

两束同色激光场和中红外场驱动氦原子在 等离子激元中产生的单个阿秒脉冲^{*}

曾婷婷 李鹏程 周效信[†]

(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

(2014年5月9日收到; 2014年6月16日收到修改稿)

通过数值求解一维氦原子由两束同色激光场和中红外场形成组合场中的含时薛定谔方程, 研究了氦原子在纳米等离子激元中发射高次谐波的性质以及合成阿秒脉冲的特点. 研究表明, 在等离子激元中氦原子在组合场驱动下发射的高次谐波相对于均匀场情况下截止位置会得到明显扩展, 但等离子激元对处在连续态电子的吸收效应会对高次谐波截止位置影响较大, 通过改变激元的相对位置能明显提高其中一个轨道对谐波的贡献, 抑制另一些电子轨道的贡献. 经典分析表明, 两个电子轨道发生并合, 从而实现单个阿秒脉冲的输出. 与原子在均匀场驱动的情况相比, 阿秒脉冲的宽度明显缩短, 最短可实现 28 as 的单个脉冲输出.

关键词: 等离子激元, 高次谐波, 阿秒脉冲

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

DOI: 10.7498/aps.63.203201

1 引言

近年来, 原子在强激光驱动下发射高次谐波的研究引起人们极大的兴趣. 原子在强激光场中发射的高次谐波呈现出宽频的平台区域, 且有超连续性分布的优点, 因此由高次谐波合成阿秒 ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) 脉冲是获得超短脉冲的理想方法, 实验上已从 2008 年实现的脉宽为 80 as 输出^[1] 缩短为目前最短可达 67 as 的输出^[2]. 这种超短阿秒脉冲的实现为人们提供了观测和控制物质内部超快过程的有力工具^[3].

对观测原子分子内部超快的电子动力学行为来说, 使用单个阿秒脉冲显得尤为重要^[1,4], 而通过高次谐波合成的阿秒脉冲一般是以脉冲链的形式出现. 为了得到单个的阿秒脉冲, 人们提出了多种方案, 如振幅门^[5]、电离门^[6]、极化门^[7]等, 这些方案能够保证获得单个的脉冲输出, 而对于获得脉宽更短的阿秒脉冲往往需要得到截止位置较高

的高次谐波. 为了说明如何提高高次谐波的截止位置, 需要利用 Corkum 提出的著名“三步模型”^[8] 来解释高次谐波的发射过程: 当强激光作用于处在基态的原子时, 原子中的电子会隧穿由激光场和库仑场共同形成的势垒而进入到连续态 (即隧道电离), 进入连续态的电子被激光场加速, 当激光场反向时, 电子会被反向加速并从激光场获得能量 (即演化过程), 当电子返回原子核附近并回到基态 (即复合过程), 将电子的能量以光子的形式辐射出来, 从而产生高次谐波, 其截止位置为 $I_p + 3.17U_p$ (I_p 是原子的电离能, U_p 是电子在激光场中的有质动力能). 由于 $U_p \propto I\lambda^2$, 可以通过两种方式来提高高次谐波的截止位置, 即提高激光场的强度 I 和增加激光的波长. 但是当激光的强度太大时, 原子会被很快电离, 处在连续态的电子回不到原子核附近, 使得高次谐波的发射强度降低; 另一方面, 通过增加激光的波长来提高截止位置, 已有的研究表明, 高次谐波的发射效率大约与波长 λ^{-5} 成正比^[9,10].

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11264036, 11364039) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn

因此不论是增加光强还是增加波长来提高截止位置付出的代价都是发射效率的降低. 于是在不明显降低发射效率的情况下人们通过多种组合场来提高高次谐波的截止位置, 如两色场^[11-13]、三色场^[14]、激光加半周期场^[15]、啁啾激光与静电场等形成组合场^[16,17]以及基频场附加谐波脉冲^[18,19]驱动原子等, 再通过优化相应的时间延迟, 实现脉宽较短的单个阿秒脉冲的输出.

随着纳米制备技术的快速进步, 人们已经能够在实验室制备出具有纳米量级的特殊结构材料, 如韩国科学家制备的领结型等离激元(plasmon), 以及其他结构的等离激元等. 这种材料的优点是在激光驱动下能够实现电场在空间上的局部增强, 从而改变激光场电场分量在空间的分布, 这种电场在空间上是非均匀的. 按照经典的三步模型, 会改变电子在激光场演化过程中获得的能量, 从而改变高次谐波的发射规律. Kim等^[20]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^[21]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(串)的输出. 基于上述的物理思想, 本文提出在非均匀场情况下, 用两束同色激光与中红外激光组合驱动氦原子产生高次谐波, 通过改变领结型等离激元的相对位置, 发现对产生高次谐波的电子某一轨道贡献有较大的提高, 而抑制了另一些轨道的贡献, 最终得到最短脉宽为28 as的单个阿秒脉冲的输出.

2 理论方法

研究原子在激光场中发射高次谐波的性质需要求解含时薛定谔方程. 在偶极近似和长度规范下, 一维原子的含时薛定谔方程为(采用原子单位)

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t) = H(x,t)\psi(x,t), \quad (1)$$

式中 $H(x,t)$ 为体系的哈密顿量, 可表述为

$$H(x,t) = -\frac{\partial^2}{2\partial x^2} + V(x) - xE(x,t), \quad (2)$$

上式中 $V(x)$ 是一维氦原子的模型势, 采用软库仑势形式 $V(x) = -1/\sqrt{\alpha + x^2}$, α 为可调参数, 当 $\alpha = 0.485$, 得到的模型氦原子与真实氦原子有相

同的基态能量 -24.5 eV. 当原子被激光驱动并在具有纳米结构的领结型等离激元空间上, 等离激元会感应出与空间位置有关的非均匀电场^[21], 若原子处在这种环境中, 它感受到的是激光场和非均匀场的组合. 在这种情况下, $E(x,t)$ 是与空间有关的电场分量, 可取为 $E(x,t) = E(t)(1 + \varepsilon x)$, 其中 ε 是空间非均匀参数, 它的大小描述了在等离激元中非均匀场的强弱, $E(t)$ 为激光场的电场分量, 形式如下:

$$E(t) = E_s(t, \tau_{\text{delay}}) + E_{\text{MIR}}(t), \quad (3)$$

(3)式中的 $E_s(t, \tau_{\text{delay}})$ 是具有时间延迟的两束同色激光场,

$$E_s(t, \tau_{\text{delay}}) = \varepsilon(t + \tau_{\text{delay}}/2) - \varepsilon(t - \tau_{\text{delay}}/2), \quad (4)$$

其中

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} E_0 \cos^2\left(\frac{\omega t}{2N}\right) \sin(\omega t) & (|t| < \frac{NT}{2}) \\ 0 & (\text{其他}) \end{cases}, \quad (5)$$

其中 E_0 和 ω 分别为激光场的振幅和角频率, N 为脉冲的周期总数, T 为激光的周期, τ_{delay} 为两束脉冲之间的延迟时间. (3)式中 $E_{\text{MIR}}(t)$ 为中红外激光场, 可取为 $E_{\text{MIR}}(t) = E_1 \cos[\omega_1(t - \tau)]$; E_1 , ω_1 和 τ 分别是中红外场的振幅、角频率和它相对 E_s 的时间延迟. (1)式的含时薛定谔方程可用分裂算符方法进行求解, 由此得到原子在组合场的波函数, 运用Ehrenfest^[22]定理, 电子的平均加速度可表示为

$$a(t) = -\left\langle \psi(x,t) \left| \frac{\partial}{\partial x} V(x) - E(x,t) - x \frac{\partial}{\partial x} E(x,t) \right| \psi(x,t) \right\rangle. \quad (6)$$

高次谐波谱的强度通过对上式进行Fourier变换得到.

将一定频率范围内的高次谐波进行叠加得到阿秒脉冲

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega t} \right|^2, \quad (7)$$

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

为了分析高次谐波谱在时频空间的发射特性, 需要用小波变换来分析特定频率的谐波发射随时

间的变化,从而可以得到频率为 ω 的谐波随时间 t_0 变化的振幅为

$$A_\omega(t_0, \omega) = \int a(t) w_{t_0, \omega}(t) dt, \quad (8)$$

式中

$$w_{t_0, \omega}(t) = \sqrt{\omega} W[\omega(t - t_0)], \quad (9)$$

其中

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{ix} e^{-x^2/(2\tau^2)} \quad (10)$$

为Morlet小波变换的窗函数^[23]. 利用(8)—(10)式计算 $A_\omega(t_0, \omega)$ 值的大小是依赖于参数 τ 的. 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. 在计算中我们取 $\tau = 15$.

3 计算结果与讨论

为了比较与均匀场计算的结果, 在计算中, 对于同色激光场我们仍采用类似文献^[24]的激光参数, 脉冲的周期总数 $N = 2$, 半高全宽为 $0.36NT$, 除非均匀场参数 $\varepsilon = 0.002$. 其他参数与文献^[25]相同, 如同色激光场的强度取为 $1.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 中心波长为 1064 nm , 延迟时间 $\tau_{\text{delay}} = 0.8T$; 中红外激光参数取强度为 $1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 波长为 2500 nm , $\tau = 0$. 图1(d)为 $x = 0$ 时, 延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场、中红外激光场以及组合场随时间的变化.

在计算中, 为了防止电子在边界上的反射造成非物理的干涉, 一般需在边界上放置一吸收函数, 我们将吸收函数加在 $X_c = \pm 890 \text{ a.u.}$ 处, 在均匀场情况下(即 $\varepsilon = 0$), 计算得到高次谐波谱如图1(a)所示, 可以看出高次谐波在1170阶处出现截止位置. 而当 $\varepsilon = 0.002$ 时的非均匀场中计算得到的高次谐波谱如图1(b)所示, 可以看出高次谐波谱没有明显的截止位置, 相对于均匀场的情况, 截止位置明显展宽. 这是因为在非均匀场情况下, 经隧穿后处在连续态电子的运动没有受到限制, 电子从组合场能获得很高的能量. 但是, 在非均匀场情况下, 电子的运动空间是受到限制的^[26], 最典型的情况是在领结型的纳米结构中, 电子只能在领结型结构之间运动. 对于高能电子而言, 当它运动到纳米

结构顶端上时, 大部分电子会被金属吸收, 而返回不到母离子附近, 因此连续态电子的运动应该按照等离激元的结构限定在一定的范围内. 如果我们认为电子只要打在金属顶端上, 就会被金属全部吸收, 这样从理论上对电子运动空间的限制可以借助于吸收函数来实现, 被吸收函数吸收的部分等价于被金属表面吸收. 根据文献^[20]给出的纳米等离激元的结构尺度, 领结型纳米结构两顶端间的距离为 377 a.u. (相当于 20 nm). 这样我们将吸收函数放置在 $X_c = \pm 180 \text{ a.u.}$, 得到的高次谐波谱如图1(c)所示, 这时我们看到高次谐波有明显的截止位置, 并且出现了第二个平台. 第二个平台展示了较好的连续性, 这种结构有利于产生脉宽较短的阿秒脉冲. 图2给出了吸收函数放置在这两种不同位置情况下高次谐波叠加后得到的阿秒脉冲. 从图中可以看出, 叠加相同范围的高次谐波, 吸收函数的位置对产生的阿秒脉冲的宽度和强度影响较小, 但是吸收函数靠近原子核时的高次谐波叠加更容易产生单个的阿秒脉冲. 为了研究阿秒脉冲发射的时间特性, 图3给出了高次谐波发射过程的时频分析. 由图3可以看出, 当吸收函数位置在 $\pm 180 \text{ a.u.}$ 处时, 电子的某一轨道对谐波谱的形成有贡献, 另一些轨道因为电子的运动范围受到限制后被抑制, 对高次谐波的贡献很小, 甚至消失, 因此对高次谐波叠加得到的是单个阿秒脉冲. 而吸收函数在 $\pm 890 \text{ a.u.}$ 时, 电子的多个轨道对高次谐波都有贡献, 无法得到单个的阿秒脉冲. 从时频图上还可以看出, 非均匀场情况下阿秒脉冲的发射时间相对于均匀场情况的发射时间^[25]滞后, 这种发射滞后与文献^[27]对单色场驱动的经典分析结论也是符合的. 在我们使用的计算参数下, 发射时间滞后见后面进行的经典分析.

事实上, 随着纳米制备工艺的不断改进, 不同结构的等离激元在实验室能够制备出来^[28], 因此也有望制备出两等离激元相对位置可以改变的纳米结构, 这样就能实现对电子运动范围的控制. 为了研究不同等离激元位置对高次谐波的影响, 我们可以将吸收函数放在不同的位置, 来模拟两等离激元相对位置改变后发射高次谐波以及合成阿秒脉冲的特点. 由上面的计算可以看出, 当两等离激元的相对位置改变后, 高次谐波的截止位置也会改变, 当相对位置较小时, 截止位置会减少, 但是能够

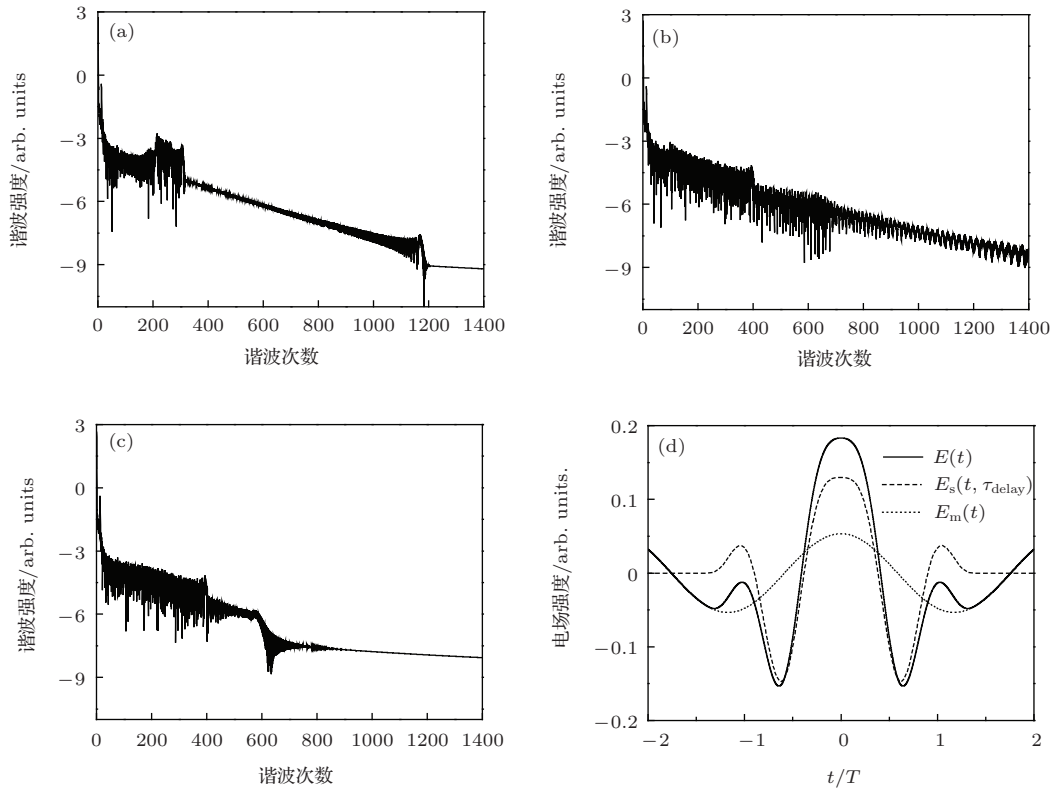


图1 原子在激光场中产生的高次谐波谱, 吸收函数位置 $X_c = \pm 890$ a.u. (a) $\varepsilon = 0$ 的均匀场; (b) $\varepsilon = 0.002$ 的非均匀场; (c) $\varepsilon = 0.002$ 的非均匀场, 但吸收函数在 $X_c = \pm 180$ a.u.; (d) 在 $x = 0$ 处, 中红外场 (短虚线)、延迟时间为 $0.8T$ 的两束同色激光场 (长虚线) 以及组合场 (实线) 电场分量随时间的变化

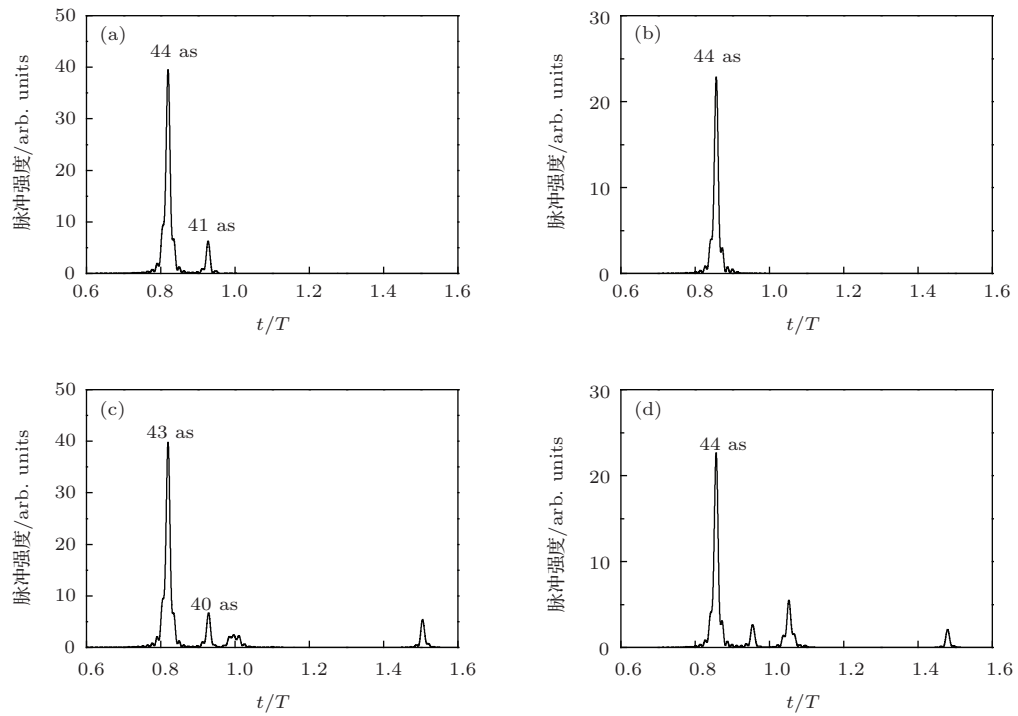


图2 非均匀场下产生的阿秒脉冲时间包络, 非均匀参数为 $\varepsilon = 0.002$ (a), (b) 吸收函数在 $X_c = \pm 180$ a.u. 时分别叠加 400—480 阶和 500—580 阶的结果; (c), (d) 吸收函数在 $X_c = \pm 890$ a.u. 时分别叠加 400—480 阶和 500—580 阶的结果

得到单个的阿秒脉冲. 因此, 当相对位置增大后, 其相应高次谐波的截止位置会增大, 有希望得到脉宽更短的单个阿秒脉冲. 于是我们将两等离激元的相对位置逐渐改变, 检验高次谐波如何变

化. 将吸收函数的位置分别放在: $X_c = \pm 340$ a.u., $X_c = \pm 390$ a.u., $X_c = \pm 440$ a.u., $X_c = \pm 490$ a.u., 激光场参数及非均匀参数与图 1 相同, 通过计算得到的高次谐波谱如图 4 所示.

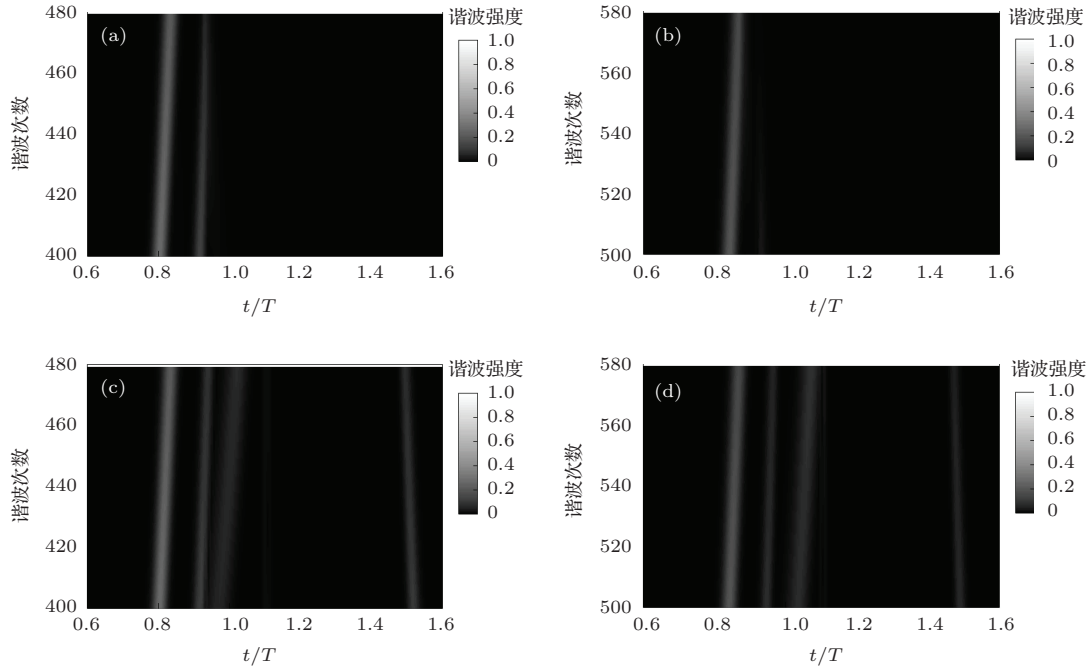


图3 非均匀场 ($\varepsilon = 0.002$) 情况下产生的高次谐波时频分析 (a), (b) 吸收函数在 $X_c = \pm 180$ a.u. 的结果; (c), (d) 吸收函数在 $X_c = \pm 890$ a.u. 的结果

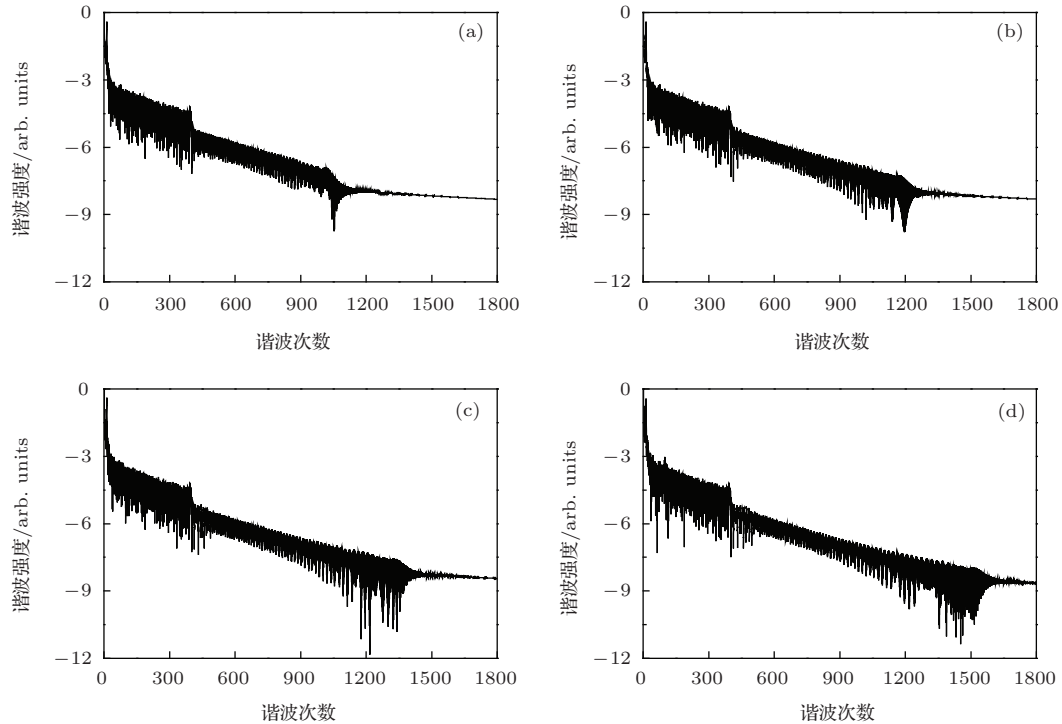


图4 吸收函数在不同位置处氢原子发射的高次谐波谱 (a) $X_c = \pm 340$ a.u.; (b) $X_c = \pm 390$ a.u.; (c) $X_c = \pm 440$ a.u.; (d) $X_c = \pm 490$ a.u.

从图4可以看出,当吸收函数位置的取值依次增大时,高次谐波的截止位置依次扩展,这是因为隧穿后处于连续态的电子运动范围逐渐扩大,因此从激光场可以获得更大的能量.由于吸收函数的位置取 ± 490 a.u.时(相当于两等离激元之间的距离为52 nm),得到的高次谐波谱截止位置较大,达到了1500阶左右(见图4(d)),因此对第二平台的的不同阶次高次谐波进行叠加而得到阿秒脉冲,图5给出了相应阿秒脉冲的时域包络曲线.与图1得到的结果相比,阿秒脉冲的宽度明显较小,能够得到40 as以下的脉冲,但是低阶谐波的叠加结果仍能看到在主脉冲附近还有很小的次脉冲,如图5(a)—(c)分别是对460—550阶、580—680阶、690—790阶叠加的结果;我们还对高阶的谐波进行叠加,图5(d)—(f)给出的分别是对800—890阶、920—1040阶和1200—1300阶的谐波进行叠加

的结果,次脉冲已经变得很小,得到的几乎是单个的阿秒脉冲,依次能得到31, 28和32 as的单个阿秒脉冲,最短的脉冲宽度达到28 as. 相对于文献[27]使用单色场得到的单个阿秒脉冲130 as大为减小,相对于均匀场得到的42 as的单个脉冲[25]也大大减小. 由此可见,在非均匀场驱动的情况下,通过改变两等离激元之间的相对位置,可以得到脉宽更短的单个阿秒脉冲.

为了更好地理解上述结果,我们对原子在非均匀场中被组合场驱动情况下的阿秒脉冲发射随时间变化的特性进行了经典分析,通过数值求解非均匀场中电子在组合场驱动下的牛顿方程,能够得到电子电离时刻和复合时刻的能量随时间的变化关系,相应的计算结果在图6中给出. 为了进行比较,图中还给出了均匀场情况下的经典计算结果. 从图6(a)可以看出,在均匀场情况下,除高次谐波截

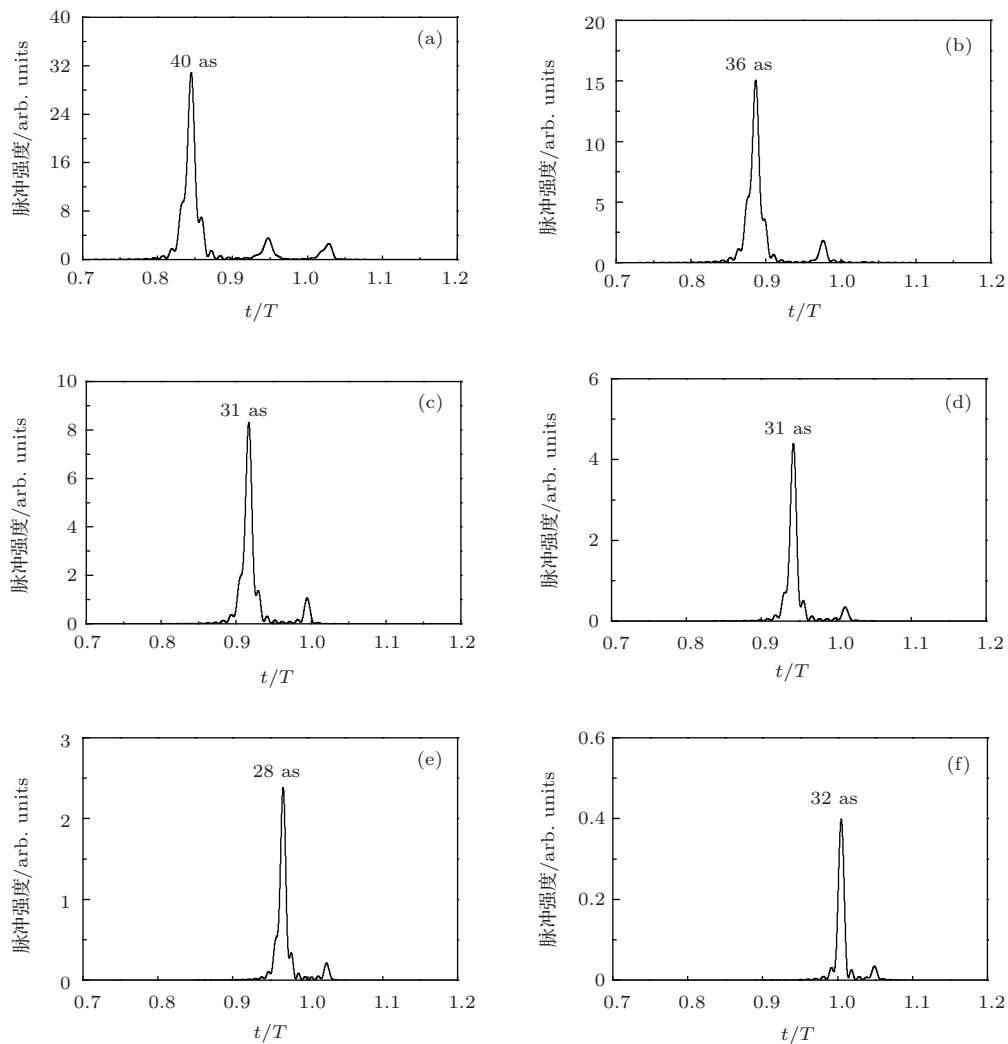


图5 吸收函数在 $X_c = \pm 490$ a.u. 时, 氢原子在非均匀场中叠加不同阶次高次谐波得到的阿秒脉冲 (a) 460—550 阶; (b) 580—680 阶; (c) 690—790 阶; (d) 800—890 阶; (e) 920—1040 阶; (f) 1200—1300 阶

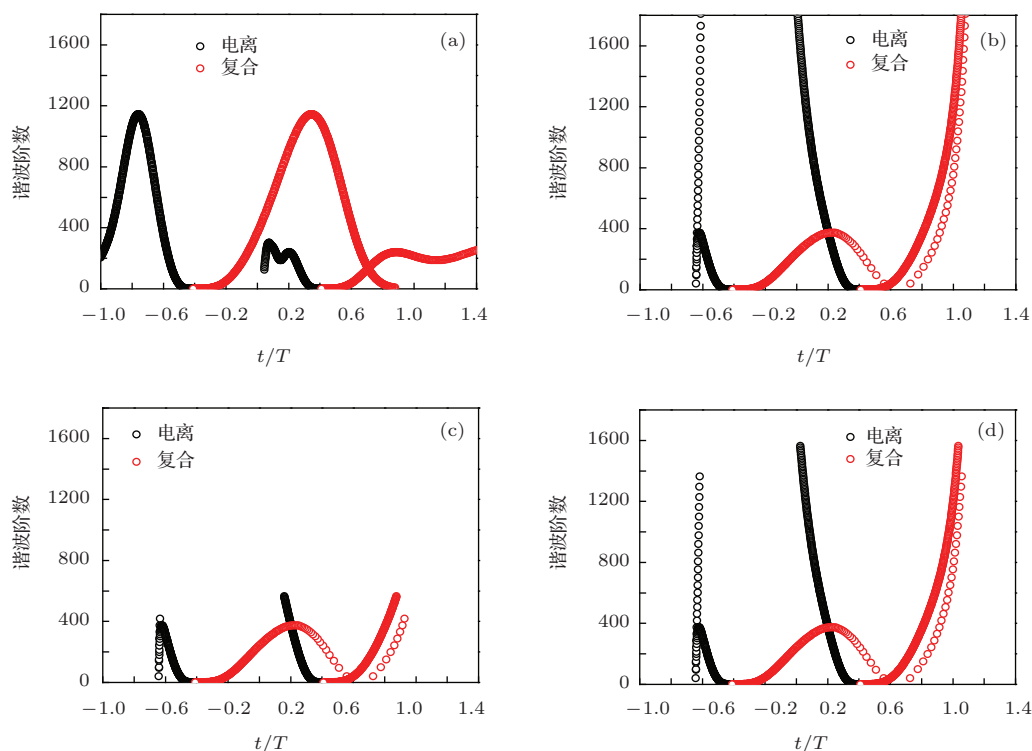


图6 (网刊彩色) 高次谐波发射的经典分析 (a) 均匀场; (b), (c), (d) 非均匀场, 分别为电子运动空间无限制和运动空间限制在 $X_c = \pm 180$ a.u., $X_c = \pm 490$ a.u. 的情况

止位置处外, 对应于每一个谐波能量都有两个路径的贡献, 且能量随时间变化得较慢, 这种状态下的阿秒脉冲不仅宽度较大, 而且对应两个脉冲; 对于非均匀场且电子运动空间没有限制的情况 (见图6(b)), 不仅谐波截止位置得到大幅扩展, 而且两个路径会合并在一起, 这就对应单个的阿秒脉冲, 更重要的是复合过程中电子的能量随时间很快增加, 对应于复合时刻很快完成, 于是在很宽的能量范围内可以合成阿秒脉冲, 且合成后的脉冲宽度变得很窄; 对于电子运动空间受到限制的情况下 (见图6(c), (d)), 除了谐波截止能量有所降低外, 其他性质与图6(b)类似. 从图6还可以看出, 非均匀场情况下, 电子复合时间也比均匀场情况滞后, 导致阿秒脉冲发射时间滞后, 这也与我们求解薛定谔方程得到的结果符合.

4 结 论

本文从理论上研究了处在纳米结构的等离子激元中一维氢原子在两束同色激光和中红外激光形成组合场驱动下发射高次谐波的性质及其阿秒脉冲的特点. 由于等离子激元对处于连续态电子的吸收, 从而影响到高次谐波发射性质的改变, 因此我

们从理论上研究了这种吸收对高次谐波及其阿秒脉冲的影响, 通过在边界上设置吸收函数来模拟等离子激元对电子的这种吸收效应. 首先考察了几乎在没有吸收情况下原子在等离子激元中发射高次谐波与均匀场情况下的差别, 发现高次谐波的发射效率几乎相同, 但是高次谐波的平台有很大扩展, 相对于均匀场情况高次谐波几乎没有截止位置; 进而研究了等离子激元的电子吸收对高次谐波及其相应阿秒脉冲的影响, 通过改变两等离子激元之间的相对位置, 计算了相应的高次谐波和阿秒脉冲的规律, 结果发现, 当存在等离子激元对电子的吸收时, 高次谐波的截止位置会随等离子激元之间的相对位置变化, 而且相应的阿秒脉冲的个数也会随之变化. 当非均匀参数取 $\varepsilon = 0.002$, 两等离子激元之间的相对位置为 ± 490 a.u. 时, 得到的阿秒脉冲不仅是单个的脉冲, 且最短脉宽可达 28 as. 通过对发射高次谐波的时频分析可知, 等离子激元位置的改变, 会提高其中一个轨道对谐波的贡献, 抑制另一些电子轨道的贡献, 经典分析表明, 是两个电子轨道发生并合而形成单个的阿秒脉冲. 由此可见, 在等离子激元存在电子吸收效应时, 可以改变等离子激元的相对位置来实现单个超短阿秒脉冲的输出. 这一结论有待实验上制备出相对位置不同的纳米等离子激元来加以验证.

参考文献

- [1] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, *et al.* 2008 *Science* **320** 1614
- [2] Zhao K, Zhang Q, Chini M, *et al.* 2012 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [3] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [4] Chini M, Zhao K, Chang Z 2014 *Nature Photon.* **8** 178
- [5] Witting T, Frank F, Okell W A, *et al.* 2012 *J. Phys. B* **45** 074014
- [6] Abel M, Pfeifer T, Nagel P M, *et al.* 2009 *Chem. Phys.* **366** 9
- [7] Sansone G, Benedetti E, Calegari F 2006 *Science* **314** 443
- [8] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [9] Tate J, Augustine T, Muller H G, *et al.* 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013901
- [10] Frolov M V, Manakov N L, Starace A F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 173001
- [11] 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]
- [12] 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]
- [13] 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
- [14] Lu R F, He H X, Guo Y H, Han K L 2009 *J. Phys. B* **42** 225601
- [15] Orlando G, Corso P P, Fiordilino E 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 1761
- [16] Xiang Y, Niu Y P, Gong S Q 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053419
- [17] Zhang G T, Bai T T, Zhang M G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054214
- [18] Chen J G, Yang Y J, Chen Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 033202 (in Chinese) [陈基根, 杨玉军, 陈漾 2011 物理学报 **60** 033202]
- [19] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [20] Kim S, Jin J, Kim Y, Park I Y 2008 *Nature* **453** 757
- [21] Ciappina M F, Biegert J, Quidant R, Lewenstein M 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033828
- [22] Bumett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [23] Antoine P, Piraux B, Maquet A 1995 *Phys. Rev. A* **51** R1750
- [24] Pérez-Hernández J A, Hoffmann D J, Zaïr A, *et al.* 2009 *J. Phys. B* **42** 134004
- [25] Pan H L, Wang G L, Zhou X X 2011 *Chin. Sci. Bull.* **31** 2561 (in Chinese) [潘慧玲, 王国利, 周效信 2011 科学通报 **31** 2561]
- [26] Yavuz I 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053815
- [27] Yavuz I, Bleda E A, Altun Z, Topcu T 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013416
- [28] Czaplicki R, Husu H, Siikannen R, *et al.* 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093902

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^{*}

Zeng Ting-Ting Li Peng-Cheng Zhou Xiao-Xin[†]

(College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

(Received 9 May 2014; revised manuscript received 16 June 2014)

Abstract

We have investigated the characteristics of high harmonic and attosecond pulse generated by helium atom exposed to the combined field of two laser pulses with the same color and a midinfrared laser pulse in nano-structure plasmon by solving the one-dimensional time-dependent Schrödinger equation. It is shown that the cut-off position of the harmonics is obviously extended in the combined field, however, the plasmon structure determined effect of absorbing the electron in the continuum states has an important influence on the cut-off position of the harmonics. It is found that the contribution from some single trajectory of electron is enhanced and other trajectories are suppressed by changing the plasmon position, so a single isolated attosecond pulse is obtained. Comparison with the scenario of atoms driven in homogeneous field, the width of the pulse decreases greatly, and an isolated pulse is achieved to be as short as 28 attoseconds.

Keywords: plasmon, high-order harmonic, attosecond pulse

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

DOI: 10.7498/aps.63.203201

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264036, 11364039).

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