

激光脉冲的横向波形对弓形波电子俘获的影响*

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

(国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

(2013年1月31日收到; 2013年3月11日收到修改稿)

用粒子模拟研究了在激光尾波场电子弓形波注入过程中激光脉冲的横向波形对尾波场俘获电子数目的影响, 发现与高斯激光相比, 超高斯形激光更有利于拉动空泡闭合前侧边的电子团向空泡尾部汇聚形成高能局域化的弓形波, 从而导致更多的电子注入到空泡的加速相, 使得被俘获的电子数目提高近 5 倍, 且电子束品质得到改善. 该研究对于进一步理解尾波场加速中电子注入等有参考价值.

关键词: 尾波场, 电子俘获, 横向波形, 粒子模拟

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

DOI: 10.7498/aps.62.125205

1 引言

随着啁啾脉冲放大 (chirped pulse amplification) 技术的发展, 利用超短超强激光脉冲在低密度等离子体中激发出高强度等离子体波实现电子加速已取得重大进展^[1]. 这种激光尾波场由于等离子体不受材料破坏阈值的限制, 加速梯度可达到 100 GV/m^[2], 所以在台面尺度即可获得能量高达吉电子伏 (GeV)、电荷达到纳库仑 (nC)、方向性优良、能散度小的高品质电子束^[3], 从而在激光聚变、粒子加速、医疗诊断及新型辐射源等领域展现出重大的应用前景^[4-9]. 然而, 激光尾波场仅能有效加速具有一定初速度条件且处于加速相位的电子, 所以单纯依靠传统的“自注入”方式所俘获的电子数目少、品质差. 因此, 如何解决电子注入问题已成为激光尾波场加速电子的关键性问题, 也是国内外研究的一个热点方向. 为此, 人们提出了多种提高电子注入的机制和改善电子束品质的方案, 如激光脉冲注入法^[10]、密度梯度注入法^[11]、高阶离子注入法^[12]等.

电子俘获的基本原理如图 1 所示. 假设等离子体波的形式为 $E_x = E_0 \sin \phi$, 其中 E_0 是振幅, $\phi = k_p(x - v_{ph}t)$ 是相位, v_{ph} 是相速度. 当 $0 < \phi < \pi$ 时, 电子将受到静电波减速, 此相位区称为减速相; 当电子处于 $\pi < \phi < 2\pi$ 时, 电子将受到加速, 此相位区称为加速相^[13]. 由此可以看出, 电子俘获条件的位置关系为 $x_A < x_e < x_B$, 速度关系为 $v_e \geq v_{ph}$, 其中 x_e 为电子位置, v_e 为电子速度. 因此, 若增大注入电子的初速度^[14], 可使更多的电子进入加速相位, 从而提高电子俘获数目.

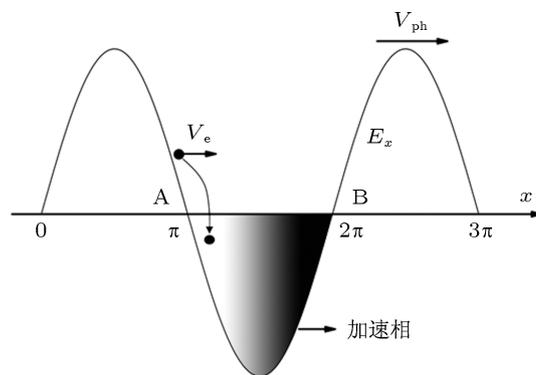


图 1 电子俘获示意图

* 国家自然科学基金-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)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11205243)和教育部高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20114307110020)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: plasim@163.com

最近, 马燕云等^[15]研究发现在空泡尾部能形成电子弓形波 (electron bow-wave), 导致大量经过预加速的电子进入空泡结构, 大幅提升俘获电子数目. 本文利用二维粒子模拟程序研究了电子弓形波注入条件下激光脉冲的横向波形对电子俘获效果的影响. 研究发现, 相同条件下, 激光的横向波形对电子的俘获数目影响较大, 超高斯形激光能够显著提高俘获电子数目, 改善电子束品质. 本文研究结果对于激光尾波场中获得大电荷量的电子注入和指导相关实验都有参考价值.

2 模拟参数

利用 2D3V PIC 粒子模拟程序 PLASIM^[16,17]对电子弓形波注入 (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 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 为真空中入射激光波长. 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 $20\lambda_0 \rightarrow 200\lambda_0$ 区域内, 模拟的电子数和离子数各为 8×10^6 , 其中临界密度 $n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 归一化激光场振幅为 $a = a_0 \exp(-(y - y_0)^m / 2\sigma^m) \exp(-(t - t_0)^2 / \tau^2)$, 其中 $a_0 = 4.83$, $\tau = 8.5T_0$, σ 为激光焦斑, T_0 为激光周期. 为研究激光空间波形对电子弓形波注入效果

的影响, 我们选择以下两种情况进行模拟以保证入射激光能量相等: 1) 高斯形分布, 即 $m = 2, \sigma = 6\lambda_0$; 2) 超高斯形分布, 即 $m = 4, \sigma = 6.37\lambda_0$.

3 模拟结果与分析

当激光强度与等离子体密度满足一定条件时^[15], 空泡形成之初将会在其尾部形成高度非线性的局域化电子弓形波, 由于该结构轴向附近的横向电场呈现非均匀分布, 传播速度较高的强电场将会驱使大量电子注入空泡结构, 使得部分电子被俘获并获得加速. 图 2 给出两种激光脉冲条件下不同时刻的电子能量分布. 可以看到, 当超强激光脉冲进入等离子体产生等离子体空泡时, 电子在空泡尾部汇聚形成高能量密度的电子弓形波. 比较图 2(a) 和 (b), 在空泡形成之初, 超高斯形激光脉冲激发的电子弓形波空间范围主要集中在轴向附近, 电子在空泡尾部成束状注入, 且高能电子数目较多. 在 $t = 148T_0$ 时, 超高斯形激光脉冲所俘获的电子数目远高于高斯形脉冲情况, 如图 2(c) 和 (d) 所示. 从图中也可观察到, 两种情况下的空泡纵向尺寸相当, 而超高斯激光形成的空泡横向宽度相对较窄. 产生这种空间形状差异的原因在于超高斯激光的横向有质动力更强, 几乎可以将空泡内电子排空, 如图 2(b) 所示. 根据 Wu 等^[18]的理论结果, 二维条件下

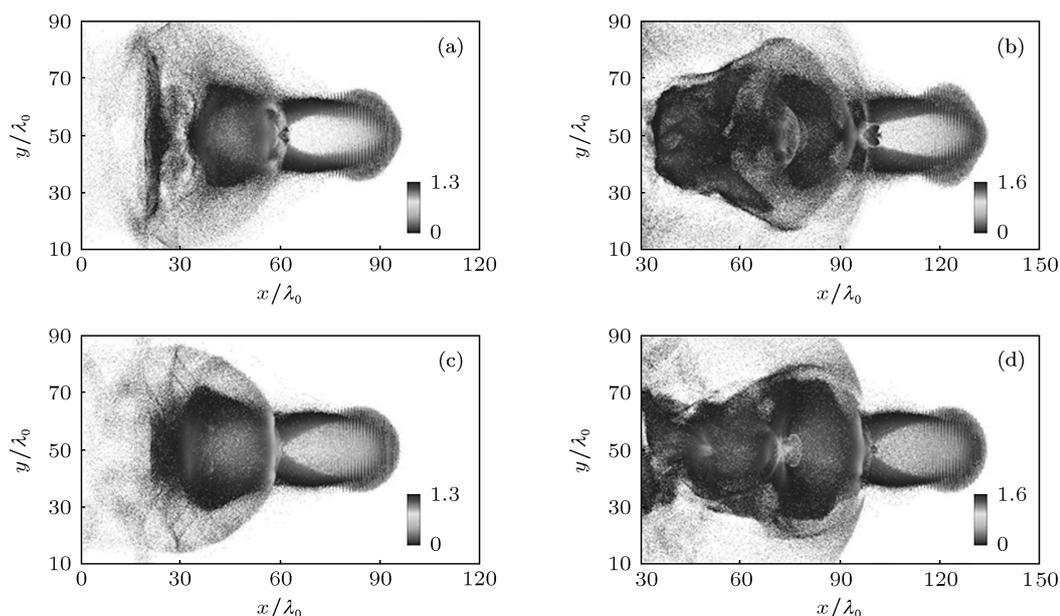


图 2 电子能量分布图 (a) 和 (c) 对应 $t = 108T_0$ 时的超高斯与高斯激光脉冲情况的电子能量分布; (b) 和 (d) 对应 $t = 148T_0$ 时的超高斯与高斯激光脉冲情况的电子能量分布; T_0 是激光的周期

的空泡核心区域横向尺寸可近似表示为 $y_b \approx L_b/\sqrt{2(1-2n_a)}$, 其中 L_b 是空泡纵向宽度, n_a 为空泡内剩余电子的密度. 因为超高斯情况下空泡内电子密度 n_a 较低, 且空泡纵向尺寸 L_b 大致相等, 所以超高斯激光所产生空泡的横向尺寸 y_b 比高斯激光时更小.

图 3(a) 给出 50—200 T_0 内两种情况下俘获电子数目的时间演化. 可以看到, 从 $t = 60T_0$ 时开始, 空泡开始大量俘获电子. 在 60—100 T_0 内, 俘获电子数目随时间急剧上升. 至 $t = 100T_0$ 时, 横向分布高斯情况下的电子俘获数目达到最大值 $N_{\text{trap}} = 0.2 \times 10^4$, 之后随时间小幅波动. 但超高斯情况下俘获数目则继续缓慢上升, 至 $t = 200T_0$ 达到最大值 $N_{\text{trap}} = 1.2 \times 10^4$, 超高斯形激光脉冲俘获的电子数目约为同时刻高斯形情况的 6 倍. 图 3(b) 为 50—200 T_0 内俘获电子的最大能量 E_{max} 随时间的变化情况. 从图中可看出, 两种情况下俘获的电子最大能量均从 $t = 80T_0$ 时开始不断增加. 50—110 T_0 内, 超高斯情况下所俘获电子的最大能量较高, 之后则相反. 总体看来, 所俘获电子的最大能量相差不多, 在 200 T_0 时刻, 最高能量近 27 MeV.

图 4 给出 $t = 207.5T_0$ 时的电子能谱分布. 从图

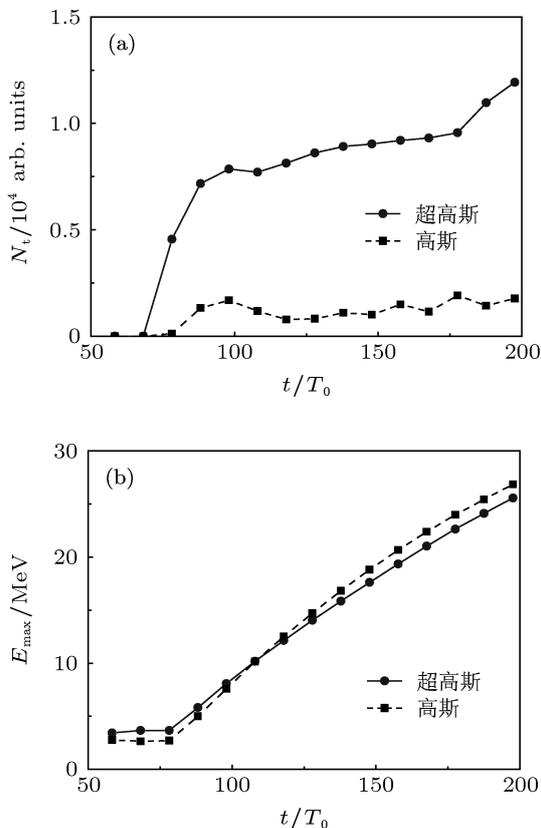


图 3 (a) 俘获电子数目演化图; (b) 俘获电子的最大能量演化图

中可以看到, 尽管高斯形激光脉冲俘获电子的最高能量稍大, 但超高斯形情况下有更多的高能电子被俘获, 在 27 MeV 处存在明显的单能峰结构, 而对于高斯型激光脉冲情况高能电子数目较少.

图 5 给出 $t = 78T_0$ 时刻相空间和 $y = 50\lambda_0$ 处的纵向电场分布. 比较图 5(a) 和 (b), 可以看到在空泡刚开始俘获电子时刻, 超高斯形激光所激发尾波场的加速相中电子的纵向速度较大, 分布较为集中, 使得更多的电子容易被空泡纵向电场俘获而获得加速. 而对于高斯型激光脉冲的情况, 加速相中的高能电子纵向速度较小, 分布较为分散.

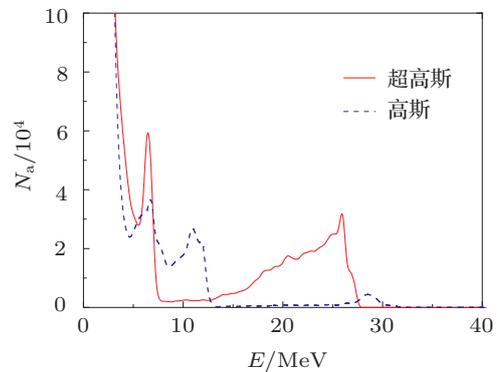


图 4 在 $t = 207.5T_0$ 时刻, 两种情况下电子的能谱分布

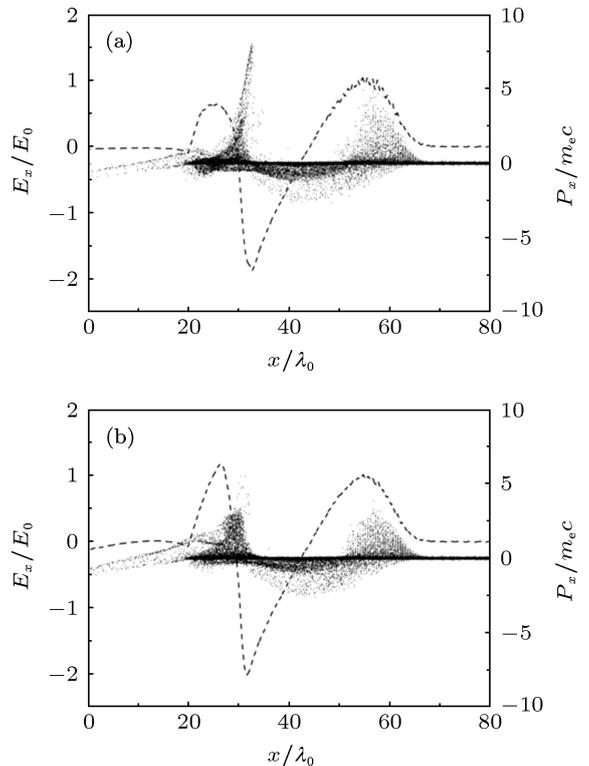


图 5 $t = 78T_0$ 时, 电子相空间分布 (散点) 和轴向纵向电场 (虚线) (a) 超高斯形激光脉冲; (b) 高斯形激光脉冲

图 6(a) 为 $t = 50T_0$ 时刻 (此时空泡未完全形成) 在 $x = 18\lambda_0$ 处的横向电场分布. 假设此时至空泡完全形成过程中, 激光等离子体边界处初始位置为 y_b 的电子沿 y 方向匀加速运动, 可知电子运动到空泡对称轴 $y = 50\lambda_0$ 处的时间为 $t = \sqrt{m_e/e(E_y/y_b)}$. 考虑单电子情况, 忽略电子运动对横向电场的影响, 可以使用该时刻的横向电场代替空泡形成过程的横向电场. 从图 6(a) 可以看到, 超高斯形激光脉冲所激发空泡边界处的横向电场梯度较大, 因而电子能够在较短时间内被拉至空泡中心区域, 使得电子较早地获得纵向电场加速, 提高纵向初速度. 图 6(b) 给出空泡形成过程中 $x = 20\lambda_0$ 处不同时刻的纵向电场分布. 可以看到, 相同时刻超高斯形激光脉冲所激发的纵向电场峰值 $|E_{x\max}|$ 较大. 根据文献 [12] 的理论结果, 弓形波结构中电子的运动速度可以改写为 $v_x/c = \sqrt{1 - (\pi|E_{x\max}|/2 + 1)^{-1/2}}$, 可知使用超高斯形激光脉冲更加有利于增大电子的纵向初速度, 大量电子受到纵向电场的加速作用进入空泡结构, 且加速时间较长, 能够显著提高注入电子数目.

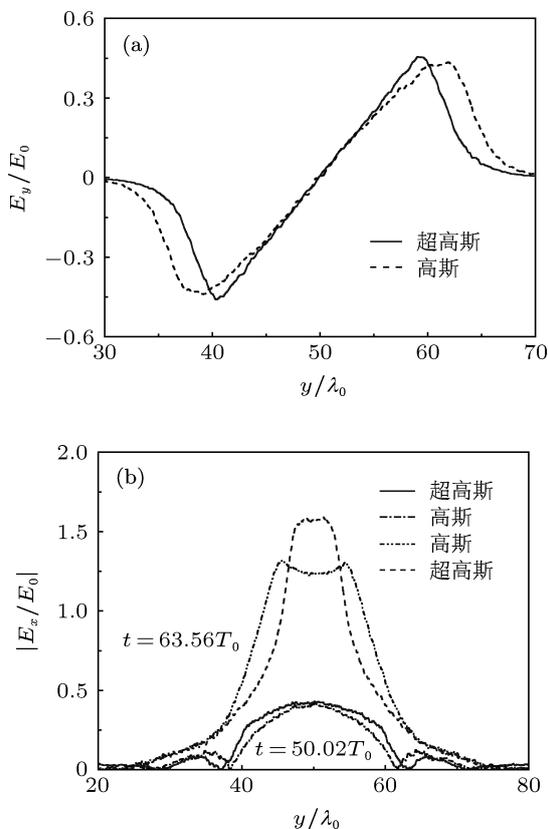


图 6 (a) $t = 50T_0$ 时, $x = 18\lambda_0$ 处横向电场分布; (b) $x = 20\lambda_0$ 处, 不同时刻纵向电场分布

图 7 给出部分被俘获电子在模拟空间的运动轨迹. 比较图 7(a) 和 (b) 可知, 高斯形激光情况俘

获电子运动轨迹较为混乱. 激光横向分布波形呈超高斯形时, 电子基本上汇聚在轴线附近而向前运动, 电子弓形波运动的特征更加明显. 这是由于超高斯情况空泡内的自生磁场 $B_z \sim -(1 - 2n_a)y$ ^[14] 因空泡内剩余电子密度 n_a 较低而相对较强, 电子在洛伦兹力作用下被强自生磁场箍缩在轴线附近, 故与图 2(a) 和图 5(a) 沿轴线方向的高能电子较为集中相对应.

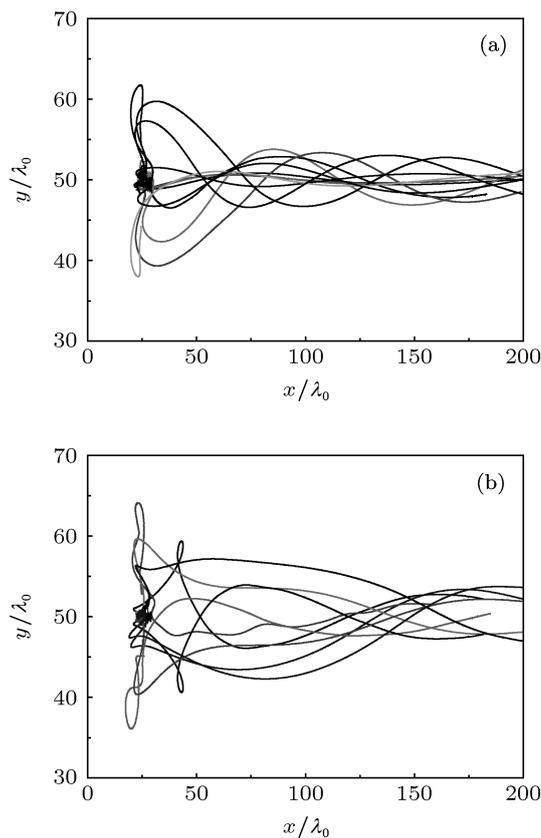


图 7 部分被俘获电子在模拟空间中的运动轨迹 (a) 超高斯形; (b) 高斯形

4 结论

本文通过使用 2D3V 粒子模拟程序 PLASIM 研究了横向波形为高斯形和超高斯形激光脉冲对电子弓形波条件下电子俘获效果的影响. 结果表明: 在相同激光脉冲强度、能量及时间波形的条件下, 超高斯形激光脉冲激发尾波场俘获的电子数目约为高斯形情况的 6 倍. 通过细致分析弓形波电子运动特征与空泡自洽场的分布特点和演化规律, 对高斯型激光脉冲能够增强电子注入的原因做了合理解释. 研究结果对于激光尾波场中电子注入的理论研究和指导相关实验获得大电荷量电子都有参考价值.

- [1] Malka V 2012 *Phys. Plasmas* **19** 055501
- [2] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [3] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, Tóth C, Nakamura K, Geddes C G R, Esarey E, Schroeder C B, Hooker S M 2006 *Nature Phys.* **2** 696
- [4] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [5] Ma Y Y, Sheng Z M, Li Y T, Chang W W, Yuan X H, Chen M, Wu H C, Zhang J, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 110702
- [6] 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
- [7] van Tilborg J, Schroeder C B, Filip C V, Tóth C, Geddes C G R, Fubiani G, Huber R, Kaindl R A, Esarey E, Leemans W P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 014801
- [8] Esarey E, Shadwick B A, Catravas P, Leemans W P 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056505
- [9] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, Pukhov A, Lefebvre E, Malka V, Kiselev S, Burgy F, Rousseau J P, Umstadter D, Hulin D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [10] Ge Z Y, Yin Y, Li S X, Yu M Y, Yu T P, Xu H, Zhuo H B, Ma Y Y, Shao F Q, Tian C L 2012 *New J. Phys.* **14** 103015
- [11] Suk H, Barov N, Rosenzweig J B, Esarey E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 6
- [12] Chen M, Sheng Z M, Ma Y Y, Zhang J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 056109
- [13] 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]
- [14] Xu H, Chang W W, Yin Y, Zhuo H B, Ma Y Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1702 (in Chinese) [徐涵, 常文蔚, 银燕, 卓红斌, 马燕云 2003 物理学报 **52** 1702]
- [15] 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
- [16] 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, 曹丽华, 刘大庆 2000 物理学报 **49** 1518]
- [17] 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, 曹丽华, 岳宗五 2002 计算物理 **19** 311]
- [18] Wu H C, Xie B S, Zhang S, Hong X R, Zhao X Y, Liu M P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 113103

Effects of pulse transverse profile on electron bow-wave injection of electrons in laser wakefield acceleration*

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

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

(Received 31 January 2013; revised manuscript received 11 March 2013)

Abstract

In this paper we study the effects of transverse profile of incident laser on trapping of electrons in an electron bow-wave injection regime. By using the particle-in-cell code, we find that the super-gaussian profile laser pulse can drive more energetic electrons of the electron bow-wave into the bubble with higher longitudinal injection velocity. At last, the total number of trapped electrons increases almost 5 times. And the quality of electron beam is also improved obviously.

Keywords: wake field, electron trap, transverse profile, particle-in-cell simulation

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

DOI: 10.7498/aps.62.125205

* Project supported by 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), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11205243), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20114307110020).

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