

强光场中原子的电离速率*

卢兴发 陈德应 夏元钦 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要 以静态场隧道电离为基础, 在准静态近似的条件下, 对描述强光场中原子及其各阶离子电离的电离速率进行了较为系统的总结, 纠正了早期对隧道电离的电离速率公式进行讨论并且在后来的计算中被广泛引用的文献[10]中公式(13a)的错误, 并对部分稀有气体原子及其各阶离子在线偏振、圆偏振强光场中的电离速率及相应的阈值光强进行了比较。

关键词 隧道电离, 电离速率, 阈值光强。

1 引 言

随着超短脉冲、超高功率激光器的发展, 激光强度有了大幅度的提高, 聚焦后的激光强度可达 10^{18} W/cm^2 以上, 使得激光场与物质的相互作用进入了一个崭新的领域, 从而吸引了众多的科研工作者从事强激光场中原子电离的理论和实验的研究工作^[1-9], 其中准静态隧道电离理论与实验测量的结果符合得很好^[5, 7-9]。1992 年, 法国的 Mevel 等人^[4], 对稀有气体原子在强激光场中电离的电子能谱进行了测量, 可以清楚地看到随着激光强度的增强, 电离过程由多光子电离表现出隧道电离的特性。对强场电离虽然进行了大量的理论和实验上的研究, 但多数局限于激光场为线偏振的情况, 而激光场为圆偏振的情况研究得较少, 而且对描述隧道电离过程的重要参数——电离速率的给出也不够明确和具体, 所以有必要对描述强场中原子电离的电离速率作进一步的总结与澄清。本文以静态场隧道电离为基础, 在准静态近似的条件下, 对描述强光场中原子及其各阶离子电离的电离速率进行了较为系统的总结, 文中纠正了早期对隧道电离的电离速率公式进行讨论并且在后来的计算中^[3, 11, 12]被广泛引用的文献[10]中公式(13a)的错误, 并对部分稀有气体原子及其各阶离子在线偏振、圆偏振强光场中的电离速率及相应的阈值光强进行了比较, 为进一步开展强场电离以及基于强场电离的 X 射线激光研究提供理论依据。

2 光场中原子及其各阶离子的电离速率

2.1 静态场 E_s 中的电离速率

静态场中类氢离子的电离速率^[2]为

* 国家科委 863 高科技激光技术主题、国家自然科学基金(69688003)和博士点基金资助。

收稿日期: 1998-03-23; 收到修改稿日期: 1998-06-29

$$w_{st} = 4 \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E_s} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E_s} \right] \omega_0 \quad (1)$$

其中 E_i 为电离能, E_h 为氢原子的电离能(为 13.6 eV), E_0 为氢原子在第一玻尔半径处的原子场强(为 5.1×10^9 V/cm), E_s 为静态场强, ω_0 为频率的原子单位(4.1×10^{16} s $^{-1}$)。

静态场中复杂原子或离子的电离速率^[2]为

$$w_{st} = C_{n^* l^*}^2 \frac{E_i}{2E_h} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} \left[2 \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E_s} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E_s} \right] \omega_0 \quad (2)$$

其中 n^* 为有效量子数, $n^* = Z/(E_i/E_h)^{\frac{1}{2}}$, Z 为原子的剩余电荷数, l 为轨道量子数, m 为磁量子数, 且(1)式和(2)式适用范围: $(E_i/E_h)^{\frac{3}{2}} E_0/E_s \gg 1$ 。

2.2 随时间变化的交变场中的电离速率

线偏振交变场中的电离速率公式可以通过静态场电离速率公式中的 E_s 由 $E \cos(\omega t)$ 代替, 然后在一个光周期内求平均得到^[2, 10]。

由(1)式得到线偏振交变场中类氢离子的电离速率为

$$w_{lin} = \left[\frac{3}{\pi} \left(\frac{E_h}{E_i} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E}{E_0} \right]^{\frac{1}{2}} w_{st}(E) \quad (3)$$

其中, E 为激光电场强度的峰值。交变场中复杂原子或离子的电离速率也可以近似地由(3)式给出^[2, 9, 13], 将(2)式代入(3)式得

$$w_{lin} = C_{n^* l^*}^2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{E_i}{2E_h} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} \times \left[2 \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right] \omega_0 \quad (4)$$

在准经典近似 $n^* \gg 1$, 且 $l \ll n$ 的情况下, 得到^[10]

$$C_{n^* l^*}^2 = \left(\frac{2e}{n^*} \right)^{n^*} \frac{1}{(2\pi n^*)^{\frac{1}{2}}} \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式得

$$w_{lin} = \left(\frac{3n^{*3}E}{\pi Z^3 E_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2}{2n^{*2}} \left(\frac{2e}{n^*} \right)^{2n^*} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2\pi n^* 2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} \times \left[2 \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right] \omega_0 \quad (6)$$

为与文献[10]中的取值相一致, (6)式中的 l 和 m 的值分别取为 1 和 0, 则得到

$$w_{lin} = \left(\frac{3e}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z^2}{n^{*4.5}} \left(\frac{4eZ^3 E_0}{n^{*4} E} \right)^{2n^* - 1.5} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right] \omega_0 \quad (7)$$

由于圆偏振光两个偏振分量的合成矢量的大小在一个光周期内保持不变, 所以激光场为圆偏振时, 可以用静态场中的电离速率公式代替交变场中的电离速率公式^[10, 14]:

$$w_{circ} = w_{st} = \frac{3e}{2\pi} \frac{Z^2}{n^{*4}} \left(\frac{4eZ^3 E_0}{n^{*4} E} \right)^{2n^* - 1} \exp \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_0}{E} \right] \omega_0 \quad (8)$$

2.3 复杂原子在线偏振交变场中电离速率公式的讨论

早期对隧道电离的电离速率公式进行讨论的文献[10]的公式(13a)中, 将(7)式中的 $\left(\frac{3e}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}}$ (为 4.182) 误写为 $\left(\frac{2e}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}}$ (为 1.611), 并且在后来的有些文献如[3]、[11]、[12]中, 引用此式进行物理讨论时, 并没有纠正该错误, 因而有必要对此进行更正。另外, 由 $\left(\frac{3e}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} / \left(\frac{2e}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} = 2.60$ 可知, 如果利用文献[10]中(13a)式在图 1(a)中作出相应曲线, 则在激光强度相

同时，曲线的位置在图 1(a) 中所示曲线的下方，也就是说达到同一电离速率利用文献[10]中 (13a) 式所计算的激光强度高于利用(7)式计算的激光强度，比如：对于 Xe 的一价离子，在电离速率达到 10^{14} s^{-1} 时，分别利用文献[10]公式(13a)和(7)式计算的激光强度的差值与利用(7)式计算的激光强度的比值为 0.2306，所以这个系数的错误对激光强度的计算有较大的影响。

3 计算结果与讨论

利用(7)式和(8)式，可以分别计算原子及其各阶离子在线偏振、圆偏振光场中的电离速率相对于激光强度的变化情况。图 1 给出了 Xe 原子及其离子在线偏振和圆偏振光场情况下的计算结果。

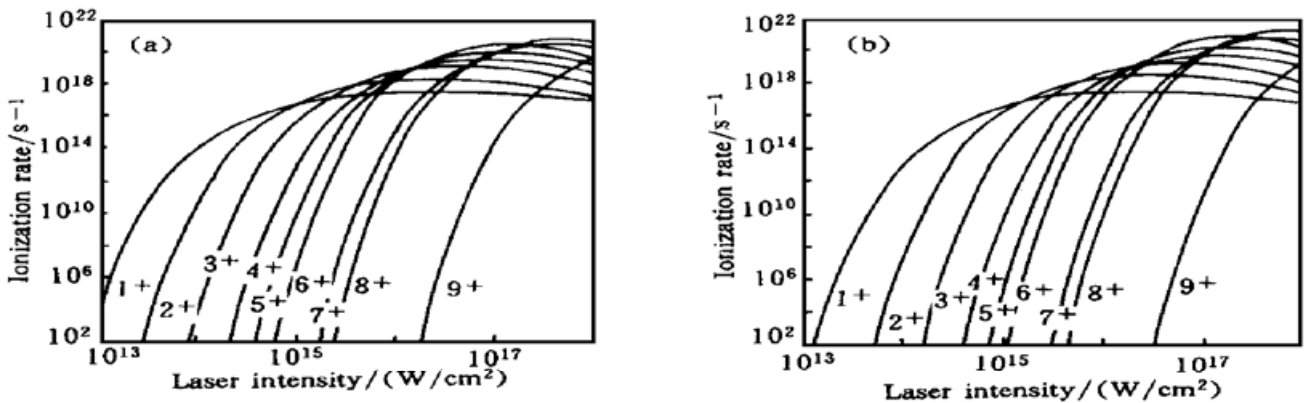


Fig. 1 Calculated ionization rates for Xe. (a) Using formula (7) for linearly polarized optical field, (b) Using formula (8) for circularly polarized optical field

为进一步地比较原子及其各阶离子在光场为线偏振和圆偏振两种情况下的电离速率，由(7)式和(8)式可以得到 w_{circ} 与 w_{lin} 的比值：

$$\frac{w_{\text{circ}}}{w_{\text{lin}}} = \left[\frac{\pi E_0}{3E} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{3/2} \right]^{1/2} \quad (9)$$

在图 2 中给出了 Xe 的各阶离子的电离速率 w_{circ} 、 w_{lin} 的比值相对于激光场强的变化情况，从图中可以看到随着激光场强的增高，二者的比值逐渐减小，并且在某一激光场强值之后 w_{lin} 的值将超过 w_{circ} 的值。

利用(7)式和(8)式可以计算达到某一电离速率所要求的阈值激光强度。图 3 中给出了光

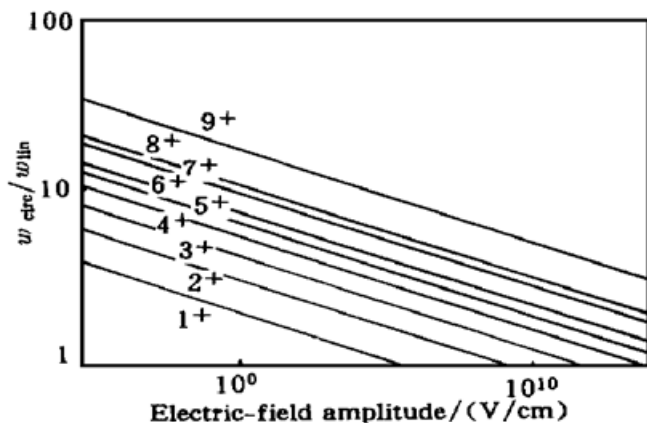


Fig. 2 The ratio of the w_{circ} and w_{lin} for first nine charge states of Xe

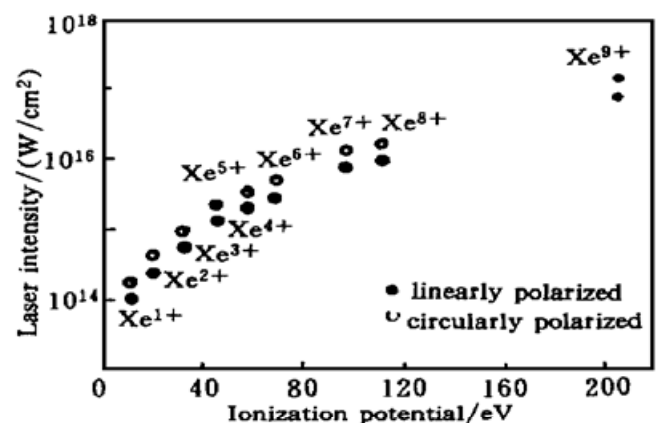


Fig. 3 Laser intensity required to yield an ionization rate of 10^{14} s^{-1} for Xe using formula (7) and (8)

场为线偏振和圆偏振的情况下，产生 Xe 的各阶离子所要求的阈值激光强度；图 4 中给出了光场为圆偏振的情况下，产生 Ar、Kr 以及 Xe 的各阶离子所要求的阈值激光强度，为便于同文献[14]中的计算结果进行比较，电离速率 w_{circ} 和 w_{lin} 的值均取为 10^{14} s^{-1} 。图 5 为文献[14]中的计算结果。

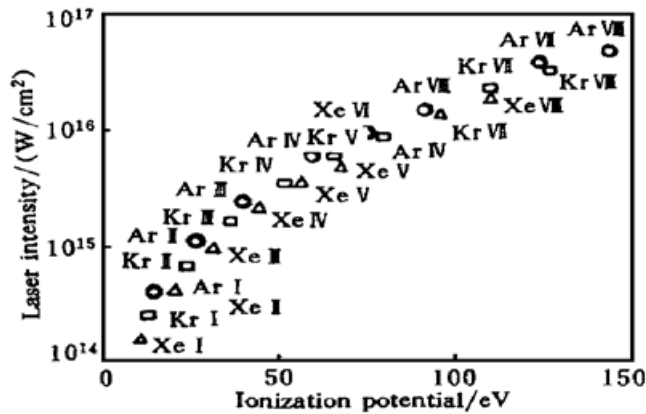


Fig. 4 Circularly polarized laser intensity required for production of an ionization rate of 10^{14} s^{-1} in the indicated species using formula (8)

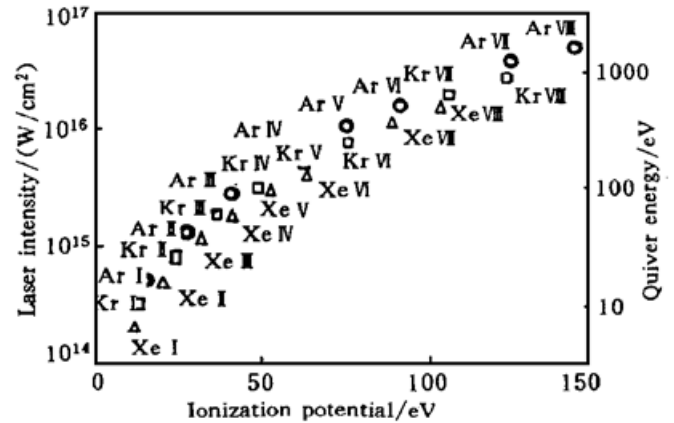


Fig. 5 Circularly polarized laser intensity required for production of an ionization rate of 10^{14} s^{-1} in the indicated species from reference [14]

从图 3 中可以看到对于 Xe 的各阶离子，光场为线偏振时所要求的阈值光强低于光场为圆偏振时所要求的阈值光强，也就是说线偏振的光场相对于圆偏振的光场更有利于原子及其离子的电离。从图 1 中电离速率 w_{circ} 与 w_{lin} 的值相对于激光强度的变化曲线很容易理解，从图 1 中的曲线可以看到，在激光强度相同的情况下，光场为线偏振时的原子及其离子的电离速率大于光场为圆偏振时的原子及其离子的电离速率，从而使得欲达到相同的电离速率，电离原子及其各阶离子在线偏振光场中所要求的阈值光强低于圆偏振光场所要求的阈值光强。从图 4 和图 5 可以看到利用(8)式计算的圆偏振光场的情况下，产生 Ar、Kr、Xe 的各阶离子所要求的阈值光强都普遍低于文献[14]中的计算结果，由于对光场为圆偏振情况的理论和实验上研究得较少，所以(8)式的计算结果和文献[14]中的计算结果的正确性还有待于实验上的进一步验证。

结 论 原子及其各阶离子在线偏振光场中的电离速率高于在圆偏振光场中的电离速率，从而使得电离原子及其各阶离子在线偏振光场中所要求的阈值光强低于圆偏振光场所要求的阈值光强，也就是说用线偏振光更有利于原子电离产生各阶离子，而且更有利于高价离子的获得。

参 考 文 献

[1] Corkum P B, Burnett N H, Brunel F. Above-threshold ionization in the long-wavelength limit. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(11) : 1259~ 1262
 [2] Burnett N H, Corkum P B. Cold-plasma production for recombination extreme ultra violet lasers by optical-field-induced ionization. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(6) : 1195~ 1199
 [3] Penetrante B M, Bardsley J N. Residual energy in plasma produced by intense sub-picosecond lasers. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **43**(6) : 3100~ 3113

- [4] Mevel E, Breger P, Trainham R *et al.*. Atoms in strong optical fields evolution from multiphoton to tunnel ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(4) : 406~ 409
- [5] Glover T E, Donnelly T D, Lipman E A *et al.*. Subpicosecond Thomson scattering measurements of optically ionized helium plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(1) : 78~ 81
- [6] Janulewicz K A, Grout M J, Pert G J. Electron residual energy of optical-field-ionized plasma driven by subpicosecond laser pulses. *J. Phys. (B): At. Mol. Opt. Phys.*, 1996, **29**(4) : 901~ 914
- [7] Augst S, Strickland D, Meyerhofer D D *et al.*. Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(20) : 2212~ 2215
- [8] Augst S, Meyerhofer D, Strickland D *et al.*. Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(4) : 858~ 867
- [9] Rae S C, Burnett K. Possible production of cold plasmas through optical-field-induced ionization. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **46**(4) : 2077~ 2083
- [10] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov. Phys. JETP*, 1986, **64**(6) : 1191~ 1194
- [11] Djacui A, Offenberger A A. Heating of underdense plasmas by intense short-pulse lasers. *Phys. Rev. (E)*, 1994, **50**(6) : 4961~ 4968
- [12] Midorikawa K, Nagata Y, Kubodera S *et al.*. An optical field-induced ionization X-ray laser using a pre-formed plasma scheme. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, 1995, **1**(3) : 931~ 940
- [13] Gibson G, Luk T S, Rhodes C K. Tunneling ionization in the multiphoton regime. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(9) : 5049~ 5052
- [14] Lemoff B E, Barty C P J, Harris S E. Femtosecond-pulse-driven, electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(8) : 569~ 571

Ionization Rates of Atoms in an Intense Optical Field

Lu Xingfa Chen Deying Xia Yuanqin Wang Qi
(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 23 March 1998; revised 29 June 1998)

Abstract The ionization rates of atom and atomic ions in an intense optical field are summarized systematically with the quasi-static approximation, on the basis of tunneling ionization theory in the static electric field. The error in the formula (13a) of reference [10] was modified. The ionization rates and threshold intensities of Xe atom and ions in both intense circularly polarized and linearly polarized field are computed and compared.

Key words tunneling ionization, ionization rates, threshold intensity.