

文章编号: 1000-5862(2014)01-0074-04

# 自注入电子束的加速及其对激光尾场的影响

刘明萍<sup>1</sup>, 陶志鹏<sup>2</sup>, 陶向阳<sup>2</sup>, 涂志军<sup>1</sup>, 曹 晔<sup>1</sup>

(1. 南昌大学信息工程学院, 江西 南昌 330031;

2. 江西师范大学物理与通信电子学院, 江西 南昌 330022)

**摘要:** 在激光等离子体相互作用中对自注入电子束的加速及其对尾场的影响进行了理论研究. 自注入电子束在空泡底部削弱了激光尾波静电场. 随着自注入电子束电荷密度的增加, 尾波场结构明显改变和空泡纵向变长. 随后的鞘层电子须以较高的初始纵向动量才能自注入到不断演化的空泡尾场中. 当自注入电子束的库仑场大于空泡内静电场时, 该电子束将驱动等离子体尾波场.

**关键词:** 电子加速; 自注入电子; 激光尾波场

**中图分类号:** O 532<sup>+</sup>.26

**文献标志码:** A

## 0 引言

基于等离子体的加速器在众多领域具有较大应用潜力, 如生物学、医学、高能物理和实验室天体物理等<sup>[1-3]</sup>. 在激光尾场加速器(LWFA)中的静电场高达几百 GeV/m, 比射频加速器高3个量级<sup>[4]</sup>. 因此, LWFA 机制使电子在只有几百微米的距离获得 GeV 的能量. 有实验表明<sup>[5]</sup>, 功率为 40 TW 和脉宽为 40 fs 的激光脉冲在 3.3 cm 长的毛细管波导中将单能电子束加速至 1 GeV. 斯坦福线性加速器中心(SLAC)的实验表明电子束在 1 m 的加速距离内可获得 42 GeV 的能量<sup>[6]</sup>. 因此, LWFA 机制被认为是最有前途的下一代台面型加速器之一.

众所周知, 当功率  $P > (\tau_L/\lambda_L)^2 \times 30 \text{ GW}$  的激光脉冲在稀薄等离子体中传播时, 电子被激光有质动力向外排开, 在脉冲尾部形成空泡尾波场<sup>[7]</sup>.  $\tau_L$  和  $\lambda_L$  分别为激光的持续时间和波长. 实验结果表明, 由空泡尾波场加速机制可以得到准直、nC 量级电荷以及能量约为 80 ~ 170 MeV 的准单能电子束<sup>[8-10]</sup>. 由此, 空泡尾场加速机制成为了激光等离子体电子加速最重要的研究领域之一. A. Pukhov 等<sup>[11]</sup> 和 I. Kostyukov 等<sup>[12]</sup> 给出了一套唯像的理论模型, 用于计算空泡内的电磁场、波破空间范围以及鞘层电子被捕获的条件. 鲁巍等<sup>[13]</sup> 创造性地提出了用于描述电子空穴的非线性模型, 该模型考虑了所有的电磁场和相对论效应. M. Tzoufras 等<sup>[14]</sup> 研究发

现从空泡尾场到自注入电子束的能量转换效率取决于自注入电子束的电荷、形状以及在空泡内的位置. 实际上, 自注入电子束强烈影响空泡形状的演化、尾场结构以及后续背景等离子体电子的注入及加速.

本文提出一个简单的理论模型, 用于研究自注入电子束对空泡形状及其尾波场的影响. 当自注入电子束电荷密度不同时, 详细分析了空泡鞘层后续自注入电子的动力学特性. 研究结果表明: 随着自注入电子束电荷密度的增加, 空泡纵向变长和尾波场结构明显变化. 当自注入电子束的库仑场大于空泡内静电场时, 该电子束将驱动等离子体尾波场.

## 1 电子加速理论模型

假定平面激光脉冲与稀薄等离子体相互作用, 用 1 维理论模型研究尾场加速电子. 激光尾波场标势  $\phi(\xi) = |e|\phi/mc^2$  满足的方程为<sup>[15]</sup>

$$\frac{1}{k_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \left( \frac{n}{n_0} - 1 \right) + \frac{n_t}{n_0}, \quad (1)$$

其中  $\xi = x - v_{ph}t$ ,  $v_{ph}$  为尾波场的相速度(假定尾场相速度等于激光脉冲的群速度),  $k_p = \omega_p/c$  为等离子体波数,  $\omega_p$  为等离子体频率,  $n_t$  和  $n_0$  分别为自注入电子束和背景等离子体密度. 电子连续性方程为

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [(n_t + n)(1 - \beta_x)] = \frac{1}{c} \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (2)$$

动量方程为

收稿日期: 2013-10-09

基金项目: 国家自然科学基金(11047152, 11147005)和江西省自然科学基金(2010GQW0048, 20122BAB202003)资助项目.

作者简介: 刘明萍(1980-), 江西赣州人, 男, 讲师, 博士, 主要从事激光等离子体物理的研究.

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\gamma(1 - \beta_x) - \phi] = -\frac{1}{c} \frac{\partial(\gamma\beta_x)}{\partial t}, \quad (3)$$

其中  $\beta_x = v_x/c$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + a^2}/\sqrt{1 - \beta_x^2}$ . 如果激光脉冲的持续时间  $\tau_L$  小于  $\tau_e \sim 2\gamma|n_0/n|(\omega/\omega_p)/\omega_p$ , 矢势  $a$  和标势  $\phi$  在等离子体与激光相互作用时间尺度内变化不大. 采用准静态近似, 即不考虑方程(2) 和方程(3) 右边各项, 可以得到

$$(n_t + n)(1 - \beta_x) = n_t + n_0, \quad (4)$$

$$\gamma(1 - \beta_x) - \phi = 1. \quad (5)$$

根据方程(4) 和方程(5), 泊松方程可写为

$$\frac{1}{k_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1 + a^2}{(1 + \phi)^2 - 1} \right] + \frac{n_t}{2n_0} \left[ \frac{1 + a^2}{(1 + \phi)^2} + 1 \right]. \quad (6)$$

由方程(6), 可以数值求解得到静电势  $\phi$  及相应的纵向电场  $E_x$ . 在激光运动坐标系中, 电子运动的哈密顿量为<sup>[16-17]</sup>

$$h(\xi, p_x) = \sqrt{1 + p_x^2 + a^2} - \phi - \beta_{ph} p_x, \quad (7)$$

其中  $h$  被  $mc^2$  归一化,  $p_x = p_x/mc$  和  $\beta_{ph} = v_{ph}/c$  分别为电子的归一化纵向动量和尾波场相速度. 在激光脉冲前沿的电子, 其哈密顿量为  $h = h_0 = \sqrt{1 + p_{x0}^2 + a^2} - \beta_{ph} p_{x0}$ , 其中  $p_{x0}$  为初始纵向动量. 根据(7) 式, 电子纵向动量可写为

$$p_x = \left( \beta_{ph}(\phi + h_0) \pm \sqrt{(\phi + h_0)^2 - (1 - \beta_{ph}^2)(1 + a^2)} \right) / (1 - \beta_{ph}^2), \quad (8)$$

其中“+”代表  $\xi$  随时间增加, “-”代表  $\xi$  随时间减小. 电子在奇点处自注入尾波场中, 此时标势  $\phi$  最

小. 令方程(8) 右边的平方根项为 0, 即有

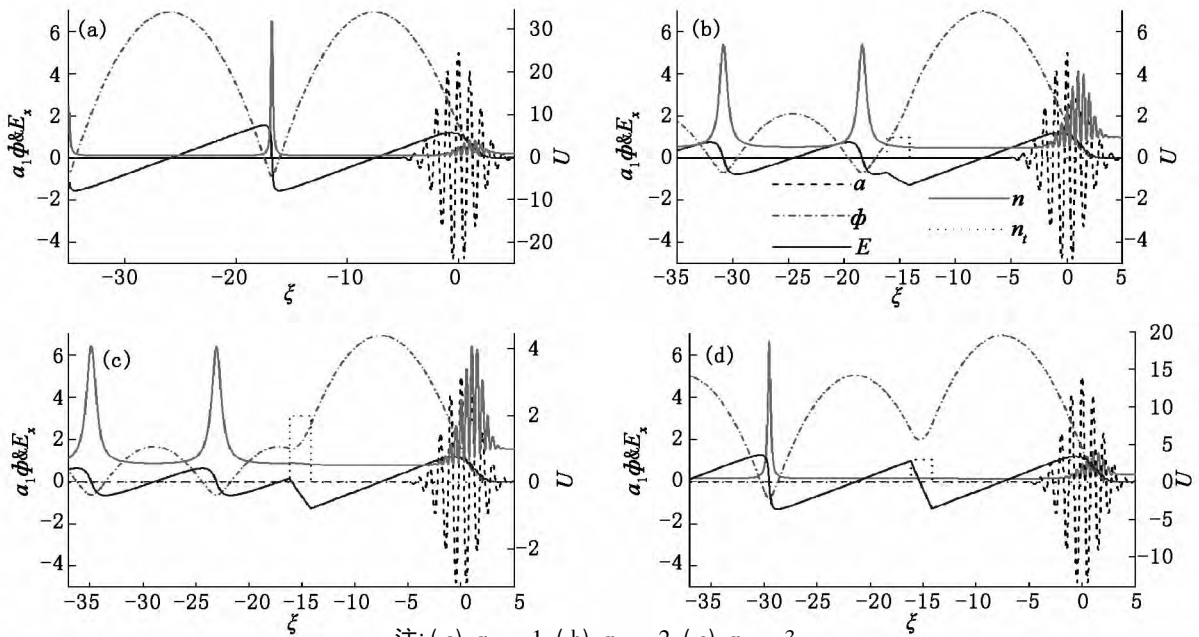
$$(\phi_{\min} + h_0)^2 - (1 - \beta_{ph}^2)(1 + a^2) = 0, \quad (9)$$

根据方程(9), 得到电子自注入尾波场动量的阈值条件为

$$h_0 = \sqrt{1 + p_{x0}^2} - \beta_{ph} p_{x0} = \sqrt{1 - \beta_{ph}^2} - \phi_{\min}. \quad (10)$$

## 2 数值求解

假定激光脉冲表达式为  $a = a_0 \exp(-\xi^2/2L_L^2) \cdot \cos(2\pi\xi)$ , 其中  $a_0$  为矢势振幅和  $L_L$  为脉冲长度. 背景等离子体的密度为  $n_0 = 0.01n_c$ , 其中  $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$  为临界密度. 图 1 为在自注入电子束密度不同的情况下激光、尾波场以及电子密度的分布图, 激光振幅  $a_0 = 5$  和脉冲长度  $L_L = 3.2 \mu\text{m}$ . 当空泡内没有自注入电子束时, 静电场最小值位于尾场底部, 如图 1(a) 所示. 当鞘层电子被自注入到空泡内部, 尾波场的形状将发生变化. 由于其库仑场的作用, 电子束削弱尾波静电场, 如图 1(b) 和图 1(c) 所示. 这是因为自注入电子束的库仑场梯度与空泡静电场是相反的. 空泡底部的静电场  $E_x (< 0)$  仍然加速自注入电子束到很高能量. 随着自注入电子束密度的增加, 空泡纵向延长. 如果自注入电子束密度足够高, 电子束后半部分将处于减速场, 而前半部分将继续被加速, 如图 1(d) 所示. 电子束的后半部分已作为第 2 个尾波场的驱动源.



注: (a)  $n_t = 1$  (b)  $n_t = 2$  (c)  $n_t = 3$ .

图 1 激光矢势  $a$ 、尾场标势  $\phi$ 、纵向静电场  $E_x$ 、电子密度  $n$  以及自注入电子密度  $n_t$  的分布图

图2研究了电子在尾波场中的自注入及其加速过程. 电子自注入的初始动量阈值随着静电标势  $\phi_{\min}$  绝对值的减小而增大, 如图2(a)所示. 当电子的初始动量  $p_{x0}$  为0时, 在激光运动坐标系中电子的能量较大, 将越过静电势垒而不被尾波场捕获, 如图2(b)~图2(d)的实线所示. 当空泡尾场内没有自注入电子束时, 鞘层电子自注入的初始动量阈值为  $p_{x0} = 0.0855$ , 电子获得有效加速, 动量增加至  $p_x = 184.6$ , 如图2(b)所示. 当鞘层电子自注入至空泡尾

场中, 前者削弱了空泡内的电荷分离场. 根据方程(10), 电子需要具有更大的初始动量才能被尾波场捕获进入加速相. 当自注入电子束密度  $n_i = 1$  时, 电子动量阈值为  $p_{x0} = 0.328$ ; 当自注入电子束密度  $n_i = 2$  时, 电子动量阈值为  $p_{x0} = 0.411$ , 如图2(c)和图2(d)所示. 由于自注入电子束的库仑场, 自注入电子在尾波场中不能被有效的加速. 从图2(c)和图2(d)看出, 电子的最终动量分别是  $p_x = 143.3$  (当  $n_i = 1$  时) 和  $p_x = 136$  (当  $n_i = 2$  时).

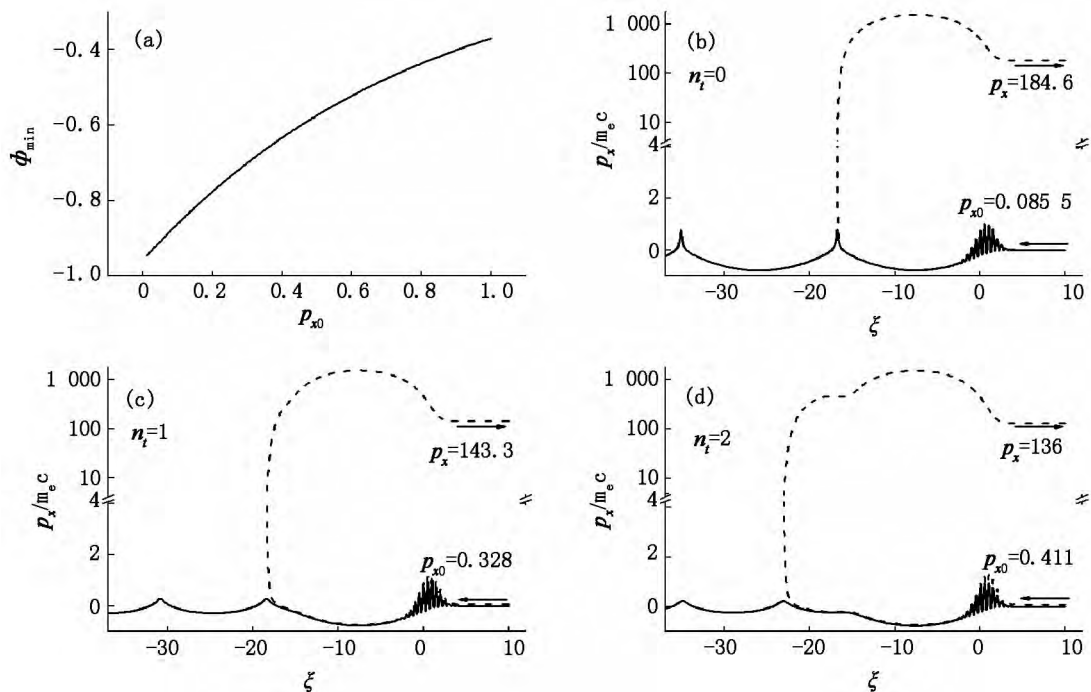


图2 (a) 电子自注入的初始动量阈值  $p_{x0}$  与静电标势  $\phi_{\min}$  关系图, 电子纵向动量  $p_x$  在相空间( $\xi, p_x$ ) 的分布图; (b)  $n_i = 0$ ; (c)  $n_i = 1$ ; (d)  $n_i = 2$ .

### 3 结论

本文详细研究了自注入电子束的加速和其对激光尾波场的影响, 并且讨论了后续鞘层电子自注入的动力学特性. 从理论上得到了在激光尾场中电子的纵向动量与激光脉冲矢势、静电场标势以及电子初始动量的关系表达式. 当空泡尾场内没有自注入电子时, 静电场的最小值位于尾场底部. 随着鞘层电子的自注入, 尾波场的形状将发生变化且空泡尾场纵向被延长. 由于自注入电子束的库仑场梯度和尾波场相反, 自注入电子束削弱了尾波静电场. 随后的鞘层电子须以较高的初始纵向动量才能自注入到不断演化的空泡尾场中. 当电子束自身库仑场大于尾波静电场时, 电子束将作为等离子体尾波场的驱动

源, 进一步加速激光尾场中的高能电子. 电子自注入的初始动量阈值  $p_{x0}$  随着静电标势  $\phi_{\min}$  绝对值的减小而增大.

### 4 参考文献

- [1] Malka V, Faure J, Gauduel Y A, et al. Principles and applications of compact laser-plasma accelerators [J]. Nature Phys 2008, 4: 447-453.
- [2] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. Optics in the relativistic regime [J]. Rev Mod Phys 2006, 78(2): 309-371.
- [3] Sprangle P, Esarey E, Ting A, et al. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding [J]. Appl Phys Lett 1988, 53(22): 2146-2148.
- [4] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator [J]. Phys Rev Lett 1979, 43(4): 267-270.

- [5] Leemans W P ,Nagler B ,Gonsalves A J ,et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator [J]. *Nature Phys* 2006( 2) : 696-699.
- [6] Blumenfeld I ,Clayton C E ,Decker F J ,et al. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator [J]. *Nature* 2007 ,445: 741-744.
- [7] Gordienko S ,Pukhov A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons [J]. *Phys Plasmas* 2005 ,12( 4) : 43109.
- [8] 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: 535-538.
- [9] Geddes C G R ,Toth Cs ,Tilborg J V ,et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding [J]. *Nature* 2004 ,431: 539-541.
- [10] Faure J ,Glinec Y ,Pukhov A ,et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams [J]. *Nature* , 2004 ,431: 541-544.
- [11] Pukhov A ,Gordienko S ,Kiselev S ,et al. The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability [J]. *Plasma Phys Controlled Fusion* 2004 , 46: B179.
- [12] Kostyukov I ,Pukhov A ,Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime [J]. *Phys Plasmas* 2004 ,11( 11) : 5256.
- [13] Lu Wei ,Huang Chenkun ,Zhou Miaomiao ,et al. Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime [J]. *Phys Rev Lett* 2006 ,96( 16) : 165002.
- [14] Tzoufras M ,Lu Wei ,Tsung F S ,et al. Beam loading by electrons in nonlinear plasma wakes [J]. *Phys Plasmas* , 2009 ,16( 5) : 56705.
- [15] Liu Mingping ,Wu Haicheng ,Xie Baisong ,et al. Electron acceleration by intense short laser pulse in the preplasma of a target [J]. *Phys. Plasmas* 2009 ,16( 8) : 83104.
- [16] Esirkepov T ,Bulanov S V ,Yamagiwa M ,et al. Electron , positron and photon wakefield acceleration: trapping ,wake overtaking and ponderomotive acceleration [J]. *Phys Rev Lett* 2006 ,96( 1) : 14803.
- [17] 刘明萍 ,陶志鹏 ,钟西鹃 ,等. 在激光尾场加速中电子密度和初始动量对其自注入及加速的影响 [J]. *江西师范大学学报: 自然科学版* 2013 ,37( 1) : 33-36.

## The Acceleration of a Self-Injected Electron Bunch and Its Effect on the Laser Wakefield During the Laser-Plasma Interaction

LIU Ming-ping<sup>1</sup> ,TAO Zhi-peng<sup>2</sup> ,TAO Xiang-yang<sup>2</sup> ,TU Zhi-jun<sup>1</sup> ,CAO Ye<sup>1</sup>

( 1. College of Information Engineering ,Nanchang University ,Nanchang Jiangxi 330031 ,China;

2. College of Physics & Communication Electronics ,Jiangxi Normal University ,Nanchang Jiangxi 330022 ,China)

**Abstract:** The acceleration of a self-injected electron and its effect on the wakefield evolution during the laser-plasma interaction have been investigated. The space-charge electric field near the bubble bottom would be weakened by the self-injected electron bunch. The wakefield structure is strongly modified and the bubble elongates as the density of the self-injected electron bunch increases. The subsequent sheath electrons can be self-injected into the evolving bubble with higher initial longitudinal momentum. The self-injected electron bunch drives a plasma wakefield when its Coulomb field overwhelms the space-charge electric field of the bubble.

**Key words:** electron acceleration; electron self-injection; laser wakefield

( 责任编辑: 冉小晓)