

基于 OFI 椭圆偏振光场等离子体中 电离电子能量分布的研究*

王 骐 陈建新 夏元钦 陈德应

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 可谐激光技术国家重点实验室 哈尔滨 150001)

(2001 年 9 月 18 日收到, 2001 年 10 月 28 日收到修改稿)

在准静态隧道电离理论模型和准经典阈上电离理论模型的基础上, 建立了一个描述基于光场感生电离的椭圆偏振光场电离电子能量分布的简单模型, 推导出了既易于理解又相对简单适用的描述椭圆偏振光场的电子能量分布函数解析表达式. 利用此式数值计算了不同偏振参量下的椭圆偏振光场中类钡氙系统的电子能量分布曲线, 计算结果表明在相同的激光功率密度下, 偏振参量对基于 OFI 电子碰撞机制的 X 射线辐射强度是有影响的, 并与报道的实验结果一致.

关键词: 椭圆偏振光场, 电子能量分布, 类钡氙系统, 电子碰撞机制

PACC: 3520V, 5220F, 5250J

1. 引 言

自从 1985 年劳伦斯·利弗莫尔实验室(Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL)的 Matthews 等人^[1]获得了 Ne-like-Se 波长为 20.6nm 和 21.0nm 的软 X 射线激光放大以及普林斯顿大学(Princeton Plasma Physics Laboratory, PPPL)的 Suckewer 等人^[2], 获得了 H-like-C 波长为 18.2nm 的软 X 射线激光放大以来, 为使 X 射线激光得到广泛的应用, 以减小抽运激光器的体积和运行费用为目的的台上 X 射线激光体制的研究, 在 X 射线激光研究领域一直倍受人们的关注, 并且也取得了一定的进展^[3-8]. 其中基于光场感生电离(Optical-Field-Induced Ionization, OFI)的复合机制和电子碰撞机制是目前在激光等离子体中产生 X 射线的主要机制之一. 基于 OFI 的电子碰撞机制是通过光场感生电离产生的低温离子与高能电子的碰撞实现集居数反转^{9,10]}. 从理论上计算得知, 当抽运激光为圆偏振时, 产生电子的温度高于抽运激光为其他偏振的情况. 目前对基于 OFI 的电子碰撞机制和低密度下的 X 射线辐射谱的实验研究中^[7,8,11], 大部分采用高重复频率的掺钛蓝宝石(Ti:sapphire)激光系统作为驱动源, 此类激光器出射的激光为水平线偏振, 为了产生高能电子, 通常

使用 1/4 波片使出射激光变为圆偏振光. 在实验中, 由于抽运激光入射方向与 1/4 波片并非正好垂直, 经 1/4 波片出射的激光不是圆偏振光, 而是有一定椭圆率的椭圆偏振光, 在文献[8]中, 实验上专门研究了基于 OFI 的电子碰撞机制 Pd-like-Xe 系统中椭圆偏振光对输出信号强弱的影响. 在基于光场感生电离复合机制和电子碰撞机制 X 射线激光研究中, 电子能量(或温度)都是一个至关重要的参数. 在以往的研究中发现, 由超短脉冲作用下的光场感生电离产生的电子能量分布远不同于稳态的 Maxwell 分布^[12-14], 因此, 仅用通常的平均电子能量已不能充分描述远离平衡态的 OFI 等离子体. 迄今为止, 人们对线偏振光场和圆偏振光场电离产生的电子能量分布进行了大量的理论研究^[13,15,16]和实验测量^[17,18]. 有的文献还给出了电子能量分布函数的解析表达式^[19], 而对椭圆偏振光场的研究, 在实验中研究了椭圆偏振光场下的 OFI 谱^[11]和基于 OFI 电子碰撞机制下的 X 射线激光^[7,8]. 而对基于 OFI 椭圆偏振光场的电离电子能量分布的研究, 尚未见报道, 因而对这一问题的研究, 具有一定的理论意义. 本文在准静态隧道电离理论模型和准经典阈上电离理论模型的基础上, 建立了一个描述椭圆偏振光场电离电子能量分布的简单模型, 推导出了既易于理解又相对简单适用的描述椭圆偏振光场的电子能量分布函数解析

* 国家高技术研究发展计划(批准号 863-804-7-10)和国家自然科学基金(批准号 60078010)资助的课题.

表达式.为了与实验进行间接的比较,数值计算了不同偏振参量下的椭圆偏振光场中类钫氫系统的电子能量分布曲线,并对计算结果进行了分析及与实验的比较.

2. 基于 OFI 椭圆偏振光场中的有质动力势和电子在激光场中的剩余能量

1989年 Corkum 和 Burnett 等人^[10,20]在准经典极限 $h\nu \ll E_{\text{ion}} \ll U_p$ 条件下,提出了一个准经典阈上电离理论模型,较好地解释了光场感生电离产生电子的阈上电离能以及不同偏振光场下电子能量的不同.因此本文有关强场电离产生的电子能量的计算都基于 Corkum 和 Burnett 等人提出的准经典阈上电离理论模型,当激光场为椭圆偏振,电离激光为双曲正割型脉冲时,即

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech} \left[\frac{1.76(t - t_{\max})}{\tau_p} \right] \left[\sin(\omega t) e_x + \alpha^2 \cos(\omega t) e_y \right], \quad (1)$$

式中 α 为偏振参量 $0 < \alpha < 1$.

单个电子在激光场中的剩余能量(阈上电离能(Above Threshold Ionization Energy))为

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

其中 U_p 为椭圆偏振光场中的有质动力势,其表达式为

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2 \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1.76(t - t_{\max})}{\tau_p} \right] (1 + \alpha^2)}{4m_e \omega^2}. \quad (3)$$

3. 基于 OFI 椭圆偏振光场中的电离速率

对强场电离进行描述的众多理论模型中,1986年,由 Ammosov, Delone 和 Krainov 等人^[21]提出的准静态隧道电离模型(即 ADK 模型)与实验上测量的结果符合得很好^[22,23],而且该模型相对于非微扰理论等理论模型形式简单,因此本文有关强场电离的理论计算都基于这个模型.该模型给出的椭圆偏振激光场中电子的电离速率为

$$W_{\text{st}}(t) = \frac{3e}{2\pi} \frac{Z^2}{n^{*4}} \left(\frac{4eZ^3 E_b}{n^{*4} E(t)} \right)^{2n^* - 1} \times \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_b} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_b}{E(t)} \right] \omega_0, \quad (4)$$

其中

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech} \left[\frac{1.76(t - t_{\max})}{\tau_p} \right] \sqrt{\sin^2(\omega t) + \alpha^2 \cos^2(\omega t)}.$$

4. 椭圆偏振光场感生电离的电子能量分布模型的建立

在进行推导之前作如下三点简化和假设:1)由于受激放大的等离子体的产生主要来源于光场感生电离,故在计算电子剩余能量时,只考虑了基于 OFI 的阈上电离能,忽略了电子-电子碰撞导致的等离子体热化和电子-离子碰撞的逆韧致吸收,即在计算电子剩余能量时采用(2)式;2)强场电离后离子的剩余电子具有远远高于激光频率的自然频率,因而交变电场电离速率对激光频率的依赖很弱,可用准静态隧道电离速率(4)式来计算,即用 ADK 模型计算电离速率;3)在椭圆偏振激光场作用下,原子的电离通常为逐级电离^[24].

电子能量分布函数所描述的是单位能量间隔里电子的数目.由于电离产生的电子的数目和电子的能量都为随时间变化的量,因此可以通过描述单位时间里电子数目变化的表达式以及描述单位时间里电子能量变化的表达式求得单位能量间隔里电子数目的表达式,即电子能量分布函数.所以下面分为两步在分别求得单位时间里电子数目及电子能量变化的表达式的基础上,给出电子能量分布函数的表达式.

第一步,单位时间里电子数目变化的表达式.

设电离产生的最高电荷态为 Z_{\max} , 电荷态 j 在时刻 t 的相对离子数(离子数密度)为 $N_j(t)$, 从电荷态 $j-1$ 到电荷态 j 的电离速率为 $W_j(E(t))$, 并且电离速率的值根据假设 2)由准静态隧道电离速率(4)式求得.根据假设 3)原子的电离为逐级电离的情况下,各电荷态相对集居数随时间的演变规律可由下列一阶耦合微分方程组给出.

$$\begin{aligned} \dot{N}_0(t) &= -W_1(E(t))N_0(t), \\ &\dots\dots \\ \dot{N}_j(t) &= W_j(E(t))N_{j-1}(t) - W_{j+1}(E(t))N_j(t), \\ &\dots\dots \\ \dot{N}_{Z_{\max}}(t) &= W_{Z_{\max}}(E(t))N_{Z_{\max}-1}(t), \\ &\dots\dots \\ \sum_{j=0}^{Z_{\max}} N_j(t) &= 1. \end{aligned} \quad (5)$$

设时刻 t 发生的各阶电离所产生的相对电子数

为 $n(t)$ 根据 (5) 式,由各电荷态相对集居数随时间的变化率,可求得单位时间里电子数目变化的表达式为

$$\frac{dn(t)}{dt} = \sum_{j=0}^{Z_{\max}} W_j(E(t)) N_{j-1}(t). \quad (6)$$

第二步,单位时间里电子能量变化的表达式.

由 (2) 式可知,在某一时刻产生的电子的剩余能量由电离时刻的激光场的电场强度或激光强度以及电离时刻的激光电场的位相值 $\omega t = \varphi$ 决定.由 (2) 式可以求得单位时间里电子能量变化的表达式为

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon(t)}{dt} = & \epsilon(t) \{ \alpha(\alpha^2 - 1) \sin(2\omega t) \cos^2(\omega t) + \\ & \alpha^2 \sin^2(\omega t) \} - 3.52 \tanh(1.7\alpha t \\ & - t_{\max}) \tau_p \tau_p, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\tanh(\cdot)$ 为双曲正切函数.

由 (6) 式和 (7) 式可知单位时间里电子数目及电子能量的变化由电离时刻的 t 值唯一地确定,所以单位能量间隔里电子的数目也由电离时刻的 t 值唯一地确定.又由 (2) 式可知,电离时刻的 t 值唯一地确定了在某一时刻产生的电子的剩余能量.因此以电离时刻 t 为中间变量,通过电离时刻 $(0-t_{\max})$ 的改变,相应地给出电离产生的电子的剩余能量,同时给出由电离时刻的 t 值唯一地确定的单位时间里电子数目及电子能量的变化值,从而得到单位能量间隔里电子数目的值,也就是以电离时刻 t 为中间变量,可计算出 $dn(t)d\epsilon(t)-\epsilon(t)$ 曲线,即得出电离后电子的初始能量分布 $f_e(\epsilon)$.由 (6) 和 (7) 式可得单位能量间隔里电子的数目,即电离后电子的能量分布函数为

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{d\epsilon t} = & \frac{dn(t)}{dt} \Big/ \frac{d\epsilon(t)}{dt} \\ = & \left\{ \sum_{j=1}^{Z_{\max}} W_j(E(t)) \cdot N_{j-1}(t) \right\} \Big/ \{ \epsilon(t) \\ & \times [\alpha(\alpha^2 - 1) \sin(2\omega t) \cos^2(\omega t) \\ & + \alpha^2 \sin^2(\omega t)] - 3.52 \tanh(1.7\alpha t \\ & - t_{\max}) \tau_p \tau_p \}. \end{aligned} \quad (8)$$

由 (8) 式可见,电子能量分布与原子种类(决定电离率)、峰值光强(决定电子剩余能)、电离时刻的激光电场的位相值以及脉冲形状等因素有关.由 (8) 式也可以看到,由超短脉冲作用下的光场感生电离产生的电子能量分布远不同于稳态的 Maxwell 分布.

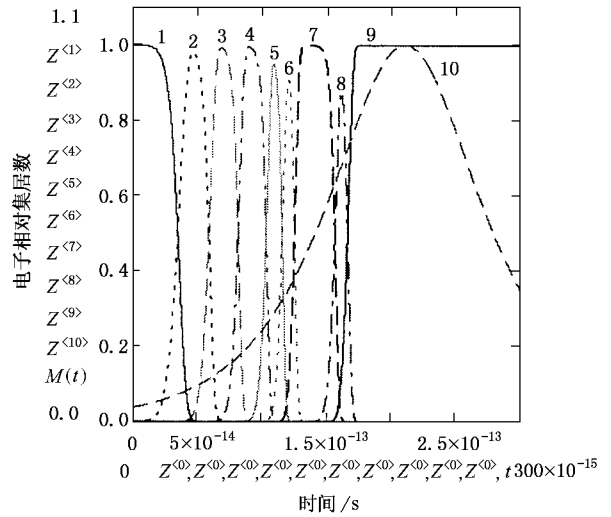


图 1 氙的中性原子和前八个电子相对集居数随时间的演变 ($M(t)$ 表示激光强度随时间的变化, $\alpha = 1$)

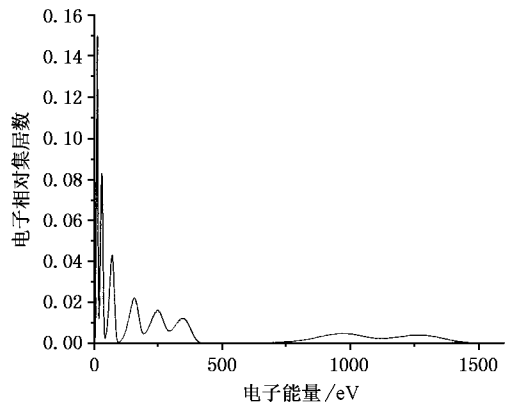


图 2 XeIX 等离子体中初始电子能量分布, $\alpha = 1$

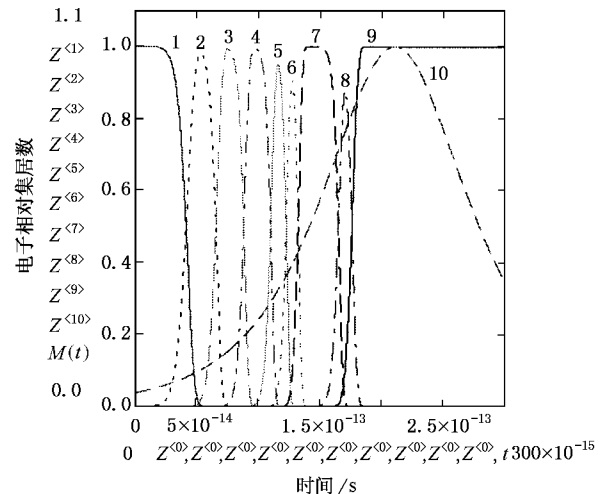


图 3 氙的中性原子和前八个电子相对集居数随时间的演变 ($M(t)$ 表示激光强度随时间的变化, $\alpha = 0.8$)

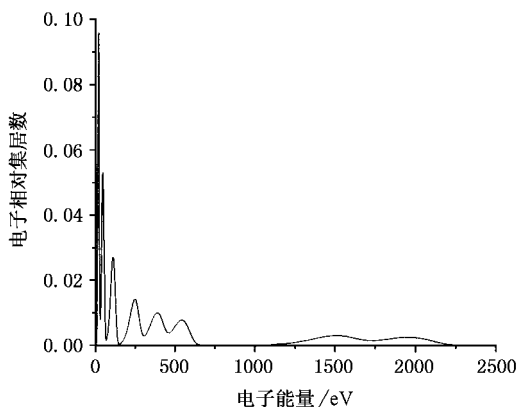


图 4 XeIX 等离子体中初始电子能量分布 $\alpha = 0.8$

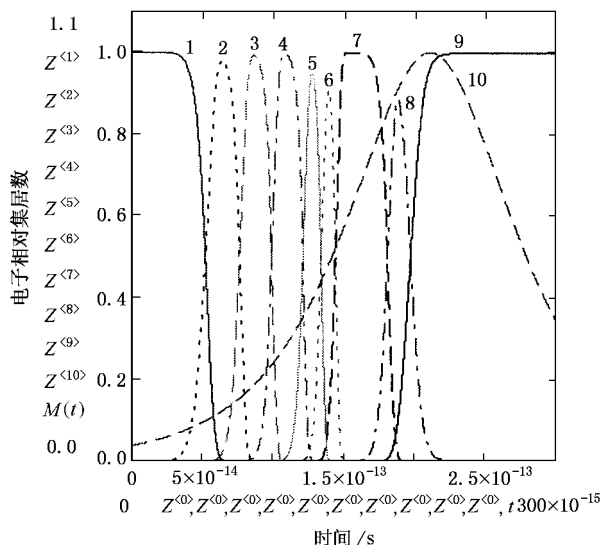


图 5 氙的中性原子和前八个电子相对集居数随时间的演变 ($M(t)$ 表示激光强度随时间的变化 $\alpha = 0.6$)

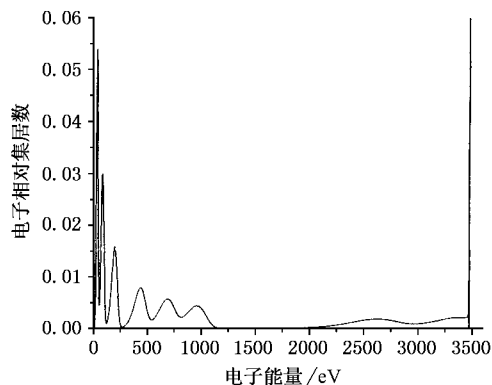


图 6 XeIX 等离子体中初始电子能量分布 $\alpha = 0.6$

5. 类钡氙系统的计算结果及讨论

为了与实验进行间接的比较,利用(5)和(8)式分别数值计算了不同偏振参量下的椭圆偏振光场中类钡氙系统的电荷态相对集居数随时间的变化及相应的电子能量分布曲线,如图1—6所示($Z^{<0>}$ 指时间 $t, Z^{<1>}, \dots, Z^{<9>}$ 指氙的中性原子和前八个电子电荷态相对集居数随时间演变曲线, $M(t)$ 指激光强度随时间变化曲线),条件:峰值光强为 $4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 脉冲宽度为 105fs, 入射激光波长为 795nm. 若想实现类钡氙 41.8nm 的 X 射线激光,我们希望等离子体的唯一成分是氙的八价离子,相应的初始电子能量分布曲线中能形成显著的第八个峰,而且此峰值对应的单位能量间隔里电子的数目多. 从图 1, 3, 5 中可以看到,随着偏振参量 α 从 1 到 0.6, 即从圆偏振光场到椭圆偏振光场,等离子体从氙的八价离子是唯一成分变化到氙的八价和七价离子的组合成分. 而相应的初始电子能量分布曲线中,由形成显著的第八个峰到第八个峰不能完全形成,当偏振参量为 0.8 时,虽然第八个峰完全形成,但其单位能量间隔里电子的数目低于同样条件下的圆偏振. 这说明,在相同的激光功率密度下,偏振参量对基于 OFI 电子碰撞机制的 X 射线辐射强度是有影响的,这种理论上计算的影响与文献 [8] 的图 4 给出的偏振特性对输出信号的影响是一致的.

6. 结 论

本文给出了一个描述椭圆偏振光场电离电子能量分布的简单模型,推导出了既易于理解又相对简单适用的描述椭圆偏振光场的电子能量分布函数解析表达式. 并利用此公式数值计算了不同偏振参量下的椭圆偏振光场中类钡氙系统的电子能量分布曲线,计算结果表明在相同的激光功率密度下,偏振参量对基于 OFI 电子碰撞机制的 X 射线辐射强度是有影响的.

- [1] Matthews D L *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [2] Suckewer S *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1753
- [3] Liu J S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1121(in Chinese) 刘建胜等 2001 物理学报 **50** 1121]
- [4] Kaganovich D *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **59** 4769
- [5] Dorchies F *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4655
- [6] Lu P X *et al* 1999 *Opt. Commun.* **15** 71
- [7] Lemoff B E *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1574
- [8] Sebban S *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3004
- [9] Corkum P B *et al* 1988 *OSA Proceedings Series* **2** 225
- [10] Burnett N H *et al* 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1195
- [11] Pretzler G *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 733
- [12] Lu P X *et al* 1999 *Osaka Uni. Japan, SPIE* 3886
- [13] Chen L M *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 592(in Chinese) 陈黎明等 2000 物理学报 **49** 592]
- [14] Wang Q *et al* 1999 *Acta Opt. Sin.* **19** 201(in Chinese) 王骥等 1999 光学学报 **19** 201]
- [15] Lerner P B *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **51** 1464
- [16] Lerner P B *et al* 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 96
- [17] Mohideen U *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 509
- [18] Glover T E *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 445
- [19] Chen D Y *et al* 1999 *Acta Opt. Sin.* **19** 884(in Chinese) 陈德应等 1999 光学学报 **19** 884]
- [20] Corkum P B *et al* 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1259
- [21] Ammosov M V *et al.* 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [22] Glover T E *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 78
- [23] Augst S *et al* 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 858
- [24] Fittinghoff D N 1993 *Livermore*(University of California ,Ph D Thesis) p94

The study of the electron energy distribution driven by ellipse polarized laser^{*}

Wang Qi Chen Jian-Xin Xia Yuan-Qin Chen De-Ying

(State Key Laboratory of Tunable Laser Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 15001 , China)

(Received 18 September 2001 ; revised manuscript received 28 October 2001)

Abstract

A simple model to describe the electron energy distribution in plasma produced by ellipse polarized optical-field-induced ionization is constructed on the basis of quasiclassical above-threshold ionization theory and quasi-static tunneling ionization theory. Resolved function expression is deduced which is simple and comprehensive. In order to compare with the experiment indirectly, the electron energy distribution curve of the Pd-like Xe system is calculated for different polarized parameters. The results show that the polarized parameter effects the X-ray emission at the same laser intensity. At the same time, the calculated result is in accordance with the experimental result.

Keywords : ellipse polarized laser , electron energy distribution , Pd-like Xe system , electron collisional excitation

PACC : 3520V , 5220F , 5250J

^{*} Project supported by the National High Technology Program of China ,and the National Natural Science Foundation of China(Grant No.60078010).