

利用两束同色激光场和半周期脉冲驱动 原子产生单个阿秒脉冲*

潘慧玲 李鹏程 周效信[†]

(西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

(2010年5月6日收到; 2010年6月22日收到修改稿)

利用分裂算符方法数值求解一维氦原子的含时薛定谔方程, 研究了氦原子在两束同色激光场与半周期脉冲 (Heps) 形成的组合场驱动下所发射高次谐波的特点. 研究表明, 氦原子在这种组合场驱动下, 高次谐波谱的平台区域能得到很大的扩展, 其截止位置可延伸到 $I_p + 9.6U_p$, 通过构造截止位置附近的高次谐波谱能够得到脉宽为 63 as 的单个阿秒脉冲. 经过分析后发现, 半周期脉冲的加入不仅使高次谐波谱平台能够得到扩展, 同时还抑制了电子长路径对高次谐波的贡献.

关键词: 两束同色激光场, 半周期脉冲, 高次谐波, 阿秒脉冲

PACS: 32. 80. Rm, 42. 65. Ky, 42. 65. Re

1. 引言

阿秒 ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) 是研究超快过程和原子分子尺度内电子动力学过程的有力工具, 利用阿秒脉冲来对时间宽度为 2.5 fs 的超短脉冲进行成像^[1] 和对原子内壳层 Auger 过程进行跟踪^[2] 的成功实现, 使人们对阿秒的研究产生了浓厚的兴趣^[3,4]. 由原子在强激光场发射的高次谐波是构造阿秒脉冲的主要途径之一, 因此, 高次谐波的性质是人们研究的重要领域^[5]. 高次谐波的发射过程可以用 Corkum 提出的半经典“三步模型”来解释^[6]: 处于基态原子中的电子通过多光子电离或者隧道电离进入到连续态, 这些连续态电子在激光场的作用下运动并获得能量, 当激光场反向时, 电子返回原子核附近并与原子核复合, 辐射出高能光子即高次谐波. 这种过程在激光场的每半个周期都会重复一次, 这样产生的阿秒脉冲是一个脉冲链. 然而, 人们更感兴趣的是产生单个阿秒脉冲, 这对超快过程的观测是至关重要的, 单个阿秒脉冲的产生成为人们关注的焦点.

目前利用高次谐波获得单个阿秒脉冲的方法主要有偏振门技术^[7], 两色激光^[8-11]、三色激光^[12]、多色激光^[13]、激光加半周期场^[14] 以及利用激光和静电场^[15] 共同作用驱动原子产生单个阿秒脉冲. 我们曾提出利用啁啾激光^[16,17] 与原子相互作用同样也可以得到单个阿秒脉冲, 此方法产生单个阿秒脉冲的机理是当电子被隧道电离成为自由电子并从激光场中获得动能时, 利用啁啾激光的特点使激光的有效周期增加, 这样自由电子在返回母离子过程中可以从激光场获得更大的动能, 这样高次谐波的截止位置能得到很大的扩展, 即高次谐波的频宽有很大的增加, 通过加入另一束激光来控制电子的路径, 从而可以实现单个阿秒脉冲的输出. 本文利用另一种方法使激光的有效周期增加, 并使用半周期脉冲在周期增加的时间间隔内使激光的电场振幅增加, 使得高次谐波谱的截止位置有较大的扩展, 从而可以获得单个阿秒脉冲.

2. 理论方法

在偶极近似和长度规范下, 强激光场中一维模

* 国家自然科学基金(批准号:11044007, 11047016), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20096203110001), 西北师范大学创新项目(批准号:NWNU-KJCXGC-03-62)资助的课题.

[†] 通讯联系人; E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn

型氦原子的含时薛定谔方程为(采用原子单位)

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

其中, $E(t)$ 为激光场的电场分量, $V(x)$ 是一维氦原子的模型势, 我们采用软库仑势形式 $V(x) = -1/\sqrt{a+x^2}$, a 是可调参数. 为了保证模型氦原子与真实氦原子具有相同的基态能量 -24.5 eV, 我们取 $a = 0.485$. (1)式可用分裂算符方法求解, 具体的求解过程在文献[18]中已有详细描述.

因为高次谐波的强度与电子平均加速度的傅里叶变换模的平方成正比, 运用 Ehrenfest^[19] 定理, 电子的平均加速度为

$$a(t) = \langle \varphi(x, t) | -\frac{\partial V(x)}{\partial x} + E(t) | \varphi(x, t) \rangle, \quad (2)$$

高次谐波谱的强度对(2)式进行 Fourier 变换得到.

通过对一定范围内的高次谐波叠加得到阿秒脉冲为

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega t} \right|^2, \quad (3)$$

其中 $a_q = \int a(t) e^{-iq\omega t} dt$.

为了分析高次谐波谱在时间频率空间的特性, 利用小波变换来分析某一频率的谐波随时间的演化, 可以得到频率为 ω 的谐波随时间 t_0 变化的振幅

$$A_\omega(t_0, \omega) = \int a(t) w_{t_0, \omega}(t) dt, \quad (4)$$

式中

$$w_{t_0, \omega}(t) = \sqrt{\omega} W[\omega(t - t_0)], \quad (5)$$

其中

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{ix} e^{-\frac{x^2}{2\tau^2}} \quad (6)$$

为 Morlet 小波变换的窗函数^[20]. 从(4)—(6)式可以看出, $A_\omega(t_0, \omega)$ 的值依赖于参数 τ 的取值. 在谐波频率一定的情况下, 选取不同的 τ 值计算发现, 尽管 $A_\omega(t_0, \omega)$ 值的绝对大小会有差异, 但是 $A_\omega(t_0, \omega)$ 随时间演化的规律几乎不变. 在我们的计算中选取 $\tau = 15$.

3. 结果与讨论

在计算中, 采用的激光场为两束同色激光场^[21]和半周期脉冲的组合, 其电场分量可以表示为

$$E(t) = E_s(t, \tau_{\text{delay}}) + E_{\text{uni}}(t), \quad (7)$$

式中 $E_s(t, \tau_{\text{delay}}) = \varepsilon(t + \tau_{\text{delay}}/2) - \varepsilon(t - \tau_{\text{delay}}/2)$ 为有一定延迟时间的两束同色激光场, 其中

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} E_0 \cos^2\left(\frac{\omega t}{2N}\right) \sin(\omega t), & |t| < \frac{NT}{2}, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \quad (8)$$

$E_{\text{uni}}(t)$ 为半周期脉冲, 可以表示为^[14]

$$E_{\text{uni}}(t) = k\theta(t - t_0)E_0 \times \left[\frac{a(t - t_0)^3 \exp[-8(t - t_0)/\tau]}{\tau^3} - \frac{b(t - t_0)^5 \exp[-(t - t_0)/\tau]}{\tau^5} \right], \quad (9)$$

其中, E_0 和 ω 分别是激光的电场峰值和角频率, T 是激光的周期, N 是脉冲的周期总数, 半高全宽为 $0.36NT$, τ_{delay} 是两束脉冲之间的时间延迟. $\theta(t)$ 是阶跃函数, t_0 为半周期脉冲相对于 E_s 的时间延迟, τ 是半周期脉冲的脉宽, a, b 是无量纲的参数由半周期脉冲最大峰值来选择, k 是控制半周期脉冲的峰值强度, 半周期脉冲的电场峰值为 kE_0 .

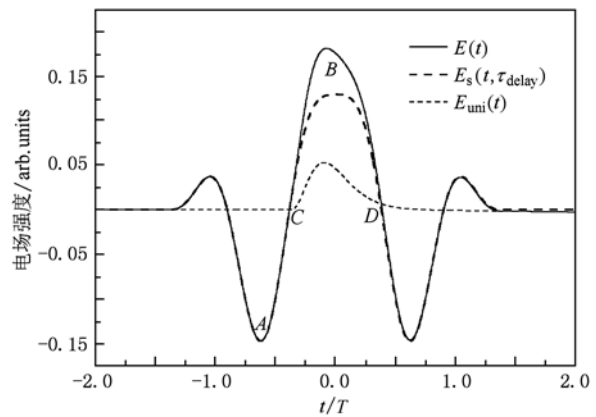


图1 延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场(长虚线)、半周期脉冲(短虚线)以及组合场(实线)电场分量随时间的变化

图1给出了两束同色激光场延迟时间为 $0.8T$ 的电场分量(长虚线)、半周期脉冲电场分量(短虚线)以及它们的组合场电场分量(实线)随时间的变化关系. 在计算中, 两束同色激光场的强度为 1.0×10^{15} W/cm², 中心波长为 1064 nm, 脉冲的周期总数 $N = 2$, 半高全宽 $0.72T$; 半周期脉冲参数 $a = 400$, $b = 10^{-5}a$, $k = 0.3$, $t_0 = -0.38(2\pi/\omega)$ 和 $\tau = 2.7$ fs. 由高次谐波发射的三步模型可知, 在原子的电离势一定的情况下, 谐波发射最高能量的大小取决于电离电子在返回母离子过程中从激光场获得动能, 若电子返回过程中加速的时间越长, 则该电子所获

得的动能就越大. 若电场强度越强, 则电离电子所获得的动能也越大. 从图 1 可以看出, 由延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场得到的电场分量即有效周期较宽(即半周期 $C-D$ 之间的时间间隔变大). 当电子在 A 点电离后, 电子被加速, 远离母离子, 当激光场在 C 处反向时, 电子将获得反向加速度, $C-D$ 之间的间隔大小决定了电子返回母离子加速的时间, $C-D$ 之间电场分量的大小决定了电子加速度的大小, 由此可见, 在组合场作用下, 不仅使电子返回母离子的加速时间增加, 而且半脉冲场的加入使加速度的大小也有很大的增加, 这样电子与母离子复合时可以释放出更高能量的光子, 即有效拓展高次谐波的截止位置.

为了确定在组合场作用下氦原子发射高次谐波截止位置相对于在两束同色激光场作用下发射高次谐波截止位置的不同, 我们分别计算了氦原子在延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场及该同色激光场与半周期脉冲形成的组合场驱动下发射的高次谐波谱, 图 2 给出了我们的计算结果. 从图中可以看出, 氦原子在两束同色激光场中谐波谱截止位置大约在 530 阶次, 对应的最大光子能量为 $I_p + 5.6U_p$, 而由组合场驱动氦原子产生的高次谐波谱截止位置增加到 890 阶次, 对应的最大光子能量为 $I_p + 9.6U_p$. 由此可见, 隧道电离的电子在组合场中获得的动能得到很大提高, 使得高次谐波的阶次有了很大的扩展.

为了分析由这些高次谐波构造阿秒脉冲的特征, 利用(3)式对两束同色激光场和组合场驱动下氦原子发射的高次谐波进行叠加得到了阿秒脉冲, 图 3 给出了阿秒脉冲的时域包络曲线. 叠加是对高次谐波截止位置附近进行的, 对原子在两束同色激

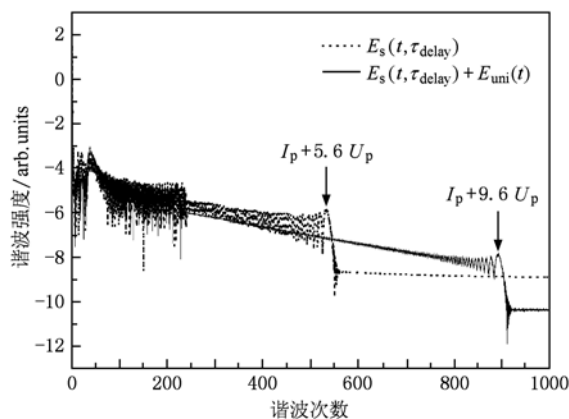


图 2 氦原子在两束同色激光场(虚线)和两束同色激光场与半周期脉冲的组合场(实线)中产生的高次谐波谱

光场产生的高次谐波是从 475—530 阶谐波进行叠加得到两个阿秒脉冲, 脉宽分别为 69 as 和 61 as, 左边脉冲强度比右边脉冲强度稍高; 对原子在组合场驱动下产生的高次谐波是从 835—890 阶谐波进行叠加, 所得到的是脉宽为 63 as 的单个脉冲, 虽然其强度相对于同色激光场的有所降低, 但是其中的一个阿秒脉冲由于半周期脉冲的加入而得到明显的抑制.

为了说明高次谐波平台拓展的物理机理以及如何有效地产生单个阿秒脉冲, 我们分别进行了经典轨道模拟和通过 Morlet 小波变换方法对高次谐波发射进行时频分析. 图 4 (a) 给出了延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场与半周期脉冲的组合场中电子动能随电离时刻 (t_i) 和复合时间 (t_c) 的分析图. 由图可以看出, 在每一个激光周期内, 存在两个电子路径, 即电离早而复合迟的路径称为长路径 (long), 而电离迟复合早的路径被称为短路径

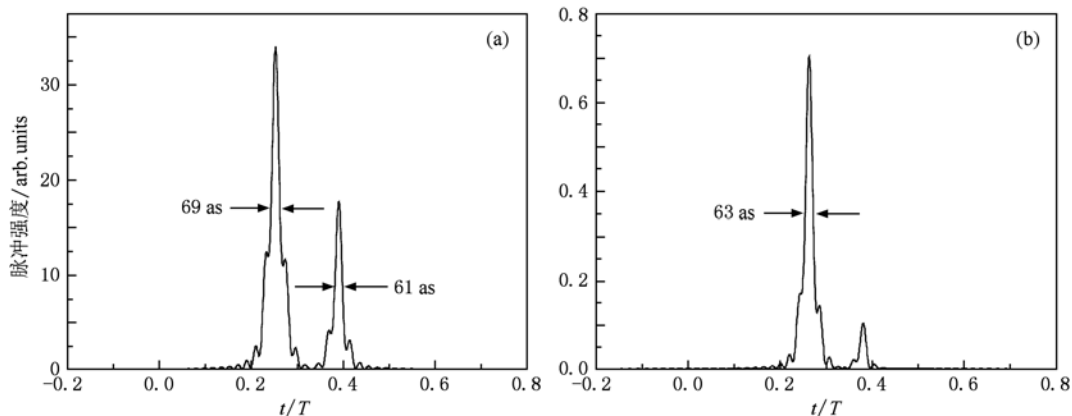


图 3 (a) 氦原子在延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场中产生的阿秒脉冲; (b) 组合场中产生的阿秒脉冲

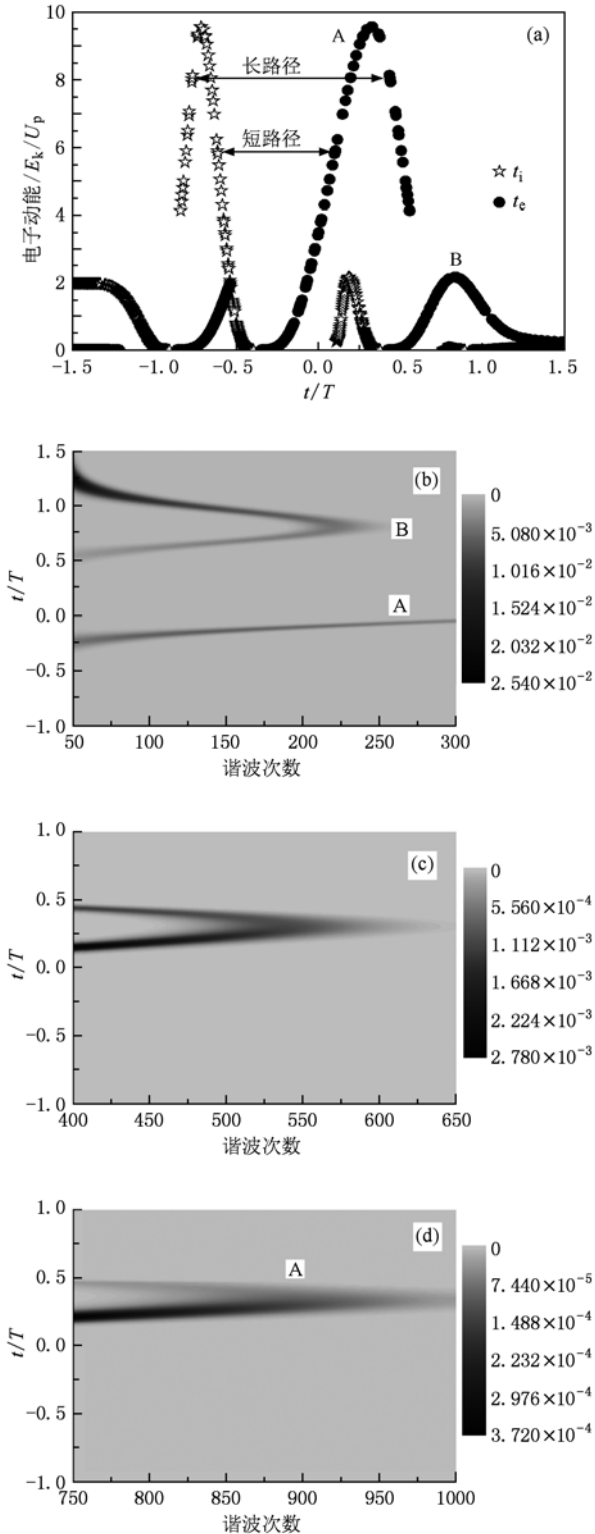


图4 (a)延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场加半周期脉冲的组合场与氦原子相互作用下的谐波经典轨道图;(b)组合场情况下相应高次谐波谱从50—300阶高次谐波的时频分析图;(c)延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场相应高次谐波谱从400—650阶高次谐波的时频分析图;(d)与(b)相同从750—1000阶高次谐波的时频分析图

(short). 随着电子动能的增大,短路径对应的复合时间增大,而长路径对应的复合时间减少,当动能达到最大值时,短路径和长路径对应的复合时间相等.在组合场情况下,主要存在两个重散射事件,分别用A和B标记,对应的电子在激光场中获得的最大动能分别为 $9.6U_p$ 和 $2.2U_p$.因此高次谐波谱截止位置能够拓展到 $I_p + 9.6U_p$.对于重散射事件B,主要贡献于高次谐波的第一个平台;对于重散射事件A,主要贡献于高次谐波的第二个平台(见图2).

图4(b)给出的是在组合场情况下由小波变换得到的50—300阶高次谐波的时频分析,可以看出,同样存在两个谐波发射事件,分别用A和B标记.每个谐波发射时间与图4(a)中电子返回能量图像中的复合时间完全一致.对于谐波发射B,反映的是谐波的第一个平台每一阶谐波的发射时刻.图4(c)给出的是在延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场情况下由小波变换得到的从400—650阶高次谐波的时频分析,可以明显看到有两个峰,即存在两个电子路径(长路径和短路径^[6,22]),而且两个路径对每一阶谐波的贡献相当(图中颜色深浅相当),若从400—650阶高次谐波进行叠加,显然两个路径被选作对谐波有贡献,必然会得到两个阿秒脉冲,正如图3(a)所示.图4(d)给出的是在组合场情况下由小波变换得到的从750—1000阶高次谐波的时频分析图.可以看出,对于谐波发射事件A,虽然也有两条电子路径的贡献,但是长路径的贡献明显被抑制了(这相当于图3(b)中很弱的一个脉冲),那么从750—1000阶高次谐波进行叠加,仅有短路径对高次谐波有贡献,因而得到脉宽为63 as的单个阿秒脉冲,正如图3(b)所示.从以上的分析可以看出,半周期脉冲的引入,不仅使隧道电离的电子能够从激光场中获得更大的动能,使高次谐波谱的平台区域得到很大的扩展,而且还可以抑制电子长轨道对谐波的贡献,从而得到单个的阿秒脉冲.

4. 结 论

本文采用两束同色激光场和半周期脉冲所构成的组合场,与一维模型氦原子相互作用,通过分裂算符方法数值求解氦原子在强激光场中的含时薛定谔方程,结果发现由组合场驱动氦原子相对于两束同色激光场产生的高次谐波谱平台得到很大的扩展,其截止位置能够达到 $I_p + 9.6U_p$.通过经典

分析和小波变换分析发现,在组合场中,由于引入了半周期脉冲,不仅使高次谐波的截止位置得到了

很大的扩展,而且抑制电子长路径的贡献,从而能得到单个的阿秒脉冲。

- [1] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J, Uiberacker M, Aquila A L, Gullikson E M, Attwood D T, Kienberger R, Krausz F, Kleineberg U 2008 *Science* **320** 1614
- [2] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature* **419** 803
- [3] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [4] Scrinzi A, Ivanov M Y, Kienberger R, Villeneuve D M 2006 *J. Phys. B* **39** R1
- [5] Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 117
- [6] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [7] Sansone G, Beenedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, Silvestri S D, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [8] Zeng Z N, Cheng Y, Song X H, Li R X, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [9] Zhang G T, Liu X S 2009 *J. Phys. B* **42** 125603
- [10] Ye X L, Zhou X X, Zhao S F, Li P C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1579 (in Chinese) [叶小亮、周效信、赵松峰、李鹏程 2009 物理学报 **58** 1579]
- [11] Hong W Y, Yang Z Y, Lan P F, Zhang Q B, Li Q G, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4914 (in Chinese) [洪伟毅、杨振宇、兰鹏飞、张庆斌、李钱光、陆培祥 2009 物理学报 **58** 4914]
- [12] Lu R F, He H X, Guo Y H, Han K L 2009 *J. Phys. B* **42** 225601
- [13] Bandulet H C, Comtois D, Bisson E, Fleischer A, Pépin H, Kieffer J C, Corkum P B, Villeneuve D M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013803
- [14] Orlando G, Corso P P, Fiordilino E, Persico F 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 1761
- [15] Xiang Y, Niu Y P, Gong S Q 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053419
- [16] Zhao S F, Zhou X X, Li P C, Chen Z J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063404
- [17] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [18] Li P C, Zhou X X, Dong C Z, Zhao S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 (in Chinese) [李鹏程、周效信、董晨钟、赵松峰 2004 物理学报 **53** 750]
- [19] Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [20] Antoine P, Piraux B, Maquet A 1995 *Phys. Rev. A* **51** R1750
- [21] Pérez-Hernández J A, Hoffmann D J, Zair A, Chipperfield L E, Plaja L, Ruiz C, Marangos J P, Roso L 2009 *J. Phys. B* **42** 134004
- [22] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L' Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117

Single attosecond pulse generated by atom exposed to two laser pulses with the same color and half cycle pulses^{*}

Pan Hui-Ling Li Peng-Cheng Zhou Xiao-Xin[†]

(Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

(Received 6 May 2010; revised manuscript received 22 June 2010)

Abstract

By solving numerically the time-dependent Schrödinger equation with the split-operator method, we investigate the characteristic of the high-order harmonic of one-dimensional helium atom exposed to two laser pulses with the same color and half cycle pulses. It is shown that the harmonic spectrum is extended to $I_p + 9.6U_p$ in the case of the combined fields, and an isolated 63 as pulse can be obtained by superposing the high-order harmonic spectra generated around the cut-off position. An analysis shows that the plateau of the high-order harmonic spectrum is extended greatly and the contribution of the long electron trajectory is suppressed by adding the half cycle pulses.

Keywords: two laser pulses with the same color, half cycle pulses, high-order harmonic, attosecond pulse

PACS: 32.80.Rm, 42.65.Ky, 42.65.Re

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11044007, 11047016) the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20096203110001), the Foundation of Northwest Normal University, China (Grant No. NWNNU-KJCXGC-03-62).

[†] Corresponding author. E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn