

拍瓦飞秒激光与近临界密度等离子体相互作用的电子加速及betatron辐射产生数值模拟

谢波 张晓辉 李天月 王子涛 齐伟 温家星 张智猛

Numerical study of electron acceleration and betatron radiation based on interaction of petawatt femtosecond laser with near-critical-density plasma

Xie Bo, Zhang Xiaohui, Li Tianyue, Wang Zhitao, Qi We, Wen Jiaying, Zhang Zhimeng

引用本文:

谢波, 张晓辉, 李天月, 王子涛, 齐伟, 温家星, 张智猛. 拍瓦飞秒激光与近临界密度等离子体相互作用的电子加速及betatron辐射产生数值模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2025, 37: 091002. doi: 10.11884/HPLPB202537.250033

Xie Bo, Zhang Xiaohui, Li Tianyue, Wang Zhitao, Qi We, Wen Jiaying, Zhang Zhimeng. Numerical study of electron acceleration and betatron radiation based on interaction of petawatt femtosecond laser with near-critical-density plasma[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2025, 37: 091002. doi: 10.11884/HPLPB202537.250033

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11884/HPLPB202537.250033>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

填充预等离子体通道靶激光电子加速研究

Laser electron acceleration in pre-plasma-filled channel targets

强激光与粒子束. 2022, 34: 112001-1-112001-6 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202234.220067>

飞秒激光Betatron辐射源的现状与发展趋势分析

Current situation and development trend analysis of femtosecond laser Betatron radiation source

强激光与粒子束. 2023, 35: 012009-1-012009-8 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202335.220229>

双束等离子体尾波加速中的束流相对能散预测

Predicting relative energy spread in two-bunch plasma wakefield acceleration

强激光与粒子束. 2022, 34: 049002-1-049002-5 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202234.210425>

库仑碰撞截面在等离子体粒子模拟中的应用

Application of coulomb collision cross-section in particle-in-cell simulation of plasma

强激光与粒子束. 2021, 33: 034004-1-034004-9 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202133.200179>

用于高功率微波器件粒子模拟的三维柱坐标系共形网格生成技术

Three-dimensional cylindrical coordinate conformal grid generating technology for particle-in-cell simulation of high-power microwave device

强激光与粒子束. 2024, 36: 043025-1-043025-7 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202436.230299>

基于单束强激光和固体靶相互作用的瞬态等离子体密度光栅产生研究

Generation of transient plasma density grating induced by interaction between single laser pulse and solid-density plasma

强激光与粒子束. 2024, 36: 121003-1-121003-6 <https://doi.org/10.11884/HPLPB202436.240008>



拍瓦飞秒激光与近临界密度等离子体相互作用的 电子加速及 betatron 辐射产生数值模拟^{*}

谢 波, 张晓辉, 李天月, 王子涛, 齐 伟, 温家星, 张智猛

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 针对典型拍瓦级飞秒激光装置参数, 提出一种毛细管型的气室结构靶以产生百微米尺度且具有陡峭的密度上升沿的近临界密度等离子体。该气室结构靶具有背压低、喷气量小的特点。由于气室壁约束, 气室内, 该气室靶可更加稳定产生平台状的气体密度分布。采用粒子模拟方法研究了拍瓦级飞秒激光与该近临界密度等离子体相互作用的电子加速及 betatron 辐射过程。结果表明, 合适气体密度和激光脉宽有利于产生稳定的等离子体通道。在通道内, 电子首先经历有效的激光尾波场加速。这些加速的高能电子与激光尾部直接作用, 通过 betatron 共振和激光直接加速, 可使其产额及截止能量进一步提升。该大电荷量高能电子束在等离子体通道内的横向振荡能够产生高亮度 betatron 辐射源, 峰值光子能量约 8 keV, 亮度达到 $1.75 \times 10^{20} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。此外, 还重点研究了气体密度及激光脉宽对 betatron 辐射源的影响并阐述了内在机理。

关键词: 拍瓦飞秒激光; 电子加速; betatron 辐射; 粒子模拟

中图分类号: O536

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202537.250033

Numerical study of electron acceleration and betatron radiation based on interaction of petawatt femtosecond laser with near-critical-density plasma

Xie Bo, Zhang Xiaohui, Li Tianyue, Wang Zitao, Qi Wei, Wen Jiaxing, Zhang Zhimeng

(Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: [Background] Laser-driven betatron radiation is a wide-energy-spectrum X-ray source analogous to synchrotron radiation. Compared to the quasi-monochromatic X-ray spectra of synchrotron radiation or free-electron lasers, the broad energy spectrum of betatron radiation is more favorable for X-ray absorption spectroscopy. Additionally, laser-driven betatron radiation features a small source size, short pulse duration, low divergence, and high brightness, making it comparable to third-generation synchrotron sources. [Purpose] The photon energy yield of betatron radiation is closely related to the quality of the electron beam, plasma density, and transverse oscillation amplitude. However, current technology faces two major challenges: first, there is a trade-off between electron beam charge and energy, with single-shot charges typically limited to the hundreds-of-pC range; second, the radiation conversion efficiency is significantly influenced by target parameters, necessitating breakthroughs through innovative target structures. [Methods] For typical petawatt-class femtosecond laser facility parameters, a capillary-type gas-cell structure target is proposed to generate a near-critical density plasma with a hundred-micrometer scale and a steep density gradient. This gas-cell structure target features low back pressure and minimal gas injection. Due to the confinement by the gas cell walls, a more stable platform-like gas density distribution can be produced within the cell. [Results] Particle-in-cell simulation methods were employed to study the electron acceleration and betatron radiation processes resulting from the interaction of petawatt-class femtosecond lasers with this near-critical density plasma. By adjusting the gas density and laser pulse width, a high-charge and high-energy electron beam can be induced to undergo transverse oscillations within the plasma channel, thereby generating a high-brightness betatron radiation source with a peak photon energy of approximately 8 keV and a brightness of $1.75 \times 10^{20} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2}$.

* 收稿日期: 2025-02-24; 修订日期: 2025-06-06

基金项目: 国家科技部重点研发项目(2022YFA1603202), 国家自然科学基金项目(12305277)

联系方式: 谢 波, wavehsieh@163.com。

通信作者: 张智猛, zmzhang_zju@sina.com。

$(0.1\%bw)^{-1}$. [Conclusions] The results indicate that appropriate gas density and laser pulse width are conducive to the stable formation of plasma channels. Within these channels, electrons undergo effective laser wakefield acceleration firstly. These accelerated high-energy electrons interact directly with the tail of the laser. Through betatron resonance and direct laser acceleration, their yield and cutoff energy can be further enhanced. Additionally, the study focuses on the impact of gas density and laser pulse width on the betatron radiation source and elucidates the underlying mechanisms.

Key words: petawatt femtosecond laser, electron acceleration, betatron radiation, particle-in-cell simulation

激光驱动 betatron 辐射是一种类同步辐射的宽能谱 X 射线源^[1-2]。相比于同步辐射或者自由电子激光的准单能 X 射线谱, betatron 辐射的宽能谱更加有利于 X 射线吸收谱探测^[3-4]。此外, 激光驱动 betatron 辐射还具有源尺寸小、脉宽短、发散度小及亮度高等特点。这些特点使其非常适合于发展高空间分辨 X 射线照相以及相衬成像等先进诊断技术, 在高能量密度物理中的超快过程(如冲击波或者内爆过程)探测中有广阔应用前景^[5-7]。在早期研究中, betatron 辐射主要通过激光驱动尾波场电子加速(LWFA)机制来产生^[8-9]。在 LWFA 机制中^[10-11], 飞秒相对论激光在低密度等离子体中传输时会背景电子排开, 产生一个以激光群速度向前移动的电荷分离尾波场。激光等离子体相互作用产生的尾波场的电场梯度可达到约 100 GV/m, 在很短的距离内能将电子加速到极高能量。除了纵向加速之外, 该尾波场还会让加速电子发生横向振荡, 从而在一个前向的锥角内辐射出 X 射线, 称为 betatron 辐射。在典型的 LWFA 机制中, 加速电子能量可以达到数百 MeV, 电量为 10~100 pC。通过一些优化方案, 加速电子能量甚至可达到数 GeV 或者电量达到 nC 量级^[12-13]。这些高能电子产生 betatron 辐射的临界光子能量一般在数十 keV, 但对应的光子数量仅为 10^{10} 甚至更少。虽然激光驱动 betatron 辐射光子数较少, 但受益于源尺寸小、脉宽短等优势, 其辐射源亮度在实验上仍然可达到 $10^{23} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\%bw)^{-1}$, 已可与第三代同步加速器源相媲美^[14]。betatron 辐射的光子能量数量与电子束品质、等离子体密度及横向振荡幅度密切相关。然而, 当前技术仍面临两大挑战: 一是电子束电荷量与能量存在矛盾, 单发电荷量多局限在百 pC 量级; 二是辐射转换效率受靶参数影响显著, 需通过靶结构创新实现突破。

近些年来, 世界范围内陆续有多个数拍瓦级的超强激光装置正在建设或已建成, 如上海 SULF、绵阳 SILEX-II、捷克 ELI-Beamlines、罗马尼亚 ELI-NP 等^[15-17]。这些装置产生的 PW 级飞秒激光, 通过紧聚焦手段, 可以让激光焦斑尺寸小于 5 μm , 对应的激光功率密度可达到 10^{21} W/cm^2 及以上。与传统的 LWFA 机制不同, 这些小焦斑、强相对论强度的飞秒激光为高效产生 betatron 辐射带来新的技术途径。最近, 捷克科技大学 Cikhardt 等^[18]在 PHELIX 激光装置上通过亚皮秒激光与低密度泡沫靶作用产生高亮度 betatron 辐射(约 $10^{21} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\%bw)^{-1}$)。中国科学院物理研究所 Tan 等^[19]在中国工程物理研究院 SILEX-II 装置上证明拍瓦飞秒激光与近临界密度等离子体作用可以将 X 射线辐射的转换效率提升到 10^{-4} , 比 LWFA 中的 betatron 辐射高 1~3 个数量级。在近临界密度等离子体中, 电子可以通过激光直接加速获得显著超过有质动力势的能量。这些超有质动力电子随后在离子通道内经历大振幅的横向 betatron 振荡, 这使其成为产生高通量 X 射线源一种非常有前景的方法。本文针对中国工程物理研究院的 SILEX-II 装置数 PW 级飞秒激光参数, 设计一种毛细管型的气室结构靶以产生百微米尺度且具有陡峭密度上升沿的近临界密度等离子体以优化电子加速及 betatron 辐射产生, 利用粒子模拟(PIC)方法研究 SILEX-II 飞秒激光与该气室结构靶产生的近临界密度等离子体的相互作用过程, 通过充气气压、激光脉宽等参数优化来改善电子束和 betatron 辐射的 X 射线品质, 提高转换效率, 获得理想高亮 betatron 辐射源。

1 气体喷嘴设计

中国工程物理研究院的 SILEX-II 装置可以输出数拍瓦级飞秒激光。典型的 SILEX-II 激光参数具体如下^[20]: 激光总能量 $E_L = 25 \text{ J}$, 波长 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, 脉宽 $\tau = 40 \text{ fs} = 150T_0$ (T_0 为周期), 焦斑尺寸 $w_0 = 5 \mu\text{m} \approx 6.2\lambda$ 。激光在焦斑内的能量集中度约为 30%, 对应的激光峰值功率密度 I_L 为 $2 \times 10^{20} \sim 4 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 。SILEX-II 飞秒激光焦斑尺寸较小, 这有利于获得高峰值功率密度实现高效的直接电子加速, 但同时会带来激光传输距离较短的问题。对于 5 μm 激光焦斑尺寸, 其对应的瑞利长度 ($Z_r = \pi w_0^2 / \lambda$) 仅约为 98 μm 。因此, 为了使 SILEX-II 激光能够传输到高密度平台区域并与近临界密度等离子体直接作用, 这要求将等离子体密度上升沿尺度控制在百微米附近。针对以上需求, 设计了一种毛细管型的气室结构靶。该气室结构靶具有背压低、喷气量小的特点。并且, 由于气室壁约束, 气室内, 气室靶可更加稳定产生平台状的气体密度分布。因此, 该气室靶适合于产生百微米尺度且具有陡峭密度上升沿的近

临界密度等离子体。该气室结构靶如图 1(a) 和 1(b) 所示。在一个管型直柱上开了一个对穿孔, 气管外径 0.8 mm, 内径 0.4 mm。喷气装置与管型直柱底部相连接并向内喷气。为了延缓气体往外膨胀的速度, 对穿孔有个楔形角设计, 内切角度为 45° , 外直径为 0.65 mm。激光从对穿孔中心入射, 作用于气体并使之离化成等离子体。图 1(c) 和 1(d) 分别为通过流体计算程序 ANSYS Fluent 给出的对穿孔内及中心轴上的气体密度分布。可以看到, 该气体分布上升沿、平台区及下降沿长度都约为 $200\ \mu\text{m}$ 。平台区 N_2 分子密度 $n(\text{N}_2)$ 可通过充气气压 p 进行调节, 两者基本呈线性增长关系, 即 $n(\text{N}_2) \approx p(\text{kPa})/8(\text{kPa}) \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 。如果完全离化到 N^{7+} , 每个 N_2 分子可离化出 14 个电子, 则对应的平台区电子密度 n_e 可写为 $n_e \approx 10^{-3} (p/\text{kPa}) n_c$ 。其中, $n_c \approx 1.75 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$, 为 $0.8\ \mu\text{m}$ 激光波长对应的电子临界密度。

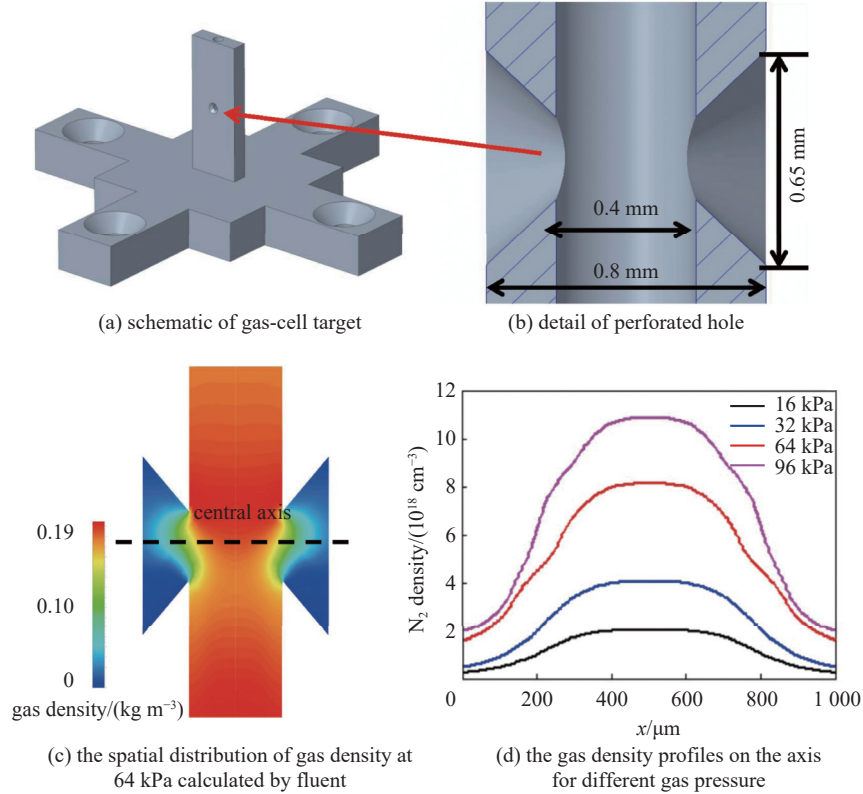


Fig. 1 Target structure of the gas chamber and distribution map of gas density

图 1 气室靶结构及气体密度分布图

2 粒子模拟结果及讨论

2.1 模拟参数

为了研究电子加速过程, 我们采用含场致离化的全电磁粒子模拟程序 OPIC^[8] 对拍瓦飞秒激光与气室结构靶相互作用过程开展二维模拟。在模拟中, 不同气压条件下的气体密度分布通过流体计算程序 ANSYS Fluent 给出 (图 1(d))。同时, 假设 N_2 气体初始离化到 N^{5+} , 并且通过 Ammosov-Delone-Krainov (ADK) 隧穿电离机制^[8] 来处理 N^{5+} 离子的进一步离化。采用典型的 SILEX-II 激光参数: P 偏振, 波长 $\lambda = 0.8\ \mu\text{m}$, 脉宽 $\tau = 40\ \text{fs}$, 焦斑尺寸 $w_0 = 5\ \mu\text{m}$, 峰值功率密度为 $2 \times 10^{20}\ \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 对应的无量纲矢势 $a_0 = 9.7$ 。模拟区域设为 $100\lambda \times 100\lambda$, 对应网格数为 2000×2000 。在等离子体区域内, 每个网格初始放置 4 个宏电子和 4 个宏 N^{5+} 离子。通过 4 阶插值方法来减少数值加热影响及通过移动窗口技术来实现长距离相互作用过程模拟。

为了研究 betatron 辐射特性, 在 OPIC 程序中建立了短波辐射模型及计算方法。与陈民等^[21] 采用的计算方法类似, 认为 betatron 辐射角分布在电子运动方向上达到峰值, 并可以用 δ 函数近似。betatron 辐射频谱具有类同步辐射谱特征, 即 $dI/d\omega \propto S(\omega/\omega_c)$, 某频率范围的激光功率, I 是激光功率, ω 为激光中心频率, 也为激光能量。其中, $S(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(x) dx$, K 为修正型二阶贝赛尔函数, $\omega_c = (3/4\pi) \gamma^2 |\Delta P|$ 为光子临界能量, $\gamma = (1 + P^2)^{1/2}$ 为电子相对论因子, P 代表归一化的动量矢量, ΔP 为单位时间内的电子横向动量变化。在当前模拟中, 由于辐射反作用力要远小于电子感受到的电磁场力, 因此忽略了辐射反作用力的影响。此外, 为了减少计算量, 仅统计高能电子

($\gamma \geq 100$)对 betatron 辐射的贡献。

2.2 电子加速

相对论飞秒激光与低密度气体靶相互作用可能存在两种电子加速机制,即激光驱动尾场电子加速(LWFA)和激光直接加速(DLA)^[22-23]。在 LWFA 中,激光有质动力会将背景电子排开,从而产生一个以激光群速度向前传输的电荷分离场来加速电子,这个“空泡”同时充当电子加速器和等离子体波荡器。在 DLA 中,激光与高能电子可通过 betatron 共振实现高效能量转移。因此,不同的气体靶参数条件可以产生不同的电子加速图像以及加速机制。图 2 给出不同气压条件下激光到达气体密度平台区时刻($t=600T_0$)的电子密度空间分布及中心轴上激光场强分布情况。在低气压(16 kPa)条件下,可以看到前端的激光驱动出一个类似空泡的尾场加速结构(图 2(a))。此时,电子主要被俘获在空泡尾部通过 LWFA 机制获得加速。当气压提升到 32 kPa 或 64 kPa 时,由于注入电子数量过多,这带来显著的束流加载效应。该效应导致空泡尾部无法闭合,从而形成类似等离子体通道的加速结构(图 2(b)和 2(c))。在该情况下,可以清晰地看到等离子体通道被俘获的加速电子束与激光尾部直接相互作用形成丝状结构。这表明加速电子与激光尾部发生 betatron 共振,其通过 DLA 机制可进一步提高加速能量。当气压进一步提升到 96 kPa 后,可发现激光在到达气体密度平台区时已基本完全耗尽能量。此后,电子难以再从激光场或尾波场中获得有效加速。激光与尾波场间的能量平衡关系^[24]可给出激光在稀薄等离子体中传输耗散距离 $L_{pd} \approx 0.25a_0(\omega_0^2/\omega_p^2)c\tau$, 其中 ω_p 是等离子体静电波的频率。当 $a_0 = 9.7$ 、 $\tau = 40$ fs、 $p = 96$ kPa ($n_e \approx 0.1n_c$) 时,可得 $L_{pd} \approx 290 \mu\text{m}$ 。这与上述模拟结果基本一致。因此,如果气体密度太高或者激光脉宽太短,则激光会因能量耗尽而难以传输到高密度平台区域,这显然会带来电子加速效率下降。

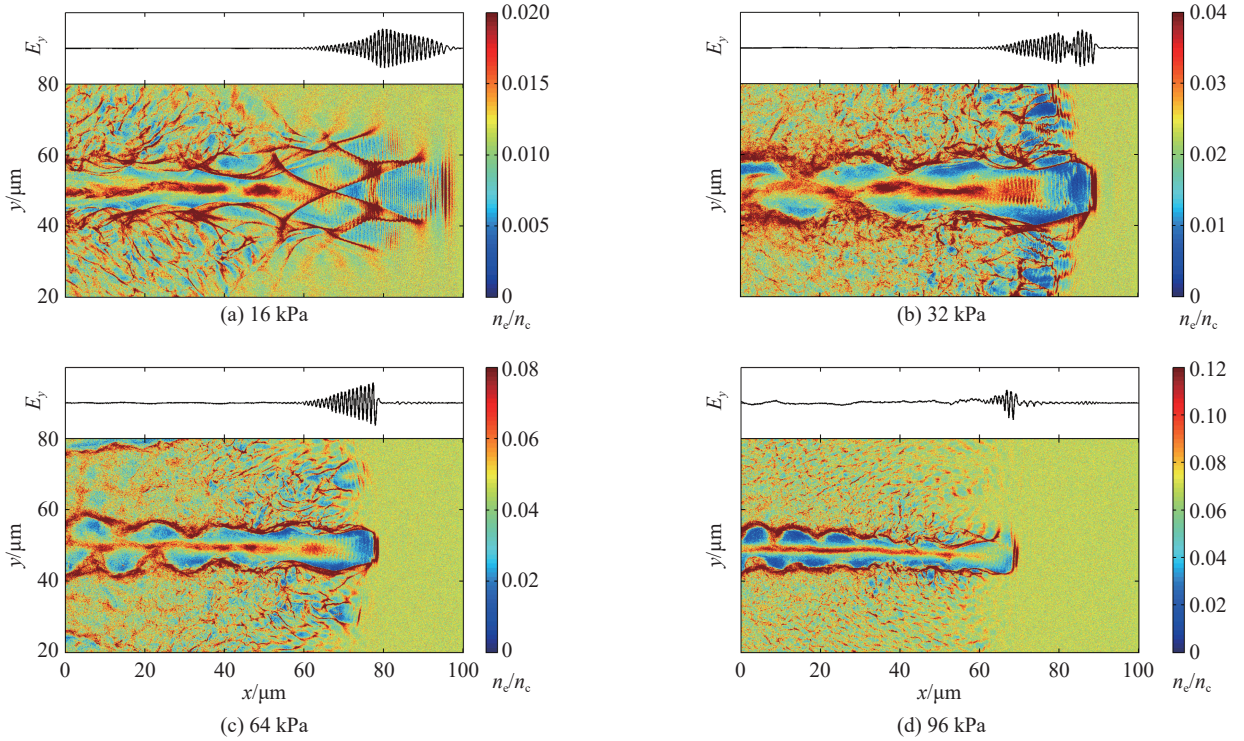


Fig. 2 Spatial distributions of electron density and on-axis laser field at $t=600T_0$ when the laser reaches the gas density plateau region for different pressures

图 2 不同气压条件下,激光到达气体密度平台区时刻($t=600T_0$)的电子密度空间分布及中心轴上激光场强分布

图 3 给出不同气压条件下当激光到达气体密度平台区时($t=600T_0$)的加速电子角分布及能谱,其中 N 是电子数量, E_k 是电子动能。从加速电子的角分布来看,拍瓦飞秒激光在近临界密度等离子体中驱动产生的高能电子发散角大约在 400 mrad,这比传统 LWFA 机制(约数十 mrad)高出近 1 个量级。高能电子的大发散角也意味着其横向振荡幅度更大,这有利于增强 betatron 辐射光子能量和谱强度。图 3(a)~3(d)给出不同气体密度对加速电子角分布的影响。可以看到,提升气压会略微增加电子发散角,但总体上差别并不显著。但是,在合适气压条件(32 kPa 和 64 kPa)下,高能电子角分布呈现出典型的分叉结构(图 3(b)和 3(c))。这也表明除了 LWFA 加速之外,部份高能电子在等离子体通道内与激光还可以发生了 betatron 共振,因此能从激光场中获得比较可观的横向动量。图(e)为不同气压

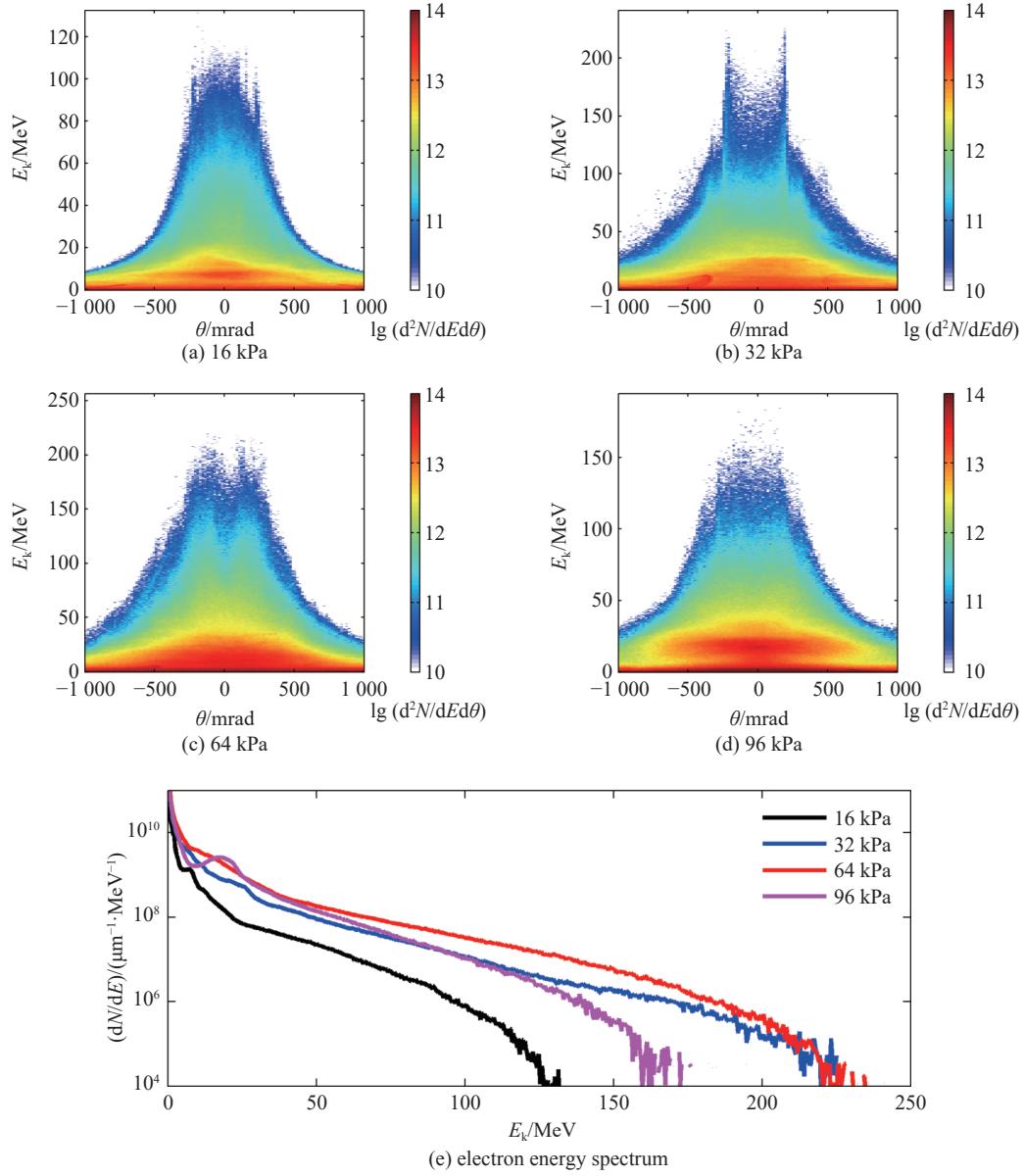


Fig. 3 Angular distributions of accelerated electrons and the energy spectrum at $t=600T_0$ as the laser reaches the gas density plateau region for different pressures

图 3 不同气压条件下激光到达气体密度平台区时 ($t=600T_0$) 的加速电子角分布及能谱

条件下的电子能谱比对。可以看到,在较低气压(16 kPa)下,仅依赖于 LWFA 机制产生的高能电子产额较低且截止能量仅达到约 130 MeV。在较高气压(96 kPa)下,由于等离子体密度较高,因此电子产额有显著提升。但是,由于该条件下激光在高密度平台区域的能量过快损耗,存在加速不足问题,这导致电子能量截止在约 170 MeV。而在中等气压(32 kPa 和 64 kPa)下,除了 LWFA 加速机制之外,还存在有效的 DLA 加速机制,这带来电子产额及截止能量显著提升。在两种加速机制的共同作用下,电子截止能量提升到约 220 MeV,更有利于提升高能电子产额和 betatron 辐射能量。进一步比较,由于 64 kPa 气压条件对应的背景气体密度更高,因此其电子产额相比 32 kPa 情况有所提升。

2.3 betatron 辐射

拍瓦飞秒激光与近临界密度等离子体相互作用可以产生百 MeV 的高能电子。这些高能电子在尾波场或者等离子体通道内通过横向振荡可以产生 betatron 辐射。该 betatron 辐射为类同步辐射,一般用以下两个典型参数来描述^[25],即 betatron 强度参数 K 和临界光子频率 ω_c 。其中, $K \approx 1.3 \times 10^{-10} (\gamma n_e (\text{cm}^{-3}))^{1/2} r_\beta (\mu\text{m})$, $\hbar\omega_c (\text{keV}) \approx 1.1 \times 10^{-23} \gamma^2 n_e (\text{cm}^{-3}) r_\beta (\mu\text{m})$, γ 为电子相对论因子(归一化后表示电子能量), r_β 为电子横向振荡幅度。相应的,每个电子能够辐射的平均光子数(平均能量为 $\hbar\omega_c$)为 $N_{\text{ph}} = 5.6 \times 10^{-3} N_\beta K$, 其中 N_β 为振荡周期数量。根据以上公式,可以获知

电子能量 γ 、电子密度 n_e 及电子横向振荡幅度 r_β 这 3 个参数是影响 betatron 辐射光子能量及光子数的主要因素。此外, 辐射的总光子数还线性正比于高能电子产额。因此, 对高能电子能量、产额等以上参数的综合优化是实现高亮度 betatron 辐射的关键。由于 DLA 加速可以在相对较高的背景等离子体密度条件下实现, 且能够提升电子能量、电量及横向振荡幅度, 因此有望通过 LWFA 结合 DLA 机制获得高亮度 betatron 辐射。

图 4 给出不同气压条件下激光作用结束后 ($t=1200T_0$) 的 betatron 辐射角分布及光子能谱, 其中 E_p 表示辐射的光子能量, 16 kPa 对应的辐射强度谱 (黑色实线) 乘以 5 倍以更好与其他气压条件进行对比, 对比条表示某频率区间单位散射角下的辐射功率。可以看到, PW fs 激光与近临界密度等离子体相互作用产生的 betatron 辐射具有较宽辐射频谱 (10^2 eV $\sim$ 10^5 eV) 和较大发散角 (约 400 mrad)。对于相对论能量 ($\gamma \gg 1$) 的电子, 其辐射主要沿着电子的运动方向出射。因此, betatron 辐射的发散角与高能电子的角分布基本相当。在模拟中, 最大 betatron 辐射发散角和辐射光子峰值能量均来自于 64 kPa 气压。这是因为, 在该条件下, 高能电子在等离子体通道内与激光发生直接相互作用, 通过额外 DLA 加速和 betatron 共振同时增加了电子能量及横向振荡幅度, 这两者都有利于 betatron 辐射产生, 因此合适的等离子体密度对于 betatron 辐射至关重要。此外, 96 kPa 气压条件也可以产生比较可观的 betatron 辐射。虽然该条件下激光会在高密度平台区域处提前耗尽能量。但是激光在气体上升沿传输时, 依然可以产生大量的高能电子并且发生有效的 DLA 加速。并且, 由于该条件下具有更高背景等离子体密度, 这直接增强

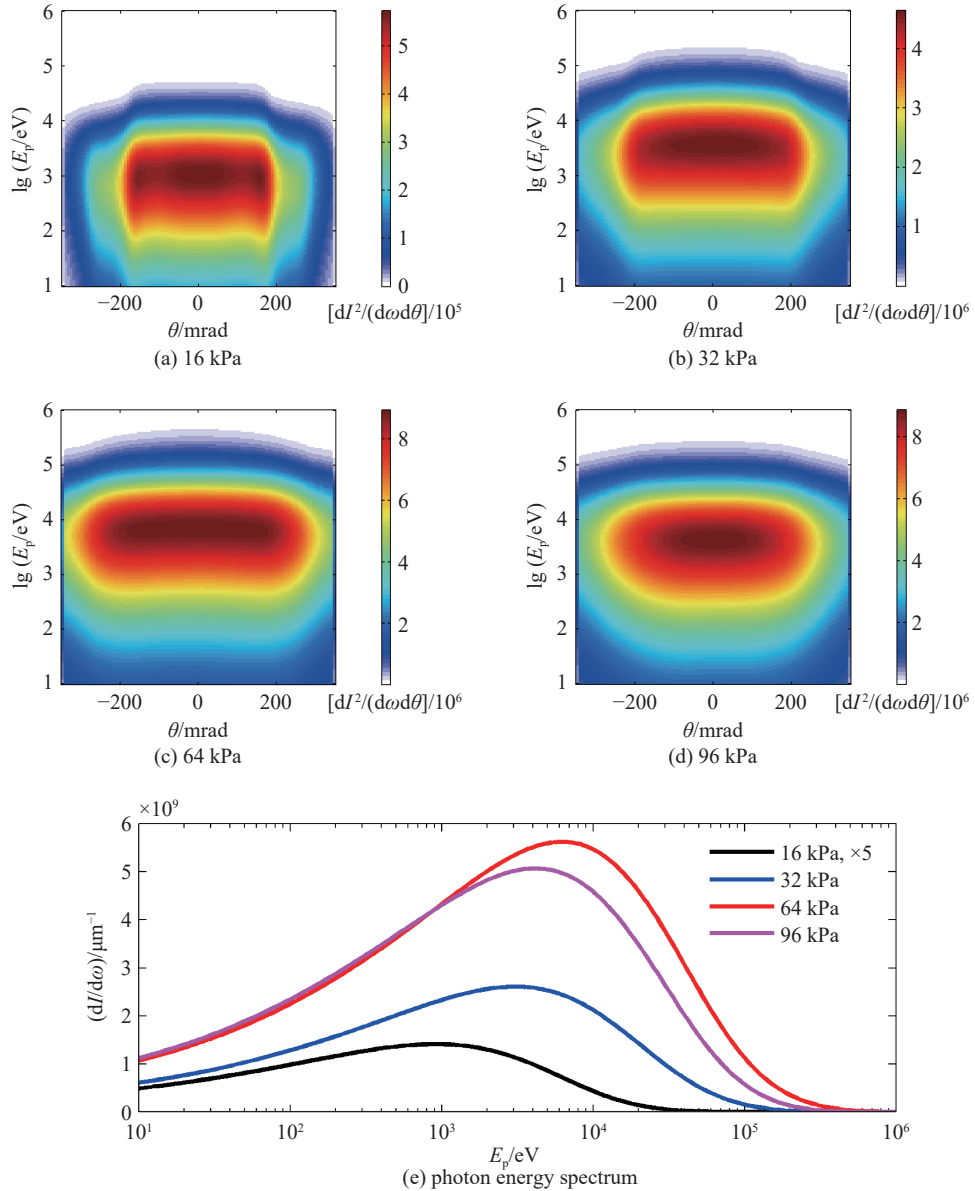


Fig. 4 Angular distributions of betatron radiation and the photon energy spectrum at $t=1200T_0$

图 4 不同气压条件下激光作用结束时 ($t=1200T_0$) 的 betatron 辐射角分布及光子能谱

了 betatron 辐射强度参数。在 64 kPa 条件下, betatron 辐射峰值对应的光子能量可以达到约 8 keV, 谱强度 $dI/d\omega \approx 5.6 \times 10^9$ photons/ μm 。该谱强度为二维模拟给出的结果。如果转化到实际三维情况, 需要另一个横向维度尺寸。该横向尺寸 r_z 一般认为与激光焦斑相当, 即 $r_z \approx w_0 = 5 \mu\text{m}$, 对应的三维谱强度 $dI/d\omega \approx 2.8 \times 10^{10}$ photons。为了估算该 betatron 辐射亮度, 取 betatron 辐射源尺寸 $r_{y,z} \approx 5 \mu\text{m}$, 源发散度 $\theta_{y,z} \approx 400$ mrad, 以及源脉宽 $\tau_\beta \approx 40$ fs (与激光脉宽相当), 可以得到 8 keV 附近的 betatron 辐射亮度约为 1.75×10^{20} ph $\cdot$ s $^{-1}$ $\cdot$ mm $^{-2}$ $\cdot$ mrad $^{-2}$ $\cdot$ (0.1%bw) $^{-1}$ 。

2.4 激光脉宽的影响

在合适气压条件下, 拍瓦级飞秒激光与近临界密度等离子体相互作用通过 LWFA 和 DLA 机制可以获得有效的电子加速, 以及产生高亮度 betatron 辐射源。除了气压 (即气体密度) 之外, 激光脉宽也是影响该过程的重要参数。这是因为 DLA 的发生及激光能量损耗等都与激光脉宽密切相关^[26]。为了研究激光脉宽的影响, 在固定 64 kPa 气压条件下, 给出不同激光脉宽条件下获得的电子能谱及 betatron 辐射能谱, 如图 5 所示, 其中 E_e 表示电子能量。可以看到, 高能电子截止能量及产额都随脉宽增加而显著提升, 这表明 DLA 加速需要在较长脉宽条件下才能比较有效。事实上, 如果激光脉宽太短, 则激光能量容易提前耗尽。并且, 加速电子也无法到达激光尾部区域来获得高效 DLA 加速。当激光脉宽超过 60 fs 之后 (22.5 个激光周期), 发现加速后的高能电子开始饱和。这也意味着当激光脉宽达到能够有效激发 DLA 加速的长度之后, 就难以再通过增加脉宽方式继续提升加速电子能量和产额。虽然电子加速在较长激光脉宽条件下会饱和, 但是增加激光脉宽却可以提升激光在气体靶内的传输距离, 以及相应的 betatron 辐射持续时间。因此, 增加激光脉宽依然可以持续带来 betatron 辐射强度提升 (图 5(b))。

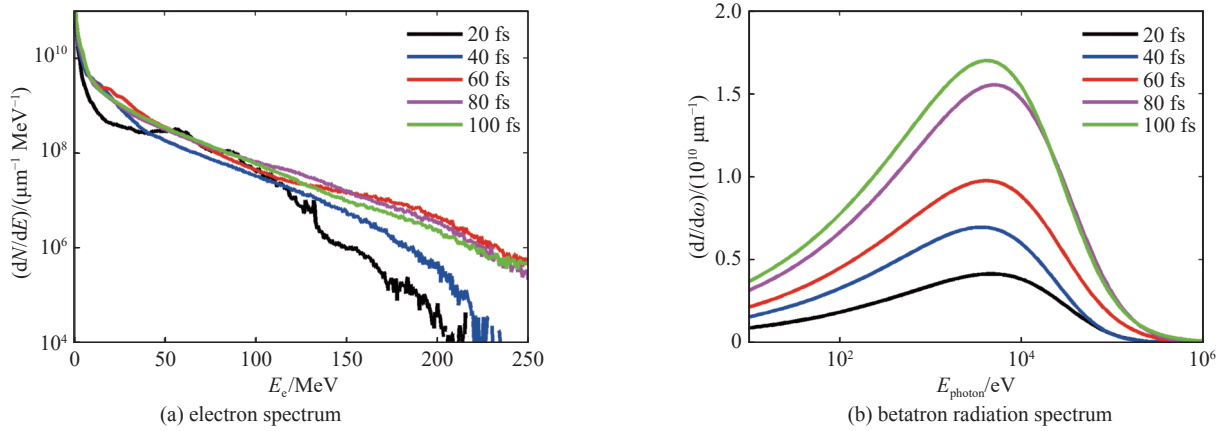


Fig. 5 Electron spectrum and betatron radiation spectrum for different laser pulse durations

图 5 不同脉宽激光与气室靶 (64 kPa) 作用产生的电子能谱及 betatron 辐射能谱

图 6 给出 betatron 辐射源谱强度和能量转换效率与激光脉宽依赖关系。当激光脉宽 $\tau \leq 80$ fs 时, betatron 辐射源谱强度及能量转换效率大致上随激光脉宽线性增加, 其定标关系可分别表示为 $dI/d\omega \sim 1.8 \times 10^8 \tau$ (fs) 及 $\eta \sim 3.5 \times 10^{-5} \tau$ (fs)。当激光脉宽超过 80 fs 之后, 可以看到 betatron 辐射强度开始趋向饱和, 对应的能量转换效率有所下降。

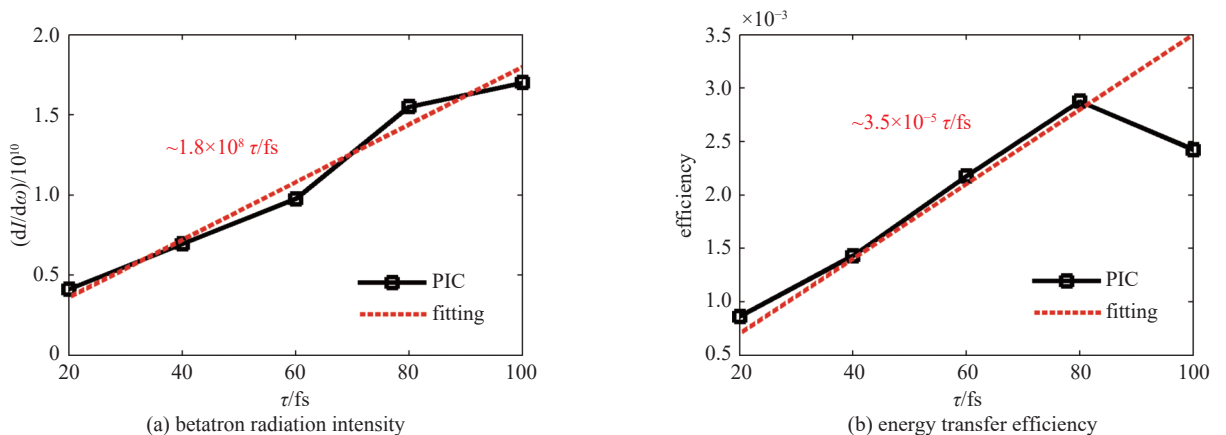


Fig. 6 betatron radiation intensity and energy transfer efficiencies depending on the different laser pulse durations

图 6 betatron 辐射源谱强度及能量转换效率与激光脉宽依赖关系。

事实上, 由于本文模拟中气体靶密度平台区长度约 300 μm , 当激光脉宽过长时, 多余激光能量会直接透过气体靶而浪费掉。对于较长激光脉宽 (≥ 100 fs), 根据激光在稀薄等离子体中传输耗散距离公式, $L_{\text{pd}} \approx 0.25a_0(\omega_0^2/\omega_p^2)c\tau$, 可以给出气体靶平台区长度需达到 500 μm 以上, 才能实现 betatron 辐射强度及转换效率的进一步提升。

3 结 论

针对中国工程物理研究院的 SILEX-II 装置数拍瓦级飞秒激光参数, 本文设计了一种特殊气室结构靶以产生百米尺度且具有陡峭密度上升沿的近临界密度等离子体, 来优化电子加速及 betatron 辐射产生过程, 并利用粒子模拟方法开展了数值模拟研究, 重点探究了气压及激光脉宽等关键参数的影响。以上研究表明, 在合适的气体密度和激光脉宽条件下, 拍瓦飞秒激光可以在近临界密度等离子体中驱动产生稳定的等离子体通道。在通道内, 通过前期 LWFA 加速产生的高能电子与激光尾部进一步直接相互作用, 可通过 betatron 共振发生有效 DLA 加速, 实现高能电子截止能量和产额的有效提升。这些高能电子在等离子体通道内的横向振荡可产生高亮度 betatron 辐射源。在激光脉宽 40 fs、气压 64 kPa 典型参数条件下, betatron 辐射光子能量可达到约 8 keV, 对应辐射亮度约为 $1.75 \times 10^{20} \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。本文重点研究了气压(气体密度)及激光脉宽等关键参数对电子加速及 betatron 辐射的影响。当气压过低 (≤ 32 kPa) 时, 加速电子会存在产额不足且难以通过有效 DLA 加速达到较高截止能量问题。而气压太高 (≥ 96 kPa) 又会带来激光能量在高密度平台区域的过快损耗。因此, 这两者都不利于 betatron 辐射产生。当激光脉宽 $\tau \leq 80$ fs 时, betatron 辐射源谱强度及能量转换效率激光脉宽大致上呈现随激光脉宽线性增加关系。但是, 当激光脉宽 $\tau \geq 100$ fs 后, 多余的激光能量会直接透过气体靶而浪费掉, 这就需要根据其传输距离来匹配相应气体靶厚度, 才能进一步提升 betatron 辐射强度及转换效率。

参考文献:

- [1] 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.
- [2] 鲁瑜, 张昊, 张亮琪, 等. 基于激光等离子体的 X/γ 辐射研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2023, 35: 012006. (Lu Yu, Zhang Hao, Zhang Liangqi, et al. Research progress of X/γ photon emission in laser-plasma interaction[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2023, 35: 012006)
- [3] Mahieu B, Jourdain N, Ta Phuoc K, et al. Probing warm dense matter using femtosecond X-ray absorption spectroscopy with a laser-produced betatron source[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 3276.
- [4] Ping Y, Hicks D G, Yaakobi B, et al. A platform for x-ray absorption fine structure study of dynamically compressed materials above 1 mbar[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84: 123105.
- [5] Ravasio A, Koenig M, Le Pape S, et al. Hard x-ray radiography for density measurement in shock compressed matter[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15: 060701.
- [6] Wood J C, Chapman D J, Poder K, et al. Ultrafast imaging of laser driven shock waves using betatron x-rays from a laser wakefield accelerator[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 11010.
- [7] Döpp A, Hehn L, Götzfried J, et al. Quick x-ray microtomography using a laser-driven betatron source[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 199-203.
- [8] Zhang Z M, Zhang B, Hong W, et al. Enhanced x-rays from resonant betatron oscillations in laser Wakefield with external wigglers[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58: 105009.
- [9] 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: 254802.
- [10] 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.
- [11] 陈民, 刘峰, 李博原, 等. 激光等离子体尾波加速器的发展和展望[J]. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 092001. (Chen Min, Liu Feng, Li Boyuan, et al. Development and prospect of laser plasma wakefield accelerator[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2020, 32: 092001)
- [12] Aniculaesei C, Ha T, Yoffe S, et al. The acceleration of a high-charge electron bunch to 10 GeV in a 10-cm nanoparticle-assisted wakefield accelerator[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2024, 9: 014001.
- [13] Götzfried J, Döpp A, Gilljohann M F, et al. Physics of high-charge electron beams in laser-plasma wakefields[J]. *Physical Review X*, 2020, 10: 041015.
- [14] 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.
- [15] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e54.
- [16] 冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置[J]. *中国激光*, 2019, 46: 0100001. (Leng Yuxin. Shanghai superintense ultrafast laser facility[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46: 0100001)
- [17] Zeng Xiaoming, Zhou Kainan, Zuo Yanlei, et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(10): 2014-2017.
- [18] Cikhardt J, Gyrdymov M, Zähler S, et al. Characterization of bright betatron radiation generated by direct laser acceleration of electrons in plasma of near critical density[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2024, 9: 027201.
- [19] Tan J H, Li Y F, Li D Z, et al. Observation of high efficiency betatron radiation from femtosecond petawatt laser irradiated near critical plasmas[DB/OL]. arXiv

preprint arXiv: 2109.12467, 2021.

- [20] Zhang Z M, Wu Y C, Zhang X H, et al. Inhibition of electron refluxing in laser-gas interactions for enhanced positron generation[J]. [Plasma Physics and Controlled Fusion](#), 2022, 64: 095015.
- [21] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field[C]//Proceedings of SPIE 0664, High Intensity Laser Processes. 1986: 138-141.
- [22] Chen Min, Pukhov A, Yu Tongpu, et al. Radiation reaction effects on ion acceleration in laser foil interaction[J]. [Plasma Physics and Controlled Fusion](#), 2011, 53: 014004.
- [23] Gahn C, Tsakiris G D, Pukhov A, et al. Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels[J]. [Physical Review Letters](#), 1999, 83(23): 4772-4775.
- [24] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels[J]. [Physics of Plasmas](#), 1999, 6(7): 2847-2854.
- [25] 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: 061301.
- [26] Esarey E, Shadwick B A, Catravas P, et al. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels[J]. [Physical Review E](#), 2002, 65: 056505.