

康普顿散射对飞秒光丝中等离子体密度时演特性的影响

郝东山

(郑州华信学院信息工程系, 河南 新郑 451100)

摘要 通过康普顿散射模型、等离子体时间切片模型和数值计算方法研究了飞秒光丝中等离子体密度时演特性, 提出了将康普顿散射光作为改变等离子体电子峰值密度的新机制, 给出了带电粒子动力学修正方程, 并进行了数值计算。研究发现散射使等离子体达到导电的时间缩短, 电离区电子密度增长呈准饱和状态, 电离衰退区电子密度近乎恒定, 不同脉冲电离贡献率差别很小。随脉冲切片光强增强, O_2 电离贡献率有所下降, N_2 电离贡献率最终超过 O_2 贡献率, 等离子体通道内电子峰值密度增大, 通道寿命延长。相同峰值强度下, 长、短脉冲产生的电子密度峰值增长几乎相同, 且较散射前有所减小。

关键词 非线性光学; 飞秒激光成丝; 等离子体通道; 电子峰值密度; 多光子非线性康普顿散射

中图分类号 O437.5 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0505002

Influences of Compton Scattering to Temporal Evolution of Plasma Density in Femto-Second Light Filaments

Hao Dongshan

(Department of Information Engineering, Zhengzhou Huaxin University, Xinzheng, Henan 451100, China)

Abstract The influences of Compton scattering to temporal evolution of plasma density in femto-second light filaments are studied by using Compton scattering model, plasma time-section model and number computing means. A new mechanism that the electron crest density in the plasma is changed by Compton scattering is proposed. The amended dynamic equations of charged particles are given out, and the equations are computed by numerical method. The results show that the time the plasma need to be conductive is reduced by Compton scattering, the increasing of electron density in the ionization area is in quasi-saturated state, the electron densities in the ionization decreased area is almost constant, and the differences of the ionization contribution rates of different pulses are very little. The O_2 ionization contribution rate decreases along with the increase of the light intensity of the pulse section and the O_2 ionization contribution rate is finally overstepped by the N_2 contribution rate. The electron crest density increases in plasma channel and the channel lifetime is extended as well. Under the same crest density, the increases of the electron crest density produced by the long or short pulses are almost the same, and the increases are rather smaller after scattering.

Key words nonlinear optics; filamentation of femto-second laser pulse; plasma channel; electron crest density; multi-photon nonlinear Compton scattering

OCIS codes 160.5298; 350.5400; 120.7000; 290.4210

1 引 言

强飞秒激光脉冲在等离子体中形成自聚焦和成丝的现象有潜在应用价值, 如由电子阻尼获得等离子体通道内带电粒子时空演化特征^[1]、实现电离参

数优化控制^[2]和引导高压放电^[3]等, 因而引起人们的关注^[4-9]。陈华英等^[10]指出, 激光与等离子体作用产生的调制不稳定会性引起激光场坍塌, 光场峰值功率增强, 形成激光场自聚焦和自成丝。熊晗

收稿日期: 2013-10-29; 收到修改稿日期: 2013-12-07

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

作者简介: 郝东山(1949—), 男, 本科, 教授, 主要从事激光物理与光纤通信基础理论等方面的研究。

E-mail: haodongshan1948@126.com

等^[11]指出,等离子体中相对论电子会减弱非线性对自聚焦的影响。郝东山^[12]指出,康普顿散射使等离子体中朗缪尔湍动加剧了光场自聚焦。胡强林等^[13]指出,聚焦光强使等离子体通道中驻波场的圆极化光辐射阻尼远强于线性极化场。Petorva等^[14]指出,注入不同后续激光可使通道寿命延长。Theberge等^[15]指出,等离子体通道电子密度峰值与入射激光初始聚焦条件有关。高勋等^[16]给出了靶面附近电子密度温度时空演化规律。王海涛等^[17]指出,短波形成的高密度等离子体通道寿命由电子密度后期演化决定。以上对飞秒光丝等离子体密度时演特征研究未涉及康普顿散射因素。孔青等^[18]指出,等离子体中光强达 10^{16} W/cm² 量级时,非线性康普顿散射开始显现。可见,康普顿散射对等离子体密度时演影响不能忽略。本文基于多光子非线性康普顿散射模型,对康普顿散射对等离子体密度时间演化的影响进行了研究。

2 理论模型

若等离子体中发生多光子非线性康普顿散射(简称散射),散射光频为^[11]

$$\omega_s = \frac{N\omega(1 + \beta\cos\theta)(1 - \beta_f\cos\theta'_1)}{\xi^2 + \xi N\hbar\omega(1 + \beta\cos\theta)/[mc^2(1 - \cos\theta')^{-1}]}, \quad (1)$$

式中 $\xi = |\gamma - \gamma_f| / (\gamma - 1)$ 为量度散射非弹性参量,

$\gamma = [1 - (v_e/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$ 和 $\gamma_f = [1 - (v_f/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_f^2)^{-1/2}$ 、 v_e 和 v_f 分别为电子散射前后洛伦兹因子、速度, $\beta = v/c$, $N, c, m, h = 2\pi\hbar$ 分别为与电子同时作用光子数、真空中光速、电子静质量、普朗克常数, θ 为散射前电子和光子运动方向夹角, θ'_1 和 θ' 为电子静止系中电子与散射光子运动方向夹角和光子散射角。可见,散射光是通道内形成正负离子和自由电子的新机制。脉冲激光接近自聚焦区时,因入射和散射光形成的耦合光强超过空气电离阈值而使 O₂ 和 N₂ 发生多光子电离。将光丝区耦合脉冲切片化处理,每片对应一定峰值光强,超过电离阈值光强切片使 O₂ 和 N₂ 电离,电离切片间带电粒子在电离区发生复合、吸附等。散射高频光使等离子体通道内粒子碰撞频率提高,正负离子和自由电子数增加,中性分子数降低,正负离子及自由电子与正负离子复合、自由电子与中性分子吸附、电子扩散与漂移发生变化,耦合光决定带电粒子动力学过程。设 (N_e, N_p, N_n) 和 (v_e, v_p, v_n) 及 $(\Delta N_e, \Delta N_p, \Delta N_n)$, $(\Delta v_e, \Delta v_p, \Delta v_n)$, I 和 ΔI 分别为散射前电子、正离子、负离子密度和速度及相应增量、入射光强及相应增量, $(\beta_{ep}, \beta_{np}, \eta, D_e)$ 及 $(\Delta\beta_{ep}, \Delta\beta_{np}, \Delta\eta, \Delta D_e)$ 分别为电子与正离子、正负离子复合系数、自由电子与 O₂ 吸附速率系数、电子扩散系数及其相应增量,由文献[16]可知,无外场粒子动力学方程为

$$\left[\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial (v_e N_e)}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \Delta N_e}{\partial t} + \frac{\partial (\Delta v_e N_e + v_e \Delta N_e)}{\partial z} \right] \approx \left[\frac{\partial N_{e, N_2}}{\partial t} + \frac{\partial N_{e, O_2}}{\partial t} - \eta N_e - \beta_{ep} N_e N_p + \sigma_{O_2} \frac{I N_n}{\hbar\omega} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_e \frac{\partial N_e}{\partial z} \right) \right] + \left[\frac{\partial \Delta N_{e, N_2}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta N_{e, O_2}}{\partial t} - \Delta\eta N_e - \eta \Delta N_e - \Delta\beta_{ep} N_e N_p + \beta_{ep} \Delta N_e N_p - \beta_{ep} N_e \Delta N_p + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_e \frac{\partial \Delta N_e}{\partial z} + \Delta D_e \frac{\partial N_e}{\partial z} \right) + \sigma_{O_2} \frac{\Delta I N_n + I \Delta N_n}{\hbar\omega} + \Delta\sigma_{O_2} \frac{I \Delta N_n}{\hbar\omega} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_e \frac{\partial \Delta N_e}{\partial z} \right) \right], \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial N_p}{\partial t} + \frac{\partial (v_p N_p)}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \Delta N_p}{\partial t} + \frac{\partial (\Delta v_p N_p)}{\partial z} + \frac{\partial (v_p \Delta N_p)}{\partial z} \right] \approx \left[\frac{\partial N_{e, N_2}}{\partial t} + \frac{\partial N_{e, O_2}}{\partial t} - \beta_{ep} N_e N_p - \beta_{np} N_n N_p \right] + \left(\frac{\partial \Delta N_{e, N_2}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta N_{e, O_2}}{\partial t} - \Delta\beta_{ep} N_e N_p - \beta_{ep} \Delta N_e N_p - \beta_{ep} N_e \Delta N_p - \Delta\beta_{np} N_n N_p - \beta_{np} \Delta N_n N_p - \beta_{np} N_n \Delta N_p \right), \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial N_n}{\partial t} + \frac{\partial (v_n N_n)}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \Delta N_n}{\partial t} + \frac{\partial (\Delta v_n N_n)}{\partial z} + \frac{\partial (v_n \Delta N_n)}{\partial z} \right] \approx \left(\eta N_n - \beta_{np} N_n N_p - \sigma_{O_2} \frac{I N_n}{\hbar\omega} \right) + \left(\Delta\eta N_n + \eta \Delta N_n - \Delta\beta_{np} N_n N_p - \beta_{np} \Delta N_n N_p - \beta_{np} N_n \Delta N_p - \sigma_{O_2} \frac{\Delta I N_n + I \Delta N_n}{\hbar\omega} - \Delta\sigma_{O_2} \frac{I N_n}{\hbar\omega} \right), \quad (4)$$

式中 σ_{O_2} 和 $\Delta\sigma_{O_2}$ 分别为与外加静电场有关的 O₂ 碰撞电离速率系数及其增量。因空气电离主要是 O₂ 和 N₂ 的多光子电离,它们对通道内电子密度贡献可表示为

$$\frac{\partial N_{e, O_2}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta N_{e, O_2}}{\partial t} \approx N_{O_2} R_{O_2} \left(\frac{I}{I_{O_2}} \right)^{\sigma_{O_2}} + \left[N_{O_2} R_{O_2} \left(\frac{\Delta I}{I_{O_2}} \right)^{\sigma_{O_2}} + \Delta N_{O_2} R_{O_2} \left(\frac{I}{I_{O_2}} \right)^{\sigma_{O_2}} + N_{O_2} \Delta R_{O_2} \left(\frac{I}{I_{O_2}} \right)^{\sigma_{O_2}} \right], \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_{e,N_2}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta N_{e,N_2}}{\partial t} \approx N_{N_2} R_{N_2} \left(\frac{I}{I_{N_2}} \right)^{\sigma_{N_2}} + \left[N_{N_2} R_{N_2} \left(\frac{\Delta I}{I_{N_2}} \right)^{\sigma_{N_2}} + \Delta N_{N_2} R_{N_2} \left(\frac{I}{I_{N_2}} \right)^{\sigma_{N_2}} + N_{N_2} \Delta R_{N_2} \left(\frac{I}{I_{N_2}} \right)^{\sigma_{N_2}} \right], \quad (6)$$

式中 N_{e,O_2} 和 N_{e,N_2} 及 $\Delta N_{e,O_2}$ 和 $\Delta N_{e,N_2}$ 分别为散射前 O_2 和 N_2 电离对 N_e 贡献及其增量, $N_{O_2} = 0.21N_{air}$ 和 $N_{N_2} = 0.78N_{air}$ 为空气中 O_2 和 N_2 密度, 常压下, 空气密度 $N_{air} = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $I_{O_2} = I_{N_2} = I_T = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 为阈值光强, $R_{O_2} = 2.5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 和 $R_{N_2} = 2.8 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 及 $\Delta R_{O_2} = 0.1 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 和 $\Delta R_{N_2} = 0.1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 为 O_2 和 N_2 散射前电离率及其增量, $\eta = \eta_2 + \eta_3 = 2.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 及 $\Delta\eta = \Delta\eta_2 = 0.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 分别为散射前电子二体和三体吸附率及其增量, σ_{N_2} 为与外加静电场有关的 N_2 碰撞电离速率系数。

3 数值计算

取耦合脉冲半峰全宽 $t_{CFWHM} = 100 \text{ fs}$, 峰值光强为 $5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 光丝区气体分子电离过程如图 1 所示, 1、2、3 分别为预电离区、有效电离区和电离衰退区。由图 1 知, 散射使预电离区电子密度随强激光脉冲前沿到达迅速增加, 约 100 fs 即达到导电水平 10^{15} cm^{-3} , 之后迅速增至峰值密度, 进入有效电离区。这是因散射使耦合光场自聚焦效应显著增强, 空气中更多分子电离使电子密度迅速增大的缘故。有效电离区电子密度迅速增加, 维持在更高水平, 呈准饱和增长状态。这是因更多光子与有限空气分子激烈碰撞, 分子电离几率增大, 且不会无限增大, 故呈准饱和增长的原因。电离衰退区, 光强和电子密度近乎恒定。这是因在脉宽 100 fs 条件下的该区域已无耦合光作用的缘故。

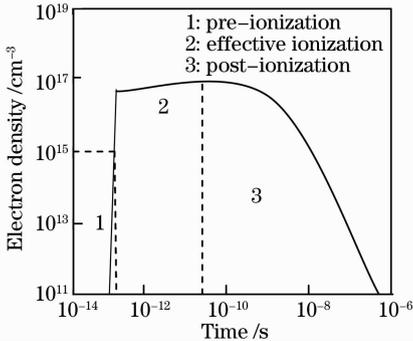


图 1 强耦合飞秒激光脉冲电离空气的时间分区示意图

Fig. 1 Schematic for time of air ionization induced by intense coupling femto-second laser pulse

有效电离区通道中 O_2 和 N_2 电离贡献率如图 2

所示。由图 2 知, 贝塞尔线型脉冲、超高斯脉冲和高斯脉冲电离贡献率差别很小, 随脉冲切片光强增长, O_2 电离贡献率有所下降, N_2 电离贡献率最终超过 O_2 贡献率, 这是因散射使更多较高电离势的 N_2 电离, 散射对电离率贡献有效补偿了贝塞尔线型和超高斯脉冲电离贡献率的缘故。

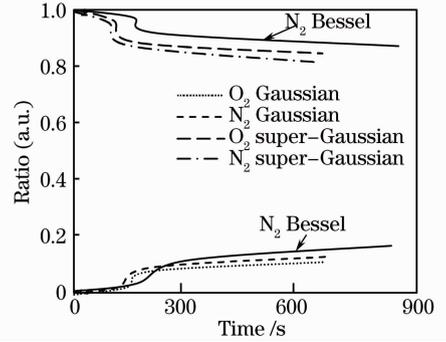


图 2 等离子体通道中 O_2 和 N_2 电离贡献率

Fig. 2 Ratios of electron densities resulted from O_2 and N_2 ionization to total electron density in plasma channel

入射峰值光强增强, 通道内电子密度随峰值光强变化如图 3 所示。由图 3 知, 通道内电子密度峰值约 $2.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 密度大于 10^{15} cm^{-3} 持续时间约 4.15 ns。超高斯脉冲产生的通道内电子密度峰值约 $3.07 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 密度大于 10^{15} cm^{-3} 的持续时间约为 4.30 ns。贝塞尔脉冲产生的通道内电子密度峰值约 $3.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 密度大于 10^{15} cm^{-3} 持续时间约 4.11 ns。该结果与文献[17]不同, 说明通道内电子峰值密度及其驻留时间由耦合光时间轮廓结构决定。

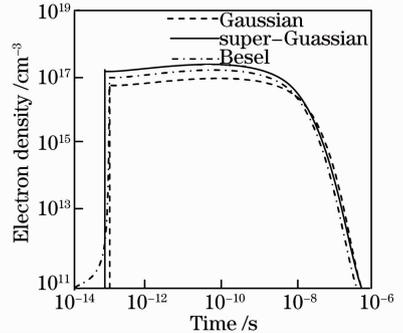


图 3 不同耦合脉冲线型等离子体通道中电子密度演化

Fig. 3 Evolutions of electron density of laser pulse with different coupling profiles in plasma channel

等离子体通道内电子峰值密度随入射光脉宽和

波长变化如图 4 所示。由图 4 知,相同峰值强度下,长、短脉冲的电子密度峰值增长几乎相同,较散射前有所减小。电子峰值密度随相同峰值功率和脉宽的紫外(UV)与红外(IR)脉冲变化如图 5 所示,由图 5 知,紫外脉冲的电子峰值密度远高于红外脉冲,这是因散射分别使短和长波成分增加和减小,导致更多 N_2 和 O_2 电离的缘故。

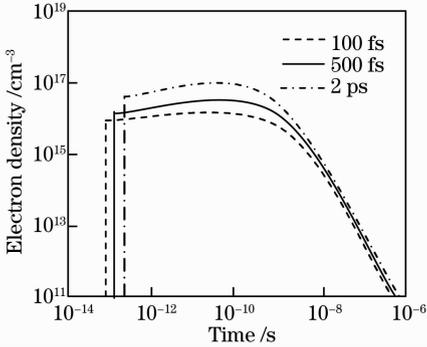


图 4 不同耦合脉宽等离子体通道中电子密度演化
Fig. 4 Evolutions of electron density in plasma channel with different coupling pulse widths

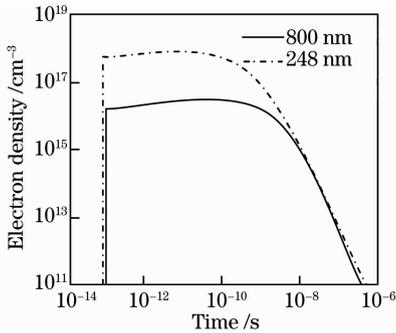


图 5 红外和紫外脉冲形成的等离子体通道中电子密度演化
Fig. 5 Evolutions of electron density in plasma channel formed by IR and UV pulses

通道寿命随散射的变化如图 6 所示,由图 6 可

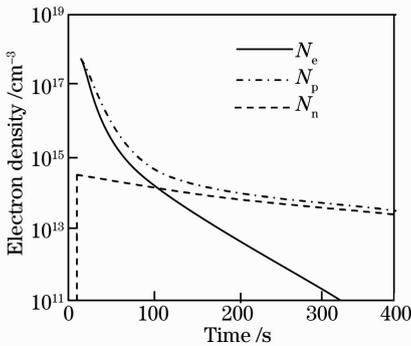


图 6 等离子体通道中电子密度衰减与时间关系
Fig. 6 Relations of attenuation of electron density and time

知,电子峰值密度降至最低阈值 10^{11} cm^{-3} 以下时间约 313 ns,与文献[14]不同。这是因散射使粒子碰撞频率增加从而削弱了电子与正离子、正负离子复合,及其与中性分子吸附。可见,散射是改变通道寿命的一种有效方法。

4 结 论

将康普顿散射模型应用到飞秒光丝等离子体密度时演特性研究中,提出了将康普顿散射光作为改变电子峰值密度的新机制,给出了带电粒子动力学修正方程,并进行了数值计算。得到了散射使等离子体达到导电时间缩短,电离区电子密度增长呈准饱和状态,衰退区电子密度近乎恒定,不同脉冲电离贡献率差别很小。随脉冲切片光强增强, N_2 电离贡献率最终超过 O_2 贡献率等结论。这些结论对深入了解粒子与场作用实质应有一定参考价值。

参 考 文 献

- 1 A Zhidkov, J Koga, A Sasaki, *et al.*. Radiation damping effects on the interaction of ultra-intense laser pulse with an over-dense plasma[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(18): 185002–185006.
- 2 K Mishima, M Hayashi, J Yi, *et al.*. Generalization of Keldysh's theory[J]. *Phys Rev E*, 2002, 66(3): 33401–3405.
- 3 J Kaparian, M Rodriguez, G Mejean, *et al.*. White-light filaments for atmospheric analysis [J]. *Science*, 2003, 301(5629): 61–64.
- 4 Cui Zihao, Tian Zhaoshuo, Liu Libao, *et al.*. Experimental study on underwater laser signal transmission offshore[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(s1): s113004.
崔子浩, 田兆硕, 刘立宝, 等. 近海岸水下激光信号传输实验研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(s1): s113004.
- 5 Wang Xiaoyu, Wang Jiang'an, Song Siguang, *et al.*. Research on laser-induced acoustic signals in different water depths[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(11): 1102002.
王晓宇, 王江安, 宗思光, 等. 水体深度对激光声信号影响研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(11): 1102002.
- 6 Chen Jinzhong, Bai Jinning, Song Guangju, *et al.*. Effects of laser shot frequency on plasma radiation characteristics [J]. *Spectrosc Spectra Anal*, 2012, 32(11): 2916–2919.
陈金忠, 白津宁, 宋广聚, 等. 激光脉冲重复频率对等离子体辐射频率的影响[J]. *光谱学与光谱分析*, 2012, 32(11): 2916–2919.
- 7 Liao Yanli, Liu Sanqiu, Wang Hao. Transverse dispersion law of electron-positron plasma in ultra-relativistic regime [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, 20(5): 751–754.
廖妍俐, 刘三秋, 王浩. 极端相对论性正负电子对等离子体中横振荡的色散关系[J]. *强激光与粒子束*, 2008, 20(5): 751–754.
- 8 Wen Hua, Hao Xiaofei, Hao Dongshan, *et al.*. Influence of initial plasma temperature on proton generation under Compton scattering[J]. *Lasers & 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.
- 9 Zhong Xianqiong, Xiang Anping, Cheng Ke, *et al.*. Modulation instability in saturable nonlinear negative-index materials with

- higher-order dispersion[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(s1): s106004.
- 钟先琼, 向安平, 程科, 等. 高阶色散下饱和非线性负折射率介质中的调制不稳定性[J]. 中国激光, 2012, 39(s1): s106004.
- 10 Chen Huaying, Liu Sanqiu, Li Xiaoqing. Modulation instability of linearly polarized laser beam in magnetized plasma[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2009, 20(12): 2022–2026.
- 陈华英, 刘三秋, 李晓卿. 线偏振激光在磁化等离子体中的调制不稳定性[J]. 强激光与粒子束, 2009, 20(12): 2022–2026.
- 11 Xiong Han, Liu Sanqiu, Liao Jingjing, *et al.*. Self-focusing of intense laser pulse propagating in underdense plasma[J]. Laser Technol, 2010, 34(2): 272–274, 285.
- 熊哈, 刘三秋, 廖晶晶, 等. 短脉冲强激光在次临界等离子体中的传播[J]. 激光技术, 2010, 34(2): 272–274, 285.
- 12 Hao Dongshan. Influence of modulation instability induced by Langmuir turbulence in plasma[J]. Nucl Fusion Plasma Phys, 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.
- 13 Hu Qianglin, Xiao Guilan, Yu Xiaoguang. Radiation damping effects in ultra-intense laser-plasma interaction[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(6): 1379–1382.
- 胡强林, 肖桂兰, 余晓光. 超强激光-等离子体相互作用过程中的辐射阻尼效应[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(6): 1379–1382.
- 14 T B Petorva, H D Ladouceur, A P Baronayski. Numerical modeling of the electrical breakdown and discharge properties of laser-generated plasma channels[J]. Phys Rev E, 2007, 76(6): 066405–066410.
- 15 F Theberge, W Liu, P T Simard, *et al.*. Plasma density inside a femto second laser filament in air: strong dependence on external focusing[J]. Phys Rev E, 2006, 74(3): 036406–036410.
- 16 Guo Xun, Guo Kaimin, Song Xiaowei, *et al.*. Plasma characteristics of metal Fe ablated by pulsed laser[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(3): 877–881.
- 高勋, 郭凯敏, 宋晓伟, 等. 激光烧蚀铁靶的等离子体特性[J]. 中国激光, 2010, 37(3): 877–881.
- 17 Wang Haitao, Fan Chengyu, Shen Hong, *et al.*. Temporal evolution of plasma density in femto-second light filaments[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(5): 1024–1028.
- 王海涛, 范承玉, 沈红, 等. 飞秒光丝中等离子体密度时间演化特征[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(5): 1024–1028.
- 18 Kong Qing, Zhu Lijun, Wang Jiaxiang, *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