

不对称偏振控制方案中两束脉冲强度比改变对原子电离及高次谐波产生的影响

宋浩**, 苏宁, 陈高*

长春理工大学理学院, 吉林 长春 130022

摘要 偏振控制方案用以产生阿秒脉冲,其高次谐波辐射仅发生在偏振门内的线性半个光学周期,且可得到在整个平台区及截止位置附近皆连续的谐波谱。利用 Ammosov-Delone-Krainov 隧穿电离理论和强场近似方法,数值模拟了偏振控制方案中两束反向旋转圆偏振脉冲之间强度比对原子的电离几率及高次谐波发射功率谱的影响。研究发现,合理控制两束脉冲的强度比,可确保原子的有效电离发生在偏振门的前 1/4 光学周期,这有利于得到频域上优化的高次谐波发射谱。此外,可以根据需要在强度比小于 1 的范围内优化选择谐波谱的截止位置和转换效率。

关键词 原子和分子物理学; 高次谐波; 偏振控制方案; 原子电离

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.1219001

Influence of Intensity Ratio of Two-Beam Pulses on Atomic Ionization and High Harmonic Generation in Non-Symmetric Polarization Control Scheme

Song Hao**, Su Ning, Chen Gao*

School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

Abstract The polarization control scheme is generally used for generating attosecond pulse, in which the high harmonic emission only occurs within a half optical period of polarization gating and thus the obtained harmonic spectrum is continuous in the whole plateau and at the cutoff position. Based on the Ammosov-Delone-Krainov tunneling ionization theory and the strong field approximation method, the effect of the intensity ratio of two-beam counter-rotating circularly polarized pulses in the polarization control scheme on atomic ionization probability and harmonic emission power spectra is investigated by numerical simulation. It is found that if the intensity ratio of two-beam pulses is properly controlled, the effective atomic ionization can take place in the first quarter of an optical period of polarization gating, which is beneficial to obtain an optimal high harmonic spectrum. Moreover, one can optimize the cutoff position and conversion efficiency of harmonic spectra according to the needs, provided the intensity ratio is always less than 1.

Key words atomic and molecular physics; high harmonic generation; polarization control scheme; atomic ionization

OCIS codes 020.2649; 190.2620; 190.4160

1 引 言

阿秒量级的光脉冲因其可以跟踪和控制原子与分子中电子的动力学过程而备受人们关注,高次谐波发射因具有宽平台结构成为获得阿秒量级光脉冲的有效手段之一。高次谐波发射是指飞秒脉冲强激光与原子、分子、团簇以及固体等介质相互作用产生的入射激光频率整数倍的相干辐射波,其发射过程可描述为^[1]:处在束缚态的电子隧穿由原子势和激

光电场形成的势垒,电子电离后在振荡电场中运动并获得能量,当电场反向时,部分电离电子回到母离子附近并与基态复合,放出高能光子。

迄今为止,基于高次谐波发射获得单一阿秒脉冲的技术主要包括 5 种:利用超短脉冲激光的振幅选通技术^[2-3]、利用电离饱和效应的少周期驱动脉冲技术^[4-5]、利用脉冲时空耦合效应的阿秒灯塔技术^[6-7]、共振等离子体诱导的空间不均匀场技术^[8-9]以及包含双光学控制^[10-11]的偏振控制技术^[12-14]。

收稿日期: 2018-04-11; 修回日期: 2018-07-26; 录用日期: 2018-08-13

基金项目: 吉林省基础研究计划(20170101046JC)

* E-mail: chengao@cust.edu.cn; ** E-mail: 2997963261@qq.com

偏振控制技术利用高次谐波强度对激光偏振状态敏感的特性获得阿秒脉冲。当偏振脉冲的椭圆率为 0.2 时,得到的高次谐波谱强度比线偏振光少一个数量级,基于此, Corkum 等^[14]提出利用椭圆率随时间变化的激光场产生高次谐波的偏振控制方案以产生单一阿秒脉冲。控制驱动脉冲光场具有在半个光学周期的时间窗口中接近线性偏振(偏振门),而其余时间都是椭圆偏振的特点。

相比于阿秒脉冲产生的其他方案,偏振控制技术的优势是在实验上较易操作,而且谐波辐射仅发生在偏振门内线性偏振的半个光学周期,因此可得到在整个平台区及截止位置附近都连续的谐波谱,满足阿秒脉冲产生对超宽光谱带宽的要求。然而,该方案存在的缺点是:在线性偏振的半个光学周期到达前的圆偏振或椭圆偏振激光会引起气体介质的电离,这部分电离(以下称预电离)不仅不能有效产生高次谐波,还将影响后续线偏振半个光学周期产生的高次谐波谱特性,因此这种预电离使偏振门方案受到以下两个方面的限制:1)产生孤立阿秒脉冲所用的激光脉宽不能太长;2)产生孤立阿秒脉冲所用最大激光强度不能太高。违背这两个限制条件导致的偏振门到达前原子基态布居大幅衰退将不利于高次谐波的产生。

为了限制原子在偏振门前端的预电离数量,科研人员提出了两个有效方法:1)附加二次谐波场的双光学控制方案^[10-11],二次谐波场的增加将偏振控制方案中门宽从半个周期放宽至一个周期,由此减少的两束反向旋转圆偏振脉冲之间的时间延迟将导致偏振门到达前用于光电离的光学周期数减少,因而减小了偏振门前端预电离数量;2)将双光学控制

方案中两束反向旋转圆偏振脉冲调整为椭圆偏振脉冲的广义双光学控制方案^[15],两束反向旋转椭圆偏振脉冲的使用主要通过减小偏振门前端光脉冲电场强度来减少偏振门前端预电离数量。但上述两方案在实验操作上较难控制。

可见,建立在偏振控制方案基础上的双光学控制及广义双光学控制方案,都是基于在一定程度上减小偏振门前端原子预电离数量的原理。最近, Chen 等^[16]提出利用不对称偏振控制脉冲减少偏振门前端原子预电离数量的新方案,在理论上实现了 59 as 孤立短脉冲的产生。不同于选用两束强度相等的反向旋转圆偏振脉冲构成的偏振控制脉冲,这里的不对称偏振控制方案选用不等强度的两束反向旋转圆偏振脉冲来实现。本文在该研究工作的基础上,开展了两束脉冲的强度比改变对氦原子预电离和偏振门内主电离分布及高次谐波发射谱的影响。研究发现,若合理控制不对称偏振控制脉冲中两束反旋圆偏振脉冲的强度比,确保原子有效电离发生在偏振门的前 1/4 周期,且同时满足偏振门前端原子预电离几率较小的要求,可得到频域上优化的高次谐波谱。

2 理论方法

在当前模拟中,采用 Lewenstein 模型计算氦原子在偏振控制脉冲辐照下的高次谐波发射谱^[17-19]。考虑到脉冲激光的椭圆率随时间改变的特性,需要单独计算 x 、 y 方向的偶极矩。先前研究工作已经说明 y 方向谐波谱的强度远低于 x 方向^[20],因此只需计算 x 方向的偶极矩,其具体表示形式为(如无特别说明,以下均采用原子单位)

$$x(t) \approx i \int_{-\infty}^t dt' \left(\frac{\pi}{\epsilon + i(t-t')/2} \right)^{3/2} d_x^* [\mathbf{p}_{st}(t', t) - \mathbf{A}(t)] \exp[-iS_{st}(\mathbf{p}_{st}, t', t)] \times d[\mathbf{p}_{st}(t', t) - \mathbf{A}(t')] \mathbf{E}(t') g(t) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

式中 d 为基态和连续态之间的偶极跃迁矩阵元, ϵ 为一个小量, t' 和 t 分别为电子的电离和复合时刻, $\mathbf{E}(t)$ 和 $\mathbf{A}(t)$ 分别为脉冲激光的电场及矢势。原子基态振幅 $g(t) = \exp\left[-\int_{-\infty}^t \omega(t'') dt''\right]$, 其中 $\omega(t'')$ 为电离速率,由 Ammosov-Delone-Krainov 隧穿电离理论计算得到^[21]。 $\mathbf{p}_{st}(t', t)$ 为与电子定态相位相关的正则动量,可表示为

$$\mathbf{p}_{st}(t', t) = \frac{1}{t-t'} \int_{t'}^t \mathbf{A}(t'') dt''. \quad (2)$$

描述电子准经典行为的 $S_{st}(\mathbf{p}_{st}, t', t)$ 可以表示为

$$S_{st}(\mathbf{p}_{st}, t', t) = (t-t')I_p - \frac{1}{2} \mathbf{p}_{st}^2(t', t)(t-t') + \frac{1}{2} \int_{t'}^t \mathbf{A}^2(t'') dt'', \quad (3)$$

式中 I_p 为氦原子的电离势。

场偶极跃迁矩阵元:

根据(2)式给出(1)式中基态与连续态之间的无

$$d_x[\mathbf{p}_{st}(t',t) - \mathbf{A}(t)] = i \frac{2^{7/2}}{\pi} (2I_p)^{5/4} \frac{\mathbf{p}_{st,x}(t',t) - \mathbf{A}_x(t)}{\{[\mathbf{p}_{st,x}(t',t) - \mathbf{A}_x(t)]^2 + [\mathbf{p}_{st,y}(t',t) - \mathbf{A}_y(t)]^2 + 2I_p\}^{3/2}} \quad (4)$$

偶极矩阵元与电场的乘积为

$$d[\mathbf{p}_{st}(t',t) - \mathbf{A}(t')] \mathbf{E}(t') = i \frac{2^{7/2}}{\pi} (2I_p)^{5/4} \frac{[\mathbf{p}_{st,x}(t',t) - \mathbf{A}_x(t')] \mathbf{E}_x(t') + [\mathbf{p}_{st,y}(t',t) - \mathbf{A}_y(t')] \mathbf{E}_y(t')}{\{[\mathbf{p}_{st,x}(t',t) - \mathbf{A}_x(t')]^2 + [\mathbf{p}_{st,y}(t',t) - \mathbf{A}_y(t')]^2 + 2I_p\}^{3/2}} \quad (5)$$

体系的高次谐波发射功率谱最终由偶极矩进行傅里叶变换得到。这里要指出的是:1)文中只关注30次以上的谐波,30次谐波的光子能量为46 eV,明显高于氦原子的电离势;2)在偏振控制脉冲中心的Keldysh参数 $\gamma = 0.54 < 1$ 。在这两个条件下,应用Lewenstein理论计算高次谐波发射谱才是有效的。

3 结果与讨论

在模拟中,椭圆率随时间变化的偏振控制脉冲由左旋和右旋圆偏振高斯脉冲叠加构成^[16],组合脉冲电场 $\hat{E}(t) = E_x(t)\hat{x} + E_y(t)\hat{y}$,其中 x, y 方向的电场分量分别称为驱动脉冲和控制脉冲,其形式分别为

$$E_{drive} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \{ \sin \theta \exp\{-2 \ln 2 [(t + T_d/2)/\tau_p]^2\} + \cos \theta \exp\{-2 \ln 2 [(t - T_d/2)/\tau_p]^2\} \} \cos(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

$$E_{gate} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \{ \sin \theta \exp\{-2 \ln 2 [(t + T_d/2)/\tau_p]^2\} - \cos \theta \exp\{-2 \ln 2 [(t - T_d/2)/\tau_p]^2\} \} \sin(\omega t + \varphi), \quad (7)$$

式中 θ 为偏振控制脉冲方案中第一个相位延迟器的慢轴与入射脉冲的初始偏振方向的夹角, ω 为圆偏振脉冲的载波频率, τ_p 为脉冲的半峰全宽, φ 为载波包络相位, T_d 为两束反旋圆偏振脉冲峰之间的时间延迟, E_0 为入射驱动脉冲的峰值电场强度。计算中, $\omega = 0.057$ a.u. (800 nm), $\tau_p = 5.3$ fs (两个光学周期), $\varphi = \pi/2$, $T_d = 5.3$ fs。 T_d 的选取主要考虑了偏振门的门宽 δt_G 、椭圆率 ξ_{th} 、 τ_p 以及 T_d 之间存在的关系,即 $\delta t_G = \xi_{th} \tau_p^2 / (T_d \ln 2)$ 。当采用超短脉冲时,为了确保偏振门的门宽为 $T_0/2$ (T_0 为光学周期)及谐波谱较高的转化效率,选取 $T_d \approx \tau_p$ 。

组合脉冲的椭圆率可写为

$$\xi(t) = \frac{|\exp\{-2 \ln 2 [(t + T_d/2)/\tau_p]^2\} - \exp\{-2 \ln 2 [(t - T_d/2)/\tau_p]^2\}|}{\exp\{-2 \ln 2 [(t + T_d/2)/\tau_p]^2\} + \exp\{-2 \ln 2 [(t - T_d/2)/\tau_p]^2\}} \quad (8)$$

通过调节 θ 选择偏振控制脉冲中两束反旋圆偏振脉冲的电场强度比^[22]。当 θ 分别为 $\text{arccot } 2$, $\text{arccot } 1$, $\text{arccot}(1/2)$ 时,偏振门前端和后端的电场强度比分别为 $1:2$, $1:1$, $2:1$, 如图1(a)~(c)所示。

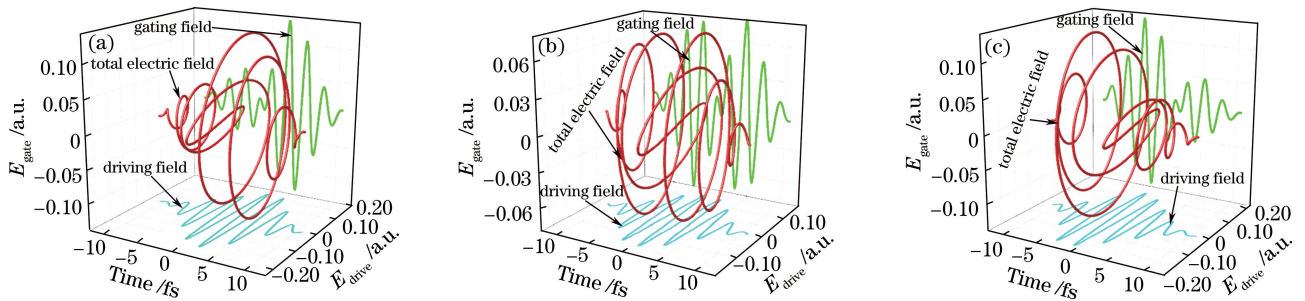


图1 偏振控制脉冲总电场、控制场及驱动场随时间变化三维图。(a) $\theta = \text{arccot } 2$; (b) $\theta = \text{arccot } 1$; (c) $\theta = \text{arccot}(1/2)$

Fig. 1 Three dimensional diagrams for total electric field, gating field and driving field in polarization gating pulse as a function of time. (a) $\theta = \text{arccot } 2$; (b) $\theta = \text{arccot } 1$; (c) $\theta = \text{arccot}(1/2)$

从图1(b)中可以看出,当 $\theta = \text{arccot } 1$ 时,偏振门前端与后端的电场峰值强度相等,偏振门中心位

置处于整个脉冲的中心,因此在该驱动光场作用下偏振门前端电场引起的原子预电离将会衰退原子基

态的布居。当 $\theta = \text{arccot}(1/2)$ 时, 偏振门前端电场的峰值强度比 $\text{arccot} 1$ 对应的强度大, 偏振门中心的位置偏离了整个脉冲的中心并移向图 1(c) 中右侧低电场强度一端, 由此增加了偏振门前端脉冲持续时间, 这将会进一步增加原子的预电离数量, 可以预见, 在该驱动光场作用下, 偏振门前端电场引起的原子预电离将会严重衰退原子基态的布局, 不利于得到优化的高次谐波谱。然而, 当 $\theta = \text{arccot} 2$ 时, 偏振门前端电场的峰值强度明显小于上述两种情形, 而且偏振门中心的位置偏离了整个脉冲的中心并移向图 1(a) 中左侧低电场强度一端, 由此减小了偏振门前端的脉冲持续时间, 这两个因素同时作用将使偏振门前端原子的预电离数量明显减小。基于此, 可以预期选择两束脉冲之间合适的强度比, 以达到减小并优化原子预电离数量的目的, 从而获得优化的高次谐波。

下面以偏振角 θ 分别为 $\text{arccot} 2, \text{arccot} 1, \text{arccot}(1/2)$ 为例详细地分析两束脉冲强度比不同对原子的预电离和偏振门内主电离(谐波产生过程中的有效原子电离)的影响, 在此基础上分析其对高次谐波发射光谱的影响。

首先, 数值模拟了偏振门中心位置原子电离几率保持 4% 不变时三种不同偏振角情形下原子电离几率随时间的变化曲线图, 如图 2 所示。这里 4% 的原子电离几率选取不是固定的, 可以增加或者减

小, 其结果并不影响预电离和主电离之间的分布规律。图 2(a)~(c) 中的蓝色曲线是在整个脉冲激光存在期间原子的电离几率随时间的变化, 为了方便分析, 图中也展示了驱动脉冲电场强度(黑色曲线)以及偏振控制脉冲的椭圆率(绿色曲线)随时间的变化曲线。这里需要指出的是, 在偏振控制方案中, 高次谐波辐射主要来源于图 2(a)~(c) 中阴影部分黑色实线所展示的偏振门内线性半个光学周期激光电场与原子的相互作用。在先前的研究中已经知道, 偏振门内前 1/4 周期电场主要负责原子中电子的电离, 而随后 1/4 周期电场负责电子的加速和复合过程, 因此这里选择了偏振门中心位置原子电离几率保持不变。为了详细地观测原子有效电离产额随时间的变化情况, 将图 2(a)~(c) 中的偏振门前 1/4 周期截取出来并展示在图 2(d)~(f) 中。图中的绿色实线是偏振控制脉冲电场的椭圆率, 其变化是从 0.2 减小到 0(偏振门的中心)。图 2(d) 中的蓝色曲线为两束脉冲强度比为 1:2 时原子的预电离(偏振门前端电离)及主电离几率的变化图, 可以看出, 偏振门到达前原子的预电离几率为 1%, 偏振门中心位置原子的电离几率为 4%, 因此用以产生高次谐波的有效电离产额达到 3%, 这部分电离电子将是获得有效高次谐波产生的重要来源。图 2(e) 中的蓝色曲线是两束脉冲的强度比为 1:1 时原子预电离

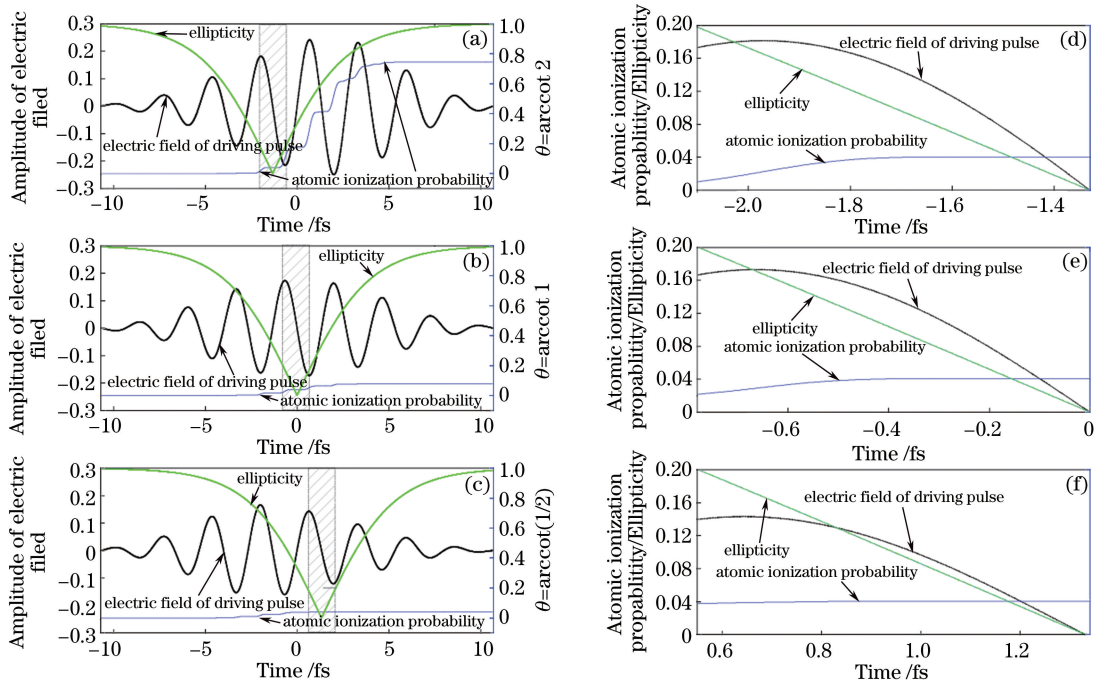


图 2 驱动脉冲电场、椭圆率和原子电离几率随时间变化曲线。(a)~(c) 整个脉冲期间; (d)~(f) 偏振门内
Fig. 2 Electric field of driving pulse, ellipticity and atomic ionization probability as functions of time.

(a)-(c) Within the whole pulse; (d)-(f) within polarization gate

及主电离几率随时间的变化曲线,偏振门前原子的预电离几率为 2%,因此用以产生高次谐波的有效电离产额为 2%,与图 2(d)相比,发生在偏振门内的有效电离产额相对较少。图 2(f)中的蓝色曲线是两束脉冲的强度比为 2:1 时原子预电离及主电离几率的变化曲线,偏振门前原子的预电离几率为 3.8%,可见用以产生高次谐波的有效电离产额仅有 0.2%,因此不利于高次谐波的产生,这些结果与上述对偏振控制脉冲电场的分析结果一致。

图 3 展示了偏振门中心位置原子电离几率保持 4% 不变时 3 种不同偏振角情形下的高次谐波发射功率谱。偏振门内的驱动脉冲电场强度分别取为 0.200, 0.174, 0.132。可以看到,3 种情形下得到的高次谐波谱都呈现规则分布且具有超连续的特点。当偏振角取为 $\text{arccot } 2$ 时,谐波谱截止位置的阶数达到了 225;当偏振角为 $\text{arccot } 1$ 时,谐波谱截止位置的阶数达到了 145;当偏振角为 $\text{arccot}(1/2)$ 时,谐波谱截止位置的阶数达到了 77。另外,从图中也可以看到,偏振角取为 $\text{arccot } 2$ 时的谐波谱转换效率明显高于 $\text{arccot } 1$ 的情形,而偏振角取为 $\text{arccot}(1/2)$ 时谐波谱的转换效率最低。可见,通过控制两束脉冲之间的强度比确实可以改变原子的有效电离产额,进而得到优化的高次谐波发射功率谱。

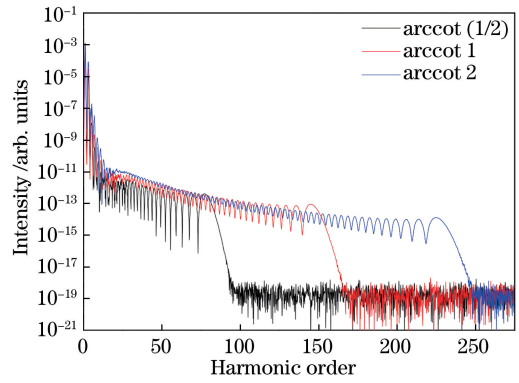


图 3 不同偏振角时的高次谐波发射功率谱

Fig. 3 High harmonic emission power spectra at different polarization angles

在上述研究的基础上,数值模拟了偏振门前端原子预电离几率保持 1% 不变时 3 种不同偏振角情形下原子电离几率的变化及高次谐波发射功率谱,如图 4,5 所示。图 4(a)~(c)中的蓝色曲线是在整个脉冲激光存在期间原子电离几率随时间的变化曲线,图中的黑色和绿色曲线分别是驱动脉冲电场强度及偏振控制脉冲的椭圆率随时间的变化曲线。同样地,为了详细地观测原子电离几率的变化,将图 4(a)~(c)中的偏振门前半部分截取出来并展示在图 4(d)~(f)中。图 4(d)中的蓝色曲线是当两束脉冲强度比为 1:2 时原子的预电离及主电离几率随时间的变化曲线,可见,偏振门到达前原子预电离

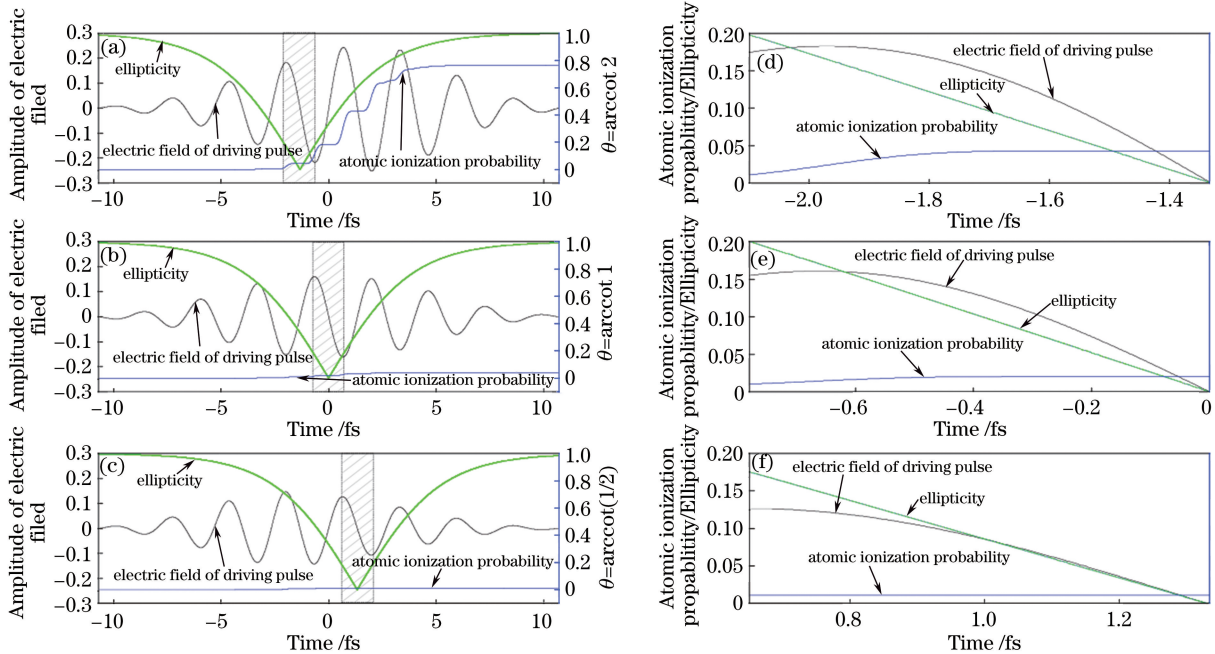


图 4 驱动脉冲电场、椭圆率和原子电离几率随时间变化曲线。(a)~(c)整个脉冲期间;(d)~(f)偏振门内

Fig. 4 Electric field of driving pulse, ellipticity and atomic ionization probability as functions of time.

(a)-(c) Within the whole pulse; (d)-(f) within polarization gate

几率为 1% 时, 偏振门中心位置原子的电离几率为 4.3%, 产生的高次谐波的有效电离产额达到 3.2%。同样地, 如图 4 (e)、(f) 所示, 偏振门到达前原子预电离几率为 1% 时, 偏振门中心位置原子电离几率分别为 2% 和 1.1%, 产生的高次谐波的有效电离产额仅为 1% 和 0.1%。在同样的坐标尺度下, 可以看到图 4(f) 中的电离曲线接近于一条水平直线。可见, 对比于两束脉冲强度比为 1:2 的情形, 当两束脉冲的强度比为 1:1 和 2:1 时, 有较少的电离电子对高次谐波发射有贡献。图 5 给出了上述三种不同偏振角情形下得到的呈现规则分布且具有超连续特点的高次谐波发射谱。当偏振角取为 $\text{arccot } 2$ 时, 谐波谱截止位置的阶数达到了 225; 当偏振角为 $\text{arccot } 1$ 时, 谐波谱截止位置的阶数达到了 130; 当偏振角取为 $\text{arccot}(1/2)$ 时, 谐波谱截止位置的阶数达到了 65。另外, 偏振角取为 $\text{arccot } 2$ 时的谐波谱转化效率也明显高于另外两种偏振角的情形, 因此在偏振控制方案中, 两束脉冲之间的强度比对原子电离几率分布及优化高次谐波产生具有重要意义。

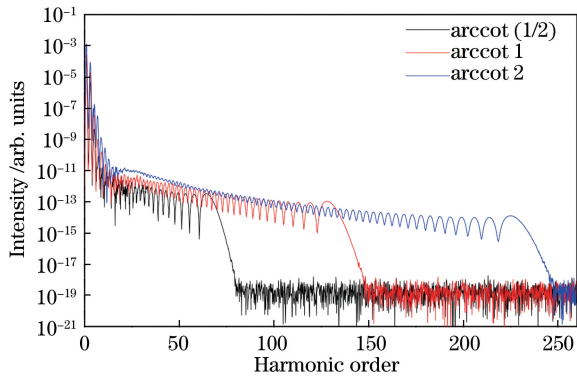


图 5 不同偏振角时的高次谐波发射功率谱

Fig. 5 High harmonic emission power spectra at different polarization angles

通过以上数值模拟研究可以得出结论: 当两束脉冲的强度比小于 1 时, 即偏振门内前 1/4 周期电

场的峰值强度小于后 1/4 周期时, 原子的预电离几率较小, 有效电离产额较大, 因此获得了截止位置较远且谐波效率较高的高次谐波发射谱。接下来, 在小于 1 的范围内调整两束脉冲的强度比, 发现原子的预电离、主电离以及高次谐波谱的变化规律。表 1 展示了原子预电离、主电离产额(有效电离产额)及高次谐波谱截止位置随两束脉冲强度比的变化。在数值模拟计算中, 入射脉冲的频率、脉宽、两束脉冲峰之间的时间延迟以及偏振门的峰值电场强度保持不变。从表 1 中可以看到, 当偏振角为 10° 时, 偏振门内前 1/4 周期电场与后 1/4 周期电场的峰值强度相差悬殊, 0.07 的电场峰值强度比导致原子的预电离和主电离产额仅为 0.1% 和 1.1%, 而谐波谱截止位置的阶数达到了 303。随着偏振角的增加, 前 1/4 周期电场峰值强度随之增加, 后 1/4 周期电场峰值强度随之减小, 这个逐渐增加的强度比导致原子预电离几率及有效电离产额均呈现逐渐增加的趋势, 而高次谐波谱的截止频率却呈现了逐渐下降趋势。图 6(a) 展示了偏振角为 10° (红色实线) 和 40° (黑色实线) 时的高次谐波发射谱。可以看到, 偏振角为 10° 时的谐波谱截止位置明显更远, 但谐波效率却明显低于偏振角为 40° 时的情形。若想获得超短孤立阿秒脉冲, 根据测不准原理, 应选择具有小光强比的两束反旋圆偏振脉冲, 因为此时超连续谱范围很宽; 反之, 若两束脉冲的光强比较大, 超连续谱带宽将大幅变窄, 此时得到的孤立阿秒脉冲虽强度较大, 但是脉宽也较宽。图 6(b) 展示了图 6(a) 所示谐波谱上超连续谱部分谐波叠加生成的孤立阿秒脉冲时域图。偏振角为 10° 时, 通过直接叠加 30~306 次谐波获得了持续时间为 144 as 的孤立短脉冲, 相对强度为 2.17×10^{-6} , 如图 6(b) 中红色实线所示。偏振角为 40° 时, 通过直接叠加 30~200 次谐波获得了持续时间为 445 as 的孤立短脉冲, 相对强度为

表 1 原子预电离、主电离及高次谐波谱截止位置的阶数随两束脉冲强度比的变化

Table 1 Atomic pre-ionization, primary ionization and harmonic order at cutoff position of high harmonic spectrum as functions of intensity ratio of two-beam pulses

Polarization angle / ($^\circ$)	Strength ratio	Atomic pre-ionization probability / %	Primary ionization probability / %	Harmonic order at cutoff position
10	0.07	0.1	1.1	303
15	0.18	0.2	1.8	268
20	0.33	0.4	2.4	246
25	0.48	0.8	3.1	229
30	0.65	1.5	3.7	216
35	0.79	2.6	4.4	205
40	0.92	4.4	5.1	195

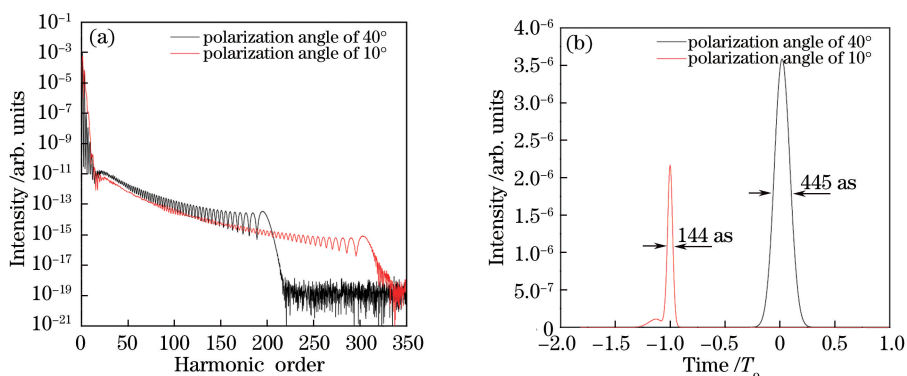


图 6 (a)不同偏振角时的高次谐波发射功率谱;(b)孤立阿秒脉冲时域图

Fig. 6 (a) High harmonic spectra at different polarization angles; (b) time-domain plots of isolated attosecond pulses

3.58×10^{-6} , 如图 6(b) 中黑色实线所示。从图中可以看到, 偏振角为 40° 时的孤立阿秒脉冲宽度比偏振角为 10° 时宽 3 倍以上, 而孤立阿秒脉冲的强度高出了 1.65 倍。

为了解释不同偏振角时谐波谱的变化规律, 图 7 给出了两种不同偏振角时偏振门内驱动脉冲电场随时间变化曲线图。在先前的研究中已经知道, 偏振门内前 $1/4$ 光学周期电场控制电子的电离产额, 后 $1/4$ 光学周期电场的峰值强度决定着谐波谱的截止位置^[23]。图 7 中, 偏振角为 10° 时电场的第一个峰值振幅明显小于偏振角为 40° 的情形, 因此原子的有效电离产额较小, 得到的谐波谱效率较偏振角为 40° 情形低, 而偏振角为 10° 时第二个峰值振幅明显大于偏振角为 40° 时的情形。

从表 1 中可以看到, 谐波谱的截止位置对应的阶数及转换效率皆呈现了单调变化的规律。接下来, 说明这种单调变化规律并不随着偏振门内总电场变强或变弱而改变。在传统的偏振门方案中, 两束反向旋转圆偏振脉冲的电场强度比为 1, 即在偏振门内的线性半个光学周期, 前 $1/4$ 光学周期电场和后 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅相等。然而, 当两束脉冲的强度比小于 1 时, 前 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅一定小于后 $1/4$ 光学周期, 换句话说, 在总光强一致的情况下, 前 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅一定比强度比为 1 的情形小, 而后 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅一定比强度比为 1 的情形大。此外, 两束脉冲强度比在 $0 \sim 1$ 之间变化时, 前 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅从小到大逐渐接近强度比为 1 的情形, 而后 $1/4$ 光学周期电场的峰值振幅从大到小逐渐接近强度比为 1 的情形。偏振门内前 $1/4$ 光学周期电场主要负责原子中电子的电离(转换效率), 后 $1/4$ 光学周期电场负责电子的加速和复合过程(截止位置)的机制。两束脉冲强度比在 $0 \sim 1$ 之

间变化时, 将呈现谐波谱截止位置对应的阶数逐渐变小和转化效率逐渐增加的单调变化规律, 该变化与偏振门内总电场强弱无关。

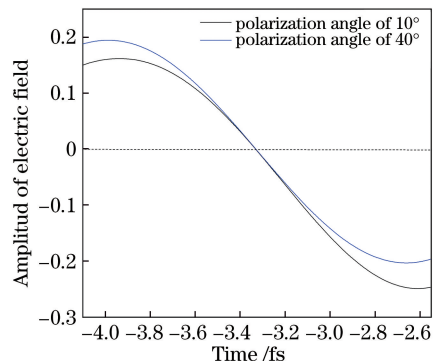


图 7 偏振门内的驱动脉冲电场随时间的变化曲线图
Fig. 7 Electric field of driving pulse within polarization gate as a function of time

4 结 论

利用 Ammosov-Delone-Krainov 隧穿电离理论和强场近似方法数值模拟了偏振控制脉冲辐照下氦原子的电离几率变化及高次谐波发射功率谱。研究发现, 当两束反旋圆偏振脉冲的左旋和右旋脉冲的强度比小于 1 时, 即偏振门内前 $1/4$ 周期的电场强度小于后 $1/4$ 周期时, 原子的预电离几率较小, 产生谐波的有效电离产额较大, 有利于获得优化的高次谐波发射谱。进一步研究指出, 当两束脉冲强度比在小于 1 的范围内比值越小, 谐波谱的截止位置对应的阶数越大, 但谐波谱的转换效率随之下降, 因此在实际应用中, 可以根据需要在强度比小于 1 的范围内选择两束脉冲的合适强度比。

参 考 文 献

[1] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. Physical Review Letters,

- 1993, 71(13): 1994-1997.
- [2] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, *et al.* Single-cycle nonlinear optics[J]. *Science*, 2008, 320(5883): 1614-1617.
- [3] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M, *et al.* Atomic transient recorder[J]. *Nature*, 2004, 427(6977): 817-821.
- [4] Abel M J, Pfeifer T, Nagel P M, *et al.* Isolated attosecond pulses from ionization gating of high-harmonic emission[J]. *Chemical Physics*, 2009, 366(1/2/3):9-14.
- [5] Ferrari F, Calegari F, Lucchini M. High-energy isolated attosecond pulses generated by above saturation few-cycle fields[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(12): 875-879.
- [6] Vincenti H, Quéré F. Attosecond lighthouses: how to use spatiotemporally coupled light fields to generate isolated attosecond pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(11): 113904.
- [7] Kim K T, Zhang C, Ruchon T, *et al.* Photonic streaking of attosecond pulse trains[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 651-656.
- [8] Kim S, Jin J, Kim Y J, *et al.* High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement [J]. *Nature*, 2008, 453(7196): 757-760.
- [9] Feng L Q. Molecular harmonic extension and enhancement from H_2^+ ions in the presence of spatially inhomogeneous fields [J]. *Physical Review A*, 2015, 92(5): 053832.
- [10] Mashiko H, Gilbertson S, Li C, *et al.* Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103906.
- [11] Zhao K, Zhang Q, Chini M, *et al.* Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3891-3893.
- [12] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, *et al.* Isolated single-cycle attosecond pulses[J]. *Science*, 2006, 314(5798): 443-446.
- [13] Sola I J, Mével E, Elouga L, *et al.* Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating[J]. *Nature Physics*, 2006, 2(5): 319-322.
- [14] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y. Subfemtosecond pulses[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(22): 1870-1872.
- [15] Feng X M, Gilbertson S, Mashiko H, *et al.* Generation of isolated attosecond pulses with 20 to 28 femtosecond lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(18): 183901.
- [16] Chen G, Cunningham E, Chang Z H. Attosecond pulse generation isolated with an asymmetric polarization gating [J]. *Journal of Modern Optics*, 2017, 64(10/11): 952-959.
- [17] Keldysh L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave[J]. *Soviet Physics - JETP*, 1965, 20(5): 1307-1314.
- [18] Faisal F H M. Multiple absorption of laser photons by atoms [J]. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1973, 6(4): L89-L92.
- [19] Reiss H R. Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system[J]. *Physical Review A*, 1980, 22(5): 1786-1813.
- [20] Chang Z H. Single attosecond pulse and xuv supercontinuum in the high-order harmonic plateau [J]. *Physical Review A*, 2004, 70(4): 043802.
- [21] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V. P. Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions electromagnetic field[J]. *Soviet Physics - JETP*, 1986, 64: 138-141.
- [22] Cunningham E, Chang Z H. Optical gating with asymmetric field ratios for isolated attosecond pulse generation[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2015, 21(5): 15248161.
- [23] Mauritsson J, Johnsson P, Gustafsson E, *et al.* Attosecond pulse trains generated using two color laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(1): 013001.