

文章编号: 1000-5862(2013) 01-0033-04

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

刘明萍¹, 陶志鹏², 钟西鹃³, 陶向阳², 刘三秋³

(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; 3. 南昌大学物理系 江西 南昌 330031)

摘要: 利用哈密顿理论给出了等离子体电子在尾场中捕获及其加速与激光、等离子体参量的关系表达式. 讨论了等离子体电子密度和初始动量对电子自注入和加速的影响机制. 研究表明: 静止电子不能被尾场捕获并加速, 而具有一定初始动量的电子容易自注入至激光尾场中并得到加速. 等离子体密度越小, 激光尾场场强越强, 电子将获得更大的能量. 2 维粒子模拟结果与理论结论一致. 所得结果对超强超短脉冲激光尾场加速电子的方案具有理论指导意义.

关键词: 电子加速; 激光尾场; 等离子体密度; 初始速度

中图分类号: O 532⁺. 26

文献标志码: A

0 引言

激光尾场电子加速器由于其比传统加速器高了 3 个量级的加速梯度(可达 100 GeV/m) 而引起研究人员的广泛关注^[1]. 人们希望激光尾场加速器能够成为一种新型的台面型的小型加速器, 这对未来的同步辐射装置^[2]、自由电子激光^[3] 以及高能粒子物理^[3] 等的研究与发展产生重要影响. 2002 年 V. Malka^[4] 等在实验中观测到能量高达 200 MeV 的准直高能电子束, 但能谱是 100% 发散的, 这对实际应用很不利. 2004 年, 国际上 3 个科研小组在同期的《Nature》上发表了用激光尾场加速来获得准单能电子的实验结果^[5-7]. 由此打消了人们对这种新型加速器的疑虑, 掀起了激光尾场加速研究的新高潮. 这种加速方案要求激光强度足够强且脉冲长度足够短, 在激光脉冲后面产生一个电子被完全排空的结构, 称为等离子体密度空泡(bubble 或 blow-out mode) ^[8].

目前激光尾场电子加速研究的重点是如何控制电子的自注入及其加速, 以获得高能量、低发散度的

单能电子束. X. Davoine 等^[9] 利用辅助激光脉冲加速电子进入到主激光脉冲产生的尾场中来控制电子的自注入. C. G. R. Geddes 等^[10] 利用等离子体密度梯度来控制尾场相速度和电子捕获阈值, 以产生稳定高品质电子束. W. P. Leemans 等^[11] 利用 3.3 cm 长的预等离子体通道引导的激光尾场加速器, 实验上获得了 GeV 准单能电子束. A. Pak 等^[12] 提出电离诱导自注入及其尾场加速的方案, 刘建胜等^[13] 在实验上实现了将前者方案中的电离和自注入两阶段分开, 以达到控制电子束质量的目的. 由于超强超短脉冲激光尾场加速电子过程是高度非线性的, 其内在的物理机制还有很多不清晰.

本文将深入研究等离子体电子密度和初始动量对其自注入和加速的影响. 利用哈密顿理论研究电子在尾场中的动力学特性与激光、等离子体参数的关系, 深入讨论等离子体初始动量对电子自注入及其加速的影响机制. 分析等离子体电子密度对尾场中被捕获的电子能量的影响规律, 从而找到最有利于电子在激光尾场中自注入及其加速的初始动量和等离子体密度. 采用 2 维的粒子模拟方法进一步讨论了电子密度对其加速的影响.

收稿日期: 2012-12-09

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-) , 男, 江西赣州人, 讲师, 博士, 主要从事激光等离子体物理的研究.

1 电子加速模型

假定超短强激光脉冲在稀薄等离子体中沿着 x 轴方向传播,当激光焦斑半径远大于脉冲长度时,激光尾场捕获并加速电子可以用 1 维解析模型来讨论.设激光脉冲归一化矢势为

$$a = a_0 \exp(-\xi^2/(2L^2)) \cos(2\pi\xi), \quad (1)$$

其中 $a = eA/m_e c^2$ 为归一化激光矢势 L 为激光脉冲长度 $\xi = x - v_g t$, m_e 和 e 分别为电子质量和电荷 c 为真空光速.激光脉冲的群速度为

$$v_g \approx c \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c(1 + a_0^2)^{1/2}}},$$

其中 n_e 为等离子体电子密度 $n_c = m_e \omega^2/(4\pi e^2)$ 为等离子体临界密度.

当超短强激光脉冲与稀薄等离子体相互作用时,电子在电磁场中做相对论运动的 Hamiltonian 量为

$$H(x, t, \mathbf{P}) = \sqrt{1 + (\mathbf{P} + \mathbf{a})^2} - \varphi,$$

其中 $\mathbf{P} = \mathbf{p} - \mathbf{a}$ 为正则动量,为了简化作如下无量纲化: $\mathbf{p} = \mathbf{p}/m_e c$, $\varphi = e\varphi/m_e c^2$, $H = H/m_e c^2$. \mathbf{p} 和 φ 分别为电子动量和尾场静电势.如果忽略激光脉冲色散,在 $\xi = x - v_g t$ 运动坐标系中,由 Hamiltonian 量积分可得到

$$H - \beta_{ph} P_x = h_0 \text{ 和 } P_\perp = P_{\perp 0}, \quad (2)$$

其中 P_x 和 P_\perp 分别为正则动量的纵向分量和横向分量 $\beta_{ph} = v_{ph}/c$ 为归一化相速度,由积分常数 h_0 和 $P_{\perp 0}$ 由电子的初始状态决定.激光脉冲入射前电子横向正则动量为零($P_{\perp 0} = 0$).因此,激光与等离子体相互作用过程中都满足 $\mathbf{p}_\perp = \mathbf{a}$. 电子的 Hamiltonian 量可表示为^[14]

$$h(\xi, \mathbf{p}_x) = \sqrt{1 + \mathbf{p}_x^2 + \mathbf{a}^2(\xi)} - \varphi(\xi) - \beta_{ph} p_x. \quad (3)$$

根据电子的初始状态,由方程(2)可得 $h = h_0 = \sqrt{1 + p_{x0}^2} - \beta_{ph} p_{x0}$, 其中 p_{x0} 为电子初始纵向动量.由方程(3)可得电子纵向动量为

$$p_x = [\beta_{ph}(\varphi + h_0) \pm \sqrt{(\varphi + h_0)^2 - (1 - \beta_{ph}^2)(1 + a^2)}] / (1 - \beta_{ph}^2), \quad (4)$$

方程(4)中的静电势可由 Poisson 方程得到^[14]

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = k_p^2 \gamma_{ph}^2 \left(\beta_{ph} \frac{\gamma_{ph}(1 + \varphi)}{\sqrt{\gamma_{ph}^2(1 + \varphi)^2 - (1 + a^2)}} - 1 \right), \quad (5)$$

其中 $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - \beta_{ph}^2}$, $k_p = \omega_p/c$ 为等离子体波数, ω_p 为等离子体频率.

2 数值分析及讨论

将由方程(1)描述的高斯激光脉冲和由方程(5)得到的静电势代入方程(4)可得到电子在激光脉冲里和尾场中的纵向动量.由于方程(5)的高度非线性,其解析求解较为困难,通过 4 阶 Runge-Kutta 法来数值求解.激光和等离子体初始参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 0.02n_c$. 图 1(a) 给出了激光脉冲振幅(实线)和相应的尾场静电势(虚线)分布.静电势最大值处为激光尾波场的中间位置,而尾波场末端的静电势为最小值.图 1(b) 给出了初始动量分别为 $p_{x0} = 0$ (实线) 和 $p_{x0} = 0.2m_e c$ (虚线) 时电子的相空间分布.从图 1 可知初始动量 $p_{x0} = 0$ 的电子在尾场底部不能被捕获,而继续随着尾场做振荡运动.主要是在运动坐标系 $\xi = x - v_g t$ 下,电子的能量太高以至越过静电势垒,而不被尾场捕获.当电子初始动量为 $p_{x0} = 0.2m_e c$, 电子在运动坐标系中的能量被降低,进而被静电场捕获并随着尾波场向前加速,最终纵向动量增加至 $p_x = 81.65m_e c$. 这就是尾波场加速电子的主要机制,被认为是电子加速最有前景的方案之一.改变电子的初始纵向动量,发现随着电子初始纵向动量的增加,电子被捕获并得到加速的纵向动量将明显降低,如图 1(c) 所示.这可能是因为随着电子初始纵向动量的增加,在运动坐标系下被捕获电子的初始能量降低,从而不利于电子与尾场的同相加速.所以,只要初始纵向动量等于或稍大于被捕获的阈值动量时,电子将与尾波场同相加速,从而得到最大能量增益.由方程(4)可知电子被捕获的纵向动量阈值 p_{x0_th} 必须满足

$$\sqrt{1 + p_{x0_th}^2} - \beta_{ph} p_{x0_th} = \sqrt{1 - \beta_{ph}^2} - \varphi_{\min}, \quad (6)$$

其中 φ_{\min} 为尾场底部的最小静电势.

图 2 给出了在不同背景等离子体密度下,被捕获的电子在尾场中最终获得的纵向动量变化规律.激光归一化矢势为 $a_0 = 5$, 电子初始动量为 $p_{x0} = 0.2m_e c$. 背景等离子体密度越低,被捕获电子最终的纵向动量越大,而且密度越低动量增加趋势更加明显.根据 $R/\lambda = \sqrt{a_0/(n_0/n_c)}/\pi$ ^[8] 密度越低,尾波场宽度越大,被激光纵向、横向排开的电子数目越多,尾波静电场将更强且同相加速区域更大.因此,密度越低电子的能量增益将显著增强.

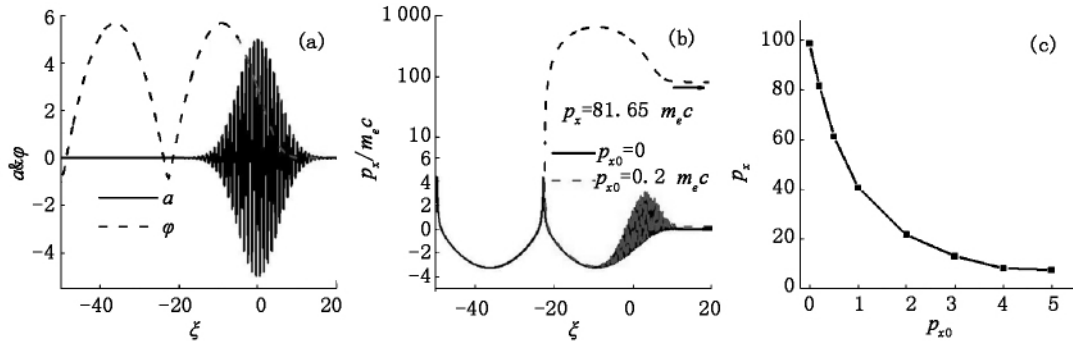


图 1 (a) 激光矢势 a 和标势 ϕ 的分布图; (b) 初始动量分别为 $p_{x0} = 0$ 和 $p_{x0} = 0.2 m_e c$ 的电子相空间分布图; (c) 电子纵向动量 p_x 与初始纵向动量 p_{x0} 的关系曲线

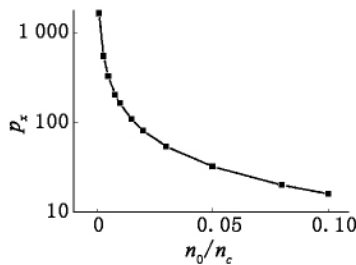


图 2 电子纵向动量 p_x 与等离子体密度 n_0/n_c 的关系曲线

3 粒子模拟

利用 2 维粒子模拟方法进一步说明等离子体密度对激光尾场电子加速的影响^[15]. 假定超强超短脉冲激光与带有低密度预等离子体的固体靶相互作用 (如图 3 所示) 激光与预等离子体作用形成回流等离子体, 当激光脉冲被固体靶反射后, 将捕获并加速带有初始动量的回流电子. 粒子模拟参数: 激光波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 激光振幅 $a_0 = 20$, 脉冲长度 $L = 5 \mu\text{m}$ 以及激光焦斑半径 $w = 10 \mu\text{m}$. 固体靶密度为 $30 n_c$, 预等离子体密度从 $0.005 n_c$ 到 $0.1 n_c$, 固体靶宽 $1 \mu\text{m}$, 预等离子体宽度为 $50 \mu\text{m}$. 模拟窗口为 $120 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$, 分为 3600×1000 个网格. 离子与电子质量比为 1836. 模拟的横向和纵向边界条件分别为周期性和吸收边界.

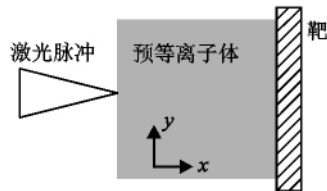


图 3 激光与等离子体靶相互作用示意图

当超强超短激光脉冲与预等离子体相互作用时, 在焦斑半径附近有大量电子沿着激光传播相反方向运动, 同时强激光与固体靶作用时, 也能使靶前表面电子加热往外膨胀. 当激光脉冲被固体靶反射后, 激光脉冲将更容易捕获并加速带有初始动量的

回流电子. 图 4 给出了不同的预等离子体密度下在 $t = 400 \text{ fs}$ 时电子纵向动量相空间分布. 从图 4 可以看出, 等离子体密度越低激光尾场中被捕获的电子获得的纵向动量越大. 例如, 当 $n_0 = 0.005 n_c$ 时, 电

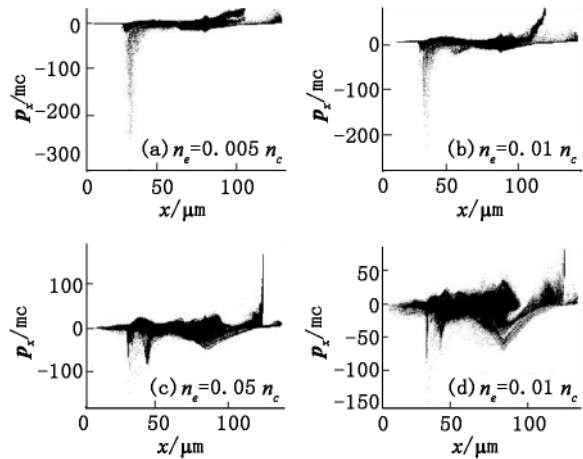


图 4 电子在相空间 (x, p_x) 中的纵向动量分布图

子最大纵向动量为 $p_x = 300 m_e c$; 当 $n_0 = 0.01 n_c$ 时, 电子最大纵向动量为 $p_x = 190 m_e c$; 当 $n_0 = 0.05 n_c$ 时, 电子最大纵向动量为 $p_x = 110 m_e c$; 当 $n_0 = 0.1 n_c$ 时, 电子最大纵向动量为 $p_x = 90 m_e c$. 当等离子体密度越小且改变等离子体密度时, 电子最终纵向动量的改变很剧烈; 当等离子体密度较大且改变等离子体密度时, 电子最终纵向动量的改变趋势更平缓. 这些模拟结果与前面的理论模型得到的结论一致.

4 结论

利用 1 维的理论模型研究了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. 研究表明, 初始静止的电子不能被激光尾场捕获并加速, 这是因为在随激光运动坐标系中, 电子的能量很大, 完全可以越过尾场静电势垒. 而具有一定初始动量的电子容易被激光尾场捕获并随尾场向前加速, 但是电子初始动量越大电子最终纵向动量越小, 这

是因为在激光运动坐标系中电子的能量较小,随尾场同相加速的距离短.所以根据方程(6)得到的电子初始动量阈值,电子随尾场同相加速距离可接近失相长度,从而得到最有效的加速.等离子体密度愈小,电子最终的纵向动量愈大,这符合鲁巍等得到的电子能量增益定标关系 $\Delta E \propto \sqrt{(n_0/n_c)^{[8]}}$. 等离子体密度越低,电子纵向动量增加趋势更加明显.粒子模拟结果验证了理论模型的结论.同时随着密度的减小,尾场的宽度变大,电子同相加速范围更大,不利于单能电子束的产生,如何提高电子束的单能性是今后研究的重点.

本文作者非常感谢王虹宇博士在粒子模拟方面给予的帮助.

5 参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator [J]. Phys Rev Lett 1979 43(4): 267-270.
- [2] Schroeder C B, Esarey E, Geddes C G R, et al. Physics considerations for laser-plasma linear colliders [J]. Phys Rev ST Accel Beams 2010 13(10): 101301.
- [3] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. Optics in the relativistic regime [J]. Rev Mod Phys 2006 78(2): 309-371.
- [4] Malka V, Fritzier S, Lefebvre E, et al. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse [J]. Science 2002 298: 1596-1600.
- [5] 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.
- [6] Geddes C G R, Toth Cs, Tilborg J Van, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding [J]. Nature 2004 431: 538-541.
- [7] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams [J]. Nature 2004 431: 541-544.
- [8] Lu Wei, Huang Chengkun, Zhou Miaomiao, et al. Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime [J]. Phys Rev Lett 2006 96(16): 165002.
- [9] Davoine X, Lefebvre E, Rechatin C, et al. Cold optical injection producing monoenergetic multi-GeV electron bunches [J]. Phys Rev Lett 2009 102(6): 65001.
- [10] Geddes C G R, Nakamura K, Plateau G R, et al. Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches [J]. Phys Rev Lett 2009 100(21): 215004.
- [11] 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.
- [12] Pak A, Marsh K A, Martins S F, et al. Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes [J]. Phys Rev Lett 2010 104(2): 25003.
- [13] Liu Jiansheng, Xia Changquan, Wang Wentao, et al. All-optical cascaded laser wakefield accelerator using ionization-induced injection [J]. Phys Rev Lett 2011 107(3): 35001.
- [14] 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.
- [15] Nieter C, Cary J R. Vorpil: a versatile plasma simulation code [J]. J Comput Phys 2004 196: 448-473.

The Effects for Density and Initial Momentum of Electrons on the Self-Injection and Acceleration in Laser Wakefield Acceleration

LIU Ming-ping¹, TAO Zhi-peng², ZHONG Xi-juan³, TAO Xiang-yang², LIU San-qi³

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

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

3. Department of Physics, Nanchang University, Nanchang Jiangxi 330031, China)

Abstract: The equation of electron momentum in the wakefield during the laser-plasma interaction has been derived by using the Hamiltonian theory. The dependences of electron self-injection and acceleration on the plasma density and initial momentum have been discussed in detail. It is found that electrons with certain initial momentum can be trapped and accelerated forward in the wakefield, while electron with $p_{x0} = 0$ participates in the wake field oscillation. The lower the plasma density is, the larger the electron momentum is, i. e., the electron gains more energy. The theoretical results are consist with those of PIC simulations. The results may be significant theoretically to the mechanism of ultraintense laser-wakefield acceleration.

Key words: electron acceleration; laser wakefield; plasma density; initial velocity

(责任编辑: 冉小晓)