

空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波以及孤立阿秒脉冲的产生

罗香怡 贵帅 葛鑫磊 王群 郭静 刘学深

High-order harmonics and attosecond pulse generation of a  $\text{He}^+$  ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field

Luo Xiang-Yi Ben Shuai Ge Xin-Lei Wang Qun Guo Jing Liu Xue-Shen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 193201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.193201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.193201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2015/V64/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

Resonance-like enhancement in high-order above-threshold ionization of argon at different wavelengths

物理学报.2015, 64(14): 143201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射

Photon and photoelectron emission of the atom under the action of high-frequency laser pulse

物理学报.2015, 64(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043201>

两束同色激光场和中红外场驱动氦原子在等离激元中产生的单个阿秒脉冲

Single isolated attosecond pulse generated by helium atom exposed to the two laser pulses with the same color and midinfrared intense laser pulse in the plasmon

物理学报.2014, 63(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203201>

$\mu$  介子氢原子在双色激光场驱动下产生单个阿秒脉冲

Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms under two-color XUV fields

物理学报.2014, 63(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.073201>

共振条件下载波包络相位效应对阈上电离谱的影响

Effect of carrier envelope phase on the above threshold ionization under resonant condition

物理学报.2013, 62(15): 153202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.153202>

# 空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波 以及孤立阿秒脉冲的产生\*

罗香怡<sup>1)2)</sup> 贲帅<sup>1)</sup> 葛鑫磊<sup>1)</sup> 王群<sup>1)</sup> 郭静<sup>1)†</sup> 刘学深<sup>1)‡</sup>

1)(吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

2)(白城师范学院物理学院, 白城 137000)

(2014年12月17日收到; 2015年4月27日收到修改稿)

本文理论上研究了初态为基态与第一激发态等权重叠加的一维氦离子在空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波发射及孤立阿秒脉冲的产生. 研究表明, 一维氦离子在空间非均匀啁啾双色场驱动下发射的高次谐波相对于均匀场情况截止位置得到明显扩展, 得到了光滑的超连续谱, 并应用半经典三步模型解释了高次谐波发射的物理机理. 通过小波变换的方法对连续谱进行了时频分析, 并且与电子的经典运动轨迹进行了对比分析, 结果显示在空间非均匀场中长量子轨道消失, 短量子轨道加强. 讨论了空间非均匀啁啾双色场中时间延迟对谐波和孤立阿秒脉冲产生的影响, 发现适当调整时间延迟值可以得到较大延展的光滑的超连续谱, 本方案中时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时谐波得到了最大延展, 通过对谐波中 600 次到 680 次 (80 次) 谐波合成得到 32 as 的孤立脉冲.

**关键词:** 空间非均匀啁啾双色场, 高次谐波, 孤立阿秒脉冲

**PACS:** 32.80.Rm, 42.50.Hz, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.64.193201

## 1 引言

阿秒脉冲的实现具有极其重大的应用价值, 例如利用阿秒脉冲可以探测电子和分子内部的超快动力学过程, 如内壳层电子弛豫、光隧道电离及核动力学过程<sup>[1-4]</sup>. 因此, 孤立阿秒脉冲的产生引起人们广泛的关注, 如何获得阿秒量级的超短脉冲是人们孜孜以求的目标. 目前, 人们在产生阿秒脉冲的原理方法上已经做了大量的前沿探索工作. 由于高次谐波具有覆盖从红外到软 X 射线的光谱范围, 于是它很快成为突破飞秒壁垒及实现阿秒脉冲产生的有效途径<sup>[5]</sup>. 近年来, 实验上主要是利用高次谐波发射产生阿秒脉冲, 因此基于高次谐波过程的阿秒脉冲产生一直是人们关注的焦点.

强激光入射到原子、分子和团簇等介质后, 由

于高次非线性极化而产生相干辐射波, 辐射波的频率是入射激光频率的整数倍, 这种光波发射被称为高次谐波发射 (HHG). 几乎所有的高次谐波实验所得到的谐波谱都表现出同样的“平台”特征. 平台区的出现无法用传统的微扰理论来解释. Corkum 等<sup>[6]</sup>于 1993 年提出的半经典“三步模型”理论很好的解释了其产生机理及高次谐波平台截止规律. 第一步, 在激光场的作用下原子库仑势被压低形成势垒, 原先处于基态的电子会有一定的概率隧穿该势垒到连续态; 第二步, 电离的电子在振荡的激光场中加速获得一定的能量; 第三步, 当激光场反向后, 电子在激光场的作用下回到原子核附近并有一定的概率与基态复合, 放出高能光子. 对于单色激光场作用下的原子 (或者离子) 而言, 辐射出光子的最大能量为  $E_{\max} = I_p + 3.17U_p$ , 其中,  $I_p$  为电子电

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11174108, 11104108, 11271158) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gjing@jlu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: liuxs@jlu.edu.cn

离能,  $U_p$  是有质动力能. 因为  $U_p = E_0^2/4\omega^2$  由激光场强和激光频率直接决定, 所以我们可以改变激光的这两个参数来实现谐波的展宽.

目前, 为了实现谐波平台的展宽, 得到孤立阿秒脉冲, 人们采用多种方法, 其中, Sansone 等<sup>[7]</sup>利用偏振门技术在实验上实现了孤立的 130 as 的短脉冲辐射. 通过减少驱动场的脉宽, Goulielmakis 等<sup>[8]</sup>成功地实现了 80 as 的单个脉冲输出. Zou 等<sup>[9]</sup>利用中红外激光 (2000 nm) 和 909 nm 的激光组合场获得了水窗波段的组合场. Xia 等<sup>[10]</sup>采用在任意夹角下的双色偏振激光, 通过调整双色激光的偏振方向的夹角, 获得了 64 as 的孤立脉冲. Chen 等<sup>[11]</sup>利用双色激光脉冲获得了 38 as 的孤立短脉冲. Wu 等<sup>[12]</sup>利用 800 nm 啁啾脉冲与 1600 nm 控制脉冲组合得到了 38 as 的孤立短脉冲. Li 等<sup>[13]</sup>利用少周期啁啾脉冲与 27 倍频场叠加得到 26 as 孤立短脉冲. Kim 等<sup>[14]</sup>的实验最早提出了金属纳米附近的高次谐波的产生. 最近 Lewenstein 小组<sup>[15]</sup>的研究表明, 气体原子在非均匀电场中产生的高次谐波的截止位置得到了提高, 其平台范围与均匀场相比得到了很大的展宽, 这有利于更窄的阿秒脉冲 (链) 的输出. Zeng 等<sup>[16]</sup>研究了两束同色激光场和中红外场驱动氢原子在等离激元中产生了 28 as 的单个阿秒脉冲. Ge 等<sup>[17]</sup>研究了在非均匀电场中驱动一维模型氢分子离子产生高次谐波的截止位置提高, 并获得了 53 as 的孤立脉冲.

本文利用 5 fs/800 nm 的啁啾脉冲和 12 fs/1600 nm 的次倍频场在空间非均匀场中驱动一维模型氢离子. 为了提高谐波的发射效率, 本文选取初态为基态与第一激发态的等权叠加, 研究了当啁啾参数  $\beta = 0.25$  时, 空间非均匀参数取不同值时高次谐波发射和孤立阿秒脉冲的产生. 研究表明, 在  $\varepsilon = 0.00105$  时极大地扩展谐波截止和连续谱的宽度, 对该连续谱内 77.6 eV 的谐波进行合成可以得到 48 as 的单个脉冲. 通过小波时频分析和经典三步模型及电子的经典运动轨迹, 我们解释了高次谐波辐射的物理机理. 此外, 我们还进一步研究了时间延迟对高次谐波发射和孤立阿秒脉冲产生的影响, 发现在本文方案中选取时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时能够得到最大延展的光滑超连续谱, 通过对 80 次谐波进行合成得到了 32 as 的孤立脉冲.

## 2 理论方法

我们应用分裂算符快速傅里叶变换法数值求解激光与氢离子相互作用的一维含时薛定谔方程<sup>[18]</sup>, 研究了在空间非均匀啁啾双色组合激光场驱动氢离子的高次谐波辐射及单个阿秒脉冲的产生. 在偶极近似长度规范下电子与激光场相互作用的含时薛定谔方程 (原子单位):

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

式中的  $V(x)$  是一维氢离子的模型势, 采用软核库仑势  $V(x) = -\frac{2}{\sqrt{x^2 + 0.5}}$ , 它具有和真实氢离子相同的基态本征能量.  $V_l(x) = xE(x, t)$  是激光与原子相互作用势.  $E(x, t)$  是与空间有关的电场分量, 可表示为  $E(x, t) = E(t)(1 + \varepsilon x)$ , 其中  $\varepsilon$  是空间非均匀参数, 它的大小描述了激光场非均匀场的强弱,  $E(t)$  为激光场的电场分量, 我们选取如下的啁啾双色场形式:

$$E(t) = E_0 f_0(t) \sin(\omega_0 t + \delta(t)) + E_1 f_1(t - t_0) \sin(\omega_1(t - t_0)), \quad (2)$$

偏振方向沿  $x$  方向. 其中,  $\omega_0 = 0.057$  是基频场的频率, 对应的波长为 800 nm.  $\omega_1 = \omega_0/2$  是低频场的频率, 对应的波长为 1600 nm. 对应的激光光强分别为  $I_1 = 1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>,  $I_2 = 2 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. 两束激光采用如下的高斯型包络:

$$f_i(t) = \exp(-4 \ln(2)t^2/\tau_i^2), \quad i = 0, 1. \quad (3)$$

相应的半高全宽 (FWHM)  $\tau_0, \tau_1$  分别为 5 fs, 12 fs.  $\delta(t) = -\beta\omega_0 t^2/T_0$  为啁啾形式, 该啁啾可以通过调整  $\beta$  和  $T_0$  两个参数来控制, 而本文中我们取  $T_0$  为激光总的作用时间 (36 fs),  $\beta = 0.25$ . 我们使用二阶对称分裂算符方法数值求解方程 (1), 体系演化的初态采用基态和第一激发态的等权叠加由虚时演化方法求得. 在实际计算中, 为了防止电子波包传播到边界时发生非物理反射, 一般需要在边界上放一吸收函数, 我们引入一个  $\cos^{1/8}$  面具函数, 它在两端较窄的范围内从 1 降到 0.

电子的偶极加速度可表示为

$$a(t) = -\langle \Psi(x, t) | \frac{\partial}{\partial x} V(x) - E(x, t) - x \frac{\partial}{\partial x} E(x, t) | \Psi(x, t) \rangle. \quad (4)$$

高次谐波谱能够通过  $a(t)$  的傅里叶变换得到

$$P(\omega) = \left| \frac{1}{T} \int_0^T a(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (5)$$

叠加一定级次的谐波我们可以得到阿秒脉冲的强度

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega t} \right|^2, \quad (6)$$

$$a_q = \int a(t) e^{-iq\omega t} dt, \quad (7)$$

$a(t)$  是电子的偶极加速度,  $q$  是谐波次数.

### 3 结果和讨论

我们数值研究了初态为叠加态, 时间延迟  $t_0 = 0$ 、啁啾参数  $\beta = 0.25$  情况下空间非均匀参数  $\varepsilon$  对氦离子谐波发射的影响. 图 1 中黑色实线是在空间均匀啁啾脉冲双色场 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$ ) 作用下的高次谐波. 如图所示, 谐波谱呈现双平台结构, 截止位置分别在 374 次和 481 次谐波. 图 1 中红色虚线是空间非均匀啁啾脉冲双色场 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ) 作用下的高次谐波. 高次谐波谱仍然呈现双平台结构, 但是第二个平台的截止位置延展到 851 次, 并且都是光滑的, 截止区附近调制减少, 形成了极宽的、光滑的超连续谱, 更易于合成孤立阿秒脉冲.

为了更好的理解高次谐波谱的特征, 我们采用了半经典三步模型理论进行了分析. 图 2 是空间均匀啁啾双色场 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$ ) 和空间非均匀啁啾双色场 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ) 作用下产生的高次谐波电子动力学过程. 图中红色空心圆曲

线、绿色空心三角曲线分别表示谐波辐射随电离时刻及发射时刻的变化关系. 从图 2 (a) 中看到电子电离主要集中在  $-1.32$  o.c. 处的峰  $A_{i1}$  和  $-0.43$  o.c. 处的峰  $A_{i2}$  附近, 而在  $-0.22$  o.c. 处的峰  $A_{e1}$  和  $0.48$  o.c. 处的峰  $A_{e2}$  回复与母核复合发射高次谐波. 最高谐波次数分别为 481 次和 374 次与图 1 中的两个平台的截止位置相吻合. 从图中我们看到从 374 次到 481 次之间的谐波, 只有两个量子轨道对其有贡献, 其中一条是电离时间较迟而发射时间较早的短轨道, 另一条是电离时间较早而发射时间较晚的长轨道. 次数低于 371 次的谐波来源于多条电子轨道的贡献, 这是双平台形成的主要原因.

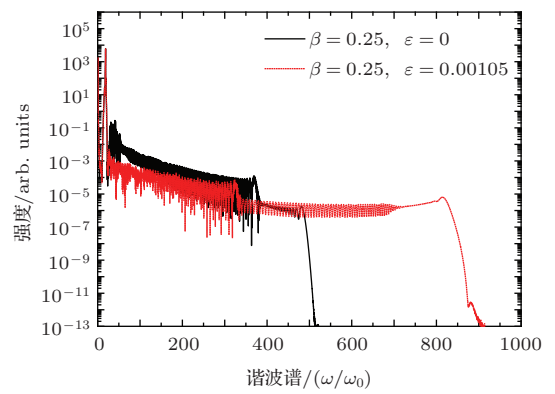


图 1 (网刊彩色) He<sup>+</sup> 离子在 5 fs/800 nm 脉冲和 12 fs/1600 nm 脉冲组合的啁啾双色场作用下的谐波发射谱. 黑色实线:  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$  (空间均匀场); 红色虚线:  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$  (空间非均匀场)

Fig. 1. (color online) Harmonic spectrum of He<sup>+</sup> ion in a combined 5 fs/800 nm and 12 fs/1600 nm chirped two-color laser field. The solid black curve:  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$  (homogeneous case); The dotted red curve:  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$  (inhomogeneous case).

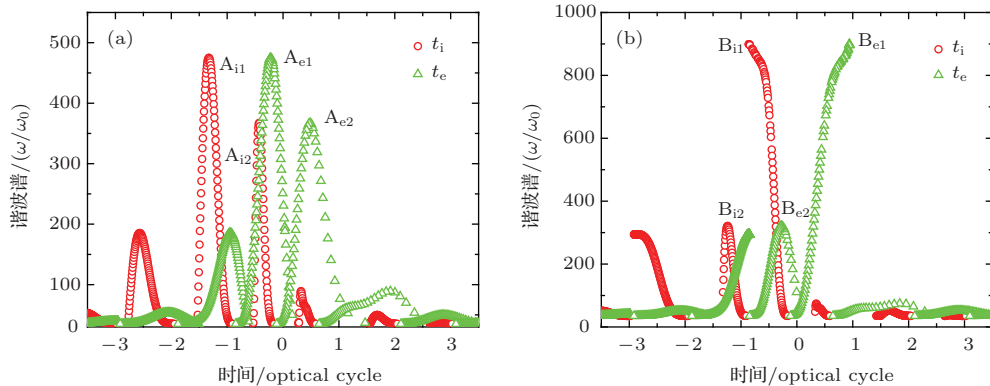


图 2 (网刊彩色) 复合时刻电子的动能随电离时刻 (○) 和发射时刻 (△) 的变化 (a)  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$ ; (b)  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$

Fig. 2. (color online) The dependence of the kinetic energy on the ionization time (circular red curve) and the emission time (trigonal green curve) for: (a)  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$ ; (b)  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ .



从图2(b)中看到电子电离集中发生在  $-0.64$  o.c. 处的峰  $B_{i1}$  和  $-1.24$  o.c. 处的峰  $B_{i2}$  附近, 而在  $0.83$  o.c. 处的峰  $B_{e1}$  和  $-0.29$  o.c. 处的峰  $B_{e2}$  回复与母核复合发射高次谐波. 在  $B_{i1}$  峰和  $B_{i2}$  峰处生成的最高谐波次数分别为 851 次、330 次与图 1 中的两个平台的截止位置吻合. 但这种情况下的电子轨道有了明显的改变, 一些电子轨道已经被抑制. 对次数高于 330 次的谐波有贡献的只有短电子轨道, 长轨道已经被完全抑制, 由于其他轨道被抑制, 就可能得到一个超宽连续谱及孤立阿秒脉冲.

为了进一步理解高次谐波谱的特征, 本文利用偶极加速度的小波变换方法对连续辐射谱进行了时频分析<sup>[19]</sup>, 并且与电子运动的经典轨迹进行了对比分析, 如图 3 所示. 从时频分析和电子运动的经典轨迹中我们可以获得不同级次谐波的发

射与时间之间的关系. 从图中我们可以看到, 两种情况下的时频分析都对应有两个能量峰值, 当  $\beta = 0.25, \epsilon = 0$  时两个能量峰值用  $P_1, P_2$  表示, 与三步模型中的  $A_{e1}, A_{e2}$  对应. 从图 3(b) 中电子的经典运动轨迹来看, 两个峰值相对应的电子的发射时刻分别集中在  $-0.22$  o.c.,  $0.48$  o.c., 与半经典三步模型和时频分析得到的结果一致. 当  $\beta = 0.25, \epsilon = 0.00105$  时两个能量峰值用  $P_3, P_4$  表示, 与三步模型中的  $B_{e1}, B_{e2}$  对应. 图 3(d) 中电子的经典运动轨迹来看, 两个峰值相对应的电子的发射时刻分别集中在  $0.83$  o.c.,  $-0.29$  o.c., 与半经典三步模型和时频分析得到的结果一致. 这些峰值表示的是电子在返回与母核复合时放出的最大能量. 从图中看出两种情况下的峰值高度和谐波发射强度均不同, 图 3(c) 比图 3(a) 的峰值高度要高, 这与图 1、图 2 中的两种情况下的谐波截止位置相吻合. 从图

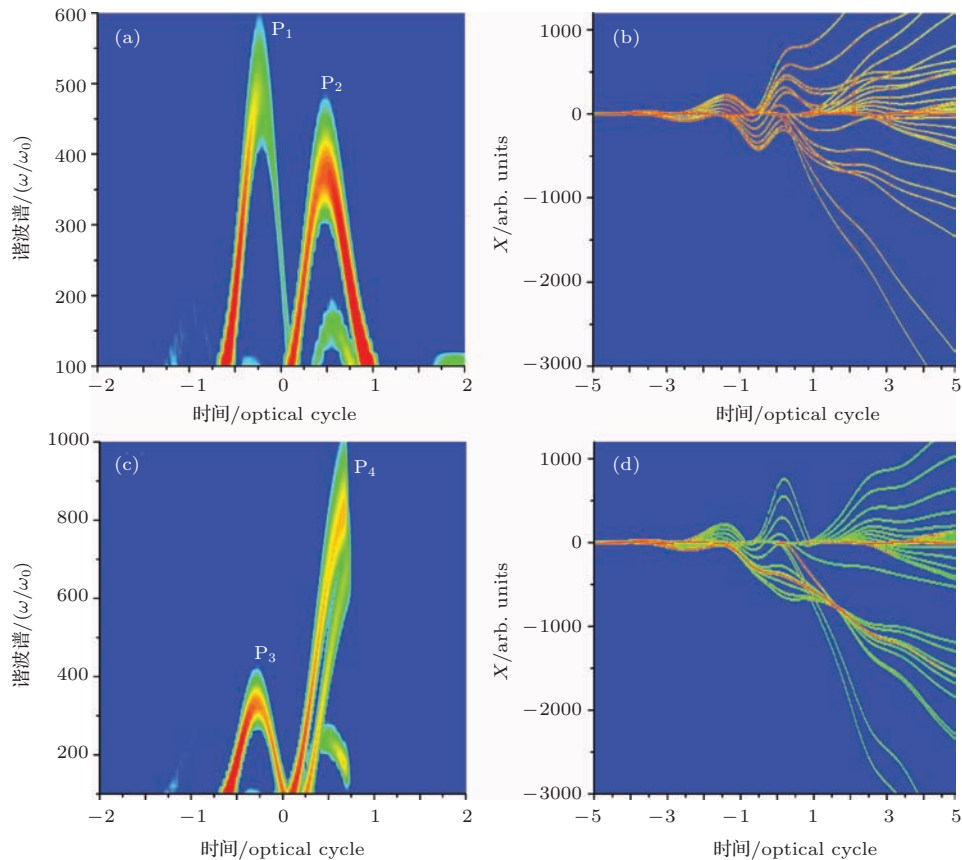


图 3 (网刊彩色) 与高次谐波光谱相对应的时频分布和电子的经典运动轨迹 (a) 与图 1 中的黑色实线相对应 ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0$ ); (c) 与图 1 中的红色虚线相对应 ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0.00105$ ); (b)  $\beta = 0.25, \epsilon = 0$  时电子的运动轨迹; (d)  $\beta = 0.25, \epsilon = 0.00105$  时电子的运动轨迹

Fig. 3. (color online) The time-frequency distribution in (a) a spatially homogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0$ ) and (c) a spatially inhomogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0.00105$ ); the classical electron trajectories in (b) a spatially homogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0$ ) and (d) a spatially inhomogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \epsilon = 0.00105$ ).

中还可以看出  $P_2, P_3$  的峰值强度比  $P_1, P_4$  的峰值强度要强, 这与谐波谱的双平台结构相符合. 除此之外, 对每一次谐波而言, 一个周期内主要有两条发射时刻不同的量子轨道对其有贡献, 其中上升沿为“长轨道”, 下降沿为“短轨道”. 图 3(a) 中 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0$ ),  $P_1$  峰的短轨道增强, 长轨道减弱, 不同量子轨道间的干扰减弱, 使第二平台区的谐波更加光滑, 没有较大的调制. 图 3(c) 中 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ),  $P_4$  峰的长轨道消失, 只剩下短轨道对谐波的贡献, 极宽的、光滑的超连续谱来自短轨道的贡献. 小波时频分析图的结果表明, 在空间非均匀啁啾双色场中, 适当选取空间非均匀参数  $\varepsilon$  的值, 可以控制量子轨道的选择, 只有一个短量子路径对超连续辐射谱的谐波有贡献, 使得这部分谐波呈现出光滑有规则的特性, 更有利于孤立阿秒脉冲的产生.

在非均匀啁啾双色场中驱动一维模型氢离子产生了一个超宽的连续的高次谐波谱, 如图 1 红色虚线所示, 从图中我们看到从 710 次到截止位置高次谐波谱是光滑的、有规则的, 即在截止附近产生了一个超宽连续谱, 这有利于合成短的孤立阿秒脉冲. 当我们选择从 710 次到 760 次 50 次谐波进行合成时得到了一个超短的孤立阿秒脉冲. 在图 4 中给出了产生的孤立阿秒脉冲, 它的脉宽大约是 48 as.

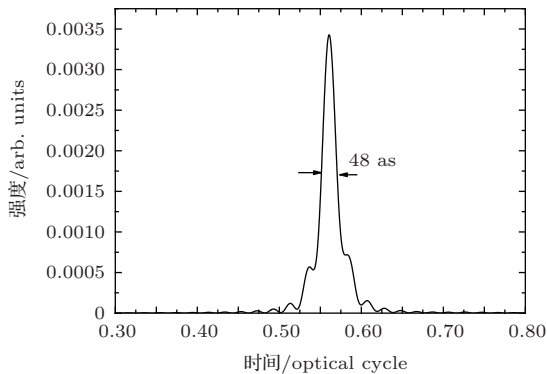


图 4  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$  时叠加 50 次谐波得到的阿秒脉冲

Fig. 4. The temporal profiles of the attosecond pulses generated by superposing 50th order for spatially inhomogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ).

为了研究时间延迟对高次谐波和阿秒脉冲产生的影响, 我们研究了在  $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$  的情况下时间延迟分别取  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1, t_0 = 1.6\pi/\omega_1, t_0 = 1.8\pi/\omega_1$  三种情况下的一维模型氢

离子的谐波发射和孤立阿秒脉冲的产生, 其他参数与图 1 中的相同. 图 5 给出了三种情况下的谐波发射谱, 从图中我们看到三种情况下谐波发射谱均呈现出光滑的超连续谱. 通过比较, 时间延迟值越大在一定的谐波级次之后谐波的效率越高. 对于空间非均匀啁啾双色场由于啁啾参数的调制, 在我们选取的参数情况下, 时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时谐波延展的最大, 截止位置在 1200 次附近. 当我们增大时间延迟或减小时间延迟时谐波的延展都小于时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  的情况. 即在空间非均匀啁啾双色场中通过适当选取时间延迟可以获得较大延展的光滑的超连续谱.

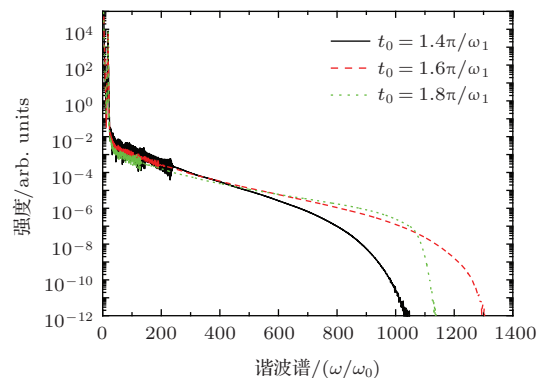


图 5 (网刊彩色) 在空间非均匀啁啾双色场中高次谐波的发射 ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ). 黑色实线是时间延迟为  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1$  时的谐波发射; 红色长虚线是时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时的谐波发射; 绿色短虚线是时间延迟为  $t_0 = 1.8\pi/\omega_1$  时的谐波发射

Fig. 5. (color online) The harmonic spectra in a spatially inhomogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25, \varepsilon = 0.00105$ ). The solid black curve: time delay  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1$ ; The dashed red curve: time delay  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$ ; The dotted green curve: time delay  $t_0 = 1.8\pi/\omega_1$ .

图 6 给出了三种情况下通过叠加相同的谐波次数 (600—680) 次谐波合成孤立阿秒脉冲. 从图中看出时间延迟  $t_0$  大于  $1.6\pi/\omega_1$  时孤立阿秒脉冲的发射时间较晚, 小于  $1.6\pi/\omega_1$  时发射时间提前. 在我们选择的谐波级次范围内合成的阿秒脉冲, 当  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时孤立阿秒脉冲的强度远远大于  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1$  的情况, 并且在时间延迟为  $t_0 = 1.8\pi/\omega_1$  和  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时分别得到了脉宽大约是 35 as 和 32 as 的孤立脉冲. 因此, 在此方案下通过适当选择时间延迟可以得到光滑的超连续的最大延展的高次谐波, 获得持续时间更短发射效率更高的孤立阿秒脉冲.

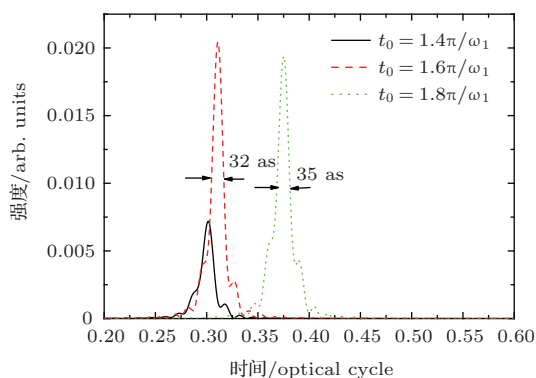


图6 (网刊彩色) 在空间非均匀啁啾双色场中 ( $\beta = 0.25$ ,  $\varepsilon = 0.00105$ ) 在不同时间延迟下 600 到 680 次谐波合成的孤立阿秒脉冲. 黑色实线  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1$ ; 红色长虚线  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$ ; 绿色短虚线  $t_0 = 1.8\pi/\omega_1$

Fig. 6. (color online) The temporal of the attosecond pulses generated by superposing the harmonics from 600th to 680th order for a spatially inhomogeneous chirped two-color laser field ( $\beta = 0.25$ ,  $\varepsilon = 0.00105$ ). The solid black curve:  $t_0 = 1.4\pi/\omega_1$ ; The dashed red curve:  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$ ; The dotted green curve:  $t_0 = 1.8\pi/\omega_1$ .

## 4 结 论

我们数值研究了在空间非均匀啁啾双色场驱动下的一维模型氦离子的高次谐波发射和孤立阿秒脉冲的产生. 啁啾参数  $\beta = 0.25$  时, 通过适当选择空间非均匀参数  $\varepsilon$  的值得到了光滑的超连续谱. 我们应用半经典三步模型研究高次谐波发射的物理机理. 通过小波变换方法对连续辐射谱进行了时频分析, 并且与电子的经典运动轨迹进行了对比分析, 结果显示在空间非均匀场中长量子轨道消失, 短量子轨道加强. 本文中讨论了空间非均匀啁啾双色场中时间延迟对谐波和孤立阿秒脉冲产生的影响, 发现适当调整时间延迟值可以得到较大延展的光滑的超连续谐波谱, 本方案中时间延迟为  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$  时谐波得到了最大延展, 通过对谐波中 600 次到 680 次 (80 次) 谐波合成得到脉冲持续时间为 32 as 的孤立脉冲.

## 参考文献

- [1] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann Ch, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [2] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [3] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature* **419** 803
- [4] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [5] Lan P F, Lu P X, Li Q G, Li F, Hong W Y, Zhang Q B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043413
- [6] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [7] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, Silvestri S De, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [8] 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
- [9] Zou P, Li R X, Zeng Z N, Xiong H, Liu P, Leng Y X, Fan P Z, Xu Z Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 019501
- [10] Xia C L, Liu X S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 043303 (in Chinese) [夏昌龙, 刘学深 2012 物理学报 **61** 043303]
- [11] Chen G, Yang Y J, Guo F M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 073203 (in Chinese) [陈高, 杨玉军, 郭福明 2013 物理学报 **62** 073203]
- [12] Wu J, Zhang G T, Xia C L, Liu X S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013411
- [13] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [14] Kim S, Jin J, Kim Y J, Park I Y, Kim Y, Kim S W 2008 *Nature* **453** 757
- [15] Ciappina M F, Biegert J, Quidant R, Lewenstein M 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033828
- [16] Zeng T T, Li P C, Zhou X X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 203201 (in Chinese) [曾婷婷, 李鹏程, 周效信 2014 物理学报 **63** 203201]
- [17] Ge X L, Du H, Wang Q, Guo J, Liu X S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 023201
- [18] Feit M D, Fleck J A, Jr, Steiger A 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 412
- [19] Antoine P, Piraux B, Maquet A 1995 *Phys. Rev. A* **51** 1750

# High-order harmonics and attosecond pulse generation of a $\text{He}^+$ ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field\*

Luo Xiang-Yi<sup>1)2)</sup> Ben Shuai<sup>1)</sup> Ge Xin-Lei<sup>1)</sup> Wang Qun<sup>1)</sup>  
 Guo Jing<sup>1)†</sup> Liu Xue-Shen<sup>1)‡</sup>

1) (Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

2) (College of Physics, Baicheng Normal University, Baicheng 137000, China)

( Received 17 December 2014; revised manuscript received 27 April 2015 )

## Abstract

We theoretically study high-order harmonics generation (HHG) and isolated attosecond pulse (IAP) generation in a spatially inhomogeneous chirped two-color (5 fs/800 nm and 12 fs/1600 nm) laser field by solving numerically the time-dependent Schrödinger equation (TDSE) for a one-dimensional (1D) model of  $\text{He}^+$  ion by the splitting-operator fast-Fourier transform technique. Results show that the inhomogeneity of the laser field plays an important role in the HHG process. The harmonic spectra exhibit a two-plateau structure, and the cutoff of high-order harmonics is extremely extended to 851th order and the smooth supercontinuum harmonic spectrum is obtained in a chirped two-color inhomogeneous laser field. To further understand the physical mechanism of HHG, we give a reasonable explanation for the extension of harmonic plateau by using the semi-classical three-step model, the time-frequency profile of the time-dependent dipole, and the classical electron trajectories. Explicitly, the harmonic order as a function of the ionization time and emission time can be given by the semi-classical three-step model. If we define the path with earlier ionization time and later emission time as a “long” electronic trajectory, and the path with later ionization time and earlier emission time as a “short” electronic trajectory, then, there exist a few electronic trajectories that contribute to the harmonics in cutoff region. Numerical results show that the short quantum path is enhanced, and the long quantum path is suppressed in spatially inhomogeneous fields, and this is advantageous to generate an IAP. We find that the quantum path can be controlled by increasing inhomogeneity parameter of the laser field. Effects of the time delay on HHG is also discussed. We find that the smooth supercontinuum harmonic spectrum is obtained by adjusting the time delay. When the time delay is  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$ , the cutoff of the harmonics can be extended remarkably. By synthesizing the 600th to 680th (80th) order harmonics in the continuum region, an isolated 32 attosecond pulse can be generated by a spatially inhomogeneous chirped two-color laser field with parameters  $\beta = 0.25$ ,  $\varepsilon = 0.00105$ ,  $t_0 = 1.6\pi/\omega_1$ .

**Keywords:** spatially inhomogeneous chirped two-color laser field, high-order harmonic generation, isolated attosecond pulse

**PACS:** 32.80.Rm, 42.50.Hz, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.64.193201

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grand Nos. 11174108, 11104108, 11271158).

† Corresponding author. E-mail: [gjing@jlu.edu.cn](mailto:gjing@jlu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [liuxs@jlu.edu.cn](mailto:liuxs@jlu.edu.cn)