

文章编号: 1001-3806(2012)06-0840-04

## 非对称激光等离子体尾场中被加速电子的模拟

艾尔肯·扎克尔·阿不都热苏力·阿不都热西提, 吉建强, 董燕, 甫尔开提·夏尔丁, 艾米尔丁·艾米都拉  
(新疆大学物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

**摘要:** 为了研究在激光驱动的等离子体尾场中被加速电子的动力学, 采用数值模拟方法得到了非对称脉冲驱动的尾场中被加速的电子的运动相图、密度分布及势能。结果表明, 非对称激光脉冲驱动尾场中电子得到很高的能量。在非对称激光脉冲驱动的激光尾场中, 为了有效地加速电子, 要选择恰当的上升激光脉冲长度和下降激光脉冲长度。

**关键词:** 激光物理; 尾场; 超短超强激光脉冲; 电子

**中图分类号:** O539 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.06.032

### Electron acceleration in the plasma wakefield of asymmetric laser pulses

ZAKIR Arkin, ABUDOUREXITI Abudouresuli, JI Jian-qiang, DONG Yan,  
XIERDING Fuerkait, AMDULA Amirdin  
(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

**Abstract:** In order to study the dynamics of accelerated electrons in the plasma wakefield driven by asymmetric laser pulses, the phase space, electron density and potential energy of accelerated electrons were obtained by means of numerical simulation. The results show that the electrons have high energy in the wakefield of asymmetric laser pulses. In order to accelerate the electron effectively, it is necessary to choose appropriate rise length and fall length in the wakefield of asymmetric laser pulses.

**Key words:** laser physics; wakefield; ultrashort and ultrahigh laser pulse; electron

### 引言

近年来, 随着超短超强激光脉冲技术的发展, 利用超短超强激光在等离子体中激发的高强度尾场来实现电子加速的方案也取得了巨大进展。现在激光强度已经超过  $10^{25} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , 而且还在不断地提升, 用这样强的激光可以得到很强的加速梯度<sup>[1]</sup>。这表明, 用激光等离子体加速方法在厘米范围内把电子可以加速到大于 GeV 的能量, 这在传统粒子加速器中无法实现<sup>[2]</sup>。由于这个原因, 激光-等离子体粒子加速已变成一个理论物理学家们最关心的热点问题, 并提出了各种各样的激光-等离子体粒子加速的方法, 如激光拍波加速、激光尾场加速、自调激光尾场加速、空泡加速等<sup>[3]</sup>。

当超强激光脉冲在等离子体中传播时, 激光脉

基金项目: 新疆大学校院联合基金资助项目(XY110106); 国家自然科学基金资助项目(10965008; 11164030); 新疆大学博士生导师科研启动基金资助项目(BS090115)

作者简介: 艾尔肯·扎克尔(1973-), 男, 硕士, 讲师, 主要从事强激光等离子体相互作用的研究工作。

E-mail: erkinzakir@xju.edu.cn

收稿日期: 2012-03-15; 收到修改稿日期: 2012-05-01

冲的纵向有质动力会推动等离子体中的质量相对小的电子向前运动, 使其偏离原来位置; 等离子体中的离子由于质量大, 将几乎保持不动, 当激光脉冲超越电子后, 由于正负电荷分离而产生的静电力会将电子往平衡位置拉, 造成电子在空间的纵向振荡, 形成电子等离子体波, 该纵向电场以同样的相速率向前传播。由于该等离子波是由激光脉冲激发且存在于激光脉冲后方, 被称为激光尾波。理论和实验表明, 当等离子体的密度达到  $n_0 = 10^{18} / \text{cm}^3$  时, 尾场的强度可以达到  $E \approx 100 \text{ GV/m}$ 。在尾场中运动的电子, 当其处于电子密度梯度为正值区域(此时静电分离场为负值)且满足一定的速度条件时, 电子也会被尾场加速<sup>[4]</sup>。激光尾场的相速度与激光脉冲在等离子体中传播的群速度相同<sup>[5-6]</sup>。如果激光脉冲宽度大于等离子体波的波长, 那么激光尾场的能量会被脉冲后面部分吸收。反之, 如果激光脉冲宽度等于或小于等离子体波的波长, 激光尾场的能量不会被脉冲后面部分吸收。理论计算表明, 当脉冲宽度等于等离子体波波长的二分之一时激光尾场取最大值; 即最有效的尾场是  $L = \lambda_p / 2$  时激发的, 其中  $L$  是脉冲宽度,  $\lambda_p$  是等离子体波的波长。以相速度等于激光脉冲的群速度运动的尾场, 能俘获粒子并被俘获的粒

子从尾场中获得很高的能量<sup>[7-8]</sup>。2006 年,FAURE 研究小组成功地得到了能散度小于 10%、能量为 200MeV 的稳定性较好的高品质电子束<sup>[9]</sup>。2008 年,WANG<sup>[10]</sup>等人提出了一种获得正电子并加速的方案,两个电子束撞击等离子体前面的金属薄片,第 1 个电子束产生加速区域并且聚焦正电子束,第 2 个电子束提供被加速的正电子束,在 1m 长的距离内,相当多的正电子被尾场俘获并能够加速到 6.2GeV 的能量,能谱发散度 6%。上述实验结果进一步证明了激光尾场加速器的可行性。参考文献[11]~参考文献[13]中讨论了高斯脉冲尾场的一些能量分析。作者用数值模拟方法来讨论非对称激光脉冲驱动的尾场中被加速电子的一些问题。

### 1 理 论

很多文献中提出了在超强电磁场中相对论性电子的动力学的解决方法,在电磁场中,相对论电子运动的哈密顿量为<sup>[11]</sup>:

$$H = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_{\parallel}^2} + (c p_{\perp} + e A_{\perp})^2 - e \phi \quad (1)$$

式中  $m_e$  和  $e$  是电子的质量和电荷,  $c$  是光速,  $p_{\parallel}$  和  $p_{\perp}$  是电子广义动量的纵向分量和横向分量,  $A_{\perp}$  是激光的矢势,  $\phi$  是尾场的静电矢势。在激光尾场加速过程中,可以忽略质量比较重的离子的运动。在激光尾场加速后,背景等离子体密度低,在激光中的振荡可以忽略。激光脉冲以群速度  $v_g$  (或尾场相速度) 来运动,在  $\xi = x - v_g t$  变换中,哈密顿量可以写:

$$h = \sqrt{1 + p_x^2 + a^2} - \varphi - \beta_{ph} p_x \quad (2)$$

引入无量纲量  $p_x = \frac{p_{\parallel}}{m_e c}$ ,  $a = \frac{e A_{\perp}}{m_e c^2}$ ,  $\varphi = \frac{e \phi}{m_e c^2}$  和  $h = \frac{H}{m_e c^2}$ ,

其中  $p_x$  是归一化的纵向动量,  $a$  是归一化的激光场的矢势,  $\varphi$  是归一化的尾场标矢,  $h$  是归一化的哈密顿量。 $\beta_{ph} = \frac{v_g}{c}$ ,  $\beta_{ph}$  是激光脉冲的群速度与光速之比。假设等离子体是冷等离子体和忽略离子的运动时,泊松方程的解是电子等离子体的静电势<sup>[12]</sup>:

$$k_p^{-2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = \gamma_{ph}^2 \left\{ \beta_{ph} \left[ 1 - \frac{1 + a^2}{\gamma_{ph}^2 (1 + \varphi)^2} \right]^{-1} - 1 \right\} \quad (3)$$

式中  $k_p = \frac{\omega_p}{c}$ ,  $k_p$  是波数,  $\omega_p$  是等离子体频率,  $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$ ,  $\gamma_{ph}$  是相对论因子。 $\gamma_{ph}^2 \gg 1$  时,由(3)式可以得到下式:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = \frac{k_p^2}{2} \left[ \frac{(1 + a^2)}{(1 + \varphi)^2} - 1 \right] \quad (4)$$

对(2)式用哈密顿量可以求电子的运动方程:

$$\begin{cases} \xi' = \frac{\partial h}{\partial p_x} = \frac{p_x}{\sqrt{1 + p_x^2 + a^2}} - \beta_{ph} \\ p_x' = -\frac{\partial h}{\partial \xi} = -\frac{a a'}{\sqrt{1 + p_x^2 + a^2}} + \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \end{cases} \quad (5)$$

### 2 数值结果

激光脉冲是已知的圆偏振非对称高斯脉冲,即:  $a = a_0 \left\{ \exp \left[ -\frac{4(\ln 2) \xi^2}{l_p^2} \right] - \frac{1}{16} \right\} \theta(\xi + l_p)$ , ( $\xi < 0$ );  $a = a_0 \left\{ \exp \left[ -\frac{4(\ln 2) \xi^2}{r_p^2} \right] - \frac{1}{16} \right\} \theta(r_p - \xi)$  ( $\xi \geq 0$ )。式中,  $\theta$  为 Heaviside 阶梯函数( $\xi \geq 0$  时,  $\theta(\xi) = 1$ ;  $\xi < 0$  时,  $\theta(\xi) = 0$ )。  $n_0 = 2$ , 等离子体密度为  $n_e = 0.01 n_{cr}$ ,  $r_p$  是脉冲上升长度,  $l_p$  是脉冲下降长度,激光脉冲的总宽度为  $L = r_p + l_p$ 。描述尾场的  $\varphi$  由(4)式表示。

激光脉冲驱动的尾场的第一周期是不是周期性结构的,电子在尾场第一周期可以捕获并加速。其它周期是周期性结构的,电子在此周期内的能量增益等于 0。因此只讨论了尾场的第一周期。图 1 为脉冲参量  $a_0 = 2$ ,  $l_p = 10\lambda$ ,  $r_p = 15\lambda$  时,非对称高斯激光脉冲驱动的尾场势,电场和激光脉冲,  $\lambda$  是激光波长。尾场势在一个周期内两次达到峰值。

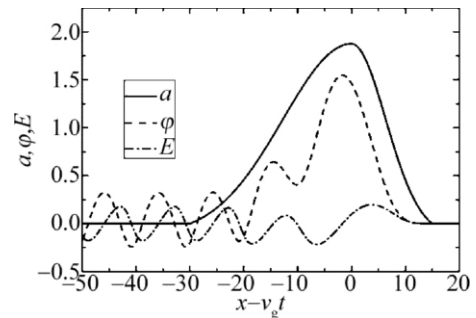


Fig. 1 Wakefield potential excited by the asymmetric laser pulse

图 2 是电子的相空间( $\xi, p_x$ ) 显示电子的运动轨道分界线。在图 1 和图 2 中可以看到,两个等离子体波周期,它们的最小值  $\xi$  分别约为 -10, -20。这个等离子体波跟着激光脉冲振荡并在激光脉冲里面开始振荡。这个空间电荷场把等离子体电子拉进在临近激光脉冲前面产生的有质动力势场里。那激发等离子体尾

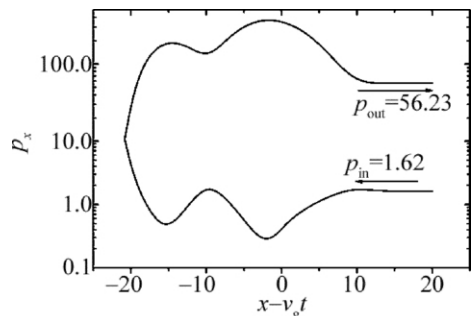


Fig. 2 Electron phase space

波的波长比激光脉冲的长度短。通过(5)式来确定固定点,并模拟出来电子的加速相空间。找到了尾场势的最小值 $\xi \approx -20$ 附近( $\xi, p_x$ ) $\approx (-20, 10)$ 的固定点。自注入的电子从奇点 $\xi \approx -20$ 开始能量增益,到 $\xi \approx -14$ 点时,电子第1次得到最高能量,此点为( $\xi, \varphi, p_x$ ) $\approx (-14, 0.66, 189.5)$ ;在 $\xi \approx -1.7$ 点,电子第2次达到最高能量,此点为( $\xi, \varphi, p_x$ ) $\approx (-1.7, 1.56, 381)$ 。在参考文献[11]和参考文献[13]中讨论了电子在对称激光尾场中的运动(考虑了离子的运动),电子在对称激光尾场中得到的最高能量为 $p_x \approx 440$ (见参考文献[11]中的图1b)。由以上内容可知,电子在对称和非对称激光尾场中可以加速,但对称激光尾场中得到的能量高一些,要有效地加速电子选择对称激光脉冲尾场。

激光等离子体相互作用过程中,等离子体电子密度 $n_e$ 和激光脉冲有密切关系,激光脉冲越强,高能电子越多。等离子体电子密度可以表示为<sup>[11]</sup>:

$$n_e = \gamma_{ph}^2 \beta_{ph} \left[ \left( 1 - \frac{1 + a^2}{\gamma_{ph}^2 (1 + \varphi)^2} \right)^{-1/2} - \beta_{ph} \right] \quad (6)$$

$\gamma_{ph}^2 \gg 1$ 时,把(6)式可以写成:

$$n_e = \frac{(1 + a^2) + (1 + \varphi)^2}{2(1 + \varphi)^2} \quad (7)$$

图3是 $l_p = 10$ 时,激光脉冲上升宽度 $r_p$ 分别为0.05, 1.5, 3.0和8.0时的电子密度分布。图4是 $r_p = 10$ 时,激光脉冲下降宽度 $l_p$ 分别为0.05, 1.5, 3.0和8.0时的电子密度分布。图3和图4反映了加速电子和电子密度之间的关系,可以看出它们峰密度都是很高

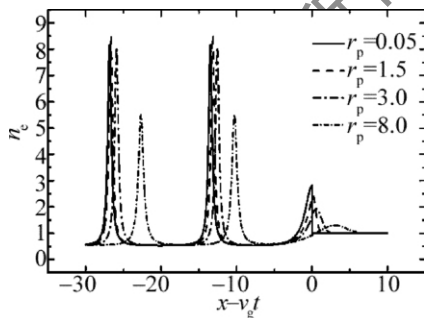


Fig. 3 Electron density of the first wake wave cycles

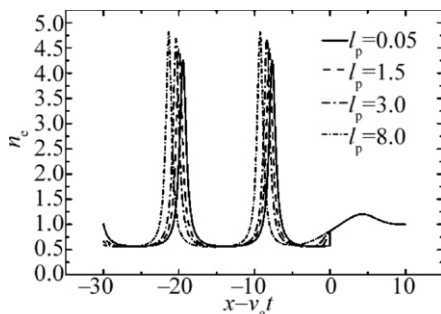


Fig. 4 Electron density of the first wake wave cycles

的,加速电子很强烈。由图3可知,最高等离子体电子密度 $n_e = 8.5$ ,由图4可知,最高等离子体电子密度 $n_e = 4.8$ 。在参考文献[11]中对称激光尾场中的电子密度为 $n_e = 4.5$ ,要得到更多的高能量的等离子体电子,用非对称激光脉冲好一些。由以上内容可得出一个重要的结论,在非对称激光尾场中要有效地加速电子,需将下降激光脉冲宽度 $l_p$ 取大一些。

由于激光脉冲有限持续时间 $h(\xi, p_x) = \gamma_{ph}^{-1} - \varphi_{min}$ 。注入的电子束逐渐赶上激光脉冲,其能量为 $\varepsilon = \gamma_{ph}^2 \{ \varphi_{min} + \beta_{ph} [\varphi_{min}^2 + 2\gamma_{ph}^{-1} \varphi_{min}]^{1/2} \} + \varepsilon_0$ ,其中, $\varphi_{min} = -\varphi_{min} > 0$ , $\varepsilon_0 = \gamma_{ph} - 1$ 。当 $\gamma_{ph}^2 \gg 1$ 时,能量可以比注入需要最小能量高得多。如果尾场的非线性突出( $a \gg 1$ ), $\varphi_{min}$ 趋于最低值 $\gamma_{ph}^{-1} - 1$ ,并且 $\varepsilon_{max} = 2\gamma_{ph}^2 - 2$ 。

图5为激光脉冲上升宽度 $r_p$ 分别为3.0, 6.0和12.0时,势能 $\varphi_{min}$ 与激光脉冲下降宽度 $l_p$ 的关系。图6为激光脉冲下降宽度 $l_p$ 分别为3.0, 6.0和12.0时,势能 $\varphi_{min}$ 与激光脉冲上升宽度 $r_p$ 的关系。由图5和图6可知,尾场势的最小值先是在 $l_p$ 分别约为5, 10, 13和 $r_p$ 分别约为4, 2.5, 1点时达到峰值,然后一直到 $l_p \approx 20$ 和 $r_p \approx 20$ 点迅速变小。

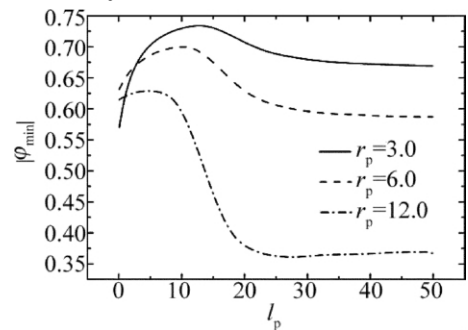


Fig. 5 Relation between  $\varphi_{min}$  and  $l_p$  for asymmetric Gaussian laser pulses

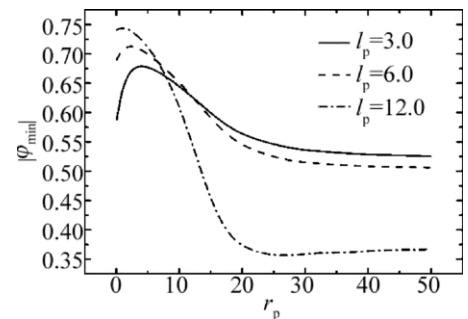


Fig. 6 Relation between  $\varphi_{min}$  and  $r_p$  for asymmetric Gaussian laser pulses

### 3 结论

讨论了非对称高斯脉冲驱动的尾场里加速电子的一些数值解,通过数值解可知:(1)尾场第一周期不是周期性结构的,并且尾场第一周期只少有两个

等离子体波周期。(2) 激光脉冲的上升脉冲宽度与下降脉冲宽度变化和电子的密度有密切关系; 激光脉冲的上升脉冲宽度  $r_p$  越大、电子密度越小; 激光脉冲的下降脉冲宽度越大、电子密度越大。(3) 要尾场势的  $\varphi_{\min}$  取最大值  $r_p$  取小值、 $l_p$  取大值  $r_p$  和  $l_p$  成反比。如尾场势的  $\varphi_{\min}$  取最大值时  $r_p$  分别为 3, 6, 12,  $l_p$  分别近似为 13, 10, 4, 脉冲的总宽度不变。在  $l_p$  分别近似为 5, 10, 13 和  $r_p$  分别近似为 4, 2.5, 1 时都达到峰值。在非对称激光脉冲驱动的激光尾场中, 为了有效地加速电子, 要选择恰当的激光脉冲上升宽度和下降宽度。

#### 参 考 文 献

- [1] SHEN B, LI Y L, KAROLY N, *et al.* Electron injection by a nanowire in the bubble regime [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(5): 053115/1-053115/5.
- [2] 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(7129): 741-744.
- [3] ESAREY E, SCHROEDER C B, LEEMANS W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1229-1285.
- [4] TAJIMA T, DAWSON J M. Laser electron accelerator [J]. *Physics Review Letters*, 1979, 43(4): 267-270.
- [5] PUKHOV A, KOSTYUKOV I. Control of laser-wakefield acceleration by the plasma-density profile [J]. *Physics Review*, 2008, E77(2): 025401/1-025401/2.
- [6] PUKHOV A, MEYER-TER-VEHN J. Laser wakefield acceleration: the highly non-linear broken-wave regime [J]. *Applied Physics*, 2002, B74(4): 355-361.
- [7] SPRANGLE P, ESAREY E, TING A. Nonlinear interaction of intense laser pulse in plasma [J]. *Physics Review*, 1990, A41(8): 4463-4469.
- [8] ESAREY E, SPRANGLE P, KRALL J, *et al.* Overview of plasma-based accelerator concepts [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1996, 24(2): 252-288.
- [9] FAURE J, RECHATIN C, NORLIN A, *et al.* Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses [J]. *Nature*, 2006, 444(7120): 737-739.
- [10] WANG X, ISCHEBECK R, MUGGLI P, *et al.* Positron injection and acceleration on the wake driven by an electron beam in a foil-and-gas plasma [J]. *Physics Review Letters*, 2008, 101(12): 124801/1-124801/4.
- [11] ESIRKEPOV T, BULANOV S V, YAMAGIWA M, *et al.* Electron, positron, and photon wakefield acceleration: trapping wake overtaking, and pondermotive acceleration [J]. *Physics Review Letters*, 2006, 96(1): 014803/1-014803/4.
- [12] BULANOV S V, YAMAGIWA M, ESIRKEPOV T, *et al.* Spectral and dynamical features of the electron bunch accelerated by a short-pulse high intensity laser in an underdense plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12(7): 073103/1-073103/11.
- [13] ZAKIR A, MAMAT M, AIMIDULA A, *et al.* Kinetic energy of accelerated electron in the laser-driven wakefield [J]. *Laser Technology*, 2010, 34(3): 422-424 (in Chinese).

版权所有 ©

《激光技术》编辑部