

# 中红外组合激光场调控宽带 超连续谱的产生\*

陈 东 余本海<sup>†</sup> 汤清彬

(信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2009 年 10 月 19 日收到; 2009 年 10 月 30 日收到修改稿)

本文对原子在波长为 2000 nm、脉宽为 12.5 fs 的中红外驱动脉冲和脉宽为 1.3 fs 的紫外控制脉冲叠加形成的组合场中产生的高次谐波进行了研究. 通过组合场驱动氦原子得到了谱宽为 230 eV 的超连续谱. 利用组合场产生的谐波比单独利用中红外脉冲产生的谐波的强度高出了 3 个量级. 对超连续谱进行滤波并调节组合场中两束激光的延迟时间, 可以直接产生 100 as 的单个脉冲. 我们发现超连续谱的宽度和位置几乎不会因为驱动场和控制场强度的变化而改变, 这种性质有利于从实验上获得单个宽谱阿秒脉冲.

**关键词:** 高次谐波, 阿秒脉冲, 超连续谱

**PACC:** 3280, 7220H, 4265K

## 1. 引 言

得益于激光技术的飞速发展, 人们已经可以通过锁模钛宝石激光器来定形和控制只有几个光周期的强激光, 从而开创了超快物理学研究的新方向. 近十年来, 原子或分子在强激光场中所发生的一些非线性现象, 如高次谐波的产生 (HHG)<sup>[1]</sup>, 阈上电离 (ATI)<sup>[2]</sup> 和非顺序双电离 (SDI)<sup>[3]</sup> 等引起了科学家们的极大兴趣. 由于高次谐波具有覆盖了从红外到软 X 射线的谱宽, 于是高次谐波产生很快成为获取阿秒脉冲的主要方法之一<sup>[4, 5]</sup>. 高次谐波具有非常明显的特征: 随着谐波阶次的增加, 开始几阶谐波强度很快下降, 接着进入一个强度几乎不变的超连续分布区域 (平台区), 最后在某一个最高阶处出现截止. 作为一种非微扰和高阶非线性过程, 高次谐波的发射机理可以通过 Corkum<sup>[6]</sup> 提出的半经典“三步模型”来解释: 首先, 处于基态的电子通过隧道电离或多光子电离进入连续态; 接着, 一部分在激光场中运动的电子会与原子核复合并返回基态, 在此过程中辐射出最大能量为  $I_p + 3.17U_p$  的光子, 其中  $I_p$  和  $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$  分别代表电子的

电离能和电子在激光场中的有质动力能. 由于这个过程每半个光周期都会重复一次, 所以一般情况下得到的都是阿秒脉冲链. 在实验上要将一个阿秒脉冲链应用于探测显然很困难, 因此如何获得单个阿秒脉冲就成为研究的焦点.

利用高次谐波产生阿秒脉冲是目前唯一能在实验上获得单阿秒的方法, 主要有三条途径: 1) 利用几个光周期的超短脉冲, 例如 2001 年 Hentschel 等<sup>[7]</sup> 利用 7 fs 的超短脉冲驱动原子得到了脉宽为 650 as 的单个脉冲, 这是实验上首次获得单个阿秒脉冲. 2) 利用偏振态随时间变化的脉冲, 如 Sansone 等<sup>[8]</sup> 通过把“偏振态门”技术应用于 5 fs 超短脉冲上, 得到了脉宽小于 130 as 的单个脉冲. 3) 采用由基频激光场叠加倍频场组成的双色场来驱动原子<sup>[9-15]</sup>, 用这种方法获得单阿秒在实验上已有报道<sup>[16]</sup>. 但是在双色场方法中, 产生超连续谱的电子在电场次高峰附近的半个光周期内电离率很低, 超连续谱的产生效率也很低, 这就限制了该方法的实际应用. 最近, 有人利用“阿秒电离门”技术<sup>[17, 18]</sup> 和激光驱动不对称分子的方法<sup>[19, 20]</sup> 得到了高强度的单个阿秒脉冲. 这些研究为单阿秒的获取提供了新方案.

\* 河南省科技计划 (批准号: 082300410050) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: hnyubenhai@163.com

由于有质动力能与驱动场的波长平方成正比 ( $U_p \propto \lambda^2$ ), 所以产生宽谱阿秒脉冲的有效方法之一就是采用波长较长的驱动脉冲. 实验研究<sup>[21]</sup>和理论模拟<sup>[22]</sup>都发现, 中红外驱动光不仅可以产生能量较高的光子, 而且能有效地减小谐波啁啾. 采用几个光周期的中红外驱动脉冲就能将高次谐波的发射时间限制在半个光周期内. 驱动场的波长越长, 谐波谱的谱宽就会越宽, 但是谐波的产生效率会随着电子波包扩散的增加而急剧降低<sup>[23]</sup>. 高次谐波虽然很适合产生阿秒脉冲, 但是其太低的转换效率仍然是一个大问题. 目前已经提出了许多种方法来提高高次谐波的产生效率<sup>[1, 9]</sup>, 但是效率仍然很低. 在中红外驱动场中加入紫外控制脉冲可以极大地提高短轨道电子波包的产生效率, 从而提高谐波强度. 在我们的研究中发现, 使用波长为 2000 nm 的中红外脉冲叠加一个紫外控制脉冲组成复合场来驱动氦原子, 不但可以得到谱宽达到 230 eV 的超连续谱, 而且超连续谱的强度也提高了 3 个量级. 通过调节驱动场相对控制场的延迟时间, 可以增强电子短轨道的贡献, 高效率地得到脉宽为 100 as 的单个脉冲.

## 2. 理论模型简介

首先, 我们在原子单位 (a. u.) 和单电子近似下来求解激光场和氦原子相互作用的含时薛定谔方程

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

其中,  $H(x, t)$  代表体系的哈密顿量,  $E(t)$  是激光场的电场分量,  $V(x)$  代表库仑势. 采用软库仑模型来表示的库仑势为<sup>[24, 25]</sup>

$$V(x) = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon + x^2}}. \quad (2)$$

通过调节软库仑参数  $\varepsilon$  就可以控制库仑势阱的深度, 本文选择  $\varepsilon = 0.482$ , 对应的电离能为 24.62 eV, 与氦原子的基态能量相对应. 文献<sup>[26]</sup>认为软库仑模型可以较好地代替真实原子. 采用分裂算符和谱方法<sup>[27]</sup>求解方程(1), 可以得到任意时刻体系的波函数  $\psi(x, t)$  为

$$\psi(x, t + \Delta t) = e^{i\Delta t \nabla^2} \times e^{-i\Delta t [V(x) - xE(t)]}$$

$$\times e^{i(\Delta t/4) \nabla^2} \psi(x, t) + o[(\Delta t)^3], \quad (3)$$

对于一维情况而言,  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ , 更详细的求解过程见参考文献<sup>[27]</sup>. 根据 Ehrenfest 定理<sup>[28]</sup>, 由含时波函数可以求得偶极子加速度

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

然后再对  $a(t)$  进行傅里叶变换, 可以得到谐波的时频分析

$$P(\omega, t_c) = \left| \int a(t) W(t - t_c) \exp(-iq\omega t) dt \right|^2, \quad (5)$$

式中  $W(t - t_c)$  是窗函数,  $t_c$  代表窗函数的中心. 凯泽窗可以表示成

$$W(t - t_c) = \frac{B_0 \left( \beta \sqrt{1 - \frac{4(t - t_c)^2}{\tau^2}} \right)}{|B_0 \beta|}, \quad (6)$$

其中  $B_0$  代表变形第一类贝塞尔函数,  $\tau$  是窗函数时间域的全宽.  $\beta = 10$  反映了窗函数傅里叶变换的旁瓣衰减. 对谐波谱上数次谐波进行叠加就可以得到阿秒脉冲

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

其中,  $a_q(\omega) = \int_0^t a(t) \exp(-iq\omega t) dt$  是  $a(t)$  的傅里叶变换.

## 3. 结果与讨论

我们用电场为  $E(t) = E_0 f(t) \cos(\omega_0 t) + E_a f(t - T_{\text{delay}}) \cos[\omega_a(t - T_{\text{delay}}) + \varphi]$  的激光脉冲, 其中  $E_0$  和  $E_a$  分别表示中红外驱动场和紫外控制场的电场强度,  $f(t)$  和  $f(t - T_{\text{delay}})$  代表驱动场和控制场的包络,  $\varphi$  是相对相位. 计算中, 中红外激光的峰值强度为  $I$ , 波长为 2000 nm, 脉冲的半高全宽 (FWHM) 为 12.5 fs, 对应的有质动力能  $U_p = 108.6$  eV. 对于紫外控制场而言, 我们选择峰值强度为  $I_a$ , 中心波长为 130 nm, 脉宽为 1.3 fs, 大约包含 3 个光周期, 控制场相对驱动场的相位  $\varphi = 0$ . 首先, 我们分析驱动脉冲强度  $I$  对谐波谱的影响: 当  $I$  从  $2 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 逐渐增大到  $9 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 时, 高次谐波的截止阶次相应提高, 超连续谱的谱宽变宽, 但强度明显降低. 值得注意的是, 随着  $I$  的增大, 加入紫外控制脉冲后对谐波强度的影响越来越小. 如果中红外激光场的

强度继续增大,会引起原子的明显电离,这样产生高次谐波的效率会显著降低.其次,为了分析相对强度  $I_a/I$  对谐波谱的影响,我们计算了不同相对强度 (3.33%, 6.67%, 10%, 13.33%, 33.33%, 50% 和 66.67%) 下的谐波谱,结果发现超连续谱的宽度和截止位置几乎没有改变,但超连续谱的强度会随  $I_a/I$  的增加而略微增大,也就是说控制场的强度在一定范围内变化时不影响计算结果.因此,在后续计算中我们选择  $I = 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $I_a = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . 最后,中红外驱动场相对控制场的延迟时间  $T_{\text{delay}}$  会影响电子的电离时间<sup>[9]</sup>,从而对谐波谱产生较大影响.我们计算发现当  $T_{\text{delay}}$  从  $-T_0$  变化到  $0.5T_0$  的过程中, ( $T_0$  表示驱动光的光周期,  $T_0 = 6.67 \text{ fs}$ ) 超连续谱谱宽和谐波强度都会发生明显改变.我们在后续计算中设定  $T_{\text{delay}} = -0.5T_0$ , 这样得到的超连续谱不论是强度还是谱宽都是最优的.

在我们提出的方案中,超连续谱是通过加入紫外控制脉冲对电子的电离时间和回复时间进行调制而得到的.图 1(a), (b), (c) 分别是组合场的电场强度示意图、电离概率随时间的变化图和利用“三步模型”计算得到的脉冲与氦原子作用后电子的回复动能随电离时刻(○)及回复时刻(\*)变化的示意图.

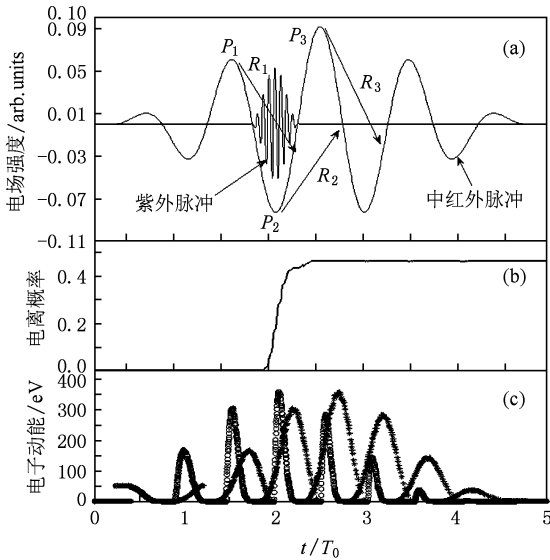


图 1 激光脉冲的电场强度及氦原子电离概率和经典轨道示意图 (a) 中红外和紫外脉冲的电场强度, (b) 氦原子的电离概率, (c) 组合场作用下谐波的经典轨道图

图 1(a) 反映了由强度为  $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  的中红外激光场和强度为  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  的紫外控制场在

$T_{\text{delay}} = -0.5T_0$  时形成的组合场的场强. 没有加入控制脉冲时电子主要是在电场的极值处电离 (即  $P_1, P_2$  和  $P_3$ ). 加入控制脉冲后, 电子并不是在电场峰值处电离, 而是分别在 (1.5 fs, 1.55 fs), (2.0 fs, 2.05 fs) 和 (2.55 fs, 2.6 fs) 区间内电离, 然后通过  $R_1, R_2$  和  $R_3$  回复, 对应的电子最大动能分别为 305 eV ( $2.81U_p$ ), 360 eV ( $3.32U_p$ ) 和 290 eV ( $2.67U_p$ ), 也就是说能量高于  $I_p + 2.81U_p$  的谐波都来自  $P_2$  的贡献. 从图 1(b) 中可以看到电子的电离概率从  $1.88T_0$  附近开始迅速增大, 在不到 0.6 个光周期内由 0 增大到 0.47, 而在其他区间内电离概率的变化很小. 这表明电子波包只是在  $1.85T_0$  附近产生, 而且组合场的电离概率大于单个中红外激光场或单个紫外激光场的电离概率. 处于基态的电子在紫外脉冲的作用下首先跃迁至激发态, 然后在中红外脉冲作用下电离, 这样电子的电离概率和高次谐波的转化效率都极大地提高了. 从图 1(c) 中还可以看到, 通过  $R_1, R_2$  和  $R_3$  回复的电子最大动能分别是 310, 360 和 280 eV, 即 310—360 eV 的大约 50 eV 带宽都是  $R_2$  这半个光周期中辐射出来的, 这部分谐波对应的傅里叶极限脉宽较窄.

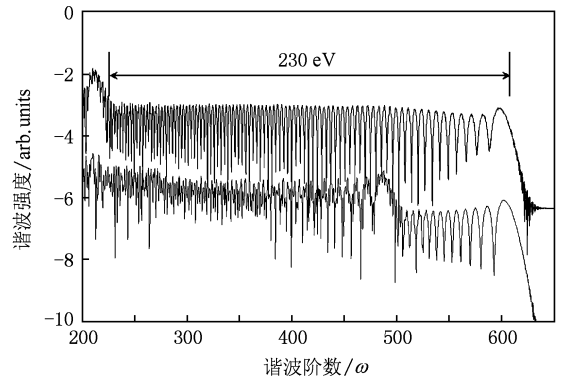


图 2 中红外场产生的高次谐波 (浅黑色曲线) 和组合场产生的高次谐波 (深黑色曲线)

图 2 中浅黑色和深黑色两条曲线分别是氦原子在单个中红外激光场和组合激光场驱动下发射的谐波谱, 它们都具有高次谐波的典型特征<sup>[29]</sup>. 当单个中红外场作用在氦原子上时, 谐波谱上同时存在两个平台, 第一个平台中 230—480 次谐波 (155 eV) 和第二个平台中 500—600 次 (62 eV) 谐波都是连续的. 第一个平台的谐波强度比第二个平台的谐波强度高一个数量级, 这是由量子扩散效应引起的: 贡献于第二个平台高次谐波的电子在外场中的运动

时间远大于贡献于第一个平台谐波的电子<sup>[30]</sup>, 而运动时间越长, 电子波包扩散的程度越大, 谐波的产生效率就越低. 另外, 贡献于第二平台区的电子是在图 1(a) 中的  $P_2$  峰附近电离的, 而第一平台区的电子是在  $P_3$  峰电离的, 显然  $P_3$  峰的电离率高于  $P_2$  峰的电离率, 这是造成第一个平台的谐波强度高于第二个平台的主要原因. 从图 2 中还可以看到第一个平台区谐波的相位并没有完全锁定. 有研究表明, 驱动场的波长越长, 高次谐波的产生效率就越低<sup>[23, 31]</sup>. 在图 2 中可以看到组合场产生的高次谐波从 230 次到 600 次都是连续的, 谱宽达到 230 eV. 组合场和中红外场产生的高次谐波截止位置都是在 600 阶附近, 但组合场产生的谐波强度提高了三个量级, 并且谐波变得更加光滑和规则. 因此, 在我们的方案中利用组合场驱动氦原子可以获得谱宽很宽的超连续谱并有效提高谐波的转化效率.

为了进一步了解阿秒脉冲的产生与组合激光场之间的关系, 我们给出了阿秒脉冲的时域包络图. 图 3(a) 中的双峰结构是通过超连续谱上 420—480 阶谐波进行叠加获得的, 很明显两个子脉冲都出现在中红外驱动光的半个光周期内. 可以看到在  $2.58T_0$  和  $2.81T_0$  附近各有一个脉宽为 100 和 107 as 的子脉冲, 对应的中心波长是 4.4 nm. 两个子脉冲都是由图 1(a) 中电子的  $R_2$  回复过程产生的. 图 3(b) 是氦原子高次谐波辐射的时频分析图. 可以看到在  $2.2T_0$ ,  $2.7T_0$  和  $3.2T_0$  附近呈现出三个强度不同的弓形图案. 在驱动光的半个光周期内, 除截止区附近的谐波外, 同一阶谐波都具有两次辐射时间, 先电离后复合的称为长轨道, 后电离先复合的称为短轨道<sup>[32, 33]</sup>, 在时域包络上分别对应于两个子脉冲. 不同时间辐射出的谐波相互干涉造成超连续谱出现强烈的调制. 由于长轨道和短轨道的相位匹配条件不同<sup>[31]</sup>, 在理论和实验上都能消去其中一条轨道<sup>[34, 8]</sup>. 图 3(b) 中的三个峰都包含长轨道和短轨道的贡献, 对应的最高谐波阶数为 560 (347 eV), 665 (412 eV) 和 540 (335 eV) 阶, 分别被标记成  $A_1$ ,  $A_2$  和  $A_3$ .  $A_3$  产生谐波的效率远低于  $A_1$  和  $A_2$ , 因此可以认为高于 560 阶的谐波主要是  $A_2$  贡献的, 形成了约 230 eV 的超连续谱. 由图 3(b) 可知, 不论是长轨道还是短轨道的斜率都比较大, 说明电子的发射时间很短, 产生的阿秒脉冲脉宽也较窄, 这就很好地解释了图 3(a) 的结果. 但是此时阿秒脉冲双峰结构的强度接近, 长轨道和短轨道对谐

波的贡献也几乎相同, 长短轨道之间仍存在干涉, 因此无法得到单个阿秒脉冲.

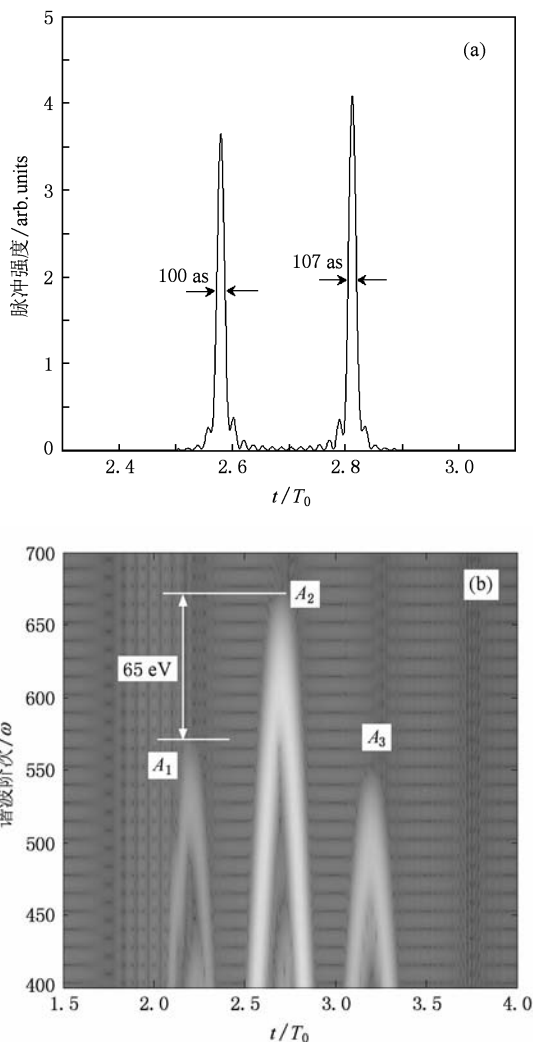


图 3 超连续谱上 420—480 次谐波产生的阿秒脉冲的时域包络和高次谐波的时频分析图 (a) 阿秒脉冲的时域包络, (b) 高次谐波的时频分析

按照“三步模型”方案, 通过调节控制场相对驱动场的延迟时间  $t$  就可以选择长短轨道, 从而实现单个阿秒脉冲输出<sup>[35]</sup>. 图 4 为组合场在不同延迟时间下产生的阿秒脉冲. 由图 4(b), (c) 和 (d) 可知, 当延迟时间从  $-0.05T_0$  逐渐降低到  $-0.15T_0$  时, 第一个子脉冲的强度越来越低, 电子短轨道逐渐被抑制, 长轨道被选了出来. 另一方面, 若延迟时间从  $-0.5T_0$  增加到  $-0.315T_0$  时, 第二个子脉冲的强度也逐渐降低, 电子短轨道被选了出来. 由于短轨道的发散角小而且相位匹配在实验上容易实现, 所以我们选择短轨道来产生单个阿秒脉冲. 如图 4(a) 所示, 当  $T_{\text{delay}} = -0.315T_0$  时, 图中出现了两个子脉

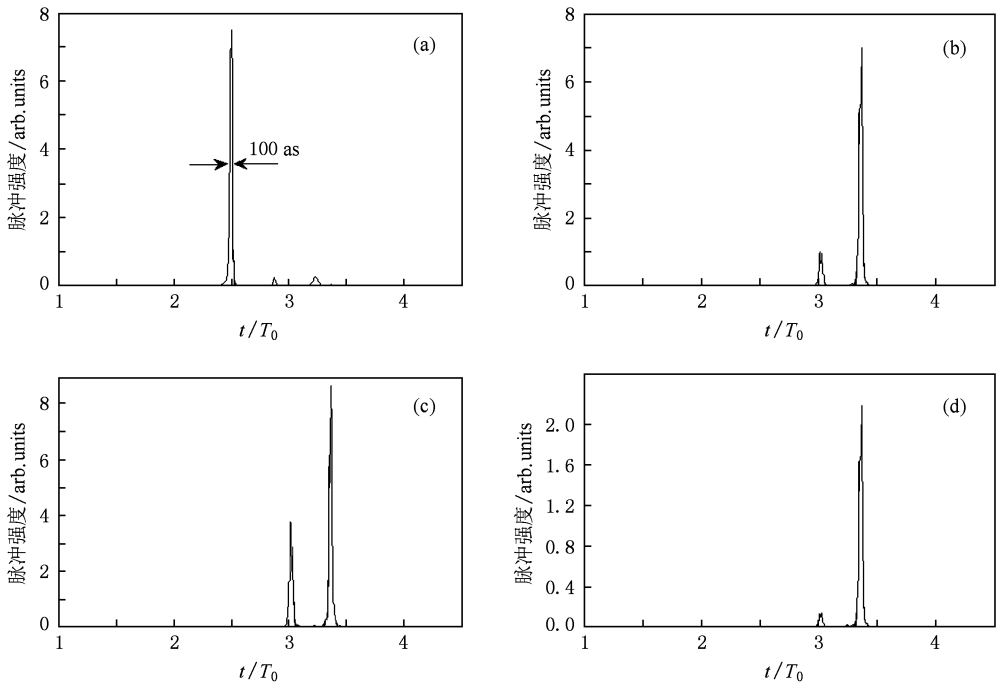


图4 组合激光场中不同延迟时间下所产生的阿秒脉冲的时域包络图 (a)  $T_{\text{delay}} = -0.315T_0$ , (b)  $T_{\text{delay}} = -0.1T_0$ , (c)  $T_{\text{delay}} = -0.05T_0$ , (d)  $T_{\text{delay}} = -0.15T_0$

冲,其中由短轨道产生的子脉冲位于  $t = 2.5T_0$  处,脉宽仍为 100 as,第二个子脉冲强度不到第一个子脉冲强度的 5%,可以认为在这半个光周期内只发射出一个脉冲,这样我们就实现了单个阿秒输出.由于高次谐波的产生过程决定了辐射信号必定存在啁啾,因此选择更宽的超连续谱并不能直接得到脉宽更窄的阿秒脉冲.通过啁啾补偿<sup>[36]</sup>方法,就能得到傅里叶极限脉宽只有几十个阿秒的单脉冲.

## 4. 结 论

本文提出了一种利用中红外激光叠加紫外控制脉冲来产生高次谐波,进而获得单个宽谱阿秒脉冲的新方案.利用波长为 2000 nm,脉宽为 12.5 fs

的中红外驱动脉冲和波长为 130 nm,脉宽为 1.3 fs 的紫外控制脉冲叠加形成的组合场作为驱动源,采用分裂算符和谱方法求解氦原子的一维含时薛定谔方程,可以获得谱宽达 230 eV 的超连续谱.通过计算发现组合场产生谐波的强度比中红外激光场单独产生谐波的强度高了三个数量级,超连续谱也更加规则、光滑.我们还发现当驱动场的强度大于  $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  时高次谐波谱的截止位置和谱宽对驱动场和控制场的强度变化并不敏感,但谐波谱的强度会随着驱动场或控制场的强度变化而发生微小的改变.通过选择超连续谱上第 420—480 阶谐波进行滤波并调节驱动场相对控制场的延迟时间,可以方便地选出短轨道并获得脉宽为 100 as 的单脉冲.我们的方案从目前的技术角度来说是可以实现的.

- [1] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545  
 [2] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408  
 [3] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412  
 [4] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science*

- 291** 1923  
 [5] Cao W, Lan P F, Lu P X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2115 (in Chinese) [曹伟、兰鹏飞、陆培祥 2006 物理学报 **55** 2115]  
 [6] Corkum P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994  
 [7] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P B, Heinzmann U, Drescher

- M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [8] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, de Silvestri S, Nisoli M 2006 *Science* **314** 433
- [9] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043808
- [10] Zeng Z N, Cheng Y, Song X H, Li R X, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [11] Hong W Y, Li Y H, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1684
- [12] Wang S Y, Hong W Y, Lan P F, Zhang Q B, Lu P X 2009 *J. Phys. B* **42** 105601
- [13] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [14] Cao W, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Wang X L 2007 *J. Phys. B* **40** 869
- [15] Lan P F, Lu P X, Li Q G, Li F, Hong W Y, Zhang Q B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043413
- [16] 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
- [17] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** R051801
- [18] Li Q G, Lan P F, Hong W Y, Zhang Q B, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5679 (in Chinese) [李钱光、兰鹏飞、洪伟毅、张庆斌、陆培祥 2009 物理学报 **58** 5679]
- [19] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Hong W Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 1186
- [20] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 021801
- [21] 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
- [22] Takahashi E, Kanai T, Ishikawa K, Nabekawa Y, Midorikawa K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253901
- [23] Tate J, Auguste T, Muller H G, Salières P, Agostini P, DiMauro L F 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013901
- [24] Eberly J H, Su Q, Javanainen J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 811
- [25] 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]
- [26] Zhang Q B, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 9795
- [27] Ferr M D, Fleck Jr J A, Steiger A 1982 *J. Appl. Phys.* **47** 412
- [28] Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [29] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [30] Li Q G, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Zhang Q B 2009 *J. Phys. B* **42** 165601
- [31] Hong W Y, Lu P X, Li Q G, Zhang Q B 2009 *Opt. Lett.* **34** 2102
- [32] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1234
- [33] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [34] Mairesse Y, de Bohan A, Frasinski L J, Merdji H, Dinu L C, Monchicourt P, Breger P, Kovacov M, Taieb R, Carrec B, Muller H G, Agostini P, Salières P 2003 *Science* **302** 1540
- [35] 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]
- [36] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063411

# A broadband supercontinuum generated by helium atom exposed to combined mid-infrared laser field\*

Chen Dong Yu Ben-Hai<sup>†</sup> Tang Qing-Bin

(College of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China)

(Received 19 October 2009; revised manuscript received 30 October 2009)

## Abstract

By solving the one-dimensional time-dependent Schrödinger equation with split-operator method, we study the high harmonics generated by helium atom, and analyse the characteristics of the attosecond pulses generated by the high-order harmonics. By adopting a mid-infrared driving pulse (with wavelength of 2000 nm and pulse duration of 12.5 fs) combined with a short UV controlling pulse, a smooth supercontinuum with the bandwidth of 230 eV is observed. By adjusting the delay between the mid-infrared and ultraviolet fields, the contribution of the short quantum trajectory can be efficiently enhanced and an isolated 100 as pulse seems achievable. We found that the supercontinuum is not sensitive to the intensities of the two lasers, which facilitates the experimental implementation for the isolated attosecond pulse generation.

**Keywords:** high-order harmonics, attosecond pulse, supercontinuum

**PACC:** 3280, 7220H, 4265K

---

\* Project supported by the Science and Technology Program of Henan Province, China (Grant No. 082300410050).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: hnyubenhai@163.com