

激光脉冲形状对弓形波电子俘获的影响*

张国博 邹德滨 马燕云[†] 卓红斌 邵福球 杨晓虎 葛哲屹
银燕 余同普 田成林 甘龙飞 欧阳建明 赵娜

(国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

(2013年5月8日收到; 2013年7月8日收到修改稿)

使用二维粒子模拟程序研究了电子弓形波注入机制中激光脉冲形状对电子俘获效果的影响. 研究表明, 激光脉冲时间上升沿陡峭的正扭曲脉冲激发的尾波场强度高, 加速区域分布广, 并且有利于电子获得更高的初速度, 从而推动更多的电子进入尾波场加速相位. 在其他条件相同的情况下, 正扭曲脉冲的电子俘获数目远高于激光脉冲时间分别为高斯形和负扭曲分布的情形, 使得电子束的品质得到改善. 研究结果对于理解尾波场加速中电子注入过程以及获得大电荷量高能电子束具有积极意义.

关键词: 尾波场, 电子俘获, 时间波形, 粒子模拟

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.62.205203

1 引言

随着啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification) 的发展, 人们已可在台面尺度获得强度为 10^{20} — 10^{22} W/cm² 的飞秒脉冲激光^[1,2]. 1979年, Tajima 和 Dawson^[3] 首次提出利用超短超强激光在低密度等离子体传输时激发出的高强度尾波场进行电子加速. 此后, 激光尾波场电子加速成为国内外的一个热点研究方向并取得重大进展^[4]. 在过去的几十年中, 人们为了得到品质更加优良的电子束, 提出了多种电子注入机制^[5-7] 和提高注入效果的方法^[8,9], 目前实验上已获得了能量高达吉电子伏 (GeV) 的高品质电子束^[10]. 对于尾波场加速而言, 注入空泡的电子须具有一定初速度且处于加速相位, 才能被俘获并得到加速^[11]. 一系列研究结果表明, 激光脉冲参数 (尤其是时间上升沿陡峭程度) 是影响空泡内注入电子品质的关键性因素之一^[12-14]. Xie 等^[12] 发现时间前沿陡峭的激光能够调整电子注入到空泡内的相位, 增加电子的最大

能量; Zhang 等^[13] 发现啁啾脉冲或前沿较为陡峭的非啁啾脉冲均能大幅提高尾波场振幅, 从而影响电子加速效果; Upadhyay 等^[14] 研究了非对称激光脉冲对自注入电子束品质的影响, 发现负扭曲脉冲能够显著降低电子束的发散度. 然而, 需要注意的是, 由于普通光学元件受到热损伤阈值的限制^[15], 传统脉冲整形方法难以对超短超强激光进行有效调控而获得上述所需的激光脉冲. 尽管整形脉冲在激光尾波场加速中有重要的应用价值, 但如何获得优质的整形脉冲仍是存在的技术难题. 近年来, 等离子体作为非线性光学介质来调控激光的新型脉冲整形技术不断发展. 基于超短超强的相对论自诱导透明特性, 利用稠密等离子体可以有效缩短激光脉冲宽度和上升时间^[16-18]. Ji 等^[17] 通过等离子体薄膜靶对超短超强激光脉冲进行非线性调制, 获得脉宽约 4 fs、峰值强度达 3×10^{20} W/cm² 的准单周期相对论激光脉冲. Hur 等^[18] 利用密度或厚度非均匀分布的等离子体薄膜靶, 实现线极化激光脉冲时间上升沿陡化及可控整形, 这为实验所需的非对称激光进行尾波场加速提供了可能.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CBA01500)、国防科学与技术大学科研计划重大项目、国家自然科学基金委员会 - 中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10976031)、国家自然科学基金 (批准号: 11175253, 10975121, 10935002, 11375265) 和国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11205243, 11205242, 11305264) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: plasim@163.com

本文研究了电子弓形波注入 (electron bow-wave injection, EBWI)^[19] 机制中激光脉冲形状对电子俘获效果的影响. 二维粒子模拟研究表明, 激光脉冲时间上升沿陡峭的正扭曲脉冲 (positive skew pulses) 激发的尾波场强度高、加速区域分布广, 有利于电子获得更高的初速度且可以推动更多的电子进入尾波场加速相位. 在相同激光脉冲的峰值功率密度、能量及空间波形条件下, 正扭曲脉冲的电子俘获数目远高于激光脉冲时间分别为高斯形和负扭曲分布 (negative skew pulses) 的情形, 且电子束品质得到改善.

2 模拟参数

我们利用 2D3V PIC 粒子模拟程序 PLASIM^[20,21] 对 EBWI 过程进行了数值模拟. 具体参数如下: 模拟窗口尺寸为 $200\lambda_0 \times 100\lambda_0$, 网格数为 2048×1024 , 其中 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 为入射激光波

长. 一束沿 y 方向偏振的 P 极化激光沿 x 方向垂直入射到密度为 $n = 0.002n_c$ 的稀薄均匀等离子体中, x 方向左端置留 $20\lambda_0$ 的真空, 即等离子体分布在 $20\lambda_0 - 200\lambda_0$ 区域内, 模拟的电子数和离子数各为 8×10^6 , 其中临界密度 $n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$. 激光场的归一化场振幅表示为

$$a = a_0 \exp[-(y - y_0)^2 / \sigma^2] \exp[-(t - t_0)^2 / \tau^2],$$

其中, τ 为激光脉冲宽度, y_0 为激光脉冲空间分布的峰值位置, t_0 为激光脉冲的时间分布的峰值位置偏离, 激光峰值振幅和焦斑大小分别为 $a_0 = 4.83$, $\sigma = 6\lambda_0$, 当 $t < t_0$ 时, 脉冲上升沿为 $\tau = \tau_1$; 当 $t > t_0$ 时, 脉冲下降沿为 $\tau = \tau_2$. 在相同激光脉冲的峰值功率密度、能量及空间波形条件下, 对以下三种情况进行分析, 如图 1 所示 (a) 波形 1- 正扭曲脉冲, $\tau_1 = 4.25T_0$, $\tau_2 = 12.75T_0$; (b) 波形 2- 高斯脉冲, $\tau_1 = \tau_2 = 8.5T_0$; (c) 波形 3- 负扭曲脉冲, $\tau_1 = 12.75T_0$, $\tau_2 = 4.25T_0$, 其中 T_0 为激光周期.

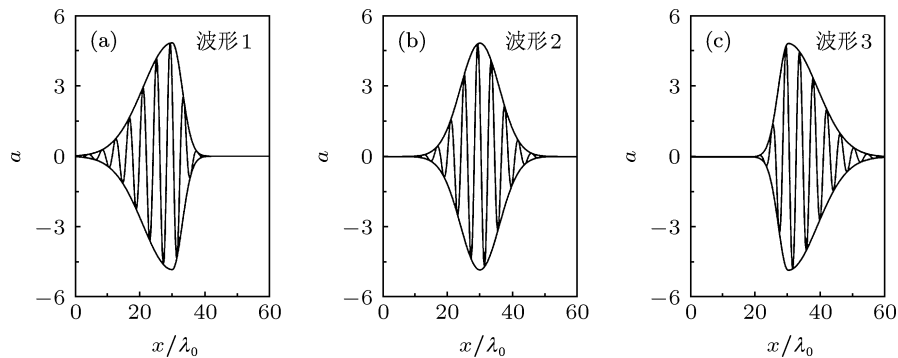


图 1 激光脉冲形状示意图 (a) 正扭曲脉冲; (b) 高斯脉冲; (c) 负扭曲脉冲

3 模拟结果与讨论

当激光的强度足够大且激光焦斑与空泡尺寸相匹配时, 激光脉冲从真空进入具有陡峭边界的低密度等离子体, 空泡尾部会形成快速向前运动的电子弓形波^[19]. 在先前的研究中, 我们发现使用空间波形超高斯分布的激光脉冲, 将更有利于拉动空泡闭合前侧边的电子团向空泡尾部中心区域汇聚, 形成高能量局域化的弓形波. 这些分布于电子弓形波中心区域的大量电子能够追赶并注入空泡内部, 大幅提高俘获电子数目^[22]. 图 2 给出了三种情况下不同时刻的电子能量分布. 比较图 2(a), (c) 和 (e), 发现空泡尾部均形成了高度非线性的电子弓形波, 正扭曲脉冲形成的空泡尾部电子弓形波空间范围分布较为集中, 且弓形波电子能量较高, 而其他情

况下空泡尾部弓形波较为分散. 在 $t = 187.64T_0$ 时刻, 大量弓形波电子注入空泡并被俘获加速, 正扭曲脉冲情况下空泡所俘获的高能电子数目明显高于高斯脉冲和负扭曲脉冲情况, 且空间分布较为均匀集中, 如图 2(b), (d) 和 (f) 所示.

电子处于等离子波的加速相区域且速度不低于等离子波的相速度即称之为俘获^[22]. 我们根据俘获原理对不同时刻满足条件的电子进行统计, 得到俘获电子数目和最高能量随时间的演化图. 图 3(a) 给出了 $50T_0 - 200T_0$ 内空泡内俘获电子数目的时间演化图. 可以看到, 对于正扭曲脉冲情况, 俘获电子数目从 $t = 70T_0$ 开始急剧上升, 至大约 $t = 90T_0$ 时达到最大值 $N_t = 4 \times 10^3$. 之后在峰值附近小幅波动, 其数目明显高于同等条件下高斯激光和负扭曲脉冲的情况. 图 3(b) 为 $50T_0 - 200T_0$ 内俘获电子

的最大能量 E_{\max} 随时间的演化. 从图中可看出, 在 $t = 50T_0 - 80T_0$ 的空泡形成时期, 所俘获电子的最大能量很低, 且相差不大. 空泡形成后, 俘获的电子最大能量均开始不断增加, 正扭曲脉冲所俘获电子

的最大能量始终高于其他两种情况, 至 $t = 200T_0$ 时, 最大电子能量达到 28 MeV. 可见, 使用正扭曲脉冲激光进行弓形波空泡电子注入, 不仅显著提高了俘获电子的数目, 而且增大了俘获电子的最大能量.

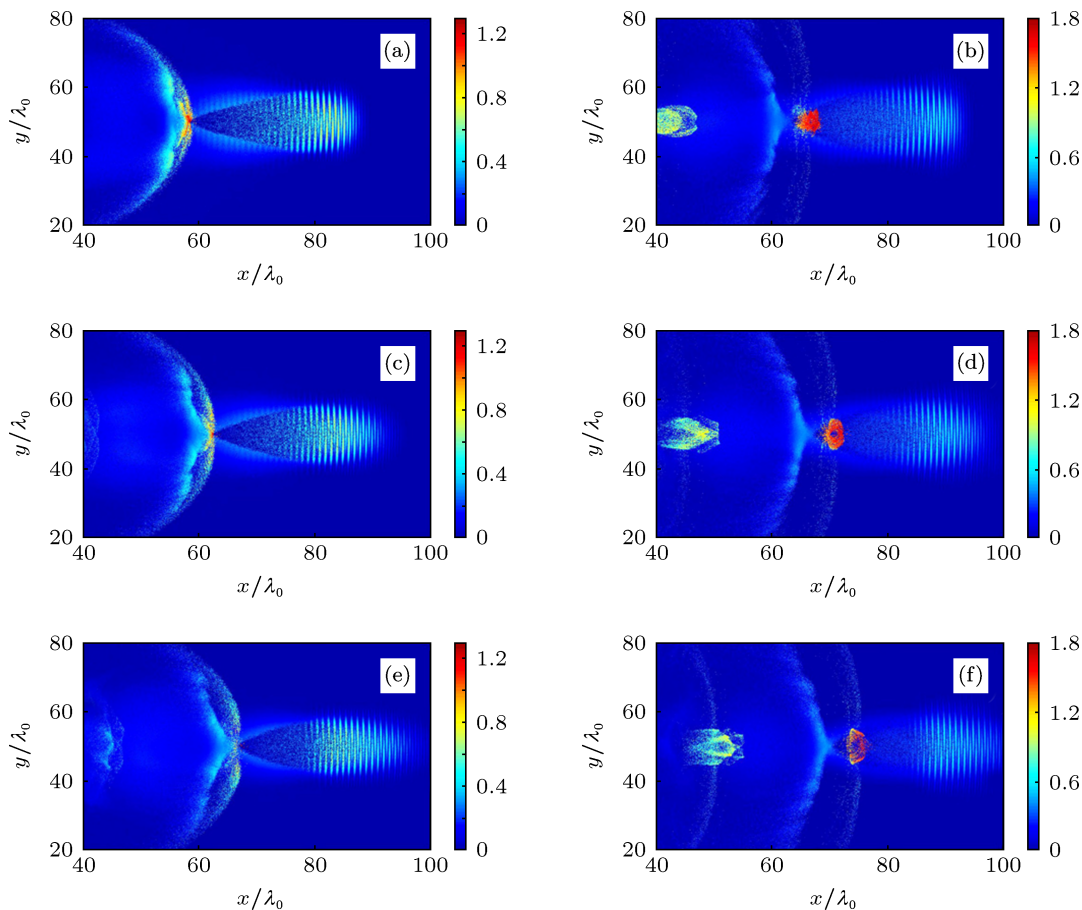


图2 电子能量分布 (a), (c) 和 (e) 对应 $t = 108.05T_0$ 时刻三种激光形状情况电子能量的空间分布; (b), (d) 和 (f) 对应 $t = 187.64T_0$ 时刻三种激光形状情况电子能量的空间分布

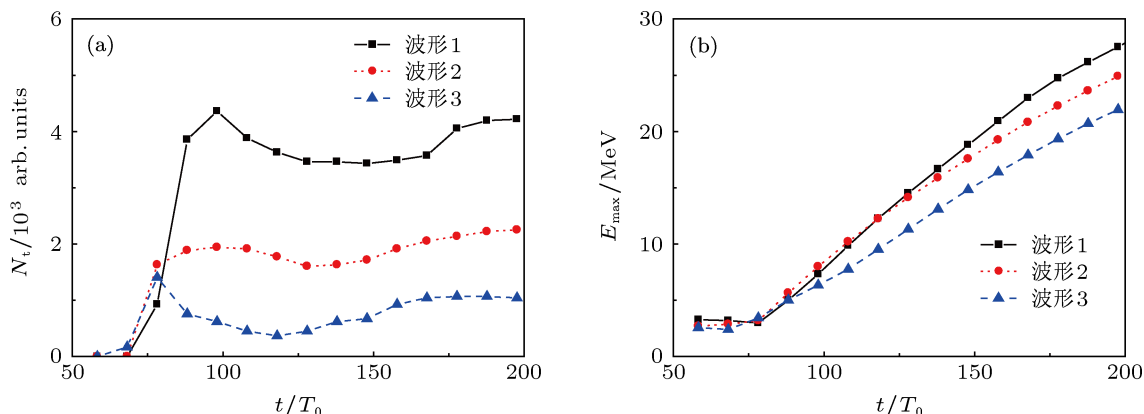


图3 (a) 俘获电子数目的时间演化图; (b) 俘获电子最高能量的时间演化图

图4给出 $t = 197.6T_0$ 时刻俘获电子的能谱分布. 从图中可以看到, 正扭曲脉冲情况在大约 25 MeV 附近出现较为明显的单能峰结构, 单能性

较好, 且高能粒子数目更多, 而高斯脉冲和负扭曲脉冲情况分别在 18 MeV 和 14 MeV 附近形成峰值, 但能谱宽度较大, 能量较低. 因此, 利用正扭曲脉冲

进行弓形波空泡电子注入,可显著提高俘获电子的单能性.

图 5 为 $t = 78.2T_0$ 时刻 $y = 50\lambda_0$ 处纵向电场和电子密度. 当空泡形成后, 三种情况下纵向电场最大值 $|E_{x\max}|$ 依次减小, 根据 $\gamma = \pi|E_{x\max}|/2 + 1$ ^[19], 可知使用正扭曲脉冲将导致空泡后形成的电子弓形波速度较大, 能量较高, 这将使分布在弓形波中心区域的电子追赶并大量注入到空泡内部, 提高电子俘获数目和最大能量, 提升注入效果, 如图 2(b) 所示. 比较空泡尾部电子密度, 如图 5 中虚线所示, 可以发现空泡形成后尾部汇聚处于加速相位的电

子密度依次降低, 这与对图 2 的分析结果一致.

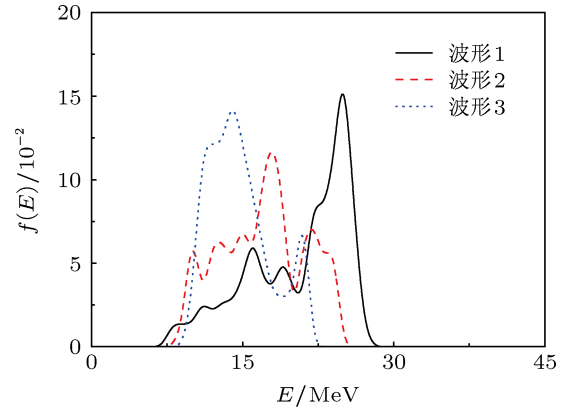


图 4 $t = 197.6T_0$ 时刻三种情况下俘获电子能谱分布图

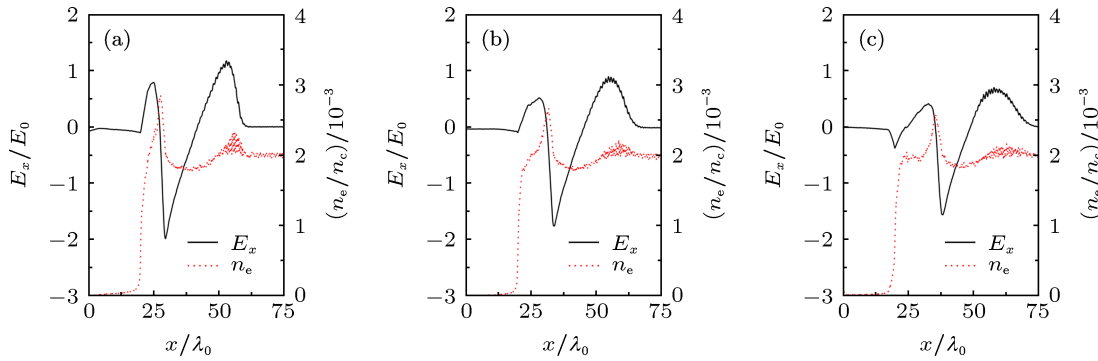


图 5 $t = 78.2T_0$ 时刻, $y = 50\lambda_0$ 处纵向电场(实线)和电子密度(点线)

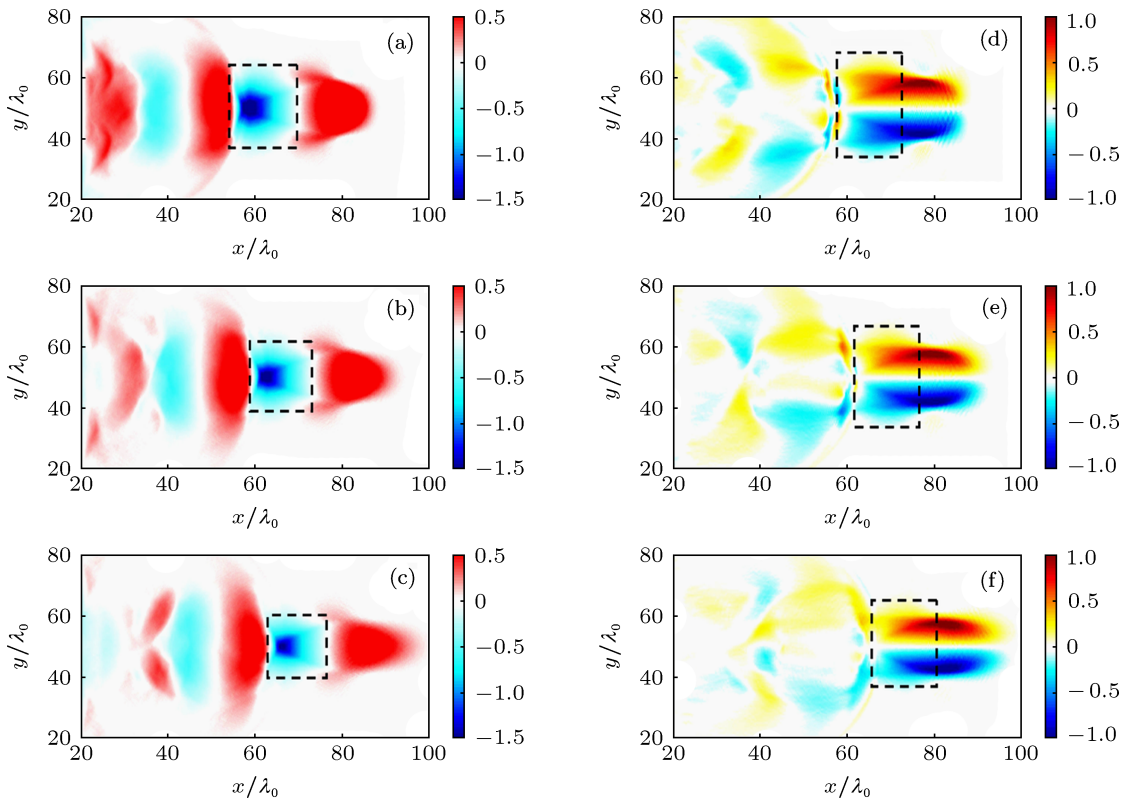


图 6 在 $t = 108.05T_0$ 时刻三种情况下纵向电场和横向电场空间分布图

图 6(d)—(f) 给出 $t = 108.05T_0$ 时刻三种情况的横向电场空间分布. 从图中的虚框区域观察到, 正扭曲脉冲所激发的横向电场空间范围较广, 这有利于拉动空泡尾部侧边的电子向中心区域汇聚. 比较图 6(a)—(c) 所示的空泡加速区域 (虚框), 可以看到, 三种波形情况所激发的加速区域空间范围依次减小, 所以使用正扭曲脉冲将使得更多电子处于加速相位而被加速. 因此, 对于正扭曲脉冲情况, 正是在横向和纵向电场的共同作用下, 才使得电子具有更高的初速度, 且更多的电子处于空泡加速相位, 增加了电子的俘获概率.

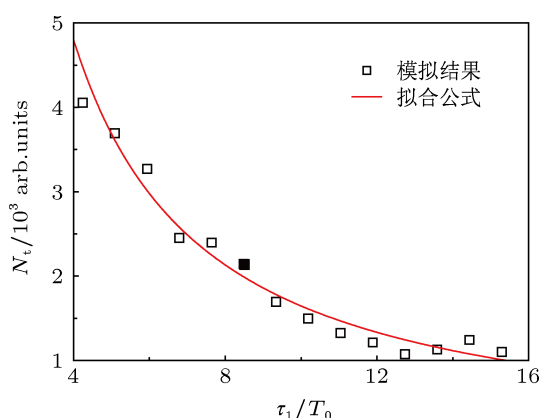


图 7 $t = 177.7T_0$ 时俘获电子数目随激光脉冲前沿宽度的变化. 其中实线为拟合公式 $N_e = 23182x^{-1.15}$, 实心符号对应图 1(b) 的标准高斯形激光脉冲

图 7 为 $t = 177.7T_0$ 时刻, 保证激光脉冲总能量不变的情况下, 俘获电子数目 N_e 随脉冲前沿宽度 τ_1 的变化关系, 其中方形符号对应模拟结果, 实心符号对应图 1(b) 所示的标准高斯形激光脉冲, 实线对应多项式拟合结果. 由图可知, 电子俘获数目 N_e 随脉冲前沿宽度 τ_1 的变小而增加, 即脉冲时间上升沿越陡峭, 所俘获的电子数目越多.

4 结论

本文通过使用 2D3V 粒子模拟程序 PLASIM 研究了在弓形波电子注入条件下, 激光脉冲时间波形对电子俘获效果的影响. 模拟结果表明: 正扭曲脉冲由于纵向有质动力较大, 能够激发更强的纵向电场和空间分布更广的加速区域, 有利于增大注入电子的初速度, 使得更多的电子注入到空泡加速相位. 在相同激光脉冲强度、能量和横向波形条件下, 电子俘获数目随脉冲前沿宽度的变小而增加, 正扭曲脉冲可以显著提高俘获电子数目, 而负扭曲脉冲则会降低俘获电子数目, 且电子束品质得到改善. 研究结果对于相关的人员理解尾波场加速中电子注入过程以及获得大电荷量高能电子束具有参考价值.

- [1] Bahk S W, Rousseau P, Planchon T A, Chvykov V, Kalintchenko G, Maksimchuk A, Mourou G A, Yanovsky V 2004 *Opt. Lett.* **29** 2837
- [2] Yanovsky V, Chvykov V, Kalintchenko G, Rousseau P, Planchon T, Matsuoka T, Maksimchuk A, Nees J, Cheriaux G, Mourou G, Krushelnick K 2008 *Opt. Express* **16** 2109
- [3] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [4] Malka V 2012 *Phys. Plasmas* **19** 055501
- [5] Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2006 *Chin. Phys.* **15** 568
- [6] Suk H, Barov N, Rosenzweig J B, Esarey E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 6
- [7] Chen M, Sheng Z M, Ma Y Y, Zhang J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 056109
- [8] Wu H C, Xie B S, Yu M Y 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 105201
- [9] Wang G H, Wang X F, Dong K G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 165201 (in Chinese) [王广辉, 王晓芳, 董克攻 2012 物理学报 **61** 165201]
- [10] Chen M, Esarey E, Schroeder C B, Geddes C G R, Leemans W P 2012 *Phys. Plasmas* **19** 033101
- [11] Xu H, Chang W W, Yin Y, Zhuo H B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 818 (in Chinese) [徐涵, 常文蔚, 银燕, 卓红斌 2004 物理学报 **53** 818]
- [12] Xie B S, Aimidula A, Niu J S, Liu J, Yu M Y 2009 *Laser Part. Beams* **27** 27
- [13] Zhang X M, Shen B F, Ji L L, Wang W P, Xu J C, Yu Y H, Yi L Q, Wang X F, Hafz N A M, Kulagin V 2012 *Phys. Plasmas* **19** 053103
- [14] Upadhyay A K, Samant S A, Krishnagopal S 2013 *Phys. Plasmas* **20** 013106
- [15] Fun Y, Zhang Q, Gong H 1994 *Laser Induce Damage in Optical Materials* **1** 2114
- [16] Zou D B, Zhuo H B, Yu T P, Yang X H, Shao F Q, Ma Y Y, Ouyang J M, Ge Z Y, Zhang G B, Wang P 2013 *Phys. Plasmas* **20** 073102
- [17] Ji L L, Shen B F, Zhang X M, Wang F C, Jin Z Y, Xia C Q, Wen M, Wang W P, Xu J C, Yu M Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 215005
- [18] Hur M S, Kim Y K, Kulagin V V, Nam I, Suk H 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073114
- [19] Ma Y Y, Kawata S, Yu T P, Gu Y Q, Sheng Z M, Yu M Y, Zhuo H B, Liu H J, Yin Y, Takahashi K, Xie X Y, Liu J X, Tian C L, Shao F Q 2012 *Phys. Rev. E* **85** 046403
- [20] Ma Y Y, Chang W W, Yin Y, Yue Z W, Cao L H, Liu D Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1518 (in Chinese) [马燕云, 常文蔚, 银燕, 岳宗五, 曹莉华, 刘大庆 2000 物理学报 **49** 1518]
- [21] Ma Y Y, Chang W W, Yin Y, Cao L H, Yue Z W 2002 *Chin. J. Comput. Phys.* **19** 311 (in Chinese) [马燕云, 常文蔚, 银燕, 曹莉华, 岳宗五 2002 计算物理 **19** 311]
- [22] Zhang G B, Ma Y Y, Zou D B, Zhuo H B, Shao F Q, Yang X H, Ge Z Y, Yu T P, Tian C L, Ouyang J M, Zhao Na 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125205 (in Chinese) [张国博, 马燕云, 邹德滨, 卓红斌, 邵福球, 杨晓虎, 葛哲屹, 余同普, 田成林, 欧阳建明, 赵娜 2013 物理学报 **62** 125205]

Effects of pulse temporal profile on electron bow-wave injection of electrons in laser-driven bubble acceleration*

Zhang Guo-Bo Zou De-Bin Ma Yan-Yun[†] Zhuo Hong-Bin Shao Fu-Qiu
Yang Xiao-Hu Ge Zhe-Yi Yin Yan Yu Tong-Pu Tian Cheng-Lin Gan Long-Fei
Ouyang Jian-Ming Zhao Na

(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 8 May 2013; revised manuscript received 8 July 2013)

Abstract

Effects of pulse temporal profile on electron injection and trapping in the electron bow-wave injection regime are investigated by two-dimensional particle-in-cell simulations. It is found that a positive skew pulse can enhance the wake-field amplitude, extends the accelerating area, and improves the initial velocity of electrons injected into the bubble. Thus more energetic electrons are driven into the bubble accelerating phase. The total injection number for a positive skew pulse is higher than those of negative skew and usual Gaussian pulses in the same conditions, and the quality of electron beam is also improved. The obtained result is very important and beneficial for the future experimental investigation of the laser wake-field acceleration to obtain an energetic electron beam with a large charge quantity.

Keywords: wake-field, electron trapping, temporal profile, particle-in-cell simulation

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.62.205203

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01500), the Research Program of National University of Defense Technology, China, the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10976031), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11175253, 10975121, 10935002, 11375265), and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205243, 11205242, 11305264).

[†] Corresponding author. E-mail: plasim@163.com