

文章编号 : 0253-2239(2001)08-0897-04

# $\omega-2\omega$ 双色场相位控制电离 : 隧穿电离 与过势垒电离的比较\*

吴海涛 龚尚庆 金石琦 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘要: 对于在  $\omega-2\omega$  双色场作用下的原子, 在两种不同电离机制下探讨了电离过程的相位效应。结果发现在隧穿机制下总电离率随相对相位的变化呈“ $\cap$ ”形, 而在过势垒机制下呈“ $\cup$ ”形。研究说明利用双色场对原子电离过程进行相位控制是可行的。

关键词: 双色场; 相位控制; 隧穿电离; 过势垒电离

中图分类号: O437 文献标识码: A

## 1 引 言

近年来, 诸如阈上电离<sup>[1]</sup>、高次谐波<sup>[2]</sup>及阿秒脉冲产生<sup>[3]</sup>等强激光与物质相互作用的研究<sup>[4]</sup>受到人们的重视。在强激光的作用下, 原子的库仑势场(图1中曲线 a)受到激光电场的抑制而形成势垒(见图1中曲线 b), 电子可以通过隧穿效应越过势垒而电离, 这就是隧穿电离现象<sup>[5]</sup>。隧穿电离的几率与激光电场的瞬时强度有关。随着激光强度的进一步增加, 势垒会越来越低直到被完全抑制(见图1中曲线 c), 电子波包(图1中曲线 d)可以自由地脱离原子核的束缚而电离, 这就是过势垒电离现象<sup>[6]</sup>。

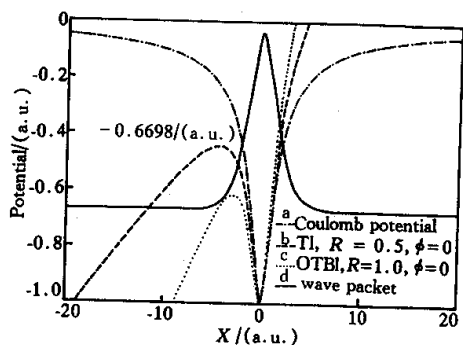


Fig. 1 Diagram for tunneling ionization and over-the-barrier ionization

“双色场相干控制”是目前强场激光物理领域的热点研究课题<sup>[7-10]</sup>, 用两束激光同时与系统相互作用, 通过调节两束激光之间的相对相位<sup>[7-9]</sup>、相对强

度<sup>[10]</sup>等手段可以改变实际作用在原子上的激光电场, 从而影响或控制整个相互作用的过程和结果。在实验上比较容易实现的双色场一般由基频光与其二次谐波组成(称为  $\omega-2\omega$  双色场), 例如 1996 年 Schumacher 等人<sup>[8]</sup>研究在  $\omega-2\omega$  双色场作用下 Kr 原子的阈上电离现象, 发现其电离率、光电子谱、电子的空间分布等都有非常显著的相位效应。

本文把上述对电离的相位效应的研究推进到隧穿电离和过势垒电离这两种不同的电离机制。通过数值求解含时薛定谔方程, 计算出一维模型原子在  $\omega-2\omega$  双色场作用下的电离过程与双色场的相对相位之间的关系, 选取不同的激光强度使其分别进入不同的电离机制。我们发现两种机制下的电离都具有明显的相位效应, 并且电子在空间分布上具有不对称性。我们也发现两种机制下的电离随相对相位变化的规律有很大的不同, 在隧穿机制下总电离率随相对相位的变化呈“ $\cap$ ”形, 而在过势垒机制下呈“ $\cup$ ”形。

## 2 理论模型

我们从求解一维模型原子在双色场作用下的含时薛定谔方程开始。令电子质量  $m$ 、电子电荷  $e$  和普朗克常数  $\hbar$  均为 1, 得到原子单位 (au) 下的一维含时薛定谔方程为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = \left[ -\frac{\partial^2}{2\partial x^2} + V(x) + xE(t) \right] \psi(x, t), \quad (1)$$

其中  $V(x) = -1/\sqrt{1+x^2}$  为“软核势”<sup>[11]</sup>, 该势避

\* 国家重点基础研究专项经费资助课题。

收稿日期 2000-04-07; 收到修改稿日期 2000-05-18

免了实际原子在  $x = 0$  处的奇异性,并且具有与氢原子类似的能级系列,因而被许多研究者采用。 $E(t)$  为激光的电场分量,对由基频光与其二次谐波组成的双色场

$$E(t) = E_0[\sin(\omega t) + R\sin(2\omega t + \phi)], \quad (2)$$

其中  $E_0$ 、 $\omega$  分别为基频光的电场强度和频率,本文中取  $E_0 = 0.05$  au(对应的激光强度约为  $8.3 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>)、 $\omega = 0.056$  au(对应的激光波长约为 806 nm)、 $R = E_{2\omega}/E_0$ 、 $\phi$  分别为双色场之间的相对强度和相对相位。对于给定的基频光,双色场的变化由参数  $R$  和  $\phi$  决定。

假设在激光作用前电子处于基态(基态能级为 0.6698 au),采用克兰克-尼科尔森有限差分法<sup>[1]</sup>求解一维含时薛定谔方程,得到任意时刻的电子波函数  $\psi(x, t)$ ,利用  $\psi(x, t)$  可以得到很多物理量的信息,在本文中主要关心的是电离率,我们认为只有那些在整个激光脉冲作用结束后( $t_{\text{off}}$ )远离原子核的电子才算是真正被电离的电子,而且被电离的电子是有空间分布的。前向电离为

$$I_f = \int_X^{X_{\text{max}}} |\psi(x, t_{\text{off}})|^2 dx, \quad (3)$$

其中  $X$  为“吸收边界”,表示只有出了此边界范围的电子才被认为是电离了。 $X_{\text{max}}$  为计算选取的最大空间范围。同理,后向电离为

$$I_b = \int_{-X_{\text{max}}}^{-X} |\psi(x, t_{\text{off}})|^2 dx, \quad (4)$$

总电离率为前向电离与后向电离之和

$$I_{\text{total}} = I_f + I_b. \quad (5)$$

### 3 结果与讨论

先来讨论双色场的相对强度  $R = 0.5$  的情况,图 2(a) 显示了当双色场的相对相位  $\phi$  分别为 0、 $\pi/2$  和  $\pi$  时双色场电场随时间的变化。图 3(a) 给出了数值计算的结果,包括总电离率  $I_{\text{total}}$ 、前向电离  $I_f$  和后向电离  $I_b$  随相对相位  $\phi$  的变化规律。从图 3(a) 中可看到,总电离率、前向电离、后向电离都随相对相位有明显变化,总电离率随相对相位的变化以  $\pi$  为周期,即  $I_{\text{total}}(\phi_0) = I_{\text{total}}(\phi_0 + \pi)$ ,而前向电离、后向电离都不具有这种对称性,前向电离与后向电离之间有很大不同,它们随相对相位的变化相差一个  $\pi$  的相位,即  $I_f(\phi_0) = I_b(\phi_0 + \pi)$ 、 $I_b(\phi_0) = I_f(\phi_0 + \pi)$ 。由于以上两点对称关系,下面的讨论只

需在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内进行;在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内总电离率、后向电离随相对相位的变化呈“ $\cap$ ”形,前向电离比较小且变化不明显。

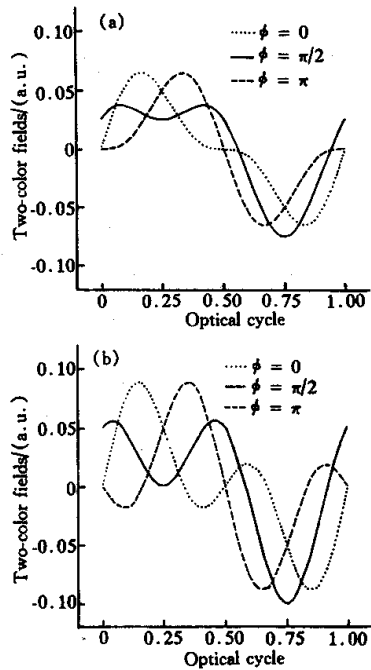


Fig. 2  $\omega$ - $2\omega$  two-color fields in one optical cycle.

(a):  $R = 0.5$ ; (b):  $R = 1.0$

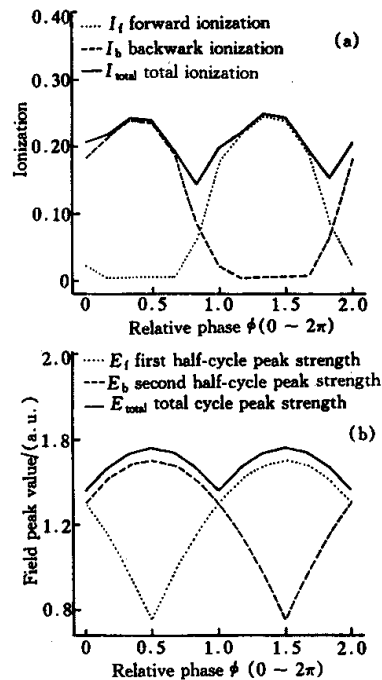


Fig. 3 Case of  $R = 0.5$ . (a) Ionization verse relative phase;

(b) two-color fields amplitude verse relative phase.

对于以上结果可作如下解释:从图 2(a) 可以看

出由于双色场之间的相干叠加效应,激光电场的峰值强度、随时间的变化等性质都与相对相位有关,因此总电离率、前向电离和后向电离等都有明显的相位效应;总电离率不考虑电离的方向,可以等效地看成是激光电场的绝对值与原子相互作用,因此是以 $\pi$ 为周期的;很显然,正向电场驱动电子向前运动,负向电场驱动电子向后运动,可以认为激光电场的前半周期对应前向电离而后半周期对应后向电离,从图 3(a)还可以看出电场在前半周期和后半周期是不同的(尤其是 $\phi = \pi/2$ 时)因此前向电离与后向电离之间也有很大的不同。另外由于

$$\begin{aligned} & x[\sin(\omega t) + R\sin(2\omega t + \phi_0 + \pi)] = \\ & (-x)\{\sin[\omega(t + T/2)] + \\ & R\sin[2\omega(t + T/2) + \phi_0]\}, \end{aligned}$$

其中  $T$  为光周期,其对应的电离关系即为

$$I_f(\phi_0 + \pi) = I_b(\phi_0),$$

上式得以成立的关键在于  $2\omega T/2 = 2\pi$ ,因此这种前向电离与后向电离相差一个 $\pi$ 的相位的现象是 $\omega-2\omega$  双色场所特有的性质;涉及到电离率的大小时,需要结合具体的电离机制来分析。图 3(b)给出了  $R = 0.5, \phi = 0$  双色场达到峰值时作用于原子库仑势场所形成的势垒,图 1 中曲线 d 为电子的基态波函数,可见正处于隧穿电离机制起主导作用的强度范围。根据量子力学可知,隧穿电离的几率随着势垒厚度和高度的减小而迅速增加,对于给定的原子库仑势场,激光的电场越大,所形成的势垒就越低越窄,电子发生隧穿电离的几率就越大。所以隧穿电离过程主要发生在激光的电场达到峰值时,电离的几率主要由激光电场的峰值强度决定。图 3(b)给出了与图 3(a)相对应的各双色场的峰值强度随相对相位的变化[图中  $E_{\text{total}}$  其实分别取自  $E_b$  和  $E_f$ ,不过为了画图清晰,人为地把  $E_{\text{total}}$  略微提高了一点,图 4(b)也是这样],可以看出在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内峰值强度随相对相位的变化呈“ $\cap$ ”形。把图 3(a)与图 3(b)相对照就可以明显地看出总电离率与峰值强度、前向电离与前半周期的峰值强度、后向电离与后半周期的峰值强度之间的关系。这说明上述关于隧穿电离的解释是正确的。

下面讨论  $R = 1.0$  的情况,图 2(b)显示了当  $\phi = 0, \pi/2, \pi$  时双色场的电场随时间的变化。图 4(a)给出了数值计算的结果,把图 4(a)与图 3(a)进行比较,结果发现尽管总电离率、前向电离和后向电离随相对相位变化的总体规律是一致的,但与隧穿

电离情况正好相反的是:在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内总电离率随相对相位的变化呈“ $\cup$ ”形,并且后向电离单调减小。

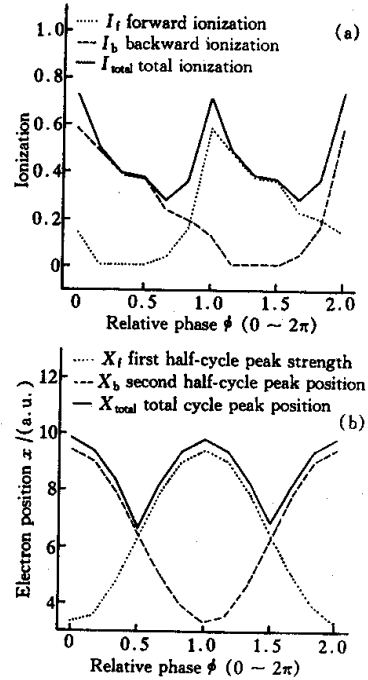


Fig. 4 Case of  $R = 1.0$ . (a): Ionization verse relative phase; (b): maximum position of electron verse relative phase

已用隧穿电离机制已成功地解释了图 3(a),如何解释图 4(a)与图 3(a)之间的区别呢?图 3(c)给出了  $R = 1.0, \phi = 0$  的双色场达到峰值时所形成的势垒,可见正处于过势垒电离机制起主导作用的强度范围。在过势垒电离机制下不需要考虑电离几率的问题,因为整个电子波包可以自由地作整体运动,需要考虑的是电子如何在强激光场的驱动下运动和扩散。由于原子的库仑势场被抑制,可以认为电子只受到激光电场的作用。把电子看成一个遵从牛顿方程的经典粒子,有

$$\frac{d^2x}{dt^2} = E(t), \quad (6)$$

$$\frac{dx}{dt} = A(t) = \int_0^t E(\tau) d\tau, \quad (7)$$

$$x = F(t) = \int_0^t A(\tau) d\tau. \quad (8)$$

可以认为  $x$  越大,即电子跑得越远,电离的可能性也越大。所以在过势垒电离机制下,电离率主要由电子在强激光场驱动下运动的距离决定。图 4(b)给出了与图 4(a)相对应的各双色场作用下电子运动的最

大距离随相对相位的变化。可以看出,在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内后半周期最远距离随相对相位单调减小,整个周期最远距离随相对相位的变化呈“U”形。把图 4(a)与图 4(b)相对照就可以明显地看出总电离率与整个周期最远距离、前向电离与前半周期的最远距离、后向电离与后半周期的最远距离之间的关系。这说明上述关于过势垒电离的解释也是正确的。

**结论** 研究了一维模型原子在  $\omega$ - $2\omega$  双色场作用下的电离过程,重点研究了电离的相位效应。总电离率、前向电离和后向电离等都随双色场的相对相位有明显变化,其中总电离率随相对相位的变化以  $\pi$  为周期,电子的空间分布具有不对称性,前向电离与后向电离之间有很大的不同,它们随相对相位的变化相差一个  $\pi$  的相位。用双色场的相干叠加效应进行了分析和讨论。另外还发现在不同强度的  $2\omega$  光的作用下,电离随相对相位变化的规律有很大的不同,例如在  $0 \leq \phi < \pi$  区间内,加入  $R = 0.5$  的  $2\omega$  光后其总电离率、后向电离随相对相位的变化呈“∩”形,而加入  $R = 1.0$  的  $2\omega$  光后其总电离率、后向电离随相对相位的变化呈“U”形,这分别是隧穿电离和过势垒电离两种不同的电离机制的结果。研究说明利用双色场对原子的电离过程进行相位控制是可行的。

## 参 考 文 献

- [1] Muller H G. Numerical simulation of high-order above-threshold ionization enhancement in argon. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **60**(2):1341~1350
- [2] Kuchiev M Y, Ostrovsky V N. Quantum theory of high harmonic generation as a three-step process. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60**(4):3111~3124
- [3] Shon N H, Suda A, Midorikawa K. Generation and propagation of attosecond pulses in He gas with sun-10-fs driver pulses. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60**(3):2587~2590
- [4] Protopapas M, Keitel C H, Knight P L. Atoms in intense laser fields. *Rep. Prog. Phys.*, 1997, **60**(4):389~470
- [5] Geltman S. Short-pulse model-atom studies of ionization in intense laser fields. *J. Phys. (B): At. Mol. Opt. Phys.*, 1994, **27**(2):1497~1514
- [6] Ammosov M V, Delone N B. Tunneling ionization and above-barrier decay of atoms under the action of pulsed laser radiation. *Laser Physics*, 1997, **7**(1):79~83
- [7] Schafer K J, Kulander K C. Phase-dependent effects in multiphoton ionization induced by a laser field and its second harmonic. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45**(11):8026~8033
- [8] Schumacher P W, Bucksbaum P H. Phase dependence of intense-field ionization. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **54**(5):4271~4278
- [9] Gao Lianghui, Li Xiaofeng, Fu Panming. Phase-difference effect in two-color above-threshold ionization. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(5):3807~3812
- [10] Faria C F M, Becker W, Dorr M *et al.*. Phase-and intensity-dependence of the cutoffs in two-color high harmonic generation. *Laser Physics*, 1999, **9**(2):388~394

## $\omega$ - $2\omega$ Two-Color Phase Control of Ionization : Comparison of Tunneling and Over-the-Barrier Regimes

Wu Haitao Gong Shangqing Jin Shiqi Xu Zhizhan

(The Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 7 April 2000; revised 18 May 2000)

**Abstract:** For an atom under the action of  $\omega$ - $2\omega$  two-color fields, the phase effects of ionization process in different ionization regimes are investigated. The dependence of ionization possibility on relative phase is found in tunneling regime being a shape of “∩”, while in the over-the-barrier regime being a shape of “U”. Our results demonstrate the possibility of phase control of ionization process by using two-color fields.

**Key words:** two-color fields; phase control; tunneling ionization; over-the-barrier ionization