基于多激光束驱动准单能高能质子束模拟研究*

王辉林[1)] 廖艳林[1)†] 赵艳[2)‡] 章文[1)] 谌正艮[1)]

1) (安徽大学物理与光电工程学院, 合肥 230039)

2) (安徽医科大学生物医学工程学院, 合肥 230032)

(2023 年 3 月 2 日收到; 2023 年 7 月 5 日收到修改稿)

受激光强度制约, 单束激光驱动下质子束能量难以提升. 本文提出一种多束超短强激光掠入射微带靶两侧驱动质子加速新方法. 两束激光驱动设置下, 可获得能散度约 3%、能量约 165 MeV 的质子束. 二维粒子模拟显示, 激光在固体靶两侧提取大量准直性高能电子电荷并注入靶后方, 在靶后方自行建立纵向聚束场驱动质子加速和聚束, 形成准单能高能质子束. 研究还表明, 利用四束超短强激光掠入射微带靶两侧, 可获得能散度约 2%、能量约 250 MeV 的质子束. 多激光束驱动质子加速机制为质子束能量提升提供了新的思路, 准单能高能质子束有望在医学治疗领域得到应用.

关键词: 激光等离子体, 表面等离子体波, 激光质子加速, 质子能量

PACS: 41.75.Jv, 52.38.–r, 52.38.Kd, 52.65.Rr **DOI:** 10.7498/aps.72.20230313

1 引 言

强激光脉冲驱动质子加速已成为加速器物理学的一个广泛研究领域[1,2]. 与传统加速器相比, 强激光脉冲驱动质子加速梯度可以提高 3 个数量级, 理论上可以在有效源尺寸非常小的尺度内产生高亮度、脉宽窄和方向性好的质子束, 具有广泛的应用前景, 适用于核物理与粒子物理[3]、离子束快点火[4–6]、医学治疗[7,8]、质子束探测[9,10]等领域. 为了实现激光质子加速, 国内外对超短超强激光驱动的质子加速开展了大量的理论分析、数值模拟以及实验研究, 并提出了一些加速机制. 例如, 靶背鞘场加速 (target normal sheath acceleration, TNSA)[11–14]、辐射压加速 (radiation pressure acceleration, RPA)[15–18]等. 其中 TNSA 实验条件要求低, 能够较稳定地获得能量几十 MeV 的质子, 但其不足之处在于定标率较差、质子能量转化效率低, 并且由于自生磁场[19]的存在, 即使提高激光强度, 也很难得到几百 MeV 的质子. 目前实验上通过 TNSA 机制得到的质子最大能量为 85 MeV[20]. RPA 理论上可以获得品质不错的质子束, 但其实验条件严格, 需要超高强度、高对比度和大焦斑半径的激光. 目前实验上通过 RPA 机制得到的质子最大能量为 94 MeV[21]. 但是在某些实际应用中仍然需要更高能量的质子束, 例如对于恶性肿瘤的治疗[7].

为提高质子束品质, 特别是质子束能量. 研究者们设计不同的靶构型, 例如双层靶[22,23]、通道靶[24,25]等; 提出新型加速机制, 例如静电电容加速[26]、级联加速[27,28]等. 然而受单束激光强度制约, 目前在单束激光激发下, 质子能量无法得到有效增强.

本文提出利用多束超短强激光掠入射微带靶两侧驱动质子加速方案. 模拟结果表明, 在两束飞

* 安徽省自然科学基金 (批准号: 2008085MF221, 1908085MF198) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liaoyl@ahu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhaoyan@ahmu.edu.cn

© 2023 中国物理学会 Chinese Physical Society

秒强激光设置下, 可获得峰值能量约 165 MeV、能散度约 3% 的准单能高能质子束. 质子能量提升物理机制源于两侧强激光驱动下在靶后形成负梯度、纵向聚束场. 研究还表明, 采用 4 束飞秒激光脉冲驱动可以在不失能散度的情况下 (约 2%) 稳定获得比两束光更高能量 (约为 250 MeV) 的质子束. 该多激光束质子加速机制在医学治疗领域有良好的应用前景.

2 模型及模拟参数

图 1 给出了两束飞秒激光脉冲掠入射微带靶示意图. 利用 EPOCH 代码进行二维 PIC (particle-in-cell) 模拟[29], 使用的模拟区域在纵向-横向 (x-y) 方向大小为 $120\lambda\times 90\lambda$, 分别包含了 10000×2250 个网格单元, 网格在 x 方向的尺寸为 0.012λ, 在 y 方向的尺寸为 0.04λ. 激光波长 $\lambda = 800\ \mathrm{nm}$, 设归一化峰值强度 $a_0 = 19$, 根据 $a_0 = \sqrt{I_0\left(\frac{\lambda}{\mu\mathrm{m}}\right)^2 \Big/ \left(1.38\times 10^{18}\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{cm}^2}\right)}$, 对应激光强度 $I_0 = 7.8\times 10^{20}\ \mathrm{W/cm^2}$. 激光脉冲在时间和空间上呈现高斯分布, 焦斑半径 $r_\mathrm{L} = 6\ \mu\mathrm{m}$, 脉冲持续时间为 45 fs, 激光能量约为 40 J, 且激光偏振方向都与入射方向垂直, 其中掠入射到靶侧面的角度为 10°. 固体靶材料为金靶, 由电子和金离子组成, 大小为 $100\lambda\times 4\lambda$, 其后沿覆盖了碳氢化合物 (CH 层), 大小为 $0.4\lambda\times 4\lambda$, 确保质子面积密度足够大, 以便于模拟实验中可能存在的污染物. 金靶和 CH 层的等离子体初始密度均为 $60n_\mathrm{c}$, n_c 为临界密度 $m_\mathrm{e}\omega^2/(4\pi e^2)$, 其中 m_e 为电子质量, ω 为激光频率, e 为电子电量, n_c 可化简约为 $1.1\times 10^{21}/\lambda^2\ \mathrm{cm}^{-3}$. 离子的初始电荷状态根据 Ammosov-Delone-Krainov (ADK) 理论[30,31], 分别设为 Au^{51+}, C^{6+}, H^+, 质子与碳离子的密度比为 1 : 4. 为了使图像清晰和节省计算资源, 金靶和 CH 层的两侧两倍于趋肤深度 (0.02λ) 的单元, 电子个数为 5000, 靶中间每个单元电子个数为 8, 靶后每个单元质子个数为 3000. 模拟中场和粒子都采用开放边界条件, 并在 x 方向上 120λ—200λ 处采用了移动窗口技术.

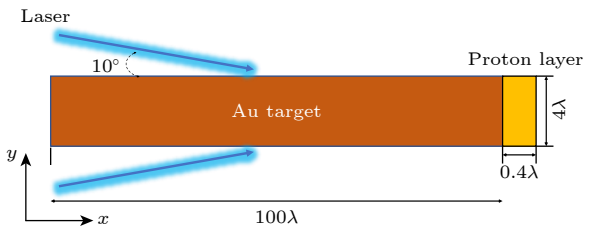

图 1 飞秒激光脉冲与微带靶相互作用示意图

Fig. 1. Schematic diagram of interaction between femtosecond laser pulse and microstrip target.

3 模拟结果与讨论

3.1 高能准直电子束的产生

考虑 p 偏振激光脉冲掠入射微带靶侧面, 该靶可以被认为 (至少在一级近似下) 是由简单金属的介电函数 $\varepsilon(\omega) = 1-\frac{\omega_\mathrm{p}^2}{\omega^2} = 1-\frac{n_\mathrm{e}}{n_\mathrm{c}(\omega)}$ 描述的无碰撞经典等离子体, 其中 n_e 是电子密度, $\omega_\mathrm{p} = (4\pi n_\mathrm{e}e^2/m_\mathrm{e})^{1/2}$ 是等离子体频率. 表面等离子体波 (surface plasma wave, SPW)[32–34] 会被入射激光脉冲激发并在等离子体-真空界面 (沿 x 方向) 传播, 设波的频率为 ω_sp, 波矢为 $\boldsymbol{k}_\mathrm{sp}$. 由于等离子体表面波的频率约等于激光频率, 通过色散关系, 可以得到 $k_\mathrm{sp}^2 = \left(\frac{\omega_\mathrm{sp}}{c}\right)^2\frac{\varepsilon(\omega_\mathrm{sp})}{\varepsilon(\omega_\mathrm{sp})+1}$, 其中 c 为光速. 设激光掠入射角度为 α, 则激光沿 x 方向的波矢为 $\boldsymbol{k}_{\mathrm{L},x}$, $k_{\mathrm{L},x} = \frac{\omega_\mathrm{sp}}{c}\cos\alpha$. 激光和 SPW 将以不同的相速度传播: $v_{\mathrm{L},x} = \frac{\omega_\mathrm{sp}}{k_{\mathrm{L},x}}$, $v_\mathrm{sp} = \frac{\omega_\mathrm{sp}}{k_\mathrm{sp}}$. 可以看出激光的相位速度略大于 SPW 的相位速度, 都约为光速 c. 设波沿 x 方向的加速距离为 L_d, 利用退相干条件 $\frac{2\pi}{\lambda}L_\mathrm{d}(v_{\mathrm{L},x}-v_\mathrm{sp})/c = \pi$, 推得退相干距离:

$$L_\mathrm{d} = \frac{\lambda}{2}\bigg/\left(\frac{1}{\cos\alpha}-1+\frac{\omega_\mathrm{sp}^2}{2\omega_\mathrm{p}^2}\right). \tag{1}$$

利用最大电子能计算公式: $\varepsilon_{\mathrm{e,max}} = \int eE_\mathrm{sp}c\mathrm{d}t$, 其中 E_sp 为 SPW 纵向电场, 化简可得

$$\varepsilon_{\mathrm{e,max}} \approx e\bar{E}_\mathrm{sp}L_\mathrm{d}, \tag{2}$$

其中 $\bar{E}_\mathrm{sp}$ 是电子在自身参考系中感受到的纵向电场随时间的平均值, $\bar{E}_\mathrm{sp} \approx \frac{2}{\pi}E_{\mathrm{sp0}}$, E_{sp0} 为 SPW 纵向电场的振幅.

图 2(a) 为 $t = 84T_0$ 时刻的电子密度分布, $t = 0$ 表示脉冲峰值进入模拟框的时间, 其中 $T_0 = \lambda/c$. 模拟结果表明, 高密度 ($>1n_\mathrm{c}$) 电子束沿着靶面周期性分布, 并且在每一侧都被一个激光波长 λ 所隔开, 焦斑中大量快电子以振荡的形式沿着靶面运动. 图 2(b)—(d) 分别给出了表面等离子体波的纵

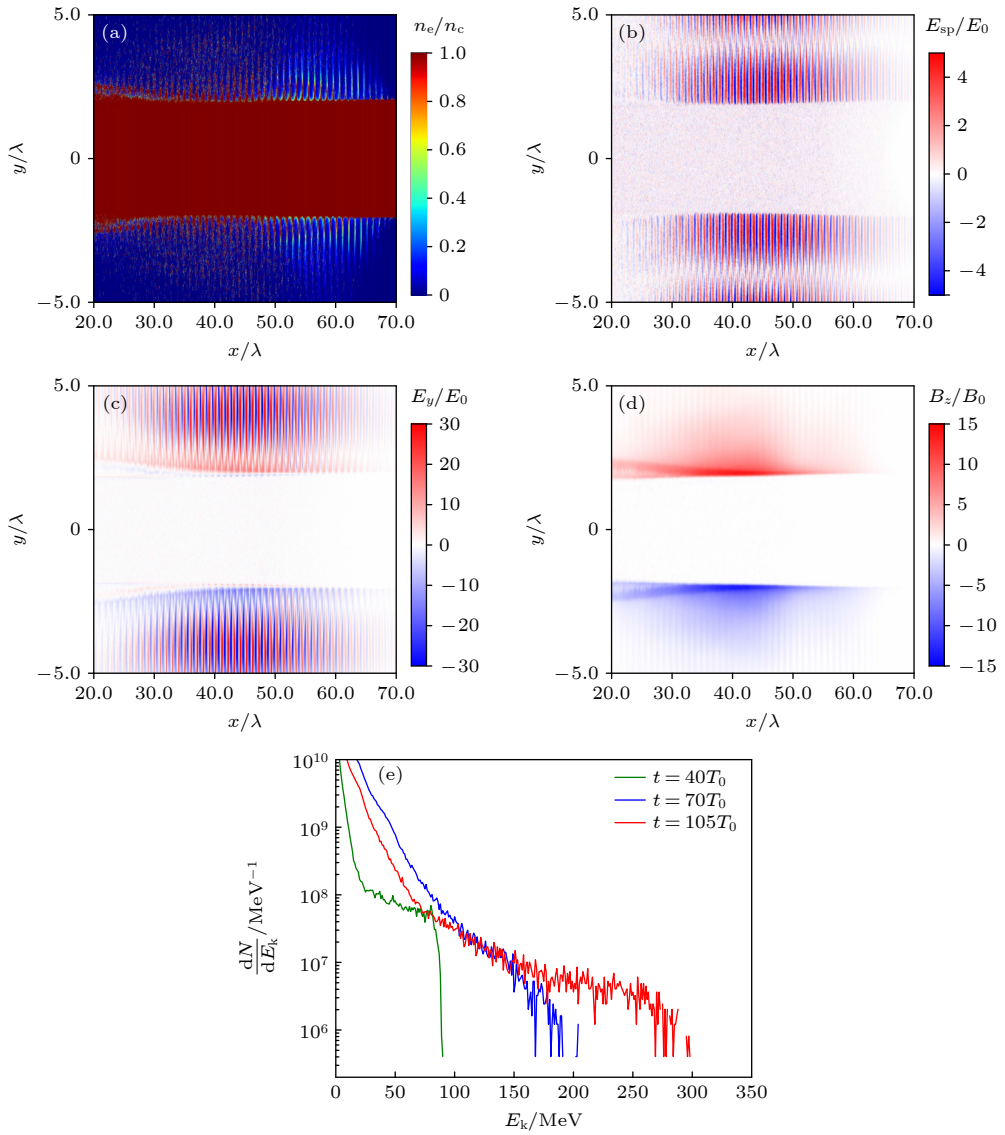

图 2 $84T_0$ 时刻的二维 PIC 模拟结果和电子能谱分布 (a) 电子密度谱; (b) 纵向场 E_{sp} 的分布; (c) 横向场 E_y 的分布; (d) 平均自生磁场 B_z 的分布; (e) $40T_0$, $70T_0$, $105T_0$ 时刻的电子能谱

Fig. 2. Two-dimensional PIC simulation results at $84T_0$ and the distribution of electron energy spectrum: (a) Electron density spectrum; (b) distribution of longitudinal electric field E_{sp}; (c) distribution of transverse electric field E_y; (d) distribution of the averaged self-generated magnetic field B_z; (e) electron energy spectra at $40T_0$, $70T_0$, and $105T_0$.

向场、激光的横向电场和 4 个激光周期内时间平均的磁场分布, 这些场由 $a_0 = 1$ 对应的激光电场幅度归一化, $E_0 = 4 \times 10^{12}$ V/m. 磁场是由真空加热和 $J \times B$ 加热产生的快电子电流和冷电子回流电流形成的回路电流所产生的, 其中 J 为表面电流, B 为激光磁感应强度. SPW 的纵向场和激光脉冲将对高能电子束产生重要影响. 可以看到 SPW 以接近 c 的速度随激光脉冲传播, 实现了激光-表面等离子体波在长距离上的有效耦合, 与图 2(b) 相比, 图 2(a) 中的大多数电子被捕获在 SPW 场的纵向势阱中, 并被强 E_{sp} 场的负分量加速, 从而产生了具有 x 方向动量的高能电子束. 同时在相互作用中产生的部分快电子会被 B_z 反射回真空, 然而, 由于 E_y 的存在, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示, 其峰值位置相对于 B_z 的峰值位置更远离靶面, 会将电子再次拉向靶面. 这个过程会导致沿表面的快速电子电流, 进而增强表面磁场分量. 因此, 沿着靶表面的快速电子流是自发产生的. 沿靶表面产生的 SPW 的纵向电场、激光横向电场以及磁场可以限制电子, 保持了电子束的准直. 图 2(e) 为不同时刻的电子能谱分布. 随着时间的推移, 越来越多的电子被加速到更高能量, 在 $t = 105T_0$ 时刻, 电子最高能量约

为 300 MeV. 将 $\frac{\omega_{\rm sp}^2}{\omega_{\rm p}^2}=\frac{1}{60}$ 和模拟结果 $E_{\rm sp0}\approx 3.5\times 10^{13}$ V/m 代入 (1) 式和 (2) 式, 计算得到最大电子能量约为 370 MeV. 考虑到模型的简单性, 模拟结果与计算结果基本吻合. 目前, 产生 SPW 主要使用光栅靶, 然而沿光栅表面传播的 SPW 由于辐射 (激发过程的逆过程) 会损失能量. 虽然能量损失可以通过在激光光斑区域刻蚀靶来补偿[35], 但由于飞秒激光的指向稳定性有限, 这在高强度下是具有挑战性的, 而我们的掠入射方案并不需要过多考虑指向性问题.

3.2 质子加速过程

图 3(a) 和图 3(b) 为不同时刻靶后粒子密度分布. 当高能准直电子束到达靶后方 ($t=130T_0$), 远远大于传播轴附近的质子的电荷量, 这种电子电荷过剩会形成如图 3(c) 所示的负梯度纵向聚束场, 利用麦克斯韦方程组中的公式 $\nabla\cdot E=4\pi\rho$, ρ 为空间电荷密度, 考虑一维情况, 化简为 $\frac{\partial E_x}{\partial x}=-4\pi e\left(n_{\rm e}-n_{\rm p}\right)$, 可以得到靶后纵向电场的大小, 峰值大小约为 $7E_0$. 这种强纵向电场会将质子从 CH 层中拉出, 使它们向前加速, 并且堆积在轴上的电子产生的横向电场对质子束起到了聚焦作用, 降低了角散, 如图 3(b) 所示. 图 3(d) 给出了不同时刻的质子能谱. 早期质子束的能量很低、同时能散度很大 (绿线). 然而, 随着时间的推移, 纵向聚束场对质子束的作用逐渐加强, 促使质子束向前加速的运动越来越稳定 (蓝线). 最终, 质子束的能量分布变得非常集中, 峰值能量高达 165 MeV(如红线所示). 这种变化是由于在后续的加速过程中, 大量向前运动的电子和回电流对电子的约束使得纵向聚束场长时间保持, 对质子束的加速时间长达约 $50T_0$. 进而, 这种长时间的纵向聚束场能够帮助减小质子束的能散, 使其能量分布进一步集中. 因此, 可以看出纵向聚束场对质子束的能量分布起到了关键作用. 最后, 获得了峰值能量约 165 MeV、能量扩散约 3% 的高能准单能质子束.

为了进一步获得更高能量的质子束, 利用二维 PIC 模拟, 使用激光强度均为 $I_0=7.8\times 10^{20}$ W/cm^2 的四束飞秒强激光脉冲分别以 10°, 15° 掠入射平面固体靶, 结构设置如图 4(a) 所示, 新增加的两束光

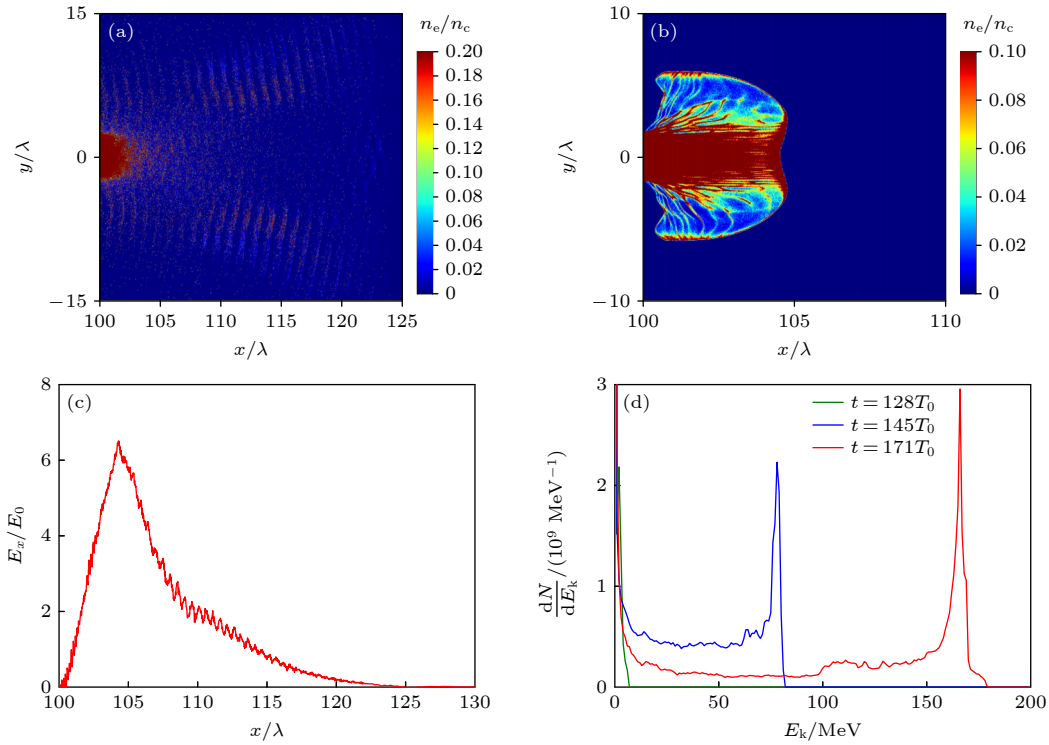

图 3 靶后粒子密度分布、靶后纵向聚束场和质子束能谱分布 (a) $144T_0$ 时刻电子密度谱; (b) $144T_0$ 时刻质子密度谱; (c) $144T_0$ 时刻靶后纵向场 E_x 的分布; (d) $128T_0$, $145T_0$, $171T_0$ 时刻的质子能谱

Fig. 3. Particle density distribution and longitudinal focusing field behind the target and proton beam energy spectrum distribution: (a) Electron density spectrum at $144T_0$; (b) proton density spectrum at $144T_0$; (c) distribution of longitudinal field E_x at $144T_0$; (d) proton energy spectra at $128T_0$, $145T_0$, and $171T_0$.

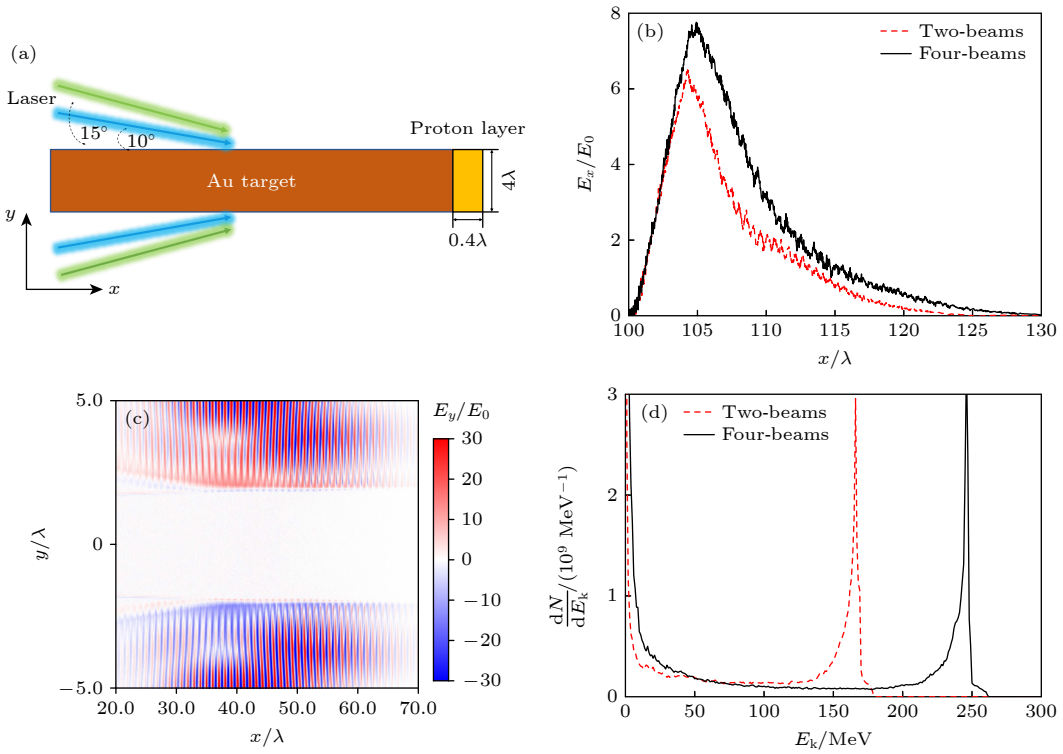

图 4 四束飞秒激光脉冲与微带靶相互作用示意图和二维 PIC 模拟结果 (a) 四束激光分别以 10°、15° 掠入射平面固体靶; (b) 黑线为四束激光靶后纵向聚束场, 红色虚线为两束激光靶后纵向聚束场; (c) 横向场 E_y 的分布; (d) 黑线为四束激光质子截止能量, 红色虚线为两束激光质子截止能量

Fig. 4. Schematic diagram of the interaction between four femtosecond laser pulses and a microstrip target and two-dimensional PIC simulation results: (a) Four laser beams are incident on the solid target at grazing angles of 10° and 15°, respectively; (b) the black line shows the longitudinal focusing field behind the target for four laser beams, and the red dashed line shows the longitudinal focusing field behind the target for two laser beams; (c) distribution of transverse electric field E_y; (d) the black curve shows the proton cutoff energy for four laser beams, and the red dashed curve shows the proton cutoff energy for two laser beams.

与先前的两束光模型在聚焦位置和到达靶面的时间上存在一些差异. 具体而言, 聚焦位置相差约 3λ, 到达靶面时间相差约 $4T_0$, 其余激光参数设置均与上述两束光模型设置相同. 图 4(b) 给出了四束激光靶后纵向聚束场 (以黑色表示) 和两束激光靶后纵向聚束场 (以红色表示) 的对比, 可以看出四束光靶后的纵向电场峰值大小约为 $8E_0$, 并且在大于 $x > 105\lambda$ 的位置, 纵向场大小都比两束光的大一个 E_0 左右. 图 4(c) 给出了四束激光横向场 E_y 的分布, 结果显示前后两束光会形成干涉的光场结构, 这种干涉效应有利于激光能量吸收, 从而拉出更多的电子建立靶后电场, 对质子加速起到有效的促进作用. 图 4(d) 给出了四束激光质子能量谱线 (黑色) 和两束激光质子能量谱线 (红色) 对比图. 可以看出, (黑色) 质子束峰值能量达到 250 MeV, 约为 (红色) 质子束峰值能量的 1.4 倍. 值得注意的是, 在这种方案中, 能量扩散仍然保持极低, 仅约 2%. 这表明, 当增加激光束数量时, 我们的方案依旧非常稳定, 为未来激光等离子体质子源的开发开辟了一条新途径.

4 结 论

本文采用二维 PIC 模拟的方法研究了多束飞秒强激光脉冲掠入射平面固体靶产生准单能高能质子束的方案, 模拟结果表明, 在微带靶的两侧掠入射飞秒激光脉冲可产生准直性高能电子束, 并在靶后自建立纵向聚束场驱动质子加速和聚束, 形成准单能高能质子束. 通过增加两侧激光脉冲数量, 发现我们的方案依旧非常稳定, 能量扩散仍然保持极低. 该研究可以更好地利用现成的飞秒激光设备实现单能高能质子束, 有望应用于肿瘤治疗领域.

参考文献

[1] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401

[2] Ma W J, Liu Z P, Wang P J, Zhao J R, Yan X Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084102 (in Chinese) [马文君, 刘志鹏, 王鹏杰, 赵家瑞, 颜学庆 2021 物理学报 **70** 084102]

[3] Ledingham K W D, McKenna P, Singhal R P 2003 *Science* **300** 1107

[4] Roth M, Cowan T E, Key M H, Hatchett S P, Brown C, Fountain W, Johnson J, Pennington D M, Snavely R A, Wilks S C, Yasuike K, Ruhl H, Pegoraro F, Bulanov S V, Campbell E M, Perry M D, Powell H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 436

[5] Ruhl H, Cowan T, Dahlburg J, Parks P, Stephens R 2004 *Nucl. Fusion* **44** 438

[6] Hegelich B M, Jung D, Albright B J, Fernandez J C, Gautier D C, Huang C, Kwan T J, Letzring S, Palaniyappan S, Shah R C, Wu H C, Yin L, Henig A, Hörlein R, Kiefer D, Schreiber J, Yan X Q, Tajima T, Habs D, Dromey B, Honrubia J J 2011 *Nucl. Fusion* **51** 083011

[7] Linz U, Alonso J 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 124802

[8] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Khoroshkov V S, Kuznetsov A V, Pegoraro F 2002 *Phys. Lett. A* **299** 240

[9] Li Y J, Yue D N, Deng Y Q, Zhao X, Wei W Q, Ge X L, Yuan X H, Liu F, Chen L M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 155201 (in Chinese) [李曜均, 岳东宁, 邓彦卿, 赵旭, 魏文青, 葛绪雷, 远晓辉, 刘峰, 陈黎明 2019 物理学报 **68** 155201]

[10] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, Clarke R C, Freeman R R, Habara H, Hatchett S P, Hey D, Hicks D G, Kar S, Key M H, King J A, Lancaster K, Neely D, Nikkro A, Norreys P A, Notley M M, Phillips T W, Romagnani L, Snavely R A, Stephens R B, Town R P J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001

[11] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542

[12] Hegelich M, Karsch S, Pretzler G, Habs D, Witte K, Guenther W, Allen M, Blazevic A, Fuchs J, Gauthier J C, Geissel M, Audebert P, Cowan T, Roth M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 085002

[13] Allen M, Patel P K, Mackinnon A, Price D, Wilks S, Morse E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 265004

[14] Dover N P, Nishiuchi M, Sakaki H, Kondo K, Alkhimova M A, Faenov A Y, Hata M, Iwata N, Kiriyama H, Koga J K, Miyahara T, Pikuz T A, Pirozhkov A S, Sagisaka A, Sentoku Y, Watanabe Y, Kando M, Kondo K 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 084802

[15] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, Guo Z Y, Liu B C, Lu Y R, Fang J X, Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003

[16] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002

[17] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Dromey B, Geissler M, Karmakar A, Gibbon P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 155002

[18] Wan Y, Andriyash I A, Lu W, Mori W B, Malka V 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 104801

[19] Nakatsutsumi M, Sentoku Y, Korzhimanov A, Chen S N, Buffechoux S, Kon A, Atherton B, Audebert P, Geissel M, Hurd L, Kimmel M, Rambo P, Schollmeier M, Schwarz J, Starodubtsev M, Gremillet L, Kodama R, Fuchs J 2018 *Nat. Commun.* **9** 280

[20] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, Fiala P, Kleinschmidt A, Poth P, Schanz V A, Tebartz A, Zielbauer B, Roth M, Stöhlker T, Bagnoud V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205002

[21] Higginson A, Gray R J, King M, Dance R J, Williamson S D R, Butler N M H, Wilson R, Capdessus R, Armstrong C, Green J S, Hawkes S J, Martin P, Wei W Q, Mirfayzi S R, Yuan X H, Kar S, Borghesi M, Clarke R J, Neely D, McKenna P 2018 *Nat. Commun.* **9** 724

[22] Schwoerer H, Pfotenhauer S, Jäckel O, Amthor K U, Liesfeld B, Ziegler W, Sauerbrey R, Ledingham K W D, Esirkepov T 2006 *Nature* **439** 445

[23] Xu Y X, Wang J X, Qi X, Li M, Xing Y F, Yang L, Zhu W J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 033108

[24] Zou D B, Yu D Y, Jiang X R, Yu M Y, Chen Z Y, Deng Z G, Yu T P, Yin Y, Shao F Q, Zhuo H B, Zhou C T, Ruan S C 2019 *Phys. Plasmas* **26** 123105

[25] Liu P, Qu J F, Liu X Y, Li X F, Cai L, Tang J Y, Kong Q 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 011303

[26] Shen X F, Qiao B, Zhang H, Xie Y, Kar S, Borghesi M, Zepf M, Zhou C T, Zhu S P, He X T 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 144102

[27] Zhang X M, Shen B F, Ji L L, Wang F C, Wen M, Wang W P, Xu J C, Yu Y H 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123102

[28] Ma W J, Kim I J, Yu J Q, Choi I W, Singh P K, Lee H W, Sung J H, Lee S K, Lin C, Liao Q, Zhu J G, Lu H Y, Liu B, Wang H Y, Xu R F, He X T, Chen J E, Zepf M, Schreiber J, Yan X Q, Nam C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014803

[29] Arber T D, Bennett K, Brady C S, Lawrence D A, Ramsay M G, Sircombe N J, Gillies P, Evans R G, Schmitz H, Bell A R, Ridgers C P 2015 *Plasma Phys. Contr. F.* **57** 113001

[30] Perelomov A M, Popov V S, Terentev M V 1966 *Sov. Phys. JETP* **23** 924

[31] Perelomov A M, Popov V S, Terentev M V 1967 *Sov. Phys. JETP* **24** 207

[32] Cantono G, Sgattoni A, Fedeli L, Garzella D, Réau F, Riconda C, Macchi A, Ceccotti T 2018 *Phys. Plasmas* **25** 031907

[33] Shen X F, Pukhov A, Qiao B 2021 *Phys. Rev. X* **11** 041002

[34] Sarma J, McIlvenny A, Das N, Borghesi M, Macchi A 2022 *New J. Phys.* **24** 073023

[35] Marini S, Kleij P S, Pisani F, Amiranoff F, Grech M, Macchi A, Raynaud M, Riconda C 2021 *Phys. Rev. E* **103** L021201

Simulation study of quasi-monoenergetic high-energy proton beam based on multiple laser beams driving*

Wang Hui-Lin [1)] Liao Yan-Lin [1)†] Zhao Yan [2)‡]
Zhang Wen [1)] Chen Zheng-Gen [1)]

1) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering*, *Anhui University*, *Hefei* 230039, *China*)

2) (*School of Biomedical Engineering*, *Anhui Medical University*, *Hefei* 230032, *China*)

(Received 2 March 2023; revised manuscript received 5 July 2023)

Abstract

High-energy proton beams have extensive and important applications. Traditional proton accelerators are bulky and costly. The high-power laser pulse technology provides a new proton acceleration scheme based on the interaction between laser and plasma, and has the advantage of miniaturization. Furthermore, comparing with traditional proton accelerators, the proton acceleration gradient by high-power laser pulses can be increased by three orders of magnitude. The proton beams with high brightness, narrow pulse width, and good directionality can be generated in theory within a very small effective size, and they are suitable for fields such as nuclear physics and particle physics, ion beam fast ignition, medical treatment, and proton beam detection. In order to realize laser proton acceleration, a great many of researches of different target configurations and acceleration mechanisms have been reported on proton acceleration driven by ultrashort and high-power lasers. However, owing to the limitation of laser intensity, the energy of proton beam driven by a single-beam laser is difficult to improve to meet the needs of medical applications. In this paper, a new method of driving proton acceleration by multiple ultrashort high-power lasers with grazing incidence on both sides of the microstrip target is proposed. A proton beam with an energy divergence of about 3% and energy of about 165 MeV can be obtained by using the two-beam driving setting. The results of two-dimensional particle-in-cell simulation show that a large number of collimated high-energy electron charges are extracted from both sides of the solid target by laser and injected into the back of the target. A longitudinal bunching field is established on the back of the target, which drives protons to accelerate and bunch to form a quasi-monoenergetic high-energy proton beam. The research also shows that the proton beam with an energy divergence of about 2% and energy of about 250 MeV can be obtained by using four grazing ultrashort high-power lasers on both sides of the microstrip target. The mechanism of multi-laser beams driving proton acceleration provides a new idea for the energy enhancement of the proton beam, and the quasi-monoenergetic high-energy proton beam is expected to be applied to the field of medical treatment.

Keywords: laser plasma, surface plasma wave, laser proton acceleration, proton energy

PACS: 41.75.Jv, 52.38.–r, 52.38.Kd, 52.65.Rr **DOI:** 10.7498/aps.72.20230313

* Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant Nos. 2008085MF221, 1908085MF198).

† Corresponding author. E-mail: liaoyl@ahu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhaoyan@ahmu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

基于多激光束驱动准单能高能质子束模拟研究

王辉林 廖艳林 赵艳 章文 谌正艮

Simulation study of quasi-monoenergetic high-energy proton beam based on multiple laser beams driving

Wang Hui-Lin Liao Yan-Lin Zhao Yan Zhang Wen Chen Zheng-Gen

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 184102 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230313

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230313

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200

用于激光等离子体中脉冲强磁场产生的电感耦合线圈

Optimization of pulsed intense magnetic field device for laser plasma experiment via inductively coupled coil

物理学报. 2021, 70(16): 165202 https://doi.org/10.7498/aps.70.20210441

用单发电子束探测激光等离子体内电磁场演化实验研究

A single long electron bunch detect electromagnetic field evolution in laser plasma

物理学报. 2022, 71(1): 012901 https://doi.org/10.7498/aps.71.20211374

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610

基于蒙特卡罗-离散纵标方法的氘氚激光等离子体聚变反应率数值模拟

Numerical simulation of deuterium-tritium fusion reaction rate in laser plasma based on Monte Carlo-discrete ordinate method

物理学报. 2019, 68(21): 215201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190440

激光加速高能质子实验研究进展及新加速方案

Experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration and new acceleration schemes

物理学报. 2021, 70(8): 084102 https://doi.org/10.7498/aps.70.20202115