

# Compton 散射下正弦三角等离子体中正电子的加速

张凯萍 毛建景 郝东山\*

郑州工业应用技术学院信息工程学院, 河南 新郑 451150

**摘要** 应用多光子非线性 Compton 散射模型和数值模拟方法, 研究了正弦三角超强激光等离子体的尾场对正电子加速, 提出了将入射超强激光和非线性 Compton 散射光作为等离子体尾场对正电子加速的新机制, 给出了正电子加速能量修正公式和数值模拟结果。结果表明: 使用非对称正弦三角激光脉冲的等离子体尾场加速正电子优于对称正弦三角激光脉冲的尾场情况, 散射使非对称正弦三角耦合激光脉冲宽度和上升长度与下降长度之比缩小, 正电子获得的加速能量显著增大。这是因为正电子频率增大, 横向速度各向异性分布增强, 尾场限制了正电子横向加速能量, 导致正电子在激光传输方向加速能量增大。

**关键词** 非线性光学; 等离子体; 超强激光; 尾场; 耦合; 正电子; 多光子非线性 Compton 散射

中图分类号 O539

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.031901

## Positive Electron Acceleration in Sine Triangulation Plasma under Compton Scattering

Zhang Kaiping Mao Jianjing Hao Dongshan

*School of Information Engineering, Zhengzhou University of Industrial Technology, Xinzheng, Henan 451150, China*

**Abstract** By using the model of multi-photon nonlinear Compton scattering and numerical simulating method, the positive electron acceleration in the wake field of the sine triangulation extra-intense laser-plasma is studied, a new mechanism on the positive electron acceleration in the plasma wake field produced by the incident extra-intense laser and nonlinear Compton scattered light is given, and the revised formula and numerical simulation results on the positive electron acceleration energy are given out. The results show that the acceleration effect on the plasma wake field of the extra-intense laser pulse of non-symmetry sine triangle to the positive electron is better than the plasma wake field of the extra-intense laser pulse of symmetry sine triangle, the width of the coupling laser pulse of the non-symmetry sine triangle and the ratio of the pulse increasing length and decreasing length is decreased by Compton scattering, and the acceleration energy of the positive electron is clearly increased. The causes that acceleration energy in the laser propagation direction of the positive electron is increased are that the positive electron frequency increases, the anisotropic distribution of the transverse speed of the positive electron is increased and the acceleration energy in the transverse direction of the positive electron is limited by the wake field.

**Key words** nonlinear optics; plasma; extra-intense laser; wake field; coupling; positive electron; multi-photon nonlinear Compton scattering

**OCIS codes** 190.4360; 140.3460; 270.0270; 160.5928; 350.5400

## 1 引言

随着激光脉冲啁啾技术的重大突破, 利用超强激光等离子体中尾场对粒子加速已成为现实。因该加速机制具有重要应用, 如核聚变快点火、X射线激光、热烧蚀效应和粒子加速等, 故引起人们极大关注和深入研究<sup>[1-9]</sup>。在强激光等离子体尾场对粒子加速的研究中, 曾提出激光倍频激发尾场加速电子<sup>[10-11]</sup>、激光尾场加速正电子<sup>[12]</sup>和对称高斯尾场加速粒子<sup>[13]</sup>等加速方案, 并取得了一些实验成果<sup>[14-16]</sup>。郝东山<sup>[17]</sup>指出, 非线性

收稿日期: 2014-08-22; 收到修改稿日期: 2014-10-08; 网络出版日期: 2015-02-06

基金项目: 河南省基础与前沿技术研究资助项目(092300410227)、河南省教育厅科学技术研究重点项目(12B520063)

作者简介: 张凯萍(1984—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事信息传输与图像处理技术等方面的研究。E-mail: 673471646@qq.com

\* 通信联系人。E-mail: haodongshan1948@126.com

Compton 散射可在等离子体中形成强尾场,并对粒子加速产生重要影响。近期,艾尔肯等<sup>[18]</sup>指出,用非对称正弦三角激光脉冲等离子体尾场能有效提高正电子的加速效果。应指出的是,在对正弦三角激光脉冲尾场加速正电子的研究中,均未考虑非线性 Compton 散射因素。实验表明<sup>[19]</sup>,等离子体中激光强度达  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> 量级时,非线性 Compton 散射开始显现。可见,研究正三角超强激光等离子体尾场对正电子加速时,非线性 Compton 散射因素应给予考虑,本文对该问题进行了研究。

## 2 理论分析

超强激光等离子体中发生非线性 Compton 散射(简称散射)时,散射光子频率为<sup>[17]</sup>

$$\omega_s = \omega \left[ \frac{N(1 + \beta \cos \varphi)(1 - \beta_l \cos \varphi')}{\eta^2 + \eta N \hbar \omega (1 + \beta \cos \varphi)(1 - \cos \varphi') / mc^2} + 1 \right], \quad (1)$$

式中  $\eta = (\gamma - \gamma_l) / |\gamma - 1|$  为散射非弹性参量,  $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  和  $\gamma_l = [1 - (v_l/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_l^2)^{-1/2}$  及  $v$  和  $v_l$  为电子散射前后洛伦兹因子及速度,其中  $\beta = v/c$  和  $\beta_l = v_l/c$  为电子散射前后的速度与真空中光速的比值,  $N$ 、 $\varphi$ 、 $\varphi_l$  和  $\varphi'$ 、 $c$ 、 $\hbar = 2\pi\hbar$ 、 $\omega$ 、 $m$  分别为与电子作用光子数、电子和光子方向夹角、电子静止系中电子和散射光子运动方向夹角和光子散射角、真空中光速、普朗克常数、入射光频、电子静质量。正电子在入射和散射光尾场中的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H + \Delta H \approx & \left\{ m^2 c^4 + c^2 p_{\parallel}^2 + [cp_{\perp} - eA_{\perp}(x - v_g t)]^2 + e\varphi(x - v_g t) \right\} + \left\{ m^2 c^4 + 2c^2 p_{\parallel} \Delta p_{\parallel} + \right. \\ & \left. 2[cp_{\perp} - e\varphi(x - v_g t)] + \left\{ m^2 c^4 + 2c^2 p_{\parallel} \Delta p_{\parallel} + 2[cp_{\perp} - eA_{\perp}(x - v_g t)] \times \right. \right. \\ & \left. \left. [c\Delta p_{\perp} - e\Delta A_{\perp}(x - v_g t) + eA_{\perp} \Delta v_g t] + e\Delta\varphi(x - \Delta v_g t) \right\} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

式中  $H$ 、 $p_{\parallel}$  和  $p_{\perp}$ 、 $A_{\perp}$ 、 $\varphi(x - v_g t)$ 、 $v_g$  及  $\Delta H$ 、 $\Delta p_{\parallel}$  和  $\Delta p_{\perp}$ 、 $\Delta A_{\perp}$ 、 $\Delta\varphi(x - \Delta v_g t)$ 、 $\Delta v_g$  分别为散射前哈密顿、纵和横向广义动量分量、激光矢势横向分量、尾场势和群速及其扰动,  $e$  为电子电量。若  $0 < v_g + \Delta v < c$ , 哈密顿为  $H + \Delta H \approx v_g p_{\parallel} + (\Delta v_g p_{\parallel} + v_g \Delta p_{\parallel}) = mc^2 h_0 + mc^2 \Delta h_0$ ,  $p_{\perp} = p_{\perp 0}$ ,  $\Delta p_{\perp} = \Delta p_{\perp 0}$ ,  $h_0$  和  $p_{\perp 0}$  及  $\Delta h_0$  和  $\Delta p_{\perp 0}$  为无散射常数及其扰动。令  $v_g/c = \beta$ ,  $\Delta v_g/c = \Delta\beta$ ,  $e\varphi(s)/mc^2 = \phi(s)$ ,  $e\Delta\varphi/mc^2 = \Delta\phi$ ,  $p_{\parallel}/mc = p_x$ ,  $\Delta p_{\parallel}/mc = \Delta p_x$ ,  $eA_{\perp}(s)/mc^2 = a(s)$ ,  $e\Delta A_{\perp}/mc^2 = \Delta a$ , 引入  $s = x - v_g t$ ,  $\Delta s = x - \Delta v_g t$ 。考虑  $p_{\perp} = \Delta p_{\perp} = 0$ , 则哈密顿可写为

$$h(s, p_x) + \Delta h \approx [1 + p_x^2 + a^2(s) + \phi(s) - \beta p_x] + (2p_x \Delta p_x + 2a\Delta a + \Delta\phi - \Delta\beta p_x - \Delta\beta p_x). \quad (3)$$

当  $\beta + \Delta\beta < 1$  时, (3) 式的解为

$$\begin{aligned} p_{cx} \approx & \gamma^2 \{ (h_0 - \phi)\beta \pm [(h_0 - \phi)^2 - (1 + a^2)\gamma^2] \} + \gamma^2 \{ (\Delta h_0 - \Delta\phi)\beta \pm (h_0 - \phi)\Delta\beta \pm \\ & 2[(\Delta h_0 - \Delta\phi)(h_0 - \phi) - a\Delta a\gamma^2] + 2\gamma\Delta\gamma \{ (h_0 - \phi)\beta \pm [(h_0 - \phi)^2 - (1 + a^2)\gamma^2] \} \}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中  $\beta$  和  $\Delta\beta$  为散射前相对论因子及其扰动。若耦合光群速或尾场相速接近光速且尾场势为 0, 正电子在等离子体中的耦合纵向动量  $p_{cx} \approx [1 + a^2(s) - h_0^2 + 2a(s)\Delta a(s) - 2h_0\Delta h_0] / 2h_0$ 。若  $h_0 + \Delta h_0 = 1$ , 则  $p_{cx} \approx [a^2(s) + 2a(s)\Delta a(s)] / 2$ 。正电子从起点位置  $s_s$  移到顶点位置  $s_t$  所需动能为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ct} = \varepsilon_{ct}(s_t) - \varepsilon_{ct}(s_s) \approx & \left\{ \beta [p_x(s_t) - p_x(s_s)] - \phi(s_t) + \phi(s_s) \right\} + \left\{ \beta [\Delta p_x(s_t) - \Delta p_x(s_s)] + \right. \\ & \left. \Delta\beta [p_x(s_t) - p_x(s_s)] - \Delta\phi(s_t) + \Delta\phi(s_s) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $\varepsilon_{ct}(s_t) \approx [\beta p_x(s_s) - \phi(s_s) + h_0 - 1] + (\Delta\beta p_x + \beta\Delta p_x - \Delta\phi + \Delta h_0)$ 。(5) 式右端第二项为散射扰动项。可见, 散射使正电子可在哈密顿区域内被俘获, 且从耦合尾场中得到更高的加速能量。

## 3 数值计算

### 3.1 散射下对称正弦三角脉冲尾场

耦合激光在等离子体中激发的尾场为<sup>[18]</sup>

$$\begin{aligned} \psi_{cl} \approx & k_p^2 \gamma^3 \beta^2 (1 + \phi) \left\{ [(1 + \phi)^2 \gamma^2 - 1 - a^2]^{-1/2} - (\mu - \phi) \left\{ [(\mu - \phi)^2 \gamma^2 - \mu^2 - a^2]^{-1/2} \right\} \right\} + \\ & k_p^2 \beta^2 \gamma^3 \left\{ \left[ \Delta\phi [(1 + \phi)^2 \gamma^2 - 1 - a^2] + (1 + \phi) [2(1 + \phi)^2 \gamma \Delta\gamma - 1 - a^2] + [2\gamma^2 (1 + \phi) \Delta\phi - a\Delta a] \right]^{-1/2} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& (\mu - \phi) [2\gamma(\mu - \phi)^2 \Delta\gamma - \gamma^2(\mu - \phi)\Delta\phi - a\Delta a]^{-1/2} + 2k_p \Delta k_p \gamma^3 \beta^2 \left\{ (1 + \phi) [\gamma^2(1 + \phi)^2 - 1 - a^2]^{-1/2} - \right. \\
& (\mu - \phi) [\gamma^2(\mu - \phi)^2 - \mu^2 - a^2]^{-1/2} \left. + \frac{2k_p^2 \gamma^2}{\beta^2 \Delta\gamma} (1 + \phi) \left\{ [\gamma^2(1 + \phi)^2 - 1 - a^2]^{-1/2} - (\mu - \phi) [\gamma^2(\mu - \phi)^2 - \mu^2 - a^2]^{-1/2} \right\} + \right. \\
& \left. \frac{2k_p^2 \gamma^3}{\beta \Delta\beta} (1 + \phi) \left\{ [\gamma^2(1 + \phi)^2 - 1 - a^2]^{-1/2} - (\mu - \phi) [\gamma^2(\mu - \phi)^2 - \mu^2 - a^2]^{-1/2} \right\} \right\}, \quad (6)
\end{aligned}$$

式中  $k_p = \omega_p/c$  和  $\Delta k_p = \Delta\omega_p/c$  为等离子体波数及其扰动,  $\omega_p$  和  $\Delta\omega_p$  为等离子体频率及其扰动,  $\mu = m_i/m = 1836$  是质子与正电子质量比, (6)式右端第二项为扰动项。正电子获得的最大加速能量为

$$\varepsilon_{ck} \approx \gamma^2 \left[ \delta + \beta(\delta^2 - \gamma^{-2})^{1/2} \right] + 2\gamma\Delta\gamma \left\{ \left[ \delta + \beta(\delta^2 - \gamma^{-2})^{1/2} \right] + \gamma^2 \left[ \Delta\delta + \Delta\beta(\delta^2 - \gamma^{-2})^{1/2} + \beta\sqrt{2\delta\Delta\delta} \right] \right\}, \quad (7)$$

式中  $\delta = \phi + (1 + a^2)/\gamma$  和  $\Delta\delta = \Delta\phi + 2a\Delta a/\gamma$ 。取等离子体密度  $n_e = 0.01n_{cp}$ , 其中  $n_{cp}$  为等离子体临界密度。取  $p_{\perp 0} = 0$ ,  $a_0 = 1.9$ ,  $\Delta a_0 = 0.1$ ,  $a(\zeta) = a_0 \sin(1 + \zeta/L_p)/2$ ,  $\Delta a = \Delta a_0 \sin[(1 + \zeta/L_p)/2]$  三角脉冲, 耦合脉冲  $a_c$  驱动的尾场势  $\phi_c$  和纵电场  $E_c$  如图 1 所示。由图 1 知, 曲线较散射前  $L_p = -2.5$  左移了 0.25,  $a_c$ 、 $\Phi_c$  和  $E_c$  的最大值分别为 2、2 和 0.48, 分别增加了 0.02、0.1 和 0.1。

耦合脉冲相平面如图 2 所示。若脉冲长度远大于尾场波长, 即  $\phi_c \approx a_c$ , 则最大能量  $\varepsilon_{ckm} \approx \gamma^2(1 + \beta)a_0 + [2\gamma\Delta\gamma(1 + \beta)a_0 + \gamma^2\Delta\beta a_0 + \gamma^2(1 + \beta)\Delta a_0]$ 。由图 2 知, 正电子由  $\zeta = 1.4$  点注入跟随脉冲运动, 用图 1 中的参数计算, 得到  $\zeta \approx -1.4$  和  $p_{cx} \approx 20.7$  拐点, 该点对应最大尾场势, 较散射前的  $\zeta \approx -1.5$  和  $p_{cx} \approx 21.8$  分别减小了 0.1 和 1.1。可见, 在此点注入的正电子可被光场俘获并获得更大的加速能量。

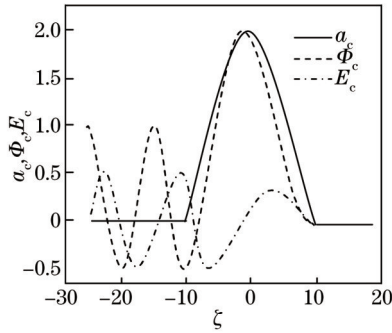


图 1 对称正弦三角激光脉冲尾场势和纵向电场示意图

Fig.1 Sketch map on wake field power and longitudinal electric field of laser pulse of symmetry sine triangle

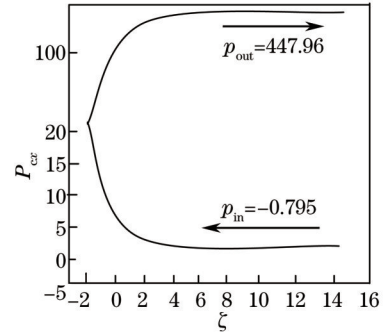


图 2 对称正弦三角耦合激光脉冲中正电子动量相图

Fig.2 Phase map of momentum of positive electron in coupling laser of symmetry sine triangle

正电子动能随耦合激光脉冲下降宽度的变化如图 3 所示。由图 3 知, 当  $a_c = 2$ ,  $L_{cp} = 3.8$  时, 正电子动能先到达峰值  $\varepsilon_{ckm} \approx 601$ , 较散射前的  $\varepsilon_{ckm} \approx 582.35$  增大了 18.65, 后随激光长度增大较快增大。

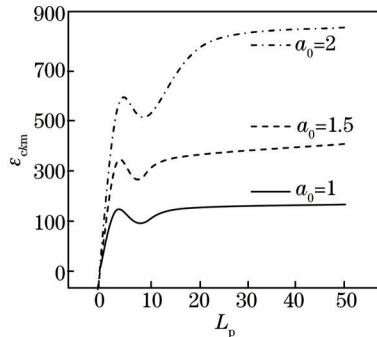


图 3 正电子动能随激光长度变化关系

Fig.3 Changing of positive electron kinetic energy along laser length

### 3.2 散射下非对称正弦三角脉冲尾场

取耦合非对称正弦三角激光脉冲为

$$a_c(s) \approx a_0 \sin[(1 + s/L_p)\pi/2]\theta(s + L_p) + \Delta a_0 \sin[(1 + s/L_p)\pi/2]\theta(s + L_p), s < 0,$$

$$a_c(s) \approx a_0 \sin[(1 + s/r_p)\pi/2]\theta(r_p - s) + \Delta a_0 \sin[(1 + s/r_p)\pi/2]\theta(r_p - s), s \geq 0, \quad (8)$$

式中  $\theta$  为 Heaviside 阶梯函数, 且  $s \geq 0$  时,  $\theta = 1$ ,  $s < 0$  时,  $\theta = 0$ ,  $L_p$  和  $r_p$  是脉冲下降和上升宽度。

取  $n_c = 0.009$  和  $\Delta n_c = 0.001$ ,  $a_0 = 1.9$  和  $\Delta a_0 = 0.1$ ,  $L_p = 8.5$ ,  $r_p = 1.5$  时, 非对称耦合脉冲相平面如图 4 所示。由图 4 知,  $a_c$ 、 $\Phi_c$  和  $E_c$  曲线较散射前  $s = -25$  左移了 0.25, 三者最大值分别为  $a_{\max} = 2.1$ 、 $\phi_{\max} = 3.7$ 、 $E_{\max} = 1.2$ , 较散射前的最大值 2.0、3.5 和 1.0 分别增大了 0.1、0.2 和 0.2。

正电子动量相空间如图 5 所示。由图 5 知, 奇点为  $s = -4.62$  和  $p_{cx} \approx 11.23$ , 较散射前  $s = -6.67$  和  $p_{cx} \approx 12.04$  分别减小了 2.05 和 0.81。

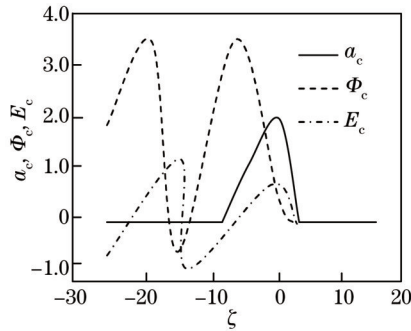


图 4 非对称正弦三角耦合尾场势和纵向电场示意图

Fig.4 Sketch map on wake field power and longitudinal electric field of laser pulse of non-symmetry sine triangle

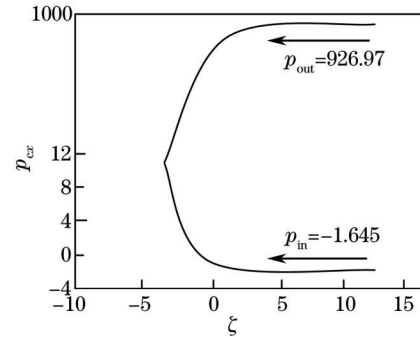


图 5 非对称正弦三角耦合脉冲中正电子动量相图

Fig.5 Phase map of momentum of positive electron in coupling laser of non-symmetry sine triangle

正电子加速动能随耦合脉冲下降宽度变化如图 6 所示。由图 6 知,  $L_p \approx 6.7$  时, 正电子获得最大加速能量为  $\varepsilon_{\max} \approx 1083.67$ , 较散射前的  $\varepsilon_{\max} \approx 748.51$  增加了 335.16。可见, 脉冲最小宽度缩短时正电子获得最大加速能量显著增大。这是因散射使正电子频率增大, 横向速度各向异性分布增强, 场限制了正电子横向加速能量的缘故。

正电子获得的最大加速动能随非对称正弦三角耦合激光脉冲上升与下降宽度之比的变化关系如图 7 所示。由图 7 知, 当  $L_p/r_p \approx 11.89$  时, 正电子获得的最大加速动能为  $\varepsilon_{\max} \approx 1083.67$ , 较散射前的  $L_p/r_p \approx 12.86$  和  $\varepsilon_{\max} \approx 748.51$  分别减小和增大了 0.97 和 335.16。可见, 散射使非对称三角正弦耦合激光脉冲上升与下降长度之比有所减小时, 正电子仍能获得更高的加速能量。

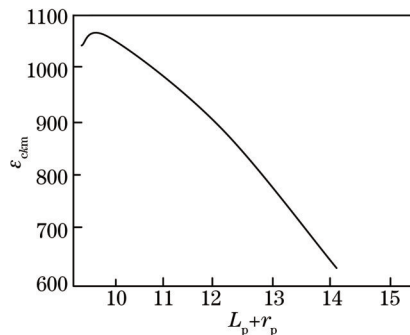


图 6 正电子加速动能随非对称耦合脉冲下降宽度变化关系

Fig.6 Change of positive electron acceleration energy width coupling pulse decreasing width

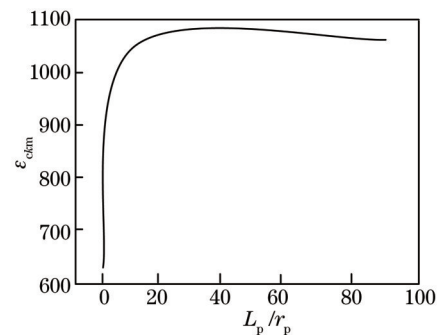


图 7 正电子加速动能随非对称耦合脉冲上升和下降长度比变化关系

Fig.7 Change of positive electron acceleration energy along ratio of increasing and decreasing widths of coupling pulse

## 4 结 论

基于多光子非线性 Compton 散射模型和数值计算方法, 研究了入射光和 Compton 散射光形成的正弦

三角耦合激光脉冲的尾场对等离子体中正电子加速的影响,提出了将入射光和散射光作为等离子体中正电子加速的新机制,给出了尾场对正电子加速动能表达式和数值计算结果,并进行了初步物理解释。研究结果表明:使用非对称正弦三角激光脉冲的尾场加速正电子优于对称正弦三角激光脉冲的尾场情况,散射使耦合激光脉冲宽度和上升长度与下降长度之比缩小,正电子获得的加速能量显著增大。这是因为正电子频率增大,横向速度各向异性分布增强,Weibel场限制了正电子横向加速能量,导致正电子在激光传输方向加速能量增大。这些结论对于进一步了解场和粒子作用实质、研究等离子体的非线性理论、等离子体非线性的应用,如涉及等离子体通道天线等应用具有一定的参考价值。

### 参考文献

- 1 Duan Liwei, Hong Yanji. Ignition mode of non-thermal nanosecond-pulse transient plasma[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(11): 2777-2779.  
段立伟, 洪延姬. 瞬时纳秒脉冲等离子体点火模式[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(11): 2777-2779.
- 2 Wang Ruirong, Chen Weimin, Xie Dongzhu. Characteristics of X-ray photons in tilted incident laser-produced plasma [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(3): 387-390.  
王瑞荣, 陈伟民, 谢东珠. 斜辐照激光等离子体辐射 X 光子特性[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(3): 387-390.
- 3 Bin Jianhui, Lei Anle, Yu Wei. Influence of initial plasma temperature on energetic proton generation from laser-plasma interactions[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(6): 1416-1419.  
宾建辉, 雷安乐, 余 玮. 等离子体初始温度对强激光与等离子体相互作用中的高能质子产生的影响[J]. 中国激光, 2009, 36(6): 1416-1419.
- 4 Wen Hua, Hao Xiaofei, Hao Dongshan. Influence of initial plasma temperature on proton generation under Compton scattering[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(8): 081902.  
文 桦, 郝晓飞, 郝东山. Compton 散射下等离子体初温对质子产生的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(8): 081902.
- 5 Song Zhenxing, He liming, Zhang Jianbang, *et al.*. 3D numerical simulation of supersonic plasma ignition process[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24 (11): 2747-2750.  
宋振兴, 何立明, 张建邦, 等. 超音速等离子体快点火过程的三维数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(11): 2747-2750.
- 6 Yan Xiliang, Hao Dongshan. Influences of Compton scattering on the self-focusing of the intense laser-pulse on underdense plasma[J]. Optical Technique, 2014, 40(1): 50-52.  
闫喜亮, 郝东山. Compton 散射对短脉冲强激光在次临界等离子体中的自聚焦的影响[J]. 光学技术, 2014, 40(1): 50-52.
- 7 Zhang Xingqiang, Lu Jianye. Preliminary analysis of laser sustained plasma propulsion mechanism[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(8): 0802008.  
张兴强, 鲁建业. 激光等离子体推进机理的初步分析[J]. 中国激光, 2013, 40(8): 0802008.
- 8 Hao Dongshan. Influences of Compton scattering to temporal evolution of plasma density in femto-second light filaments[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0505002.  
郝东山. 康普顿散射对飞秒光丝中等离子体密度时演特性的影响[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0505002.
- 9 Feng Guanghui, Hao Dongshan. Influences of Compton scattering on transverse dispersion of relativistic electron-positron plasma[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(3): 031401.  
冯光辉, 郝东山. Compton 散射对相对论正负电子对等离子体横色散的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(3): 031401.
- 10 T Tajima, J M dawson. Laser electron accelerator[J]. Physical review Letters, 1979, 43(4): 267-270.
- 11 X Wang, R Ischebeck, P Muggli, *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): 124801-124805.
- 12 T Esirkepov, S V Bulanov, M Yamagiwa, *et al.*. Electron, Positron, and photon wakefield acceleration: Trapping roake overtaking, and ponderomotive acceleration[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(1): 014803.
- 13 S V Bulanov, M Yamagiwa, T Esirkepov, *et al.*. Spectral and dynamical leathers of the electron bunch accelerated by a short-pulse high intensity laser in an underdense plasma[J]. Physics of Plasmas, 2005, 12(7): 073103.
- 14 Lai Guojun, Ji Peiyong. Photon acceleration based laser-plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2000, 49(12): 2339-2403.  
赖国俊, 季沛勇. 基于激光等离子体的光子加速[J]. 物理学报, 2000, 49(12): 2339-2403.
- 15 Liu Xiaolan, Liu Sanqiu, Yang Xiaosong. Strong Langmuir turbulence excited by laser near critical surface[J]. Laser Technology, 2007, 31(2): 213-216.



- 刘笑兰, 刘三秋, 杨小松. 激光等离子体临界界面处的墙朗缪尔湍动[J]. 激光技术, 2007, 31(2): 213-216.
- 16 Chen Huaying, Liu Sanqiu. Collapse behavior of laser beam in plasma[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2010, 22(12): 2885-2888.
- 陈华英, 刘三秋. 激光在等离子体中的坍塌行径[J]. 强激光与粒子束, 2010, 22(12): 2885-2888.
- 17 Hao Dongshan. Influence of modulation instability induced by Langmuir turbulence in plasma[J]. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2013, 33(1): 19-24.
- 郝东山. 等离子体中朗缪尔湍动对调制不稳定性的影响[J]. 核聚变与等离子体物理, 2013, 33(1): 19-24.
- 18 Zakir Arkin, Abudourexiti Abudoureuti. Simulation of positron acceleration in the wake field of sine laser pulses[J]. Laser Technology, 2013, 37(1): 130-133.
- 艾尔肯·扎克尔, 阿不都热苏力·阿不都热西提. 正弦三角激光脉冲尾场加速正电子模拟[J]. 激光技术, 2013, 37(1): 130-133.
- 19 Kong Qing, Zhu Lijun, Wang Jiayang, *et al.* Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field[J]. Acta Physica Sinica, 1999, 48(4): 650-660.
- 孔青, 朱立俊, 王加祥, 等. 电子在超强激光场中的动力学特性[J]. 物理学报, 1999, 48(4): 650-660.

栏目编辑: 史敏