gamma^2\theta_0^2} \approx 1.55 \frac{4\gamma^2}{1 + a_0^2/2 + \gamma^2\theta_0^2}, \quad (2)$$

式中: \hbar 为约化普朗克常量; $\omega_{x\text{-ray}}$ 和 ω_{laser} 分别为散射光子和对撞激光的频率; θ_1 和 θ_0 分别为对撞角度和远场观察角度; $\beta=v/c$,其中 v 为电子的速率。由式(2)得出的数据单位为 eV。康普顿散射的辐射特性与对撞角度、电子能量、激光强度、探测角度密切相关,需要

结合实际情况进行设计和优化。

基于激光尾波场加速的相对论电子束与激光对撞的逆康普顿散射是目前产生台式化高能伽马射线源的最有效途径之一。2006年,Schworer等^[98]将一束能量为 370 mJ 的飞秒激光分成两束,一束能量为 330 mJ,驱动尾波场产生 MeV 量级电子束,与另一束激光对撞首次产生了基于激光尾场电子加速的全光汤姆森散射源。2013年,Chen等^[99]通过提高电子束能量和对撞激光强度将射线能量提高到 4 MeV,如图 15 所示。此外,Powers等^[100]制备了具有准单色可调谐的逆康普顿射线源。随后,研究人员进一步将射线源能量提高到几十 MeV 量级^[101-103],达到了核物理实验的要求,但这种方案需要两台百 TW 量级的激光器,而且对空间和时间的同步性要求比较苛刻,在实验上仍有一定的困难和挑战。

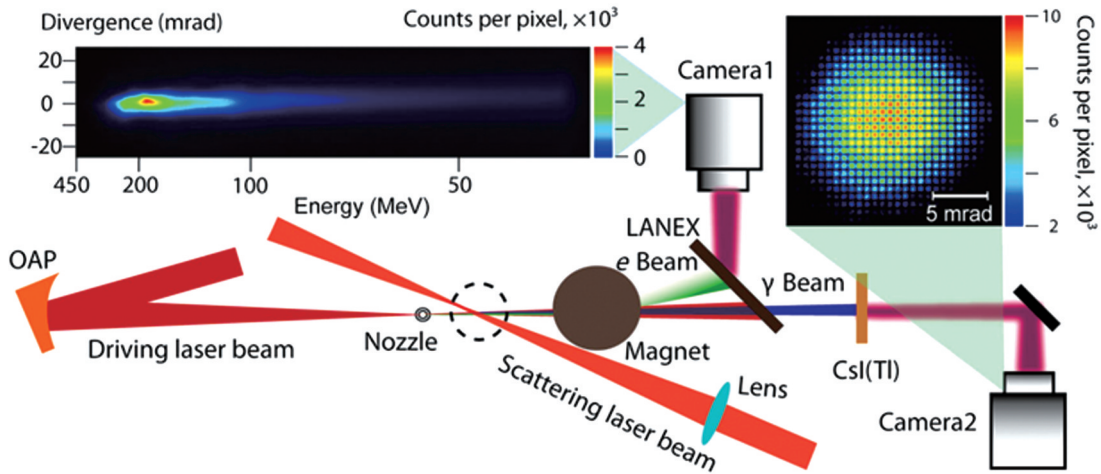


图 15 利用两束激光驱动全光逆康普顿散射产生 4 MeV 伽马射线的实验示意图^[99]

Fig. 15 Experimental diagram of 4 MeV γ -ray generation based on all-optical inverse Compton scattering by two laser pulses^[99]

为了避免复杂的准直和同步问题,2012年,Phuoc等^[23]利用等离子体镜反射驱动激光与紧随其后的电子束对撞,如图 16 所示,获得了百 keV 量级的全光逆康普顿散射 X 射线源,其发散角为 18 mrad,单发光子产额为 1×10^8 ,峰值亮度高达 $10^{21} \text{ photon} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ @ 0.1% (0.1% 为带宽)。这种高效、简单、巧妙、可调谐的新型全光逆康普顿散射方案可以很好地将激光尾波场电子束和等离子体镜相结合,大大降低了实验难度。随后,国内外多个研究小组也相继报道了利用该方案制备的可调谐全光逆康普顿射线源^[24, 104-105]。但激光尾波场电子束和反射激光参数还是缺乏有效、稳定的控制,存在射线源能谱较宽、指向性偏差大等不足,这些因素也限制了其实际应用。随着激光尾波场加速电子性能的不断提高,射线源的稳定性、重复性及性能得到明显的提升和改善。2016年,Yu等^[24]利用实验中产生的高品质高能电子束源,结合自同步全光逆康普顿散射机制,制备了峰值能量为 0.3~2.0 MeV 的准单色伽马射线源,其峰值亮度高达 $3 \times$

$10^{22} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2}$ @ 0.1% (0.1% 为带宽)。

实验装置示意图如图 17 所示,在等离子体密度出口处放置 20 μm 厚的钛薄膜进行全光康普顿散射实验。在优化电子注入和加速后,可实现电子能量在 150~450 MeV 内的调谐。在离喷嘴气池 3.6 m 处,电子束的指向稳定性约为 0.5 mrad、峰值能量抖动小于 5%、峰值电量的不稳定性约为 12%,这些电子束的不稳定和抖动主要来源于每发之间的激光能量抖动和气体密度的不稳定性。由于电子束与驱动激光之间的距离也就几十微米(约为半个等离子体波长),打到薄膜上反射的激光可以天然地与紧随其后的电子束发生重叠并发生自同步全光逆康普顿散射相互作用,其驱动激光与电子束对撞后被 30 μm 厚的铝膜挡住,而产生的高亮度 MeV 量级伽马光子几乎可全部通过该薄膜。随后,利用已标定的伽马射线源测量系统,采用衰减透射法间接测量逆康普顿散射辐射源的能谱分布和光子产额。

实验结果表明,所产生的逆康普顿射线源在水平

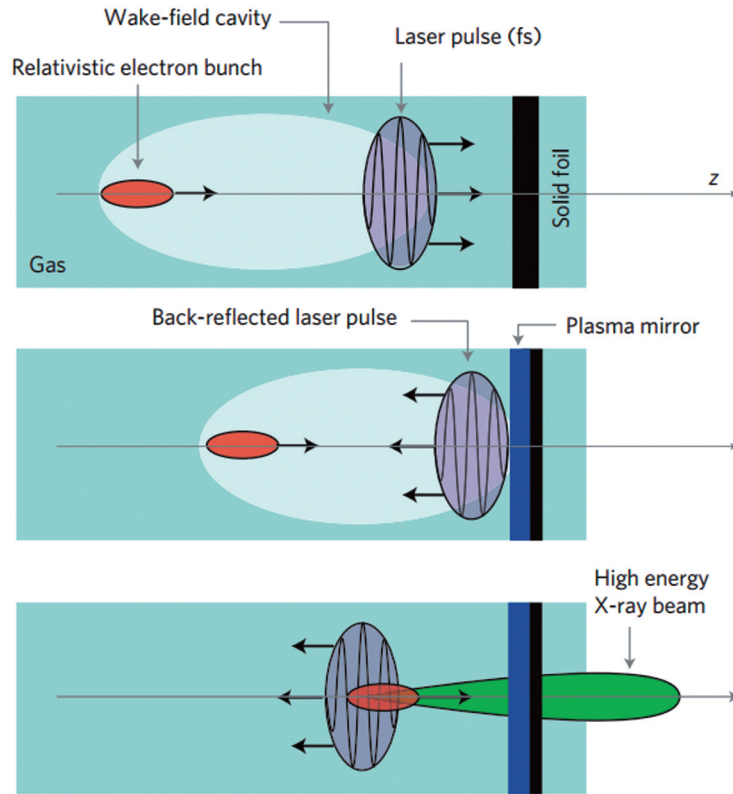


图 16 基于等离子体镜的全光逆康普顿背散射 X 射线源实验原理^[23]

Fig. 16 Experimental principle of all-optical inverse Compton backscattering X-ray source based on plasma mirror^[23]

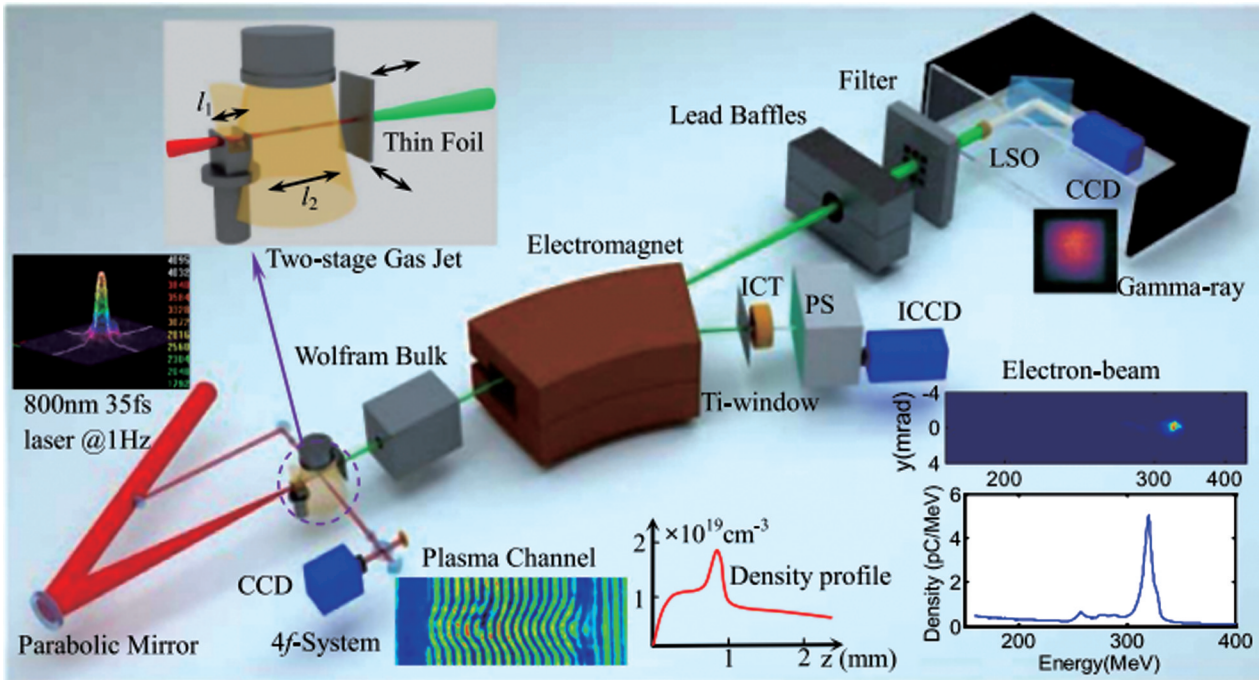


图 17 全光自同步康普顿散射实验装置图^[24]

Fig. 17 Experimental setup for all-optical self-synchronizing Compton scattering^[24]

和垂直方向上的半峰全宽发散角分别为 3.8 mrad 和 4.1 mrad, 如图 18 所示, 逆康普顿射线源具有较高的信噪比, 与背景辐射信号相比高了 40 倍。对整个束斑进行积分, 测得的单发伽马射线总光子数为 $(4.8 \pm 0.3) \times 10^7$ 。在理论上, 电子束与归一化强度为 a 的激光发生

逆康普顿对撞散射产生的伽马光子数^[106] (N_p) 约为

$$N_p = \frac{\pi}{3} \alpha N_e N_l a_r^2 \frac{(1 + a_r^2/2)(1 + \beta_e)}{\langle n \rangle (1 + \overline{\beta_e})}, \quad (3)$$

式中: α 为精细结构常数, $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$; a_r 为对

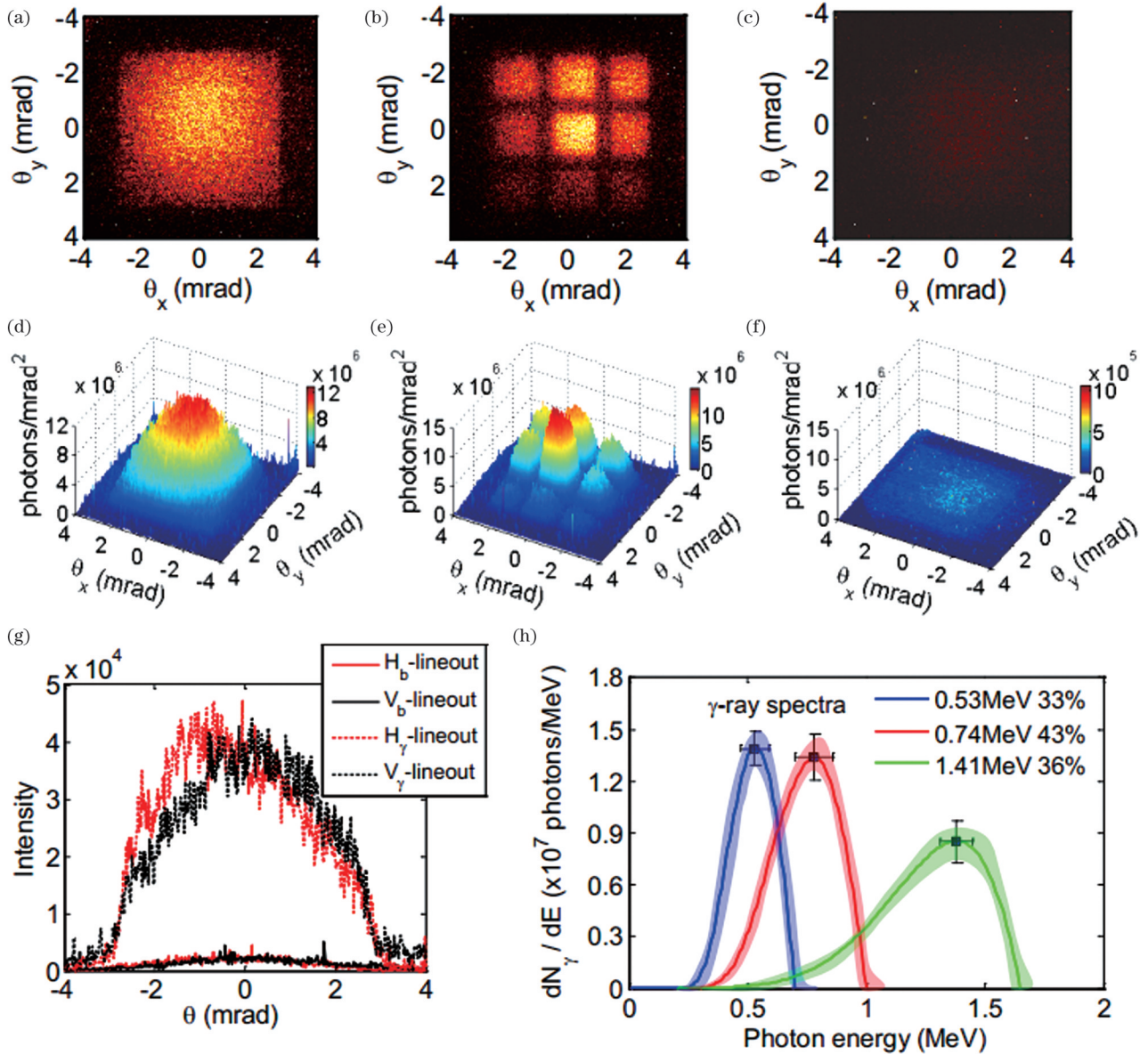


图 18 激光尾波场电子加速驱动的全光逆康普顿散射实验结果^[24]。(a)扣除背景后具有高斯分布的伽马射线束斑;(b)经过不同衰减片后的束斑分布;(c)薄膜在 $z=10$ mm 处时的背景辐射;(d)~(f)被探测系统上相应的光子分布;(g)伽马射线源及背景在横向和纵向方向上的强度分布;(h)不同能量电子束产生的伽马射线源能谱

Fig. 18 Experimental results of all-optical inverse Compton scattering driven by laser wakefield electron acceleration^[24]. (a) Typical background subtracted Gaussian-profile γ -ray beam spot; (b) beam spot distribution after passing different attenuating plates; (c) background radiation when film is placed at $z=10$ mm; (d)–(f) corresponding photon distribution on detected system; (g) horizontal and vertical intensity distributions of γ -ray source and background; (h) γ -ray source spectra produced by electron beams with different energies

撞激光强度; $\bar{\beta}_z$ 为电子的归一化平均纵向速度; $\langle n \rangle$ 为平均谐波数; N_e 和 N_l 分别为对撞的电子数和激光周期; β_e 为电子的归一化速度。根据 N_e 和 N_l 估算逆康普顿散射源的光子产额为 $\sim 8 \times 10^7$, 与实验测量结果相吻合。所辐射的光子基频能量为 $\hbar\omega_\gamma \approx \hbar\omega_{\text{laser}} \times 4\gamma^2 / (1 + a_r^2/2 + \gamma^2\theta_e^2)$, 其中 θ_e 为相对于电子传播方向的远场观察角度, ω_γ 为伽马光子的频率。对撞激光强度 a_r 和离轴测量会引起光子能量红移。

实验中, 所产生的伽马射线能谱宽度主要来源于

电子束能散度、发射度、激光带宽、激光强度以及探测角度的共同作用。激光在等离子体中的传输会引起光子加速、离化和局部泵浦损耗, 从而引起反射激光的蓝移和红移。反射激光的红移和蓝移会展宽伽马射线能谱, 且伽马光子会红移到更低的能量。另外, 电子束每发之间的指向性抖动也会引起探测角的偏离 (< 1.2 mrad), 进一步展宽测得的伽马射线能谱。以伽马射线峰值能量为 0.53 MeV、半峰全宽为 $\sim 33\%$ 的测量结果为例, 电子束的能散度 ($\sim 3\%$) 和发射度 (~ 1.2 mm·mrad) 引起的射线能谱展宽只占 $\sim 8\%$ 。而

增加的能谱展宽则来源于伽马射线能谱重建精度 (~15%), 以及反射激光谱宽、离轴探测、反射激光的有质动力 (~25%) 的卷积作用。

需要指出的是, 薄膜的相对位置在逆康普顿散射过程中有着重要的作用, 为了提高伽马射线的光子产额, 需要根据实际情况进行调谐和优化。当实验采用不同的加速长度时, 激光尾波场加速的电子束能量从 160 MeV 增加到 420 MeV, 对应的伽马射线峰值能量

也从 0.3 MeV 提高到 2.0 MeV, 如图 19(a) 所示。考虑实验中离轴探测的角度小于 1 mrad, 电子能量为 200~400 MeV (γ 为 390~780), 根据康普顿散射辐射光子能量公式 $\hbar\omega_\gamma \approx \hbar\omega_{\text{laser}} \times 4\gamma^2 / (1 + a_r^2/2 + \gamma^2\theta_0^2)$, 可大体估算伽马射线与电子能量之间的定标关系为 $E_\gamma \propto 2\gamma^2 E_{\text{laser}}$, 其中 E_γ 为伽马光子能量, E_{laser} 为激光光子能量。从测量的结果来看, 伽马射线能量与电子束峰值能量接近 $2\gamma^2$ 的比例关系。

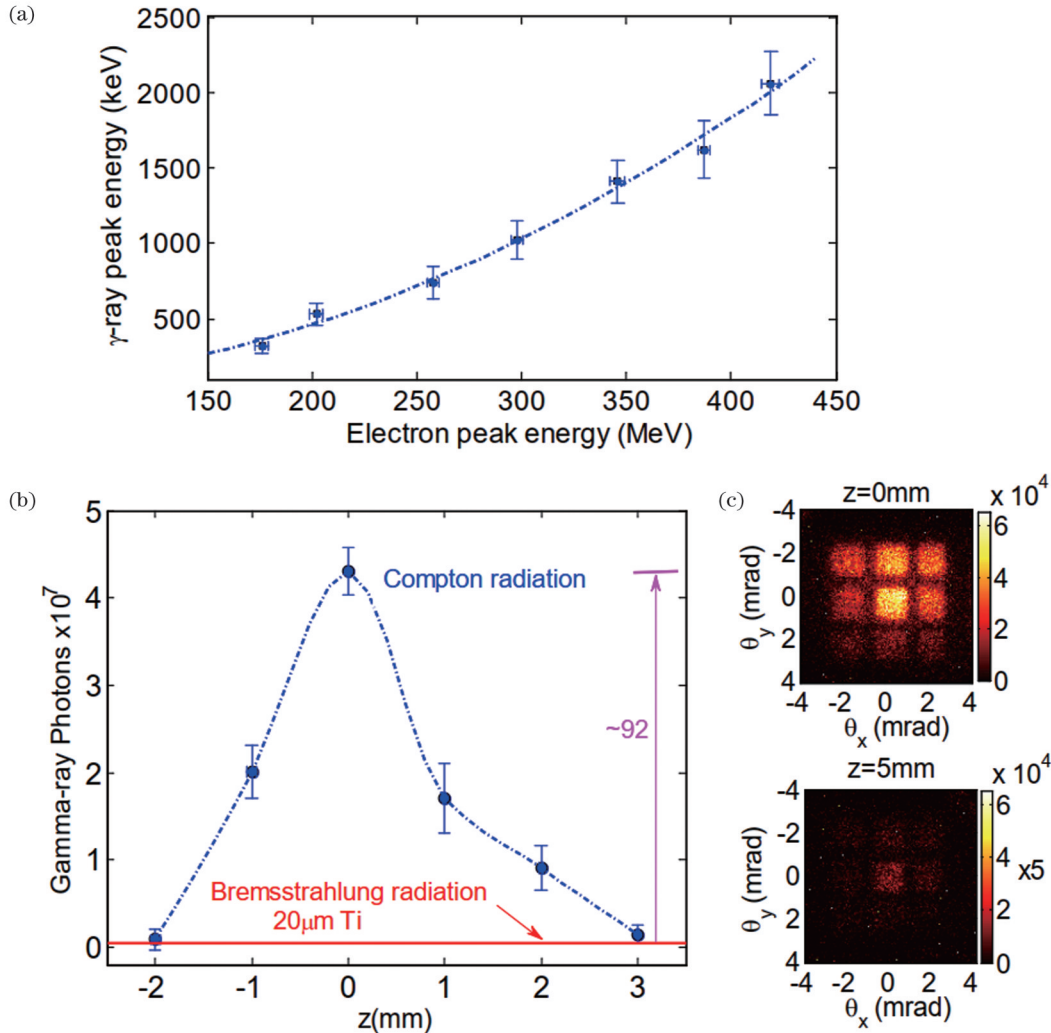


图 19 全光逆康普顿散射产生可调谐的伽马射线源^[24]。(a)不同电子束峰值能量下测得的伽马射线峰值能量,虚线为拟合曲线,横向和纵向误差棒分别代表电子束峰值能量和伽马射线峰值能量的不确定度;(b)伽马射线光子数与薄膜位置之间的关系,实线为薄膜在 $z=6$ mm 处的韧致辐射背景平均值;(c)九方格滤光器在 $z=0$ mm 和 $z=5$ mm 处的伽马射线束斑图样

Fig. 19 Tunable γ -ray sources generated from all-optical inverse Compton scattering^[24]. (a) Measured γ -ray peak energy versus electron beam peak energy with fitted curve shown by dashed line, and uncertainties of electron beam and γ -ray peak energies shown by horizontal and vertical error bars; (b) relationship between number of γ -ray photons and position of film with mean bremsstrahlung background of film at $z=6$ mm shown by solid line; (c) γ -ray beam spot patterns of nine-grid filter at $z=0$ mm and $z=5$ mm

每次打靶后需要左右移动薄膜的位置(保持 z 不变), 从而保证每次激光与薄膜相互作用时薄膜表面的完整性。如图 19(b)、(c) 所示, 当薄膜向喷嘴气池靠近 ($z < 0$) 时, 光子产额会急剧下降, 这是因为薄膜前移会影响等离子体的分布, 进而破坏激光尾波场

内电子束的注入和加速过程。相反地, 随着薄膜后移 ($z > 0$), 气池出口处没有等离子体分布, 从等离子体出来的自聚焦激光进入真空环境后迅速发散, 反射激光强度迅速减弱, 康普顿散射的光子产额显著减少。

全光逆康普顿散射源的大小与电子束参数近似,结合三维 PIC 模拟结果,激光驱动的逆康普顿散射源的横向尺寸和脉宽分别为 $\sim 4 \mu\text{m}$ 和 $\sim 6 \text{fs}$,根据实验测得的伽马射线光子数($\sim 5 \times 10^7/\text{shot}$)、能谱分布和束斑发散角,可大体估算出产生的 MeV 量级伽马射线源的峰值亮度高达 $(3.1 \pm 0.4) \times 10^{22} \text{photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} @ 0.1\%$ (0.1% 为带宽)。这种伽马射线源亮度的提高主要得益于激光级联尾波场加速产生的低能散度、低发射度、高电量的高品质电子束,以及这种自同步逆康普顿对撞机制。通过进一步提高激光打靶频率以及电子束电量等,也可提高伽马射线源的平均亮度,从而提升其应用性能。

6 基于激光尾波场加速的台式化自由电子激光

自由电子激光被称为第四代光源,可以提供从红外外到 X 射线波段的高亮度相干辐射,在物理、化学、材料科学、生命科学等领域中具有前所未有的应用价值。X 射线自由电子激光(X-FEL)一直是世界各国科学家关注和研究的热点,但现有的传统 X-FEL 装置,如上海光源^[107]、LCLS、SACLA、DESY、FERMI 等,往往存在光源结构复杂、占地大、花费高等缺点。激光尾波场电子加速器近些年来得到了长足发展,在发展新型飞秒相干 X 射线源方面有广阔的应用前景和巨大的应用潜力,有望实现紧凑型台式化的 X 射线自由电子激光器。

平面正弦静磁场波荡器的强度为 $K=eB_0/(m_e c k_u)=0.94B_0\lambda_u$ (B_0 为波荡器磁场大小, λ_u 为波荡器周期),沿 z 方向传播的电子轨迹简单表示为 $B=B_0 \sin(k_u z)\mathbf{e}_y$,其中 $k_u=2\pi/\lambda_u$ 为波荡器周期波矢大小, \mathbf{e}_y 为磁场方向上的单位向量。在波荡器传输过程中,电子能量和相位的变化公式为

$$\begin{cases} m_e c^2 \frac{d\gamma}{dt} = \frac{eE_0 K c}{2\gamma} \cos(\theta + \varphi) \\ \frac{d\theta}{dt} = (k + k_u)v_z - ck \end{cases}, \quad (4)$$

式中: k 为辐射场波势; θ 为束团的有质动力势相位; φ 为相对引入的相位差,一般为常数,保持不变; v_z 为 z 方向上的电子速度。

高品质电子束可在波荡器磁场中作正弦振荡,与辐射的光场发生耦合作用,放大辐射出高强度、高亮度、横向相干、窄谱宽、波长可调谐的光子。这种自放大自发辐射模式是当今主流的高增益自由电子激光工作模式,由于不需要谐振腔或外界的种子源,理论上可以工作于任意波段。自由电子激光的工作波长满足的共振条件为

$$\hbar\omega = \frac{2\gamma^2 hc}{\lambda_u} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right). \quad (5)$$

自放大自发辐射过程主要包括自发辐射、指数增益和饱和三个阶段。图 20 给出了高品质高能电子束源通过传统波荡器产生同步辐射及自放大自发辐射的过程和基本原理。在自放大自发辐射的初始阶段,电子束团刚开始进入波荡器时,纵向分布一般为连续的,且每个电子间的辐射是无序的。随着电子在波荡器内的传播,电子的密度分布发生涨落,并表现出随机性,因而产生的辐射振幅和相位也表现出随机性,形成初期的“噪声”辐射。电子的速度落后于光速,彼此之间易发生滑移效应,即前面的电子会不断和后面的电子相互作用并辐射出电磁场,从而产生能量调制并开始发生群聚,初始噪声不断被放大,辐射加强产生指数增益,随后电子束能散度继续增加,导致共振条件发生偏离,辐射场达到饱和并进入振荡区域。但是,要获得自由电子激光的饱和增益输出,电子束的能散度一般要接近 0.1% 甚至更低。相比于传统的射频直线加速器而言,激光等离子体加速器加速的电子束具有高流强($3 \sim 10 \text{kA}$)、短脉宽($1 \sim 10 \text{fs}$)和低发射度($0.1 \sim 1.0 \text{mm} \cdot \text{mrad}$)等特征,为基于激光尾波场加速的小型化自由电子激光器的研制提供了新的机遇和新型电子束源。然而,电子束的能散度(1%)大、发散角($0.1 \sim 1.0 \text{mrad}$)大以及发次之间的抖动较大等因素,都使其在自由电子激光应用中受到限制。2009 年, Fuchs 等^[109]首次将激光尾波场加速的电子源注入并耦合到米量级长度的传统波荡器中,如图 21 所示,实现了波长为 18nm 的软 X 射线自发辐射的实验原理验证。由于实验中电子束的品质差,特别是能散度很大,测得的辐射光子数很少,只有大约 7×10^4 个光子。要产生相干、高亮度的自由电子激光辐射,迫切需要低能散度的高品质高能电子束,同时在电子束传播过程中也需要很好的束流控制、聚束等操作。

近 10 年来,激光驱动的尾波场加速在高品质高能电子束的产生,特别是在能散度的压缩和窄化方面取得了重要进展,实验获得了 3% 能散度的 GeV 级高能电子束^[18,65],为实现小型化的自由电子激光器奠定了基础。基于该电子束,2021 年, Wang 等^[110]采用 4.5m 长的传统波荡器获得了极紫外波段的自发辐射放大输出,实现了台式化自由电子激光原理的实验验证。实验装置示意图如图 22 所示,为了保证电子束离开等离子体后的传输和发射度,将 5 块四级铁置于气体靶后端,利用 8m 长的传输线把电子束聚焦到 4.5m 长的波荡器中,电子束在波荡器内的平均尺寸保持在 $50 \mu\text{m}$ 。该波荡器由三段平面波荡器组成,每段波荡器长为 1.5m 、电子振荡周期为 2.5cm 。自由电子激光辐射波长(λ)满足的共振条件为 $\lambda \approx \lambda_u (1 + K^2/2)/(2\gamma^2)$,其中波荡器强度为 $K=eB_0/(m_e c k_u)=0.94B_0\lambda_u$, B_0 的单位

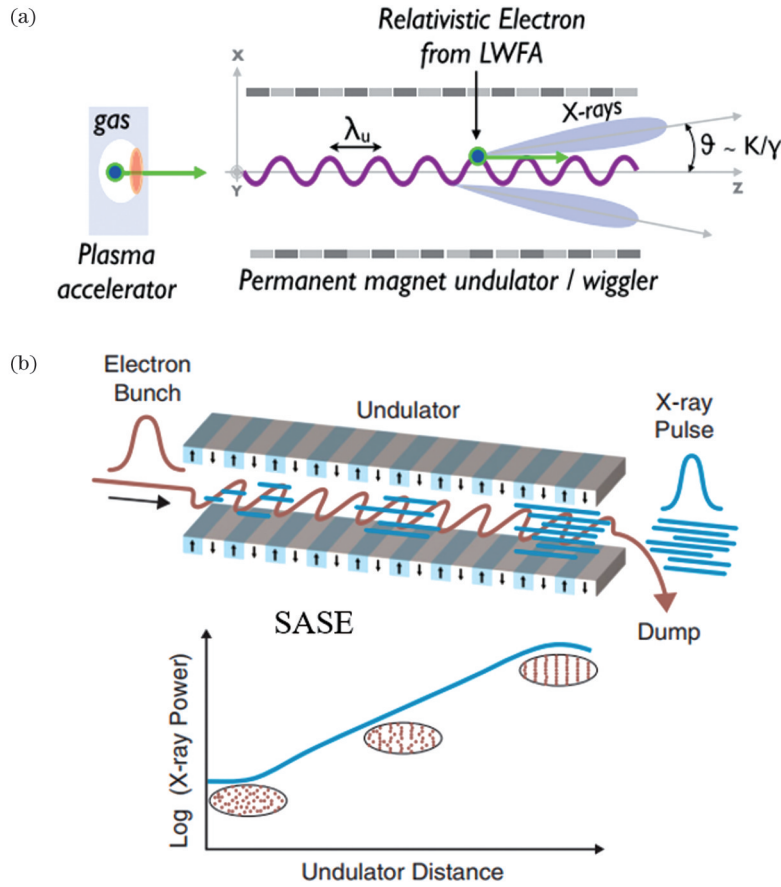


图 20 激光尾波场加速的电子束通过传统波荡器产生的同步辐射示意图^[13,108]。(a)同步辐射;(b)自放大自发辐射(SASE)

Fig. 20 Schematics of synchrotron radiation generated by laser-wakefield accelerated electron beam passing through conventional undulators^[13,108]. (a) Synchrotron radiation; (b) self-amplified spontaneous emission (SASE)

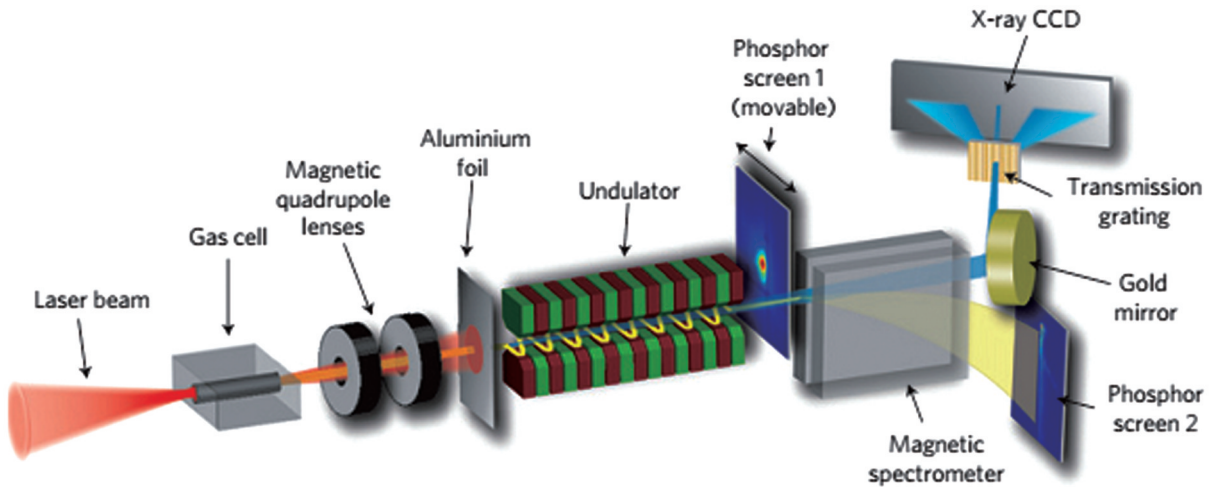


图 21 激光尾波场加速电子束通过波荡器后产生软 X 射线辐射的实验装置图^[109]

Fig. 21 Experimental setup of soft X-ray radiation after laser-wakefield accelerated electron beam passing through undulator^[109]

为 T , λ_u 的单位为 cm , 根据电子束的能量和实际波荡器参数可估算出自由电子激光中心波长约为 27 nm 。利用电磁铁构成的电子能谱仪, 对经过波荡器的电子束进行偏转诊断, 并利用 X 射线能谱仪测量辐射能谱。

通过提升激光尾波场电子束的品质与稳定性, 控制电子束的相空间演化, 实现了电子束从等离子体到

真空的平稳过渡, 以及电子束的长距离传输, 并将其有效耦合至波荡器中。如图 23 所示, 在实验中获得了中心波长为 27 nm 、最大功率为 50 MW 的极紫外自发辐射放大信号, 其辐射能量最高可达 $\sim 100 \text{ nJ}$, 其强度已经达到了非线性增益阶段, 并且产生了自放大的自发辐射输出, 其峰值亮度达到了 $\sim 10^{27} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot \text{mm}^{-2} @ 0.1\%$ (0.1% 为带宽)。为了验证电子

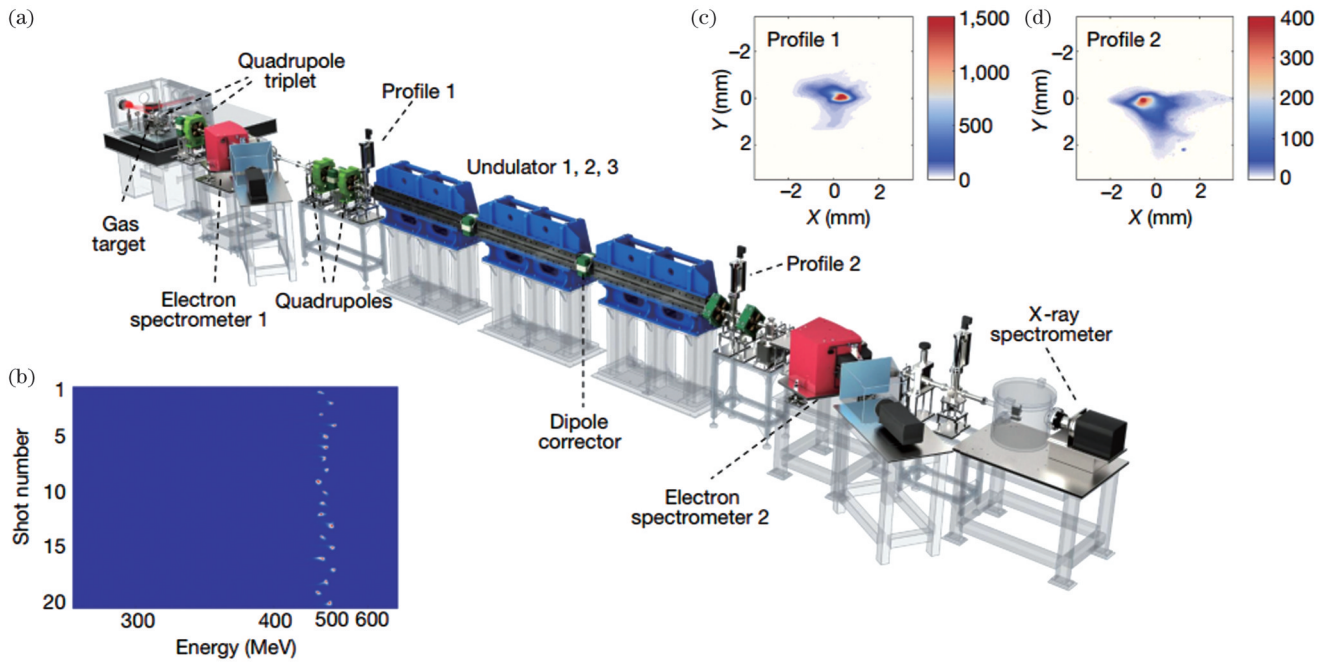


图 22 基于激光尾波场加速的紧凑型自由电子激光辐射装置示意图和相关数据^[110]。(a)波荡器束线；(b)典型电子束能谱；在波荡器入口处和(d)出口处测得的电子束横向分布

Fig. 22 Schematic of compact free-electron-laser radiation device based on laser wakefield acceleration and relate data^[110]. (a) Undulator beamline; (b) typical spectrum of electron beam; measured transverse profiles of electron beam at (c) entrance and (d) exit of undulator

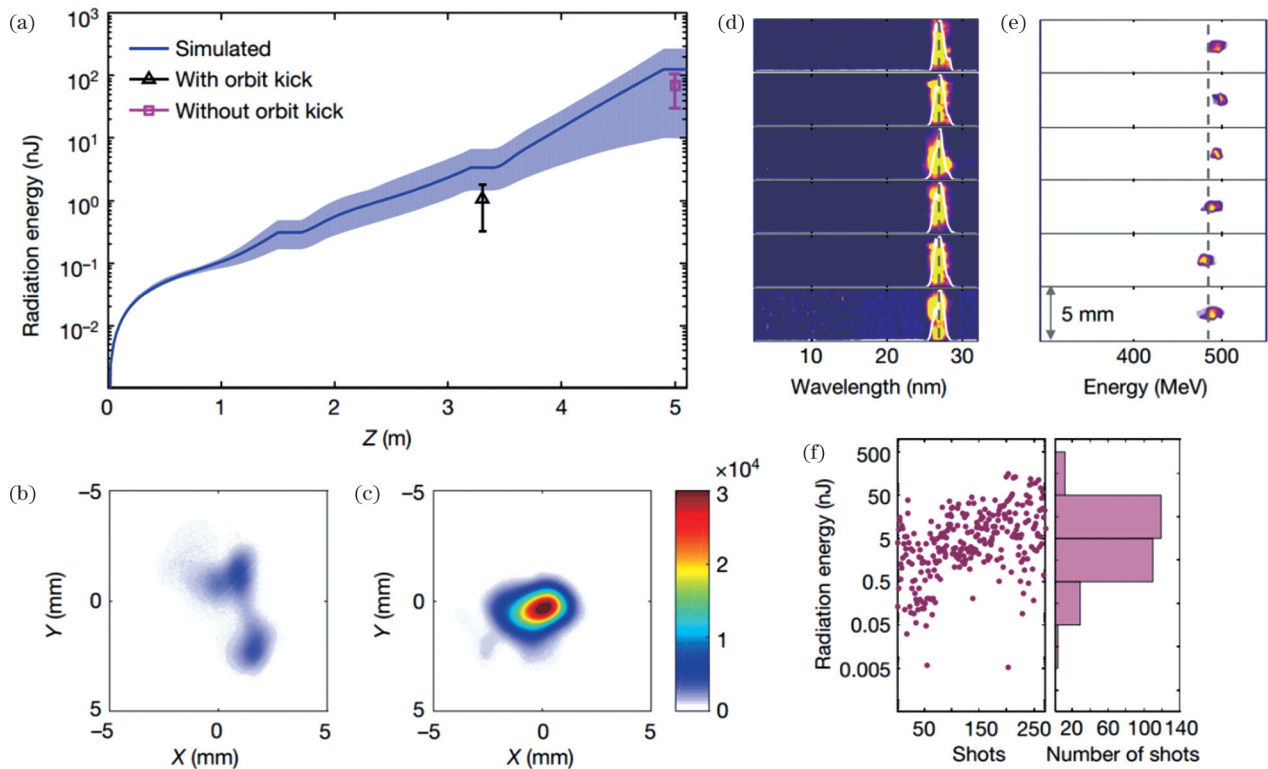


图 23 基于激光尾波场加速的自由电子激光辐射的实验结果^[110]。(a)利用 orbit kick 方法测量得到的辐射能量(三角形)以及不用 orbit kick 方法测量得到的辐射能量(方块)；(b)(c)对应的辐射分布图；(d)中心波长为 27 nm 的波荡器辐射能谱图及(e)对应的电子束能谱；(f)270 次的辐射能量

Fig. 23 Experimental results for free-electron-laser radiation based on laser wakefield acceleration^[110]. (a) Measured radiation energy with (triangle) and without (square) orbit kick method; (b)(c) corresponding radiation patterns; (d) measured radiation spectra of undulator with central wavelength of 27 nm and (e) corresponding electron-beam energy spectra; (f) radiation energy of 270 shots

束在波荡器中的高增益辐射过程,利用 orbit kick 方法改变电子束在波荡器中的有效传输和辐射长度,在第二段波荡器出口位置加入一块偏转磁铁,使电子束与前面积累的辐射错开。对比了破坏辐射过程以及不破坏辐射过程得到的信号强度,发现电子束在第三段波荡器(长为 1.5 m)中的辐射功率增长了 10 倍以上,最高增长接近 100 倍,这表明激光尾波场电子束在第三段波荡器中的辐射处于非线性增益阶段。

2022 年, Pompili 等^[111]验证了传统光阴极电子源结合电子束驱动的等离子体尾波场加速(PWFA)在 830 nm 波段产生了自由电子激光。Labat 等^[112]利用激光尾场电子驱动的 Seeded-FEL 方案实现了辐射波长可控且具有高纵向相干的自由电子激光输出。此外, Habib 等^[113]提出了利用 PWFA 产生超低发射度、高亮度的阿秒级电子束,并将其耦合到后续的波荡器中,实现自由电子激光输出的理论方案。尽管激光驱动的高品质电子束以及自由电子激光研究在近年来取得了显著的进展,但与传统电子加速器产生的电子束和自由电子激光相比,电子束的品质特别是在稳定性、重复频率和转换效率等方面还有较大的差距,还需要优化相关技术以缩小差距。

7 总结和展望

相比于传统的射频电子加速器,飞秒强激光驱动的尾波场电子加速因具有加速梯度高、脉冲时间短以及与激光天然的高精度同步性能而备受青睐。飞秒强激光驱动的新型辐射及粒子束源,由于能量覆盖范围大,时间宽度短,在高能物理、材料科学、凝聚态物理、生命科学、医学及超快化学分子动力学等前沿交叉科学中具有广阔的应用前景^[9-13, 26, 29, 114]。因此,激光尾波场电子加速及其应用一直是强场激光物理和新型加速器领域的热点和重要研究方向。经过近 20 年的快速发展,激光尾波场电子加速实验和相关理论研究均取得了长足的进步,但是尚有很多关键的科学问题和技术难点需要解决,特别是激光驱动等离子体尾波场电子加速正处于从激光加速向激光加速器跨越的重要关口。虽然近 10 年来激光尾波场加速的电子束品质如能散度、发射度和稳定性等都得到极大的提高,但是其电子束的能散度、稳定性和重复频率与传统加速器加速的电子束相比还有较大的差距,特别是在综合性能指标上,尚不能达到应用要求。在获得低能散度、低发射度电子束的情况下,电子束的能量稳定性往往较差,重复频率较低,通常在 1 Hz 以下;而在电子束稳定性好的条件下,电子束的能散度和发散角又很大,这使得激光尾波场电子加速的应用受到很大的限制。造成这种困境的主要原因是所采用的电子注入和加速方案的可靠性以及激光器和气体喷流的稳定性有一定的缺陷。因此,如何在实验中更稳定、更可控地获得性能参数更优的电子束,如超高能量(10 GeV 量级)、超低能

散度(0.1%~0.01%)、超小发射度($\sim 1 \mu\text{m}\cdot\text{mrad}$)、高重复频率、高稳定性等,是需要解决的问题。此外,也需要进一步探索提高新型辐射源的亮度和应用性能的方法。所幸随着超短脉冲激光技术的飞速发展,飞秒激光的脉宽越来越短,小型化的飞秒激光器的重复频率越来越高,稳定性也越来越可靠,激光波形也可以被精密操控,这将推动高品质激光尾波场电子加速器的持续发展。

参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] Mourou G, Tajima T. More intense, shorter pulses[J]. Science, 2011, 331(6013): 41-42.
- [3] Krausz F, Brabec T, Schnürer M, et al. Extreme nonlinear optics: exposing matter to a few periods of light[J]. Optics and Photonics News, 1998, 9(7): 46-51.
- [4] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. Physical Review Letters, 1979, 43(4): 267-270.
- [5] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(3): 1229-1285.
- [6] Pukhov A. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(16): 3562-3565.
- [7] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(17): 175003.
- [8] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(13): 135003.
- [9] Krausz F, Ivanov M. Attosecond physics[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 163-234.
- [10] Pukhov A. X-rays in a flash[J]. Nature Physics, 2006, 2(7): 439-440.
- [11] Dromey B, Zepf M, Gopal A, et al. High harmonic generation in the relativistic limit[J]. Nature Physics, 2006, 2(7): 456-459.
- [12] Gordienko S, Pukhov A, Shorokhov O, et al. Relativistic Doppler effect: universal spectra and zeptosecond pulses[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(11): 115002.
- [13] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, et al. Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(1): 1-48.
- [14] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. Nature, 2004, 431(7008): 541-544.
- [15] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. Nature, 2004, 431(7008): 538-541.
- [16] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions [J]. Nature, 2004, 431(7008): 535-538.
- [17] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(8): 084801.
- [18] Wang W T, Li W T, Liu J S, et al. High-brightness high-energy electron beams from a laser wakefield accelerator via energy chirp control[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(12): 124801.
- [19] Cipiccia S, Islam M R, Ersfeld B, et al. Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake[J]. Nature Physics, 2011, 7(11): 867-871.

- [20] Chen L M, Yan W C, Li D Z, et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 1912.
- [21] Chen M, Luo J, Li F Y, et al. Tunable synchrotron-like radiation from centimeter scale plasma channels[J]. *Light: Science & Applications*, 2016, 5(1): e16015.
- [22] Yu C H, Liu J S, Wang W T, et al. Enhanced betatron radiation by steering a laser-driven plasma wakefield with a tilted shock front [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(13): 133503.
- [23] Phuoc K T, Corde S, Thaury C, et al. All-optical Compton gamma-ray source[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 308-311.
- [24] Yu C H, Qi R, Wang W T, et al. Ultrahigh brilliance quasi-monochromatic MeV γ -rays based on self-synchronized all-optical Compton scattering[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 29518.
- [25] He Z H, Beurepaire B, Nees J A, et al. Capturing structural dynamics in crystalline silicon using chirped electrons from a laser wakefield accelerator[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 36224.
- [26] Joshi C. Plasma-based accelerators: then and now[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61(10): 104001.
- [27] Bulanov S V, Pegoraro F, Pukhov A M, et al. Transverse-wake wave breaking[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(22): 4205-4208.
- [28] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(4/5): 355-361.
- [29] Joshi C. Plasma accelerators[J]. *Scientific American*, 2006, 294(2): 40-47.
- [30] Bulanov S, Naumova N, Pegoraro F, et al. Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking [J]. *Physical Review E*, 1998, 58(5): R5257-R5260.
- [31] Kneip S, Nagel S R, Martins S F, et al. Near-GeV acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(3): 035002.
- [32] Kostyukov I, Nerush E, Pukhov A, et al. Electron self-injection in multidimensional relativistic-plasma wake fields[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(17): 175003.
- [33] Umstadter D, Chen S Y, Maksimchuk A, et al. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons [J]. *Science*, 1996, 273(5274): 472-475.
- [34] Thomas A G R, Murphy C D, Mangles S P D, et al. Monoenergetic electronic beam production using dual collinear laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(25): 255002.
- [35] Davoine X, Lefebvre E, Rechatin C, et al. Cold optical injection producing monoenergetic, multi-GeV electron bunches[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(6): 065001.
- [36] Oz E, Deng S, Katsouleas T, et al. Ionization-induced electron trapping in ultrarelativistic plasma wakes[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(8): 084801.
- [37] Pak A, Marsh K A, Martins S F, et al. Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(2): 025003.
- [38] Clayton C E, Ralph J E, Albert F, et al. Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(10): 105003.
- [39] McGuffey C, Thomas A G R, Schumaker W, et al. Ionization induced trapping in a laser wakefield accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(2): 025004.
- [40] Liu J S, Xia C Q, Wang W T, et al. All-optical cascaded laser wakefield accelerator using ionization-induced injection[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(3): 035001.
- [41] Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, et al. Demonstration of a narrow energy spread, ~ 0.5 GeV electron beam from a two-stage laser wakefield accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(4): 045001.
- [42] Suk H, Barov N, Rosenzweig J B, et al. Plasma electron trapping and acceleration in a plasma wake field using a density transition[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(6): 1011-1014.
- [43] Chien T Y, Chang C L, Lee C H, et al. Spatially localized self-injection of electrons in a self-modulated laser-wakefield accelerator by using a laser-induced transient density ramp[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(11): 115003.
- [44] Buck A, Wenz J, Xu J, et al. Shock-front injector for high-quality laser-plasma acceleration[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(18): 185006.
- [45] Rittershofer W, Schroeder C B, Esarey E, et al. Tapered plasma channels to phase-lock accelerating and focusing forces in laser-plasma accelerators[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(6): 063104.
- [46] Swanson K K, Tsai H E, Barber S K, et al. Control of tunable, monoenergetic laser-plasma-accelerated electron beams using a shock-induced density downramp injector[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2017, 20(5): 051301.
- [47] Ke L T, Yu C H, Feng K, et al. Optimization of electron beams based on plasma-density modulation in a laser-driven wakefield accelerator[J]. *Applied Sciences*, 2021, 11(6): 2560.
- [48] Froula D H, Clayton C E, Döppner T, et al. Measurements of the critical power for self-injection of electrons in a laser wakefield accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(21): 215006.
- [49] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, et al. Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(11): 862-866.
- [50] Corde S, Thaury C, Lifschitz A, et al. Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1501.
- [51] Kuschel S, Schwab M B, Yeung M, et al. Controlling the self-injection threshold in laser wakefield accelerators[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(15): 154801.
- [52] Bloom M S, Streeter M J V, Kneip S, et al. Bright X-ray radiation from plasma bubbles in an evolving laser wakefield accelerator[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2020, 23(6): 061301.
- [53] Faure J, Rechatin C, Norlin A, et al. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses[J]. *Nature*, 2006, 444(7120): 737-739.
- [54] Rechatin C, Faure J, Ben-Ismaïl A, et al. Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(16): 164801.
- [55] Golovin G, Yan W C, Luo J, et al. Electron trapping from interactions between laser-driven relativistic plasma waves[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(10): 104801.
- [56] Wenz J, Döpp A, Khrennikov K, et al. Dual-energy electron beams from a compact laser-driven accelerator[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(4): 263-269.
- [57] Mo M Z, Ali A, Fourmaux S, et al. Quasimonoenergetic electron beams from laser wakefield acceleration in pure nitrogen[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(7): 074101.
- [58] Mirzaie M, Li S, Zeng M, et al. Demonstration of self-truncated ionization injection for GeV electron beams[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 14659.
- [59] Maier A R, Delbos N M, Eichner T, et al. Decoding sources of energy variability in a laser-plasma accelerator[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(3): 031039.
- [60] Kirchen M, Jalas S, Messner P, et al. Optimal beam loading in a laser-plasma accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(17): 174801.
- [61] Wan Y, Seemann O, Tata S, et al. Direct observation of relativistic broken plasma waves[J]. *Nature Physics*, 2022, 18(10): 1186-1190.
- [62] von der Leyen M W, Holloway J, Ma Y, et al. Observation of monoenergetic electrons from two-pulse ionization injection in quasilinear laser wakefields[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(10): 105002.
- [63] Geddes C G R, Nakamura K, Plateau G R, et al. Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(21): 215004.

- [64] Schmid K, Buck A, Sears C M S, et al. Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators[J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2010, 13(9): 091301.
- [65] Ke L T, Feng K, Wang W T, et al. Near-GeV electron beams at a few per-mille level from a laser wakefield accelerator via density-tailored plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(21): 214801.
- [66] Oubrerie K, Leblanc A, Kononenko O, et al. Controlled acceleration of GeV electron beams in an all-optical plasma waveguide[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11: 180.
- [67] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime[J]. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 2007, 10(6): 061301.
- [68] Wang X M, Zgadzaj R, Fazel N, et al. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1988.
- [69] Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(24): 245002.
- [70] Qin Z Y, Li W T, Liu J Q, et al. Multi-GeV cascaded laser wakefield acceleration in a hybrid capillary discharge waveguide[J]. *New Journal of Physics*, 2022, 24(7): 073048.
- [71] Zhu X Z, Li B Y, Liu F, et al. Experimental demonstration of laser guiding and wakefield acceleration in a curved plasma channel [J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(21): 215001.
- [72] Litos M, Adli E, An W, et al. High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator[J]. *Nature*, 2014, 515(7525): 92-95.
- [73] Emma P, Venturini M, Bane K L F, et al. Experimental demonstration of energy-chirp control in relativistic electron bunches using a corrugated pipe[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(3): 034801.
- [74] Brinkmann R, Delbos N, Dornmair I, et al. Chirp mitigation of plasma-accelerated beams by a modulated plasma density[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(21): 214801.
- [75] Döpp A, Thaur C, Guillaume E, et al. Energy-chirp compensation in a laser wakefield accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(7): 074802.
- [76] D'Arcy R, Wesch S, Aschikhin A, et al. Tunable plasma-based energy dechirper[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(3): 034801.
- [77] Wu Y P, Hua J F, Zhou Z, et al. Phase space dynamics of a plasma wakefield dechirper for energy spread reduction[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(20): 204804.
- [78] Zhang Z J, Li W T, Liu J S, et al. Energy spread minimization in a cascaded laser wakefield accelerator via velocity bunching[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(5): 053106.
- [79] Di Mitri S, Cornacchia M. Electron beam brightness in linac drivers for free-electron-lasers[J]. *Physics Reports*, 2014, 539(1): 1-48.
- [80] Lundh O, Lim J, Rechatin C, et al. Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator [J]. *Nature Physics*, 2011, 7(3): 219-222.
- [81] Buck A, Nicolai M, Schmid K, et al. Real-time observation of laser-driven electron acceleration[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(7): 543-548.
- [82] Lehe R, Kirchen M, Andriyash I A, et al. A spectral, quasi-cylindrical and dispersion-free Particle-In-Cell algorithm[J]. *Computer Physics Communications*, 2016, 203: 66-82.
- [83] Jalias S, Dornmair I, Lehe R, et al. Accurate modeling of plasma acceleration with arbitrary order pseudo-spectral particle-in-cell methods[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(3): 033115.
- [84] Pousa A F, de la Ossa A M, Assmann R W. Intrinsic energy spread and bunch length growth in plasma-based accelerators due to betatron motion[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 17690.
- [85] Malaca B, Pardal M, Ramsey D, et al. Coherence and superradiance from a plasma-based quasiparticle accelerator[J]. *Nature Photonics*, 2024, 18: 39-45.
- [86] Peng H, Huang T W, Jiang K, et al. Coherent subcycle optical shock from a superluminal plasma wake[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 131(14): 145003.
- [87] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, et al. Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(13): 135005.
- [88] Yan W C, Chen L M, Li D Z, et al. Concurrence of monoenergetic electron beams and bright X-rays from an evolving laser-plasma bubble[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2014, 111(16): 5825-5830.
- [89] Ferri J, Corde S, Döpp A, et al. High-brilliance betatron γ -ray source powered by laser-accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(25): 254802.
- [90] Guo B, Cheng Z, Liu S, et al. Enhancement of laser-driven betatron X-rays by a density-depressed plasma structure[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61(3): 035003.
- [91] Zhu X L, Chen M, Weng S M, et al. Extremely brilliant GeV γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator[J]. *Science Advances*, 2020, 6(22): eaaz7240.
- [92] Popp A, Vieira J, Osterhoff J, et al. All-optical steering of laser-wakefield-accelerated electron beams[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(21): 215001.
- [93] Döpp A, Hehn L, Götzfried J, et al. Quick X-ray microtomography using a laser-driven betatron source[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 199.
- [94] Shou Y R, Wang P J, Lee S G, et al. Brilliant femtosecond-laser-driven hard X-ray flashes from carbon nanotube plasma[J]. *Nature Photonics*, 2023, 17(2): 137-142.
- [95] Kozlova M, Andriyash I, Gautier J, et al. Hard X rays from laser-wakefield accelerators in density tailored plasmas[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(1): 011061.
- [96] Plateau G R, Geddes C G R, Thom D B, et al. Low-emittance electron bunches from a laser-plasma accelerator measured using single-shot X-ray spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(6): 064802.
- [97] Qin Z Y, Yu C H, Wang W T, et al. Ultralow-emittance measurement of high-quality electron beams from a laser wakefield accelerator[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(2): 023106.
- [98] Schwoerer H, Liesfeld B, Schlenvoigt H P, et al. Thomson-backscattered X rays from laser-accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1): 014802.
- [99] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, et al. MeV-energy X rays from inverse Compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(15): 155003.
- [100] Powers N D, Ghebregziabher I, Golovin G, et al. Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(1): 28-31.
- [101] Liu C, Golovin G, Chen S Y, et al. Generation of 9 MeV γ -rays by all-laser-driven Compton scattering with second-harmonic laser light[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(14): 4132-4135.
- [102] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, et al. Ultrahigh brilliance multi-MeV γ -ray beams from nonlinear relativistic Thomson scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(22): 224801.
- [103] Yan W C, Fruhling C, Golovin G, et al. High-order multiphoton Thomson scattering[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(8): 514-520.
- [104] Tsai H E, Wang X M, Shaw J M, et al. Compact tunable Compton X-ray source from laser-plasma accelerator and plasma mirror[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(2): 023106.
- [105] Feng J, Wang J G, Li Y F, et al. Intense γ ray generated by refocusing laser pulse on wakefield accelerated electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(9): 093110.
- [106] Ride S K, Esarey E, Baine M. Thomson scattering of intense lasers from electron beams at arbitrary interaction angles[J].

- Physical Review E, 1995, 52(5): 5425-5442.
- [107] 赵振堂, 王东, 殷立新, 等. X 射线自由电子激光试验装置[J]. 光学学报, 2021, 41(1): 0114006.
Zhao Z T, Wang D, Yin L X, et al. Shanghai soft X-ray free-electron laser test facility[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0114006.
- [108] Bostedt C, Boutet S, Fritz D M, et al. Linac Coherent Light Source: the first five years[J]. Reviews of Modern Physics, 2016, 88(1): 015007.
- [109] Fuchs M, Weingartner R, Popp A, et al. Laser-driven soft-X-ray undulator source[J]. Nature Physics, 2009, 5(11): 826-829.
- [110] Wang W T, Feng K, Ke L T, et al. Free-electron lasing at 27 nanometres based on a laser wakefield accelerator[J]. Nature, 2021, 595(7868): 516-520.
- [111] Pompili R, Alesini D, Anania M P, et al. Free-electron lasing with compact beam-driven plasma wakefield accelerator[J]. Nature, 2022, 605(7911): 659-662.
- [112] Labat M, Cabadağ J C, Ghaith A, et al. Seeded free-electron laser driven by a compact laser plasma accelerator[J]. Nature Photonics, 2023, 17(2): 150-156.
- [113] Habib A F, Manahan G G, Scherkl P, et al. Attosecond-Angstrom free-electron-laser towards the cold beam limit[J]. Nature Communications, 2023, 14: 1054.
- [114] 王岩成, 曹宗威, 孙向阳, 等. 激光驱动尾波场加速电子诱导光核嬗变[J]. 强激光与粒子束, 2023, 35(9): 091006.
Wang Y C, Cao Z W, Sun X Y, et al. Study of photo-transmutation induced by laser wakefield accelerated electrons[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2023, 35(9): 091006.

Laser Wakefield Electron Acceleration and Novel Radiation Sources (Invited)

Yu Changhai¹, Qin Zhiyong¹, Zhang Zhijun¹, Liu Jiansheng^{1,2*}

¹Department of Physics, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China;

²State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract

Significance The rapid development of ultra-intense and ultra-short lasers has provided unprecedented new experimental methods and extreme physical conditions, made it possible to reach new frontiers of ultra-fast and intense interactions between lasers and matter, and given birth to a large number of new principles, new phenomena, and revolutionary techniques. Plasma-based acceleration driven by an ultra-intense and ultra-short laser may contribute to the emergence of new particle-acceleration technologies and generation of novel ultra-fast radiation sources. These novel particle and radiation sources can provide new means and opportunities for frontier interdisciplinary studies in areas such as high-energy particle physics, nuclear photonics, materials science, and biomedicine, making it a hot spot and emerging field on the world scientific and technological frontiers.

The accelerating electric field of a laser-driven plasma wakefield can reach 100 GV/m, which is more than three orders of magnitude higher than that of a traditional electron accelerator. A high-energy GeV electron beam can thus be produced over a centimeter-scale acceleration length, thus greatly reducing the scale and cost of the accelerator. The electron beams produced via laser wakefield acceleration also have the advantages of an ultrashort pulse duration and inherent high-precision synchronization with the driving laser. In addition, by designing an appropriate and effective scheme, the electron-injection and acceleration processes can be optimized to produce high-quality and high-energy ultrafast electron sources with ultrahigh brightness comparable to that from a traditional accelerator.

Laser-wakefield-driven electron beams can be used as low-cost and desktop femtosecond radiation sources such as for betatron X-ray radiation, inverse Compton scattering, bremsstrahlung radiation, and undulator radiation. These novel radiation sources usually have high brightness, good collimation, a femtosecond pulse duration, and energy tunability, covering a wide spectral range from extreme ultraviolet to gamma rays. Therefore, research in this area is occurring around the world, and this is an important research topic for high-field laser physics and new accelerators. Such laser wakefield acceleration and novel radiation sources are thus of great scientific significance for the development and application of synchrotron radiation, free electron lasers, and high-energy particle physics.

Progress After nearly 20 years of development, great progress has been made in both experimental and theoretical studies on laser-driven plasma acceleration. It is now transitioning from laser acceleration to laser accelerators. On one hand, the energy gain of laser wakefield electron acceleration has been significantly extended to 7.8 GeV. On the other hand, the specific qualities of the accelerated electron beams produced via laser wakefield acceleration, such as the energy spread, divergence, emittance, and stability of the electron beam, are also being optimized to a great extent. However, the comprehensive performance has to meet higher requirements for practical application, and there are still many key scientific issues and technical difficulties that need to be further explored and solved in the future. In particular, the energy spread of the electron beam is usually on the order of several percent, and such a large energy spread has greatly hindered its practical application. In order to obtain more stable and brighter high-energy electron beams, the electron injection and acceleration in the plasma wakefield should be accurately controlled and optimized to minimize the energy spread and divergence, which can also improve the application performance of novel radiation sources. Therefore, the basic principles

and parameter characteristics of a plasma wakefield driven by a femtosecond intense laser are first briefly introduced. The mechanisms and characteristics of different electron injection methods are then analyzed and compared (Table 1). Second, based on the research results and progress made by our group in recent years, the schemes and technologies for exploring energy chirp control in a plasma wakefield with a structured plasma profile are summarized and analyzed in relation to the generation of ultrahigh-brightness electron beams with an ultralow energy spread at a per-mille level (Fig. 5). Third, we discuss how these high-quality electron beams are used to produce novel radiation sources and greatly improve their application performance, including enhanced betatron X-ray radiation (Fig. 9), quasi-monoenergetic all-optical self-synchronized Compton scattering γ -rays (Fig. 18), and free-electron lasing in an undulator (Fig. 22). Some of the progress in other related frontier research fields is also discussed in relation to laser wakefield electron acceleration and novel radiation source generation. Finally, the prospects for a laser wakefield electron accelerator and its further practical applications are outlined.

Conclusions and Prospects A high-quality electron beam source and novel radiation source based on laser wakefield acceleration have the advantages of a compact size, easy tuning, small source size, femtosecond pulse duration, high brightness, good collimation, and high-precision synchronization control, which can provide new methods and tools for frontier interdisciplinary research such as high-energy particle physics, nuclear photonics, materials science, and biomedicine. Although significant progress has been made in the past decade in improving the quality of an electron beam such as its energy spread and six-dimensional brightness, the wakefield accelerator is still in a very early phase in view of the energy spread and stability of the electron beam, especially for electron beams with energy levels below 100 MeV or above 1 GeV, when compared with traditional accelerators. This dilemma is mainly limited by the scalability and stability of the existing schemes. The key issue or challenge facing the wakefield acceleration community is to devise more effective schemes to generate electron beams with an ultralow energy spread (0.1% – 0.01%), ultralow emittance ($\sim 1 \mu\text{m}\cdot\text{mrad}$), high repetition rate, and stability. Benefiting from the rapid and continuous development of ultrashort pulse laser technology in terms of the repetition rate, waveform control, and stability of the high-power laser, it is believed that the qualities and brightness of these high-energy ultrafast electron beams will be further improved by advancing the existing schemes, which will further facilitate the development of novel radiation sources. All these advances will greatly promote the continuous development of high-quality laser wakefield electron accelerators and their practical applications in the years to come.

Key words laser optics; laser wakefield; electron acceleration; energy chirp; betatron radiation; inverse Compton scattering; free-electron laser