

双色场驱动不对称分子气体产生 平台区超连续光谱*

李钱光[†] 易煦农 张秀 吕昊 丁么明[‡]

(孝感学院物理与电子信息工程学院, 孝感 432000)

(2010年3月21日收到; 2010年5月7日收到修改稿)

研究了双色场驱动下不对称分子气体产生的高次谐波. 通过计算机数值模拟, 发现当波长为 800 nm, 脉宽为 10 fs 的基频场和波长为 1200 nm 的控制场组成的多光周期双色场作用于不对称分子时, 不对称分子的高次谐波在平台区的末端呈现出超连续结构. 超连续谱谱宽达 80 eV, 可以支持傅里叶极限脉宽为 50 as 的脉冲输出. 传播后, 超连续谱变得更平滑, 而且, 直接选取超连续谱上的一段, 可以得到脉宽约为 90 as 的单个脉冲输出.

关键词: 超连续谱, 阿秒脉冲

PACS: 72.20.Ht, 42.65.Ky

1. 引言

阿秒脉冲的产生使得人们对于超快科学的研究进入了一个全新的阶段. 阿秒脉冲作为一种具有阿秒时间分辨率的光探针, 可用于实时地探测原子或分子内部电子的动力学行为, 比如内壳层电子的弛豫和隧道电离过程等等^[1,2]. 由于高次谐波 (high-order harmonic generation, HHG) 的平台区具有覆盖了从红外到极紫外甚至软 X 射线的谱宽, 于是很快便成为了突破飞秒极限, 实现阿秒脉冲产生的首选方案^[3-11]. 高次谐波的辐射过程可以用 Corkum 提出的半经典“三步模型”^[12]来描述: 基态的电子通过多光子电离或者隧道电离进入到连续态, 连续态的电子在激光场的作用下运动并获得能量. 其中的一部分电子在激光场的驱动下又返回原子核附近并回到基态, 同时辐射出高能光子. 这个过程每 0.5 个光周期重复一次, 这样在一般情况下直接选取高次谐波谱上的一段将会得到每 0.5 个光周期重复一次的阿秒脉冲链. 然而将阿秒脉冲链直接用于超快探测十分困难, 人们更希望使用单个的

阿秒脉冲作为探测工具.

Christov 等人^[13]提出产生单个的阿秒脉冲的方法. 他们发现, 如果驱动光的脉冲宽度非常短, 只有几个光周期, 那么高次谐波的相干性可以得到很大的提高, 在截止区附近会出现超连续谱, 对连续谱上的谐波进行滤波就可以得到单个的阿秒脉冲. 这个想法由 Hentschel 等人^[3]在实验上完成, 他们利用 7 fs 的超短激光脉冲驱动原子得到了脉宽为 650 as 的单个阿秒脉冲. 这种方法受限于可以选取的谱宽, 难以得到脉宽小于 100 as 的脉冲输出. 而且, 由于截止区谐波的强度随谐波次数增加而快速下降, 该方法也难以得到高强度的阿秒脉冲. 进一步减小驱动脉冲的脉宽可以扩展截止区的谱宽, 得到更短的阿秒脉冲. 最近, Goulielmakis 等人^[8]利用单个光周期的激光脉冲驱动氖原子, 得到了脉宽小于 100 as 的单个脉冲. 然而, 这种单个光周期的激光脉冲只有很少几个顶级实验室可以实现, 限制了它的广泛应用. 此外, Corkum 等人^[14]提出采用偏振态随时间变化的脉冲, 即偏振态门 (polarization gating, PG) 的方法, 也可以产生单个阿秒脉冲. Sansone 等人^[5]利用此方法得到了 130 as 的单个脉冲. 在这种方法

* 湖北省教育厅科学技术重大项目 (批准号: Z20082601)、湖北省自然科学基金 (项目批准号: 2009930 和 2009932) 资助的课题.

[†] E-mail: liqiangang@126.com

[‡] E-mail: dingyaoming1963@yahoo.cn

中,只有很小一部分的激光能量参与了阿秒脉冲的产生,浪费了大部分的激光能量,产生阿秒脉冲的效率很低. 双色场是调控高次谐波产生的有效途径^[15–20],为了获得谱宽更宽的单个阿秒脉冲,研究人员提出利用几个光周期的双色场来控制电子的电离或运动过程,得到了谱宽更宽的超连续谱和单个阿秒脉冲^[21–24]. 然而获得几个光周期的超短脉冲在实验上是一个相当苛刻的条件,于是研究人员在利用多个光周期驱动脉冲获得单个阿秒脉冲方面做了许多尝试^[25–28]. Lan 等人^[20]利用脉冲宽度为 10 fs,波长为 800 nm 的基频场与波长为 1600 nm 的控制场合成的双色场驱动氦原子,得到了脉宽小于 100 as 的单个脉冲. 该方案中,产生阿秒脉冲的谐波是由在电场强度的次高峰附近的半个光周期内电离的电子辐射的. 由于次高峰的电场强度远低于最高峰的电场强度,这半个光周期内的电离远低于电场强度最高峰附近半个光周期内的电离,因此产生的阿秒脉冲的强度较低.

分子相对于原子具有更多的自由度和更复杂的结构,因而分子的电离^[29–32]和高次谐波^[31–34]有更丰富的物理内涵. 特别是不对称分子,由于固有偶极矩的存在,其在激光电场相邻两个半光周期内的电离过程有很大差别. 当激光脉冲的电场方向反平行于分子的固有偶极矩时,电子很容易隧穿激光电场和库伦场形成的势垒而电离,而当激光脉冲的电场平行于分子的固有偶极矩时,电子很难隧穿该势垒而电离^[32]. 这就破坏了高次谐波产生过程中的对称性,也为调控高次谐波产生提供了一个新的途径^[32,33]. 本文将不对称分子高次谐波产生的这种不对称性与双色场对高次谐波产生过程的调控机制相结合,研究双色场驱动下不对称分子产生的高次谐波,并提出了一种利用多光周期激光脉冲作用于不对称分子气体实现平台区宽带超连续谱产生的方法. 计算结果表明,当波长为 800 nm,脉宽为 10 fs 的基频场和波长为 1200 nm,脉宽为 15 fs 的控制场合成的双色场作用于不对称分子时,不对称分子的高次谐波在平台区的末端呈现出超连续结构. 超连续谱谱宽达 80 eV,可支持傅里叶极限为 50 as 的脉冲输出. 传播后,超连续谱变得更平滑,直接选取连续谱上的一段谐波,可以得到脉宽约为 90 as 的单个脉冲输出. 而且,由于该连续谱位于平台区,强度恒定,相对于截止区具有较高的效率,容易实现高强度的阿秒脉冲输出.

2. 理论模型

在本文中,我们通过数值求解含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 来模拟单个不对称分子在双色场驱动下产生的高次谐波. 我们采用波长为 800 nm,脉宽为 10 fs,强度为 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的线性偏振激光脉冲与波长为 1200 nm,脉宽为 15 fs,强度为 $5.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 的线性偏振激光脉冲组成的双色场作为驱动场. 该驱动脉冲的电场强度可表示为

$$E(t) = E_0 f_0(t) \cos(\omega_0 t + \phi_0) + E_1 f_1(t) \cos(\omega_1 t + \phi_1), \quad (1)$$

$E_0, \omega_0, f_0(t)$ 和 ϕ_0 分别为波长为 800 nm 的激光脉冲的振幅、频率、时域包络和载波相位, $E_1, \omega_1, f_1(t)$ 和 ϕ_1 分别为波长为 1200 nm 激光脉冲的振幅、频率、时域包络和载波相位. 同时,我们设定两脉冲之间的时间延迟为 0,载波相位 ϕ_0 和 ϕ_1 分别为 π 和 1.1π . 为了便于分析,我们采用不对称分子 HeH^{2+} 作为具体的研究对象来研究不对称分子的高次谐波产生,并假设其沿激光的偏振方法排列,这可以通过一个预排列脉冲或静电场来实现^[35,36]. 这样,电子主要沿激光偏振方向振荡,可以采用一维模型来描述. 采用原子单位 (a. u.) 及单电子近似,一维含时薛定谔方程可表示为

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

$V(x)$ 是库仑势,采用软核势模型可以表示为^[37,38]

$$V(x) = -Z_1 / \sqrt{1 + (x + R/2)^2} - Z_2 / \sqrt{1 + (x - R/2)^2}, \quad (3)$$

其中, $R=4$ a. u. 为核间距, $Z_1=2$ a. u. 和 $Z_2=1$ a. u. 分别为两原子核的电量. 这里我们已假定两原子核分别固定在 $x = \pm R/2$ 处,因为 HeH^{2+} 分子的振动周期约为 30 fs,远大于激光脉冲的脉宽. 以基态波函数为初始条件,通过分裂算符和谱方法^[39]求解方程(2),可以得到任意时刻的波函数 $\psi(x,t)$,即波函数随时间的演化,根据艾伦费斯特定律^[40],可以求得偶极加速度为

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

然后再对 $a(t)$ 进行傅里叶变换便可以得到相应的

谐波谱强度分布

$$S_q(\omega) \sim |a_q|^2, \quad (5)$$

$$a_q = \int a(t) e^{-iq\omega_0 t} dt, \quad (6)$$

其中, q 为谐波的阶次. 对谐波谱上的数次谐波进行叠加就可以得到阿秒脉冲, 其时域包络为

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega_0 t} \right|^2. \quad (7)$$

根据波函数随时间的演化还可以得到电离率^[38,41]

$$\Gamma(t) = -\frac{d \ln[|\langle \psi(0, x) | \psi(t, x) \rangle|^2]}{dt}. \quad (8)$$

激光脉冲和高次谐波在柱坐标系下的传播方程可以分别表示为

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_f(r, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_f(r, z, t)}{\partial t^2} \\ = \frac{\omega_p^2(r, z, t)}{c^2} E_f(r, z, t), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_h(r, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_h(r, z, t)}{\partial t^2} \\ = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{nl}(r, z, t)}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, E_f, E_h 分别是激光脉冲和高次谐波的电场强度, $\omega_p(r, z, t) = \left[\frac{e^2 n_e(r, z, t)}{\epsilon_0 m_e} \right]^{1/2}$ 是等离子体频率, $P_{nl} = n_0 \langle \psi | x | \psi \rangle$ 是介质产生的非线性极化强度, n_0 和 $n_e(r, z, t)$ 分别是分子密度和自由电子密度, $n_e(r, z, t) = n_0 \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{-\infty}^t \Gamma(r, z, t') dt' \right] \right\}$. 这里我们假定激光沿 z 轴传播, 且径向对称. 将由时间演化的波函数计算得到的分子的偶极矩 $\langle \psi | x | \psi \rangle$ 作为源代入(10)式, 按照 Priori 等^[42] 采用的方法求解传播方程, 可以计算出传播后高次谐波的电场 E_h .

3. 结果和讨论

图 1 给出了不对称分子 HeH^{2+} 在上述多光周期激光脉冲驱动下产生的高次谐波谱. 可以看出, 谐波谱呈现双平台结构, 第一个平台的截止能量约为 170 eV, 第二个平台的截止能量约为 205 eV, 而且第一个平台上谐波的强度比第二个平台上谐波的强度高 3 个量级. 此外, 在第一个平台末端的谐波谱变得光滑而有规律, 形成了一个谱宽达 80 eV (90—170 eV) 的超连续谱.

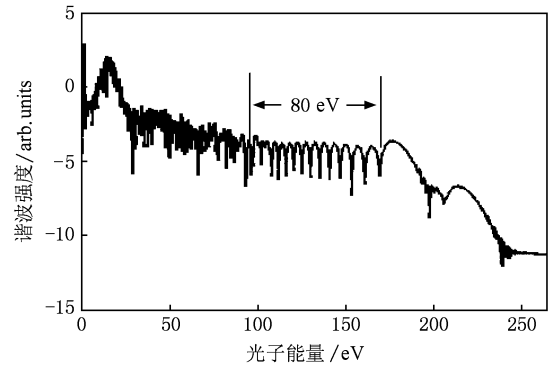


图 1 多光周期激光驱动不对称分子 HeH^{2+} 产生的高次谐波谱 (激光脉冲由 800 nm 和 1200 nm 的双色场构成, 二者脉宽分别为 10 fs 和 15 fs, 强度分别为 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $5.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 载波相位分别为 π 和 1.1π , 相对延迟为 0)

为了说明上述谐波谱产生的机理, 我们给出了电子在驱动脉冲作用下的运动过程, 如图 2 所示. 图 2 (a) 给出了驱动脉冲的电场强度 (虚线) 和 HeH^{2+} 的电离率 (实线), 图 2 (b) 给出了电子辐射高次谐波与电子电离时间 (●) 和回复时间 (○) 的关系曲线. 为了对照, 图 2 (a) 还给出了基频场的电场强度 (点虚线), 可以看出在 1200 nm 控制场的调制下, 驱动场在峰值 P_3 和 P_4 附近的电场被显著增强, 而在峰值 P_1 附近的电场被显著减弱. 从图 2 (a) 中还可以发现, 电子在电场峰值 P_3 附近的电离率最大, 峰值 P_5 附近次之, 而在峰值 P_4 附近很小, 峰值 P_1 和 P_2 附近则几乎为 0. 这是由电场强度的大小和不对称分子电离特性造成的. 在峰值 P_1, P_3 和 P_5 附近, 驱动场的电场强度的方向与不对称分子的固有偶极矩反平行, 电子容易被电离, 而在峰值 P_2 和 P_4 附近, 电场强度的方向与不对称分子的固有偶极矩平行, 电子很难被电离^[32]. 因此, 虽然在峰值 P_2 和 P_4 附近的电场强度远大于峰值 P_5 附近的电场强度, 电子在峰值 P_2 和 P_4 附近的电离很小, 甚至几乎为 0. 由于峰值 P_1 附近的电场强度太小, 仅 0.06 a. u., 电子在该峰值附近的电离也几乎为 0. 从图 2 (b) 可以看出, 只有 R_1, R_2 和 R_3 3 条电离回复通道可以产生 $60\omega_0$ 以上的谐波, 而且, 由于峰值 P_3 和 P_4 附近的电场强度被 1200 nm 的控制场显著增强, 通道 R_2 和 R_3 对应的截止能量也相应的被抬高到 205 和 170 eV. 在我们的模拟中, 激光脉冲的强度远低于 HeH^{2+} 电离的饱和强度. 根据“三步模型”^[12], 高次谐波的效率主要决定于第一步, 即电离率. 因此, 光子能量介入 90 到 170 eV 的高次谐波

主要由通道 R_3 产生,形成了如图 1 中谐波谱第一个平台末端的超连续谱. 由于光子能量高于 170 eV 的高次谐波主要由通道 R_2 产生,而该通道对应的电离率很小,几乎为 0,所以谐波的强度非常低,比第一个平台低 3 个量级. 从图 2(b) 还可以看出,超连续谱上的每一次谐波都包含两类电离和回复时间:一类是电子在较早的时间电离,但在较晚的时间回复,称作长轨道;另一类是电子在较晚的时间电离,但在较早的时间回复,称作短轨道. 长短轨道的干涉使得连续谱上出现了有规律的调制. 为了进一步地验证上面的分析,我们给出了谐波谱的时频图^[43],如图 3 所示. 可以看出,光子能量介于 90 到 170 eV 的高次谐波主要产生于 $t = 8.0 - 8.5T_0$ (T_0 为基频场的光周期)的半个光周期内,而且相同光子能量的高次谐波都包含两个轨道,与上面的分析符合得很好. 此外,从图 3 还可以看出,在短轨道中谐波的辐射时间随谐波光子能量增加而增大,而在长轨道中谐波的辐射时间随谐波光子能量增加而减小. 这说明在短轨道中辐射的谐波具有正啁啾,而在长轨道中辐射的谐波具有负啁啾.

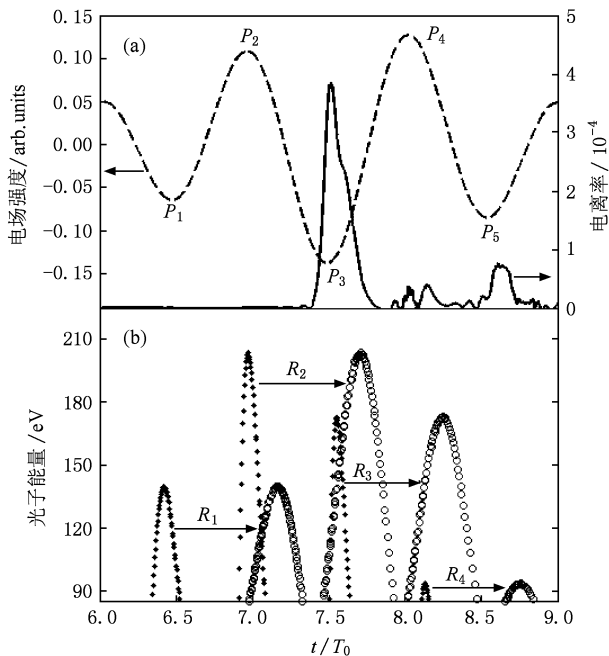


图 2 激光脉冲的电场强度、 HeH^{2+} 的电离率及电子电离时间和回复时间与谐波次数的关系 (a) 激光脉冲的电场强度(虚线)和 HeH^{2+} 的电离率(实线); (b) 电子电离时间(●)和回复时间(○)与谐波光子能量的关系(激光脉冲的参数与图 1 中相同)

连续谱的时域特性同样令人关注. 图 4 给出了连续谱上光子能量介于 125 到 175 eV 的高次谐波

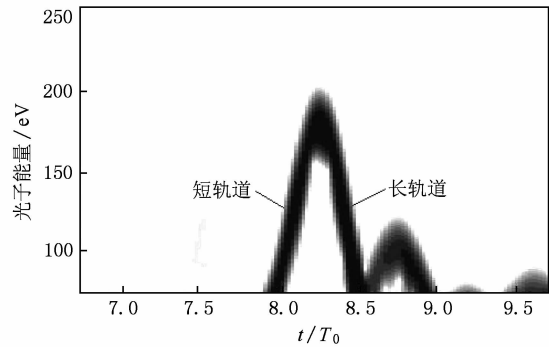


图 3 图 1 中 HeH^{2+} 分子高次谐波谱的时频图

叠加后产生的阿秒脉冲的时域包络. 可以看出,在 $t = 8.12T_0$ 和 $t = 8.35T_0$ 附近各有一个脉宽约为 90 as 的脉冲,分别对应于短轨道和长轨道. 要得到单个阿秒脉冲必须消除短轨道或长轨道中的一个. 由于短轨道和长轨道对激光强度具有不同的依赖关系,长轨道对激光强度的变化更敏感,当激光强度发生变化时其相干性更容易被破坏,因此,可以通过调节气体介质与激光脉冲焦点之间的相对位置来消除长轨道. 为此,我们采用(9)和(10)式模拟了激光脉冲和高次谐波的传播. 图 5 给出了传播 1 mm 后轴上的高次谐波谱 (HeH^{2+} 分子气体密度均匀, $n_0 = 2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$), 激光脉冲采用沿 z 轴传播的高斯光束,束腰半径为 25 μm ,焦点位于 HeH^{2+} 分子气体介质入射端面前 2 mm,其他参数与图 1 中相同. 可以发现,传播后连续谱上的调制大部分被消除了,谱变得更平滑. 这是由于长轨道被消除,从而导致长短轨道相互干涉产生的调制也随着消失. 对图 5 中连续谱上光子能量介于 125 到 175 eV 的高次谐波进行叠加,仅得到了位于 $t = 8.12T_0$ 附近,脉宽约为 90 as 的单个脉冲,对应于短轨道,而图 4 中

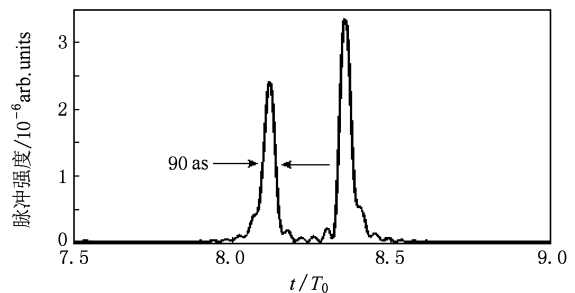


图 4 对图 1 中 HeH^{2+} 分子高次谐波谱中 81 到 113 次谐波叠加得到的阿秒脉冲的时域包络

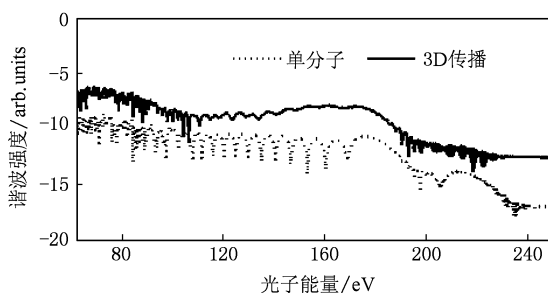


图5 传播后轴上的高次谐波谱(气体介质的密度 $n_0 = 2 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, 长度为 1 mm, 其入射端面位于激光脉冲焦点后 2 mm, 焦点处激光脉冲的束腰半径为 25 μm , 激光脉冲的其他参数与图 1 中相同)

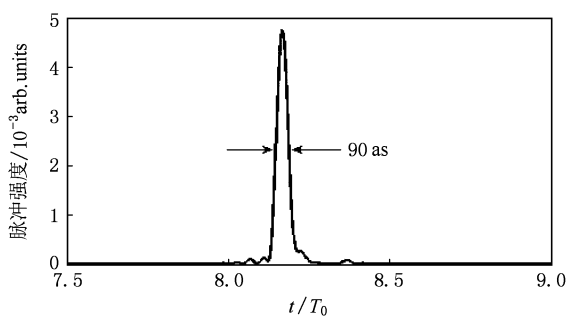


图6 传播后高次谐波谱上 81 到 113 次谐波叠加得到的阿秒脉冲的时域包络

位于 $t = 8.35T_0$ 附近, 对应于长轨道的脉冲基本上消失了, 如图 6 所示. 整个连续谱谱宽有 80 eV, 可

以产生傅里叶极限脉宽为 50 as 的脉冲. 然而, 谐波的啁啾限制了具有傅里叶极限脉宽的脉冲产生. 但是, 这样的极紫外宽带阿秒脉冲, 虽然具有啁啾, 仍然可以用于以前难以达到的超快过程的探测. 因为在一些超快探测中, 如电子波包测量, 带宽相同的有啁啾的长脉冲与傅立叶极限脉冲具有相同的探测效率^[44]. 而且, 谐波的啁啾可以通过选用适当的色散材料进行啁啾补偿^[5], 进一步压缩阿秒脉冲的脉宽.

4. 结 论

本文研究了双色场驱动下不对称分子气体产生的高次谐波, 并提出了一种利用多光周期激光脉冲作用于不对称分子气体在平台区产生宽带超连续谱的方法. 当波长为 800 nm, 脉宽为 10 fs 的基频场叠加波长为 1200 nm, 脉宽为 15 fs 的控制场合成的双色场作用于不对称分子时, 在不对称分子谐波谱的平台区得到了谱宽达 80 eV 的超连续谱. 传播后, 超连续谱上的调制大部分被消除了, 直接选取连续谱上光子能量介于 125 到 175 eV 的高次谐波进行叠加, 可以得到脉宽约为 90 as 的单个脉冲输出. 而且, 超连续谱位于平台区, 相对于截止区的谐波, 连续谱上的谐波强度恒定, 容易实现高强度的阿秒脉冲输出. 此外, 由于多光周期的激光脉冲在实验上比较容易实现, 使得该方法成为产生高强度宽带阿秒脉冲的一种有效途径.

- [1] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature* (London) **419** 803
- [2] Goulielmakis E, Yakovlev S V, Cavalieri A L, Uiberacker M, Pervak V, Apolonski V, Kienberger R, Kleineberg U, Krausz F 2007 *Science* **317** 769
- [3] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P B, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* (London) **414** 509
- [4] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Auge F, Balcou P, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [5] Sansone G, Benedetti 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
- [6] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063411
- [7] Cao W, Lan P F, Lu P X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2482 (in Chinese) [曹伟, 兰鹏飞, 陆培祥 2007 物理学报 **56** 2482]
- [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] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Yang Z Y, Li Y H, Liao Q 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033410
- [10] Zhai Z, Yu R F, Liu X S, Yang Y J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 041402
- [11] Zheng Y H, Zeng Z N, Li X F, Chen X W, Liu P, Xiong H, Lu H, Zhao S T, Wei P F, Zhang L, Wang Z G, Liu J, Cheng Y, Li R X, Xu Z Z 2008 *Opt. Lett.* **33** 234
- [12] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [13] Christov P, Murnane M M, Kapteyn H C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1251
- [14] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y 1994 *Opt. Lett.* **19** 1870
- [15] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423

- [16] Zeng Z N, Cheng Y, Song X H, Li R X, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [17] Hong W Y, Lu P X, Cao W, Lan P F, Wang X L 2007 *J. Phys. B* **40** 2321
- [18] Cao W, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Wang X L 2007 *J. Phys. B* **40** 869
- [19] 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]
- [20] Hong W Y, Yang Z Y, Lan P F, Lu P X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5853 (in Chinese) [洪伟毅、杨振宇、兰鹏飞、陆培祥 2008 物理学报 **57** 5853]
- [21] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801 (R)
- [22] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 011402 (R)
- [23] Zheng Y H, Zeng Z N, Zou P, Zhang L, Li X F, Liu P, Li R X, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 043904
- [24] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [25] Pfeifer T, Gallmann L, Abel M J, Neumark D M, Leone S R 2006 *Opt. Lett.* **31** 975
- [26] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063821
- [27] Zhang Q B, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *Optics Express* **16** 9795
- [28] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [29] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [30] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408
- [31] Kamta G L, Bandrauk A D, Corkum P B 2005 *J. Phys. B* **38** 339
- [32] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 021801
- [33] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Hong W Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 1186
- [34] Zhang Q B, Lu P X, Hong W Y, Liao Q, Wang S Y, 2009 *Physical Review A* **80** 033405
- [35] Stapelfeldt H, Seideman T, 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 543
- [36] Goban A, Minemoto S, Sakai H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 013001
- [37] Ben I I, Gertner I, Heber O, Rosner B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1347
- [38] Lan P F, Lu P X, Li F, Li Q G, Hong W Y, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17542
- [39] Feit M D, Fleck J A, Jr, Steiger A 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 412
- [40] Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [41] Vafaei M, Sabzyan H, Vafaei Z, Katanforoush A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 043416
- [42] Priori E, Cerullo G, Nisoli M, Stagria S, De Silvestri S 2000 *Phys. Rev. A* **61** 063801
- [43] Zhang Q B, Lu P X, Hong W Y, Liao Q, Lan P F, Wang X B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053406
- [44] Yudin G L, Bandrauk A D, Corkum P B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 063002

A supercontinuum in the plateau generated by asymmetric molecular gases exposed to a two-color field *

Li Qian-Guang[†] Yi Xu-Nong Zhang Xiu Lü Hao Ding Yao-Ming[‡]

(School of Physics and Electronic-information Engineering, Xiaogan College, Xiaogan 432000, Chian)

(Received 21 March 2010; revised manuscript received 7 May 2010)

Abstract

The high order harmonic generation (HHG) from asymmetric molecular gas in two-color field has been investigated and a method for broadband supercontinuum generation in the plateau by asymmetric molecular gas exposed to multicycle laser pulse is proposed. The numerical simulation shows that the harmonics at the end of the plateau become continuous and form a supercontinuum with a bandwidth of about 80 eV, from which a 50 as pulse in the transform limited case can be generated, when asymmetric molecules are exposed to a multicycle two-color field, which is synthesized by a 10 fs/800 nm fundamental pulse and a 15 fs/1200 nm control pulse. After propagation through the molecular gas, most of the modulations in the supercontinuum are eliminated, and the supercontinuum becomes smoother, from which a 90 as isolated pulse can be produced.

Keywords: supercontinuum, attosecond pulse

PACS: 72.20.Ht, 42.65.Ky

* Project supported by the Fund for Hubei Provincial Department of Education (Grant No. Z20082601) and the Natural Science Foundation of Hubei Provincial (Grant Nos. 2009930 and 2009932).

[†] E-mail: liqianguang@126.com

[‡] E-mail: dingyaoming1963@yahoo.cn