

文章编号: 1001-3806(2013)01-0130-04

## 正弦三角激光脉冲尾场加速正电子模拟

艾尔肯·扎克尔·阿不都热苏力·阿不都热西提  
(新疆大学 物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

**摘要:** 为了研究正弦三角激光脉冲和低密度的等离子体相互作用时加速正电子的运动,采用数值模拟方法进行了数值计算,得到了被加速正电子的动能。结果表明,由于正弦三角激光脉冲激发产生的 Raman 散射原因,使得被尾场捕获的正电子数增多及相应的初速度增大;非对称正弦三角脉冲的前沿比对称正弦三角脉冲更陡,具有更强的有质动力势,能够产生更强的尾场,因此非对称正弦三角激光脉冲比对称激光脉冲驱动尾场中正电子的能量高。该研究结果说明,非对称正弦三角激光脉冲能够有效地提高正电子的加速效果。

**关键词:** 激光技术;尾场;超短超强激光脉冲;等离子体;第一周期

**中图分类号:** O539 **文献标识码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2013.01.032

## Simulation of positron acceleration in the wakefield of sine laser pulses

ZAKIR Arkin, ABUDOUREXITI Abudouresult

(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

**Abstract:** In order to study the kinetic energy of the accelerated positron in the laser-driven wakefield induced from the interaction of sine laser pulse and the low density plasma, the kinetic energy of positron in the wakefield driven by the symmetric and asymmetric sine laser pulses was numerically simulated. Numerical results show that the number of the accelerated positrons in the wakefield and their initial speed are increased due to the effect of Raman scattering. Moreover, since the rising part of the asymmetric sine pulse is steeper than the symmetric sine pulse, the positrons obtain a higher pondermotive potential and the asymmetric sine pulse induces a high intensity wakefield. As a result, the kinetic energy of the positrons driven by the asymmetric sine laser pulse is higher than that driven by the symmetric sine laser pulse. These results indicate that the asymmetric sine laser pulse can effectively improve the acceleration efficiency of the positrons.

**Key words:** laser technique; wakefield; ultrashort and ultrahigh density laser pulse; plasma; first cycle

### 引 言

超强激光与等离子体相互作用是非常复杂的,目前在国内外有 3 种研究方法,即实验、理论分析及计算机数值模拟。激光等离子体相互作用涉及波与波、波与粒子间的能量交换,非常复杂,很难进行解析研究,需要进行大量的数值模拟。近年来在各种学术刊物发表的研究论文中,数值模拟的比重越来越高。

超短强激光脉冲在低密度等离子体中引起 Langmuir 波(尾场),并以此尾场来可以捕获和加速带电粒子。早在 1979 年,TAJIMA 和 DAWSON 就详细分析了利用纵向的激光尾场作为电子加速场的可能性,并依

照当时的激光技术,提出了利用激光拍频波激发大幅度激光尾场的方案<sup>[1]</sup>。要实现带电粒子的有效加速,需要很强的相对激光脉冲。2002 年, MALKA 等人观测到了能量为 200MeV 的高能电子束,但有 100% 的能散度<sup>[2]</sup>。2004 年, MANGLES, GEDDES, FAURE<sup>[3-5]</sup> 等人的研究小组在激光尾场加速实验中,取得了重大的突破。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>[6]</sup>。2008 年, WANG<sup>[7]</sup> 等人提出了一种获得正电子并加速的方案。他们的方案是,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 [8] ~ 参考文献 [10] 中,讨论了在对称 Gaussian 激光尾场中电子、正电子和光子的加速理论,并指出了超短相对论强激光尾场中 Langmuir 波的第

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)

作者简介:艾尔肯·扎克尔(1973-)男,理学硕士,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:2012-04-17;收到修改稿日期:2012-05-25

一周期是和不是周期性结果的两种分界线的情况,并分析了在此分界线上电子、正电子和光子被捕获取和加速的问题。作者在此理论基础上,进一步讨论对称和非对称正弦三角脉冲驱动的尾场中被加速正电子的相关问题。

### 1 理论模型

正电子在尾场和电磁场中的哈密顿量可以表示为:

$$H(x, t, p) = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_{//}^2} + [cp_{\perp} - eA_{\perp}(x - v_g t)]^2 + e\varphi(x - v_g t) \quad (1)$$

式中  $p_{//}$  和  $p_{\perp}$  是纵向和横向广义动量的分量,  $A_{\perp}$  为电磁脉冲矢势的横向分量,  $\varphi(x - v_g t)$  为尾场势,  $v_g$  为激光脉冲群速度,  $0 < v_g < c$ 。哈密顿函数可以表示  $H - v_g p_{//} = m_e c^2 h_0$ ,  $p_{\perp} = p_{\perp 0}$  其中  $h_0$  和  $p_{\perp 0}$  为常数。令  $v_g/c = \beta_{ph}$ ,  $e\varphi(\xi)/(m_e c^2) = \phi(\xi)$ ,  $p_{//}/(m_e c) = p_x$ ,  $eA_{\perp}(\xi)/(m_e c^2) = a(\xi)$ 。引进了新的自变量  $\xi = x - v_g t$ , 考虑  $p_{\perp} = 0$  将哈密顿函数可写成<sup>[7]</sup>:

$$h(\xi, p_x) = \sqrt{1 + p_x^2 + a^2(\xi)} + \phi(\xi) - \beta_{ph} p_x = h_0 \quad (2)$$

$\beta_{ph} < 1$  时 (2) 式的解为:

$$p_x = \gamma_{ph}^2 \left\{ \beta_{ph} [h_0 - \phi(\xi)] \pm \sqrt{[h_0 - \phi(\xi)]^2 - \gamma_{ph}^{-2} [1 + a^2(\xi)]} \right\} \quad (3)$$

式中  $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$  是相对论因子, 加减符号分别代表  $\xi$  随时间增加和减少, 若激光脉冲的群速度或尾场的相速度接近光速 ( $\beta_{ph} \rightarrow 1$ ) 且尾场势等于 0 ( $\phi(\xi) = 0$ ) 时  $p_x = [1 + a^2(\xi) - h_0^2]/(2h_0)$ , 此公式是正电子在真空中电磁场的纵向动量。如果  $h_0 = 1$ ,  $p_x = a^2(\xi)/2$ 。

正电子从  $\xi_s$  (起点位置) 移到  $\xi_t$  (顶点位置) 需要动能为:

$$\varepsilon_{kin} = \varepsilon_{kin}(\xi_t) - \varepsilon_{kin}(\xi_s) = \beta_{ph} [p_x(\xi_t) - p_x(\xi_s)] - \phi(\xi_t) + \phi(\xi_s) \quad (4)$$

式中  $\varepsilon_{kin}(\xi_t) = \sqrt{1 + p_x^2(\xi_t) + a^2(\xi_t)} - 1 = \beta_{ph} p_x - \phi(\xi_t) + h_0 - 1$ ,  $\varepsilon_{kin}(\xi_s) = \sqrt{1 + p_x^2(\xi_s) + a^2(\xi_s)} - 1 = \beta_{ph} p_x(\xi_s) - \phi(\xi_s) + h_0 - 1$ 。

正电子在哈密顿函数  $h(\xi, p_x)$  区域内被捕获取且加速, 从而尾场中得到很高的能量。

### 2 数值模拟结果

在激光与等离子体相互作用时, 受激喇曼散射经常发生在激光激发的尾场中, 为了有效地捕获和加速

带电粒子, 带电粒子必须有较高的初速度, 或者产生更大振幅的尾场。对此, XU 等人<sup>[11]</sup> 提出了利用“受激 Raman 散射”增加电子初速度的想法: 使入射的激光脉冲沿传播方向为“三角”形状。“三角”脉冲平缓的上升沿将在“受激 Raman 散射”的作用下逐渐加速电子, 而用“三角脉冲”的陡峭的下降沿产生的有质动力激发等离子体尾场。从而增大带电粒子的初速度, 增加尾场“捕获和加速”的带电粒子数。另外, 在尾场的前半周期与电子不同, 作用在正电子上的尾场力和激光脉冲的有质动力将正电子拉向同一方向(前方), 因此正电子加速到很高的能量。

#### 2.1 对称三角脉冲驱动的尾场

强激光脉冲在低密度的等离子体中传播, 等离子体密度为  $n_e = 0.01 n_{cr}$ , 在激光脉冲后面产生非常强的尾场, 由 Poisson 方程可描述激光脉冲在等离子体中激发的尾场<sup>[8]</sup>:

$$\phi'' = k_p^2 \gamma_{ph}^3 \beta_{ph} \{ (1 + \phi) [\gamma_{ph}^2 (1 + \phi)^2 - 1 - a^2(\xi)]^{-1/2} - (\mu - \phi) [\gamma_{ph}^2 (\mu - \phi)^2 - \mu^2 - a^2(\xi)]^{-1/2} \} \quad (5)$$

式中  $\phi$  对  $\xi$  坐标求微分,  $k_p = \omega_{pe}/c$ ,  $\omega_{pe}$  是等离子体频率,  $k_p$  是波数,  $\mu = m_i/m_e = 1836$ , 是离子和正电子质量比。为了说明哈密顿函数  $h(\xi, p_x)$  系统的一般性质, 选取了  $p_{\perp 0} = 0$ ,  $a_0 = 2$ ,  $a(\xi) = a_0 \sin[(1 + \xi/L_p)\pi/2]$  的对称正弦三角激光脉冲。激光脉冲  $a$  驱动的尾场势  $\phi(\xi)$  和纵向电场  $E$  如图 1 所示。

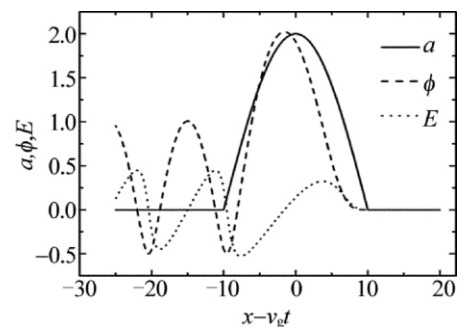


Fig. 1 Wakefield excited by an symmetric sine laser pulse with  $a_0 = 2$  and  $L_p = 10$

初始动量为  $p_{x0}$  正电子(初始动量  $p_{x0}$  的取值范围为:  $\beta_{ph} > p_{x0} > \gamma_{ph}^2 [\beta_{ph} \Delta - (\Delta^2 - \gamma_{ph}^{-2})^{1/2}]$ ) 赶上激光脉冲加速, 最大能量为:

$$\varepsilon_{kin} = \gamma_{ph}^2 [\Delta + \beta_{ph} (\Delta^2 - \gamma_{ph}^{-2})^{1/2}] \quad (6)$$

式中  $\Delta = \phi + \gamma_{ph}^{-1} [1 + a^2(\xi)]$ 。  $\gamma_{ph} \gg 1$  时, 正电子的最大能量为  $\varepsilon_{kin} = 2\gamma_{ph}^2 \phi + 2\gamma_{ph} [1 + a^2(\xi)]^{1/2}$ 。由于尾场势  $\phi(\xi)$  总是比激光脉冲  $a(\xi)$  慢, 有质动力将正电子加速到很高的能量。如果激光脉冲长度比尾场波长长得多, 即  $L_p \gg \lambda_{wf}$  时, 由于  $\phi \approx a_0$ , 最大能量为

$$\varepsilon_{kin} \approx \gamma_{ph}^2 (1 + \beta_{ph}) a_0$$

(2) 式中的哈密顿量  $h(\xi, p_x)$  的相平面图见图 2。通过分析图 2 可知, 正电子从  $\xi \approx 1.5$  点注入跟着激光脉冲运动。(3) 式的解会出现一个固定点(奇点)。利用和图 1 同样的参量来计算, 就得到固定点出现在  $(\xi, p_x) \approx (-1.5, 21.8)$  (见图 2), 这个点刚好对应尾场势最大的点。如果正电子注入到尾场势最大的那一点, 就可以被尾场俘获并加速。图 3 是激光强度分别为  $a_0 = 1, \mu_0 = 2, \mu_0 = 3$  的激光长度与正电子的加速动能的关系。由图 3 可以看出, 正电子先达到峰值 ( $a_0 = 2, L_p = 3.8$  时  $\varepsilon_{kin} = 582.34629$ ), 然后随着激光长度的增长正电子的动能变大。

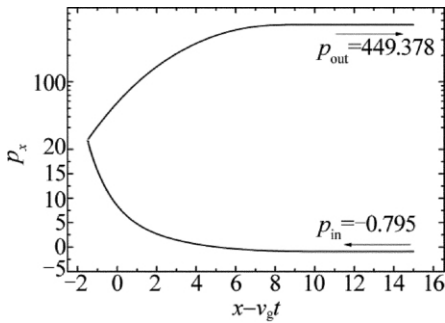


Fig. 2 Positron phase space by a symmetric sine laser pulse

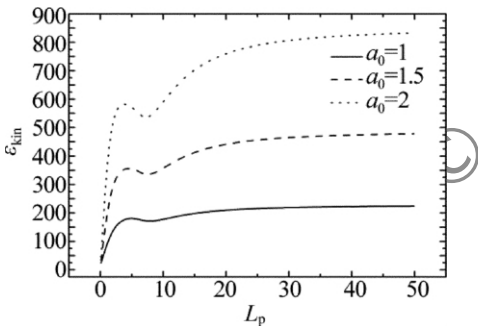


Fig. 3 Relationship between  $\varepsilon_{kin}$  and  $L_p$  for the sine laser pulse

## 2.2 非对称正弦三角脉冲驱动的尾场

激光脉冲是已知的非对称正弦三角脉冲, 即:

$$\begin{cases} a(\xi) = a_0 \sin\left[\frac{\left(1 + \frac{\xi}{l_p}\right)\pi}{2}\right] \theta(\xi + l_p) & (\xi < 0) \\ a(\xi) = a_0 \sin\left[\frac{\left(1 - \frac{\xi}{r_p}\right)\pi}{2}\right] \theta(r_p - \xi) & (\xi \geq 0) \end{cases} \quad (7)$$

式中  $\theta$  为 Heaviside 阶梯函数 ( $\xi \geq 0$  时  $\theta(\xi) = 1$ ;  $\xi < 0$  时  $\theta(\xi) = 0$ );  $a_0 = 2$ ; 等离子体密度  $n_e = 0.01 n_{cr}$ ; 激光脉冲宽度  $L_p = l_p + r_p$  ( $r_p$  是脉冲上升宽度,  $l_p$  是脉冲下降宽度); 描述尾场的  $\phi(\xi)$  由 (5) 式表示。图 4 是非对称正弦三角脉冲  $n_e = 0.01, \mu_0 = 2, l_p = 8.5, r_p = 1.5$  ( $L_p = l_p + r_p$ ) 时的脉冲(实线)、尾场势(虚线)、纵向电场(点线)的关系图。图 5 是正电子的动量相空间, 固

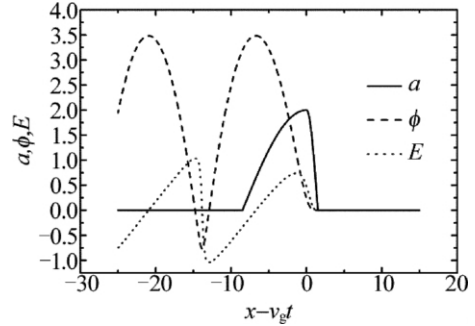


Fig. 4 Wakefield excited by an asymmetric sine laser pulse

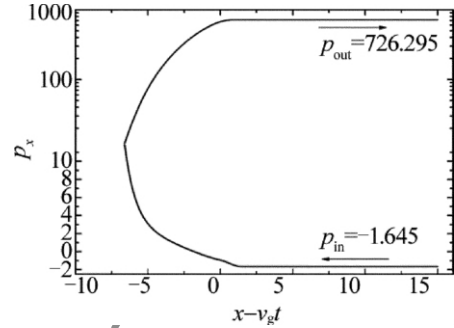


Fig. 5 Positron phase space by an asymmetric sine laser pulse

定点为  $(\xi, p_x) \approx (-6.67, 12.0411)$ 。

图 6 是脉冲宽度与正电子被加速动能之间的关系。脉冲宽度  $L_p \approx 9.7$  时正电子获得最大能量即  $\varepsilon_{kin} \approx 748.50869$ 。图 7 是正电子的加速动能和非对称正弦三角脉冲的上升长度与下降长度比例之间的关系。脉冲的下降长度与上升长度比例  $l_p/r_p \approx 12.85714$  时正电子获得的能量最大, 即  $\varepsilon_{kin} \approx 748.50869$ 。从图 6 和图 7 可以看出都有个峰值, 然后

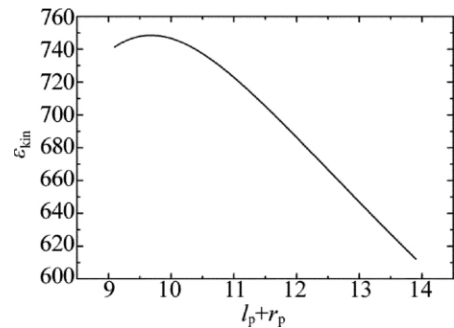


Fig. 6 Relationship between the laser pulse length  $L_p = l_p + r_p$  and the kinetic energy

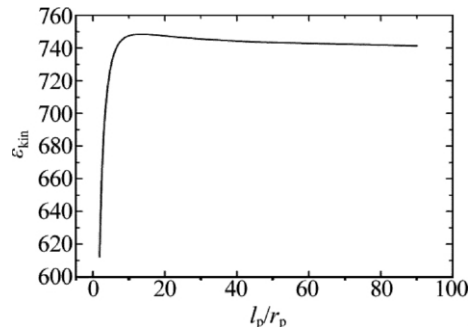


Fig. 7 Relationship between the ratio of falling length  $l_p$  to rising length  $r_p$  and the net kinetic energy

从这个峰值开始变小。

### 3 结 论

在激光与等离子体参量一样的条件下,做了一些加速正电子的数值模拟工作。通过数值结果,得到以下结论。

(1) 在对称和非对称正弦三角激光尾场中,正电子被尾场俘获并加速。

(2) 正弦三角激光脉冲和等离子体相互作用中,发生 Raman 散射,增大了被尾场捕获的正电子数和初速度。

(3) 作用在正电子上的尾场力和激光脉冲的有质动力将正电子拉向同一方向(前方),因此正电子加速到很高的能量。

(4) 非对称正弦三角脉冲的前沿比对称正弦三角脉冲更陡,具有更强的有质动力,能够产生更强的尾场。因此,非对称正弦三角脉冲的加速效果比对称正弦三角脉冲加速效果好。

#### 参 考 文 献

- [1] TAJIMA T, DAWSON J M. Laser electron accelerator [J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(4): 267-270.
- [2] MALKA V, FRITZLER S, LEFEBVRE E, *et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse [J]. *Science*, 2002, 298(5598): 1596-1600.
- [3] MANGLES S P D, MURPHY C D, NAJMUDINZ, *et al.* Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions [J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 535-538.
- [4] GEDDES C G R, TOTH C S, van TILBORG J, *et al.* High-quality-electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding [J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 538-541.
- [5] FAURE J, GLINEC Y, PUKHOV A, *et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams [J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 541-544.
- [6] 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.
- [7] 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]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(12): 124801.
- [8] ESIRKEPOV T, BULANOV S V, YAMAGIWA M, *et al.* Electron, positron, and photon wakefield acceleration: trapping wake overtaking, and ponderomotive acceleration [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1): 014803.
- [9] 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.
- [10] 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).
- [11] XU H, CHANG W W, YIN Y, *et al.* PIC simulation of the wake field acceleration driven by triangle-shaped laser pulse [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(3): 818-823 (in Chinese).

版权所有 ©

《激光技术》编辑部