

文章编号 : 0258-7025(2001)04-0330-03

双色场对原子电离的相干控制： $\omega-2\omega$ 与 $\omega-3\omega$ 之间的比较

吴海涛 龚尚庆 冯勋立 徐至展

(中国科学院上海光机所强光光学开放实验室 上海 201800)

提要 通过数值方法求解一维模型原子的含时薛定谔方程,研究了双色场对电离的相干控制,分别讨论了基频光与其二次或三次谐波的耦合,通过对这两种组合的比较发现由于相干叠加效应的不同,其电离率也有很大的差异。

关键词 双色场 电离 相干叠加效应

中图分类号 O 437.1 文献标识码 A

Coherent Control of Ionization in Two-color Laser Fields : a Comparison between $\omega-2\omega$ and $\omega-3\omega$ combinations

WU Hai-tao GONG Shang-qing FENG Xun-li XU Zhi-zhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract By using the numerical solution of time-dependent Schrodinger equation for a hydrogen atom, the coherent control of ionization in two-color laser fields, with considering a fundamental laser field mixed with its second harmonic field or its third harmonic field is investigated. Comparing the two scenarios, it is found that the ionization rates of the system are quite different due to the different superposition effects of the two kinds of combinations.

Key words two-color fields, ionization, superposition effect

1 引言

近年来,利用双色激光场与原子的相互作用进行原子过程的相干控制,如电离控制^[1~3]和高次谐波的产生等^[4,5],引起了人们的极大兴趣。在双色场情况下,由于有了更多的控制自由度,如双场之间的相对相位、相对强度、不同的极化方向等等,原子系统的电离和高次谐波谱都有可能受到极大的影响。在目前的研究中,大多数文献^[1~5]都采用了“相位控制法”,即通过改变双场之间的相对相位来改变或控制系统的电离率和高次谐波谱。例如 1995 年 Schumacher 等^[3]研究了双色场作用下的阈上电离现象,发现电离率、光电子谱等都具有非常显著的相位效应。然而据我们所知,通过改变双场之间的相对强度来控制电离过程,尤其是对 $\omega-2\omega$ 与 $\omega-3\omega$ 两种不同组合之间的比较研究尚未见报道。

本文中,我们选择了基频光(ω)与其二次谐波(2ω)或三次谐波(3ω)组成的耦合场,研究了系统的电离率对二次(或三次)谐波在强度上的依赖关系。通过对这两种组合的比较发现,对 $\omega-2\omega$ 耦合场,电离率随二次谐波场的增强而单调增加;而对 $\omega-3\omega$ 耦合场,当三次谐波场较弱时,其电离率甚至比单场时还要小(非单调性),我们认为这是双场之间(ω 与 3ω)的相干叠加效应的结果。

2 双色场模型

激光与原子相互作用的动力学过程可以在单电子近似下用含时薛定谔方程来描述,在线偏振强激光场的驱动下,大部分电子都分布在偏振方向上,因此采用一维模型是合理的同时也是方便的。原子单位下激光与一维原子相互作用的含时薛定谔方程为

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

其中,我们选择的原子势场为“软核势”模型^[6~8]

$$V(x) = -\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \quad (2)$$

因为该模型避开了数值计算中实际原子在原点处的奇异性,而在对称性、类里德堡的束缚态能级等性质上是对氢原子库仑势场很好的近似,其电离能为 0.6698 au。激光场与其 n 次谐波组成的耦合场为

$$E(t) = E_0[\sin(\omega t) + R\sin(n\omega t)] \quad (3)$$

其中 E_0 是基频光的场强,设为 0.05 au(约为 8.3×10^{13} W/cm²), ω 是基频光的圆频率,设为 0.056 au(约为 806 nm),在这样的强度和频率条件下,系统的电离过程主要由隧穿电离机制决定; $R = E_n/E_0$ 是基频光与其 n 次谐波之间的强度比。从公式(3)可以看出当基频场固定时,耦合场就由谐波场的参数(R 与 n)决定。这样对 $\omega-2\omega$ 和 $\omega-3\omega$ 两种不同的组合,由于相干叠加效应的不同,其耦合场也有很大的不同。本文中选取 $n = 2$ (二次谐波)和 $n = 3$ (三次谐波),通过数值求解双色场与一维模型原子相互作用的含时薛定谔方程(1),研究了这两种情况下系统的电离行为,并对其进行了比较和讨论。在数值计算中任意时刻的电子波函数 $\Psi(x, t)$ 的求解用了克兰克-尼科尔森算法^[9],电离率随时间的变化可以直接从波函数得出

$$I(t) = 1 - \int_{-X}^X |\Psi(x, t)|^2 dx \quad (4)$$

其中 $[-X, X]$ 代表一定的空间区域,出了此空间范围的电子波函数代表了被电离的电子。

3 数值结果

首先讨论 $\omega-2\omega$ 组合的情况。我们计算了 $R = 0, 0.2, 1.0$ 这三种不同的情况,图 1 给出了在不同的强度比 R 条件下,原子系统的电离率随时间的变化。其中曲线 1 对应于单色场情形($R = 0$),曲线 2 对应于强 ω -弱 2ω 耦合($R = 0.2$),而曲线 3 则对应于强 ω -强 2ω 的耦合($R = 1.0$)。图 1 显示出系统的电离率随时间不断增加,但是对于不同的强度比 R 其增加的速度是不同的, R 越大则电离率也越大,即电离率与强度比 R 之间呈单调变化关系。

对于 $\omega-3\omega$ 组合的情况,同样计算了 $R = 0, 0.2, 1.0$ 这三种不同的情况,图 2 给出了与图 1 相对应的计算结果。比较图 2 与图 1 可以看出,其表现是有本质区别的:系统的电离率与 R 之间不再有单调关系。对较大的 R (计算表明当 $R > 0.4$ 时),电离率随着 R 的增大而增加,而对较小的 R (< 0.4 时)电

离率甚至比单色场情况时还小。

这一结果可以借助于双场之间的相干叠加效应来理解。由于选取的激光强度和频率正好是隧穿电离机制起主要作用,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。所以隧穿电离的几率主要由激光电场的峰值强度决定。在双色场条件下,系统的电离率密切关联于双色场的耦合强度,当基频场强度固定时,耦合场就只取决于 n 次谐波场及其与基频场之间的强度比 R 。耦合场的不同实质上是由于不同组合情况下的相干叠加效应不同造成的。图 3 给出了不同 R 的耦合场随时间的变化,其中图 3(a)对应于 $n = 2$,而图 3(b)对应于 $n = 3$ 。从图 3(a)可以清楚地看出,对于 $\omega-2\omega$ 组合,耦合场的峰值强度与 R 之间呈单调关系,反映到电离率的变化就是图 1 所示的电离率随 R 的单调增加。而对 $\omega-3\omega$ 组合的情况则有很大的不同,尤其是当 R 比较小时(如 $R = 0.2$)。从图 3(b)可以看出,由于双场之间的相干抵消作用,耦合场的峰值强度甚至比单色场时还小。计算表明只要 $R < 0.4$,耦合场的峰值强度都小于 $R = 0$,只有当 $R > 0.4$ 时,耦合场的峰值强度才会随着 R 的增加而增加。这种峰值强度随 R 的变化与图 2 中的电离率随 R 的变化非常吻合。

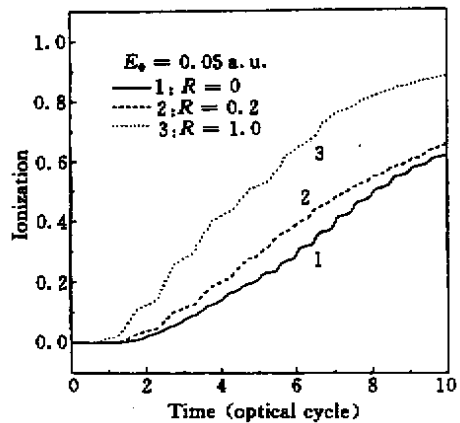


图 1 $\omega_L-2\omega_L$ 组合下的电离率变化曲线

其中基频 $\omega_L = 0.056$ au

Fig.1 Ionization rate for the $\omega_L-2\omega_L$ combination

The frequency of fundamental field is $\omega_L = 0.056$ au

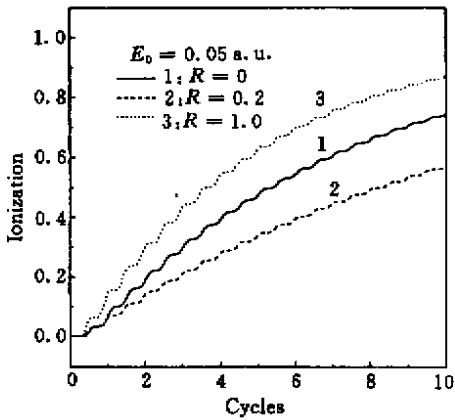
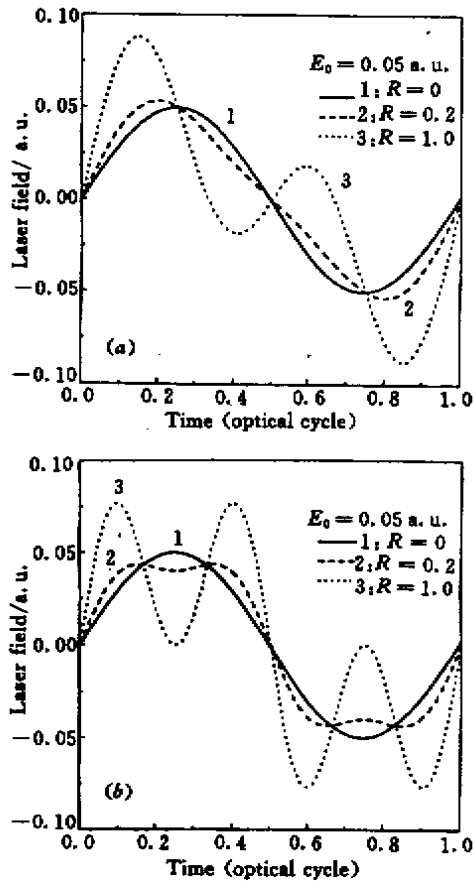
图2 $\omega_L-3\omega_L$ 组合下的电离率变化曲线Fig.2 Same curves as Fig.1 but for the $\omega_L-3\omega_L$ combination
($\omega_L = 0.056$ au)

图3 耦合场随时间的变化

(a) $\omega_L-2\omega_L$ 组合 (b) $\omega_L-3\omega_L$ 组合Fig.3 Combined laser fields versus time
(a) $\omega_L-2\omega_L$; (b) $\omega_L-3\omega_L$

通过数值求解一维含时薛定谔方程,讨论了在基频场与其二次或三次谐波的双色场作用下,对系统电离率的相干控制。我们发现对 $\omega-2\omega$ 耦合场,电离率与两场之间的强度比 R 呈单调关系,而对 $\omega-3\omega$ 耦合场,当三次谐波场较弱时其电离率甚至比单场时还要小。根据隧穿电离机制和双色场之间的相干叠加效应对结果进行了分析和讨论。由于在实验上对激光强度的控制比对双色场之间的相对相位的控制容易得多,因此我们的结果对实验研究具有一定的积极意义。

参 考 文 献

- 1 K. J. Schafer, K. C. Kulander. Phase-dependent effects in multiphoton ionization induced by a laser field and its second harmonic. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(11) 8026 ~ 8033
- 2 M. Protopapas, P. L. Knight. Phase control in two-colour multiphoton ionization. *J. Phys. B*, 1995, **28**(20) 4459 ~ 4479
- 3 D. W. Schumacher, P. H. Bucksbaum. Phase dependence of intense-field ionization. *Phys. Rev. A*, 1996, **54**(5) 4271 ~ 4278
- 4 D. A. Telnov, J. Wang, S.-I. Chu. Two-color phase control of high order harmonic generation in intense laser fields. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(5) 3988 ~ 3996
- 5 T. Zuo, A. D. Bandrank, M. Ivanov *et al.*. Control of high-order harmonic generation in strong laser fields. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(5) 3991 ~ 3998
- 6 J. H. Eberly, Q. Su, J. Javanainen. Nonlinear light scattering accompanying multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(8) 881 ~ 884
- 7 A. Sanpera, L. Roso-Franco. Short-time multiphoton detachment in a one-dimensional model with very-short-range potential. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(11) 6515 ~ 6518
- 8 U. Schwengelbeck, F. H. M. Faisal. Ionization of the one-dimensional Coulomb atom in an intense laser field. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(1) 632640
- 9 G. D. Smith. Numerical Solution of Partial Differential Equations. 3rd, edn (Oxford: Clarendon)