

超短脉冲强激光场中电子剩余能计算^{*}

夏元钦 陈德应 樊荣伟 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘要: 为了控制光场感应电离等离子体的温度以使得基于光场感应电离机制的 X 射线激光辐射获得更高的增益值, 利用准静态隧道电离模型, 定量计算了电子剩余能量与激光偏振参量、波长(频率)、激光强度以及电离介质电离能的变化关系。计算结果表明线偏振短波长激光以及高电离能介质产生的等离子体中电子剩余能比较低, 因此适合用作复合机制 X 射线激光; 对于低价离子在偏振度 α 介于 0~1 之间的某一处最高, 因此, 可以通过调整偏振度 α , 获得某一椭圆偏振光, 会更有利于基于光场感应电离电子碰撞机制 X 射线激光增益的提高。

关键词: X 射线激光; 超短脉冲强激光场; 光场感生电离; 准静态隧道电离模型; 电子剩余能
中图分类号: O562 文献标识码: A

The Calculation of Electron Residual Energy in an Intense Laser Field

Xia Yuanqin Chen Deying Fan Rongwei Wang Qi

(Research Institute of Optoelectronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

(Received 14 October 2002; revised 19 May 2003)

Abstract: In order to obtain high gain X-ray laser based on the optical field ionization (OFI) induced plasmas, the electron temperature in OFI plasma must be controlled. The dependence of the electron residual energy on laser parameters such as polarization, wavelength (frequency), laser intensity and media ionization potential is calculated quantitatively using quasistatic tunneling ionization model. According to the calculated results it is noted that the electron residual energy is lower either the short-wavelength laser with linear polarization or the medium with high ionization potential is used, thus it is suitable for recombinational mechanism; the residual energy is highest when the polarization α is at some value of 0~1, thus the value of polarization α can be tuned and some elliptical polarized laser can be obtained, which may be in favor of the realization of electron-collisional X-ray laser. So higher gain values can be got.

Key words: X-ray laser; ultra-short pulse intense laser field; optical-field induced ionization (OFI); quasistatic tunneling ionization model; electron residual energy

1 引 言

随着超短脉冲激光技术的发展, 人们可以获得短于几个飞秒、峰值功率大于 1.5 pW 的激光输出。这样的激光聚焦以后的电场远大于氢原子内库仑场强(约相当于 3.5×10^{16} W/cm²)。原子或分子与这样的强激光场相互作用, 其外层或中层电子将被直

接电离至所需的离子态, 从而获得产生 X 射线激光所需的离子和适合温度的电子。复合机制是通过电离产生的离子与冷电子的三体复合实现布居数反转的; 电子碰撞机制是通过电离产生的低温离子与高能电子(例如对于类氩需要 1550 eV 的电子来激发)的碰撞实现布居数反转的。

光场感生电离(OFI)产生 X 射线激光正是在这种情况下由加拿大的 Corkum、Burnett 分别于 1988 年和 1989 年提出来的, 是近年来被认为很有希望实现台上 X 射线激光的新的抽运机制^[1]。如果要利用超短脉冲激光作为驱动源获得 X 射线激光增益,

^{*} 国家科委 863-804 高技术计划及 863 青年基金 (2001-13)、国家自然科学基金 (60078010) 资助课题。

E-mail: fanmii@yahoo.com.cn

收稿日期: 2002-10-14; 收到修改稿日期: 2003-05-19

需要满足两个条件:首先激光介质要电离至完全剥离(或高于产生激光的态,如产生类氦离子以实现类锂机制激光);其次抽运激光脉冲之后等离子体中电子剩余能(电子温度)要适合,对于复合机制,电子剩余能要小到允许快速复合而不需要用其他方式冷却电子,对于电子碰撞机制,平均的电子剩余能要高于电离能。因此,电子剩余能量对于利用光场感生电离机制产生 X 射线激光是至关重要的参量,围绕这个问题,人们进行了理论计算^[2~6]。除了阈上电离(ATI)能,影响电子剩余能的因素还有: i) 等离子体振荡; ii) 电子和离子之间的弹性碰撞; iii) 激光场的空间不均匀性。特别指出,本文计算中没有考虑这三种作用,在实际情况下,这三种作用会使计算结果与实际有差距。但我们主要计算电子剩余能受系统参量(脉冲宽度、波长、激光强度以及电离介质的电离能)的影响情况,而这些参量对电子剩余能的影响又主要体现在对阈上电离能的影响。

2 强激光场中的有质动能和阈上电离能

电子在强激光场中电离而获得能量过程可以分成两步,首先电子通过多光子电离或越过势垒电离开原子成为自由电子,然后在振荡的激光场中作经典的加速运动,而电子的剩余能来源于电离时刻与电场峰值时刻的相位失配^[1],考虑在初始时刻被释放的电子进入激光电场 $\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \alpha E_0 \sin(\omega t) \mathbf{e}_y$ 中, $\alpha \leq 1$ 代表任意的偏振状态。电子在激光场中的运动可以由下式来描述:

$$\begin{cases} v_x = \frac{eE_0}{m\omega} \sin(\omega t) + v_{0x}, \\ v_y = -\left(\alpha \frac{eE_0}{m\omega}\right) \cos(\omega t) + v_{0y}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 m 是电子质量, e 是电子电量, ω 是激光频率, E_0 是激光电场峰值强度, α 是激光偏振参量。 v_{0x} 和 v_{0y} 可以从初始条件 $v_x(t_0) = v_y(t_0) = 0$ 得到: $v_{0x} = -v_0 \sin(\omega t_0)$ 以及 $v_{0y} = \alpha v_0 \cos(\omega t_0)$, 通过在一个激光周期内积分求得相对应的电子平均平动动能是

$$\frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle + \frac{1}{2} m \langle v_y^2 \rangle = U_p + \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} 2[\cos^2(\omega t_0) + \alpha^2 \sin^2(\omega t_0)], \quad (2)$$

而 U_p 是电子在激光场中的有质动能, 又叫颤动能,

是带电粒子对外加电磁场的一种响应运动, 是电子受到外加电磁场作用而沿着外场传播方向而作的加速运动, 有质动力总是沿着激光束强度梯度的方向, 与激光偏振无关, 这种洛伦兹力的时间平均值就是有质动力, 在激光场中的有质动能 U_p 为

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} (1 + \alpha^2), \quad (3)$$

根据激光强度与电场强度的对应关系^[4], 求得峰值电场强度 E_0 所对应的峰值激光强度为

$$I_0 = \frac{1}{2\mu_0 c} E_0^2 (1 + \alpha^2), \quad (4)$$

式中 μ_0 为真空中的磁导率, c 为真空中的光速, 将(4)式代入(3)式, 并代入 μ_0 、 c 、 e 、 m 等的数值得到

$$U_p = 9.33 \times 10^{-14} I_0 \lambda^2 / (\text{eV}), \quad (5)$$

式中 I_0 为激光场的峰值光强 (W/cm^2), λ 为激光场的波长 (μm)。

在电场强度和激光波长相同的情况下, U_p 的值随偏振参量 α 值的不同而变化。 U_p 的值随偏振参量 α 值的增大而增大, α 等于 0, 即线偏振光的情况下, U_p 的值最小; α 等于 1, 即圆偏振光的情况下, U_p 的值最大。另外, 由(5)式可以看到, 在激光强度和波长相同的情况下, U_p 的值与偏振参量的 α 值无关, 而且在激光强度一定时, U_p 的值随激光波长的增大而增大。

对于超短脉冲激光场, 假设激光脉冲持续时间很短, 电子还没有来得及被激光场加速而激光脉冲已经结束, 所以计算电子能量时, 有质动力势部分就不能包括在内, 只保留其平动动能部分, 这部分能量也被称为阈上电离能 (Above threshold ionization energy), 所以单个电子在激光场中的剩余能量为

$$\epsilon = 2U_p \frac{\cos^2(\omega t_0) + \alpha^2 \sin^2(\omega t_0)}{1 + \alpha^2}, \quad (6)$$

由(6)式可以看到, 电子在激光场中的剩余能量, 在激光场的强度和波长一定的情况下, 与激光场的偏振参量 α 有关, 并且在激光场不是圆偏振时, 与电离时刻的 t_0 有关, 也就是说由于激光场的偏振参量 α 以及电离时刻的激光电场的相位值 $\omega t = \varphi$ 的不同导致电子剩余能量的不同, 所以由(6)式对不同相位值的电子剩余能量进行平均, 可得到平均的阈上电离能, 即电子的平均剩余能量为

$$\langle \epsilon \rangle = U_p \left[2 \int_0^{\pi/2} W[E(\varphi), E_i, Z] \left[\frac{\cos^2(\varphi) + \alpha^2 \sin^2(\varphi)}{1 + \alpha^2} \right] d\varphi \int_0^{\pi/2} W[E(\varphi), E_i, Z] d\varphi \right], \quad (7)$$

式中 $W[E(\varphi), E_i, Z]$ 是交变场中复杂原子或离子的电离速率, 它可由

$$E = E_0 \cos(\omega t) e_x + \alpha E_0 \sin(\omega t) e_y$$

得到的电场大小的值

$$E(\varphi) = E_0 \sqrt{\sin^2(\varphi) + \alpha^2 \cos^2(\varphi)}$$

代入静态场中复杂原子或离子的电离速率公式得到。

而静态场中复杂原子或离子的电离速率公式是^[1]

$$W_{st} = C_{n^* l^*}^2 \frac{1}{2} \frac{E_i}{E_h} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l-|m|)!} \left[2 \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{3/2} \frac{E_b}{E_s} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{3/2} \frac{E_b}{E_s} \right] \omega_0, \quad (8)$$

式中 E_H 为氢原子的电离能 ($E_H = 13.6 \text{ eV}$); E_B 为氢原子在第一玻尔半径处的原子场强; E_s 为静态场强; ω_0 为频率的原子单位; n^* 为有效主量子数 [$n^* = Z/(E_i/E_H)^{1/2}$]; Z 为剩余电荷数; l 为轨道量子数; m 为磁量子数。

3 计算结果及分析

通过对(7)式进行数值计算, 得到以下结果。

3.1 电子剩余能和偏振参量的关系

在图 1 中, 给出了不同气体的产生不同价态离子

时, 电子剩余能量随偏振参量的变化曲线。图 1(d) 给出了 Ar 最终价态从 8 价到 11 价时电子剩余能随偏振参量的变化。在所有的分图中, 光场为线偏振时电子的剩余能量最小。图 1(a) 和图 1(c) 中可以看出伴随低价电离时而产生的电子剩余能量相对于偏振参量在线偏振与圆偏振中有一个最大值; 由图 1(b)、图 1(d)、图 1(e) 和图 1(f) 可以发现随着电离能的增大, 电子的剩余能量随着偏振参量的增大而增大, 并在光场为圆偏振的时候电子的剩余能量达到最大, 而且这个最大值为电离时刻的有质动能。

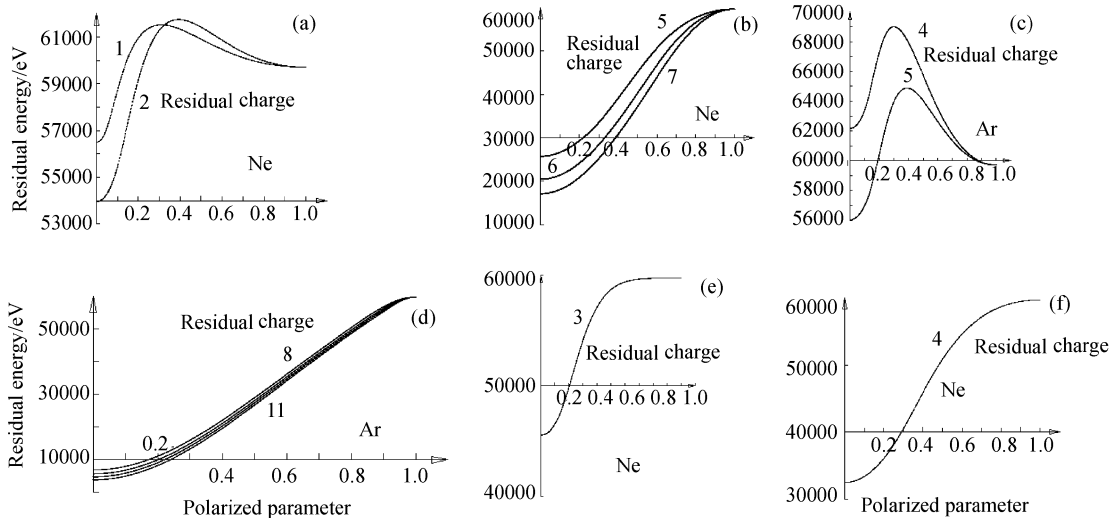


Fig. 1 The electron residual energy varied with polarized parameter. The intensity of laser $I = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, the pulse duration $\tau = 11 \text{ fs}$ and wavelength $\lambda = 800 \text{ nm}$

3.2 电子剩余能和气体介质电离能的关系

不同价态离子对应不同的电离能, 而且, 电离能随离子剩余电荷数的升高而增加, 因此, 电子剩余能与电离能的关系与电子剩余能与离子剩余电荷数的关系本质上是一致的。

在图 2 中给出了 Ne、Ar、Kr 和 Xe 的线偏振和圆偏振电子剩余能随电离能的变化。通过对各分图的比较, 发现随着原子序数的增加, 在失去相同个数

电子时, 电子剩余能也随之增大。在圆偏振时, 电子剩余能不随电离能的变化而变化, 它是一个常量, 即等于它的有质动能。在线偏振时, Ne 的电子剩余能在电离能最小时最大, 其他的在电离能的某个中间值的时候最大值出现。图 2(b) 证明了电子剩余能随着激光强度的增大而增大。圆偏振在多数的条件下, 电子剩余能比线偏振时的大。

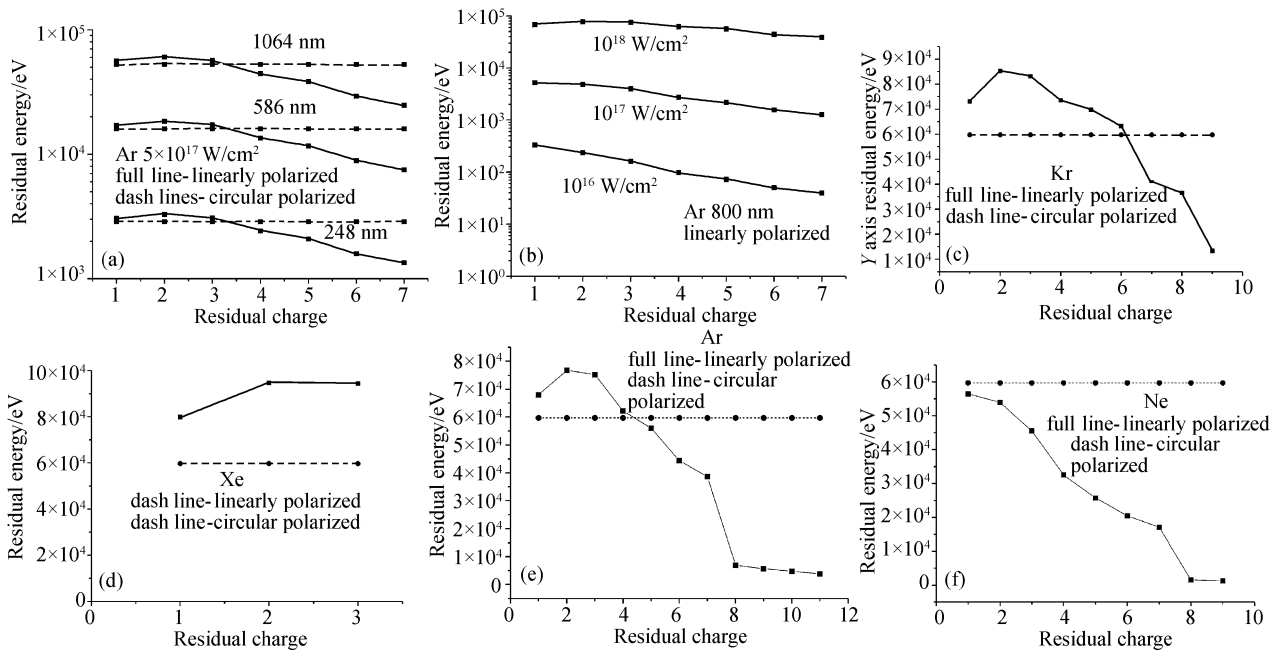


Fig. 2 The electron residual energy varied with the residual charge. The laser with wavelength of 800 nm is at the intensity of $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$

3.3 电子剩余能和激光波长的关系

计算中选择的波长区间为 $0.1 \sim 1 \mu\text{m}$, $0.2 \sim 2 \mu\text{m}$ 。

比较图 3,发现随着波长的增加,电子剩余能是增加的,圆偏振的电子剩余能小于线偏振的剩余能。在同样条件下,电离能大的,电子剩余能小。

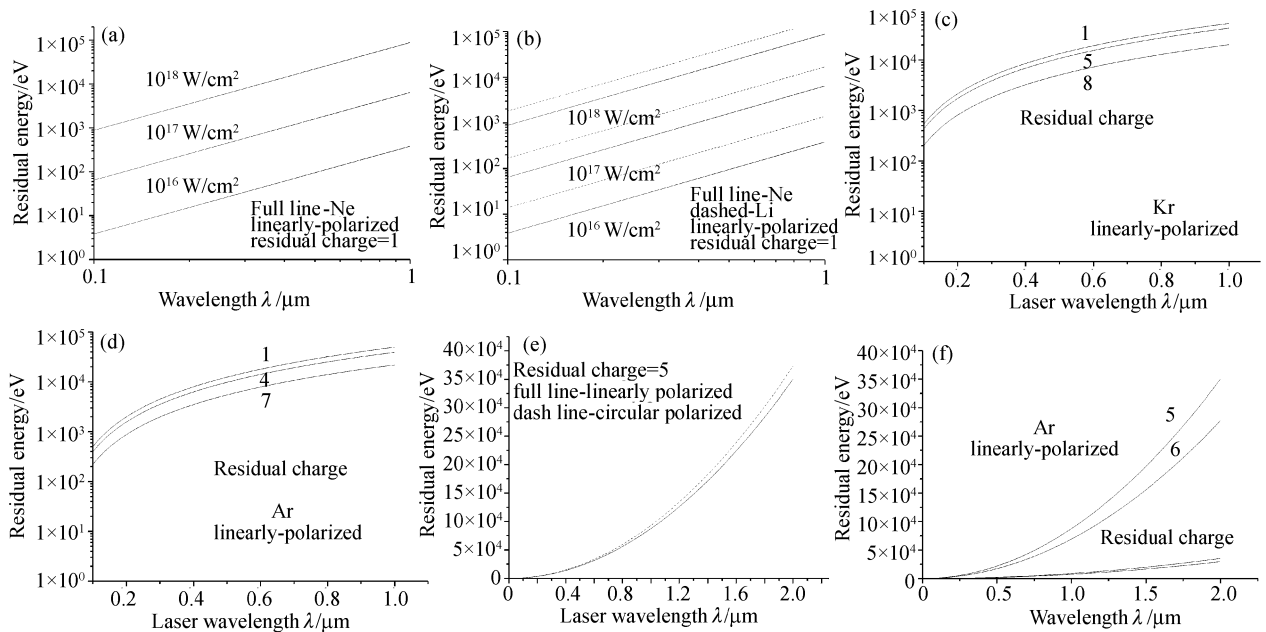


Fig. 3 The electron residual energy varied with the laser's wavelength

3.4 电子剩余能和激光强度的关系

图 4(a)和图 4(b)是 Ne 和 Na、Li 在相同条件下,改变激光波长,电子剩余能随着激光强度的变化曲线。通过分析图 4,发现随着激光强度的增大,电

子剩余能也随之增大。同等条件下,圆偏振下电子剩余能大于线偏振下的电子剩余能;电离能低时的电子剩余能高于于电离能高时的电子剩余能。

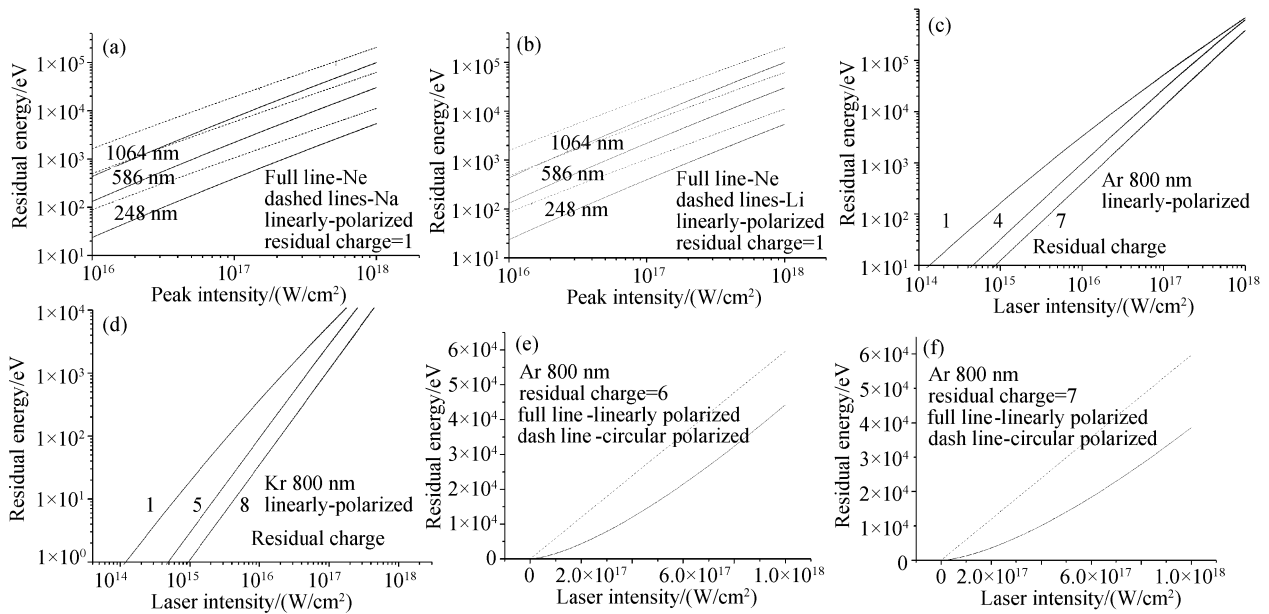


Fig. 4 The electron residual energy varied with the intensity of laser

通过以上计算我们得到电子剩余能随入射激光参量和介质电离能的数值关系,我们知道,基于光场感应复合机制 X 射线激光三体复合速率与电子温度的 $9/2$ 次方成反比,电子温度低比较有利于实现复合机制 X 射线激光。从计算结果可知,线偏振短波长激光以及高电离能介质产生的等离子体中电子剩余能比较低。同时也可以看出,对于低价离子,并非圆偏振激光电子能量最高,而是在偏振度 α 介于 $0 \sim 1$ 之间的某一处最高,因此,可以通过调整偏振度 α , 获得某一椭圆偏振光,产生的等离子体温度更有利于基于光场感应电离电子碰撞机制 X 射线激光增益的提高。

结论 在给出电子剩余能以及有质动能的基础上,编制程序,讨论了电子剩余能与偏振参量、电离能、脉冲宽度等参量的关系,由计算结果可知由于入射激光参量及介质电离的变化,直接影响电子在强激光场中的有质动能及电子的剩余能,有质动能的变化反过来又对电子的剩余能施加影响,这样,我们就可以通过控制入射激光参量,达到控制光场感应电离等离子体的电子温度,更有利于基于光场感应电

离机制的 X 射线激光辐射,获得更高的增益值。

参 考 文 献

- 1 Burnet N H, Corkum P B. Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(6): 1195~1199
- 2 Penetrante B M, Bardsley J N. Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **43**(6):3100~3113
- 3 Pulsifer P, Apruzese J P, Davis J *et al.*. Residual energy and its effect on gain in a Lyman-laser. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **49**(5):3958~3965
- 4 Fittinghoff D N. *Optical Field Ionization of Atoms and Ions Using Ultrashort Laser Pulse*. Livermore: University of California [Ph. D Thesis]. 1993. 94~105
- 5 Lu Xingfu, Chen Deying, Xia Yuanqin *et al.*. The influence of the intense optical field polarization on electron energy. *Laser & Infrared (激光与红外)*, 1999, **29**(5): 290~293 (in Chinese)
- 6 Chen Deying, Lu Xiangfu, Xia Yuanqin *et al.*. Electron energy distribution in circularly polarized optical-field ionized plasmas. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 1999, **19**(7):884~888 (in Chinese)