

# 量子路径控制生成宽频软 X 射线连续辐射谱\*

陈基根<sup>1)†</sup> 陈 高<sup>2)</sup> 池方萍<sup>3)</sup> 杨玉军<sup>4)</sup>

1)(台州学院物理与电子工程学院,台州 318000)

2)(长春理工大学理学院,长春 130022)

3)(鲁东大学物理与电子工程学院,烟台 264003)

4)(吉林大学原子与分子物理研究所,长春 130012)

(2009 年 4 月 12 日收到;2009 年 9 月 10 日收到修改稿)

数值研究了双色激光脉冲与一维氩原子相互作用的谐波发射功率谱. 双色激光脉冲由 800 nm 和 1600 nm 的两束激光组成,脉冲持续时间为 9.7 fs. 计算结果表明,相对相位为  $\pi$  时,谐波截止频率从单色场情形的 58 eV 大幅度地展宽到 316 eV,获得频宽为 93 eV 的软 X 射线连续辐射谱. 此外,还采用短程的普薛耳-特勒势和长程的软化库仑势进行比对,数值结果表明该连续辐射谱的存在具有普适性. 通过半经典的“三步”模型和时频分析小波变换方法对该连续辐射谱进行分析,发现其主要由单一的“短”量子路径生成,直接叠加频率从 225 eV 到 318 eV 的连续谱谐波获得了脉宽为 46 as 的孤立脉冲. 与其他双色激光场控制量子路径生成孤立阿秒脉冲方案相比,本文的方法因采用脉冲持续时间较长的短激光脉冲,在实验上更具操作性.

**关键词:** 红外双色激光脉冲, 连续辐射谱, 阿秒脉冲

**PACC:** 3280, 4250

## 1. 引 言

阿秒脉冲的产生,使得人们可以将超快过程的测量范围扩展到各种物质形态中电子的运动过程,从而使超快科学的研究进入了一个全新的领域<sup>[1]</sup>. 近 10 年,以高次谐波为理论支撑,在实验上人们对阿秒脉冲的研究取得了一系列可喜成绩<sup>[2-5]</sup>. 1999 年,希腊克里特大学的研究小组利用高次谐波获得了 X 射线波段的阿秒脉冲链<sup>[2]</sup>. 但是,阿秒脉冲链仅仅能控制这样一些过程,即这些过程的发生一定要和阿秒脉冲链的周期相一致,如高次谐波辐射、阈上电离等. 因此,从实用角度出发,人们期望能够获得单一的阿秒脉冲. 2001 年, Hentschel 等人实现了孤立的 X 射线阿秒脉冲,脉冲持续时间约 650 as,这在阿秒领域是一个重大的突破<sup>[3]</sup>. 然而,从这样一个激光体系输出的能量被限制在几百微焦,产生的单一阿秒脉冲能量小于 1 nJ,这个强度并不能激发 XUV 及软 X 射线波段超快非线性现象. 2006 年, Sansone 等人利用偏振门技术获得了孤立的 130 as

脉冲,但由于产生阿秒脉冲过程中只使用了一小部分入射激光能量,导致其强度较弱<sup>[4]</sup>. 2008 年,德国马普量子光学研究所研制成功世界最快的阿秒光脉冲,其闪光时间仅为 80 as,可用于捕捉激光脉冲的影像及观察较大原子周围电子运动<sup>[5]</sup>. 80 as 脉冲可成功观察深藏在原子内电子的游离过程,但也有其缺陷,即得到的阿秒脉冲所产生的光子能量大都散落在软 X 射线能量范围内,用来侦测单一原子、小分子是合适的,但不能穿透生活中一些凝聚态物质、生物分子系统,无法用于一般的观察.

理论上,基于高次谐波辐射,最初人们提出了采用只有几个光学周期的超短激光脉冲或偏振门技术获得孤立阿秒脉冲. 然而,前者由于谐波截止频率附近连续辐射谱的频带宽度小于 20 eV,导致产生的阿秒脉冲持续时间最短约为 250 as<sup>[1]</sup>,这远远大于原子中电子运动的典型时间尺度;后者可以获得孤立的 130 as 脉冲<sup>[4]</sup>,但强度较弱,限制了其应用. 为此,人们提出了多种方案来产生强短孤立阿秒脉冲. 其中,双色激光脉冲控制量子路径方案<sup>[6-11]</sup>,由于可获得宽频带且由单一量子路径形成

\* 国家自然科学基金(批准号:10604021)资助的课题.

† E-mail: kiddchen@126.com

的连续辐射谱,成为当前最具吸引力的方案之一.对于连续谐波谱,有两个量子路径(即“长”路径和“短”路径)对其中的每一级次谐波有贡献,因两个路径对应的电子电离时刻不相同,导致谐波谱形状不规则.通过双色场控制电子的电离动力学可实现单一量子路径选择,产生光滑有规则的连续谱,直接过滤连续谱中的多次谐波则可获得超短的孤立阿秒脉冲.利用该方案人们已取得了一系列成果,阿秒脉冲的脉冲持续时间越来越接近 1 个时间原子单位.2007 年, Song 等人利用 6 fs/800 nm 和 64 fs/2400 nm 的组合激光脉冲,直接获得了 130 as 的孤立脉冲<sup>[6]</sup>;2008 年, Hong 等人采用 10 fs/800 nm 和 20 fs/1400 nm 的合成激光产生了带宽为 65 eV 的 90 as 孤立脉冲<sup>[7]</sup>;2008 年, Zhao 等人利用整形后的钛宝石激光和紫外阿秒脉冲辐照氢原子,得到带宽为 62 eV 的 57 as 孤立脉冲<sup>[8]</sup>;2008 年, Hong 等人采用相位稳定的超短脉冲和低频激光驱动实现了单一量子路径选择,获得了 48 as 的孤立脉冲<sup>[9]</sup>.2008 年, Yu 等人利用偏振相互垂直的 9 fs/800 nm 和 9 fs/1300 nm 激光,获得了 115 as 的孤立脉冲<sup>[10]</sup>.2009 年, Zheng 等人通过调节 5 fs/800 nm 和 64 fs/2400 nm 激光的参数,得到了带宽为 115 eV 的连续辐射谱,并获得了 76 as 的孤立脉冲<sup>[11]</sup>.但是,上述量子路径控制方案,大部分驱动激光脉冲采用 5—7 fs 的超短激光脉冲,目前在大多数实验室中实现有一定难度.

鉴于上述原因,本文提出采用较长脉宽的红外双色组合激光脉冲获得短于 50 as 的孤立脉冲.该组合激光脉冲,驱动脉冲采用 800 nm 的钛宝石激光,控制脉冲则采用更长波长的红外激光,两束脉冲之间无相位延迟.长波长激光脉冲的使用,可保证驱动脉冲强度相对较弱的情形下有效展宽谐波的截止频率,容易获得转化效率较高的软 X 射线波段谐波辐射谱.应当说明的是:本文主要是基于单原子响应,通过激光的相干控制,探索生成超短孤立阿秒脉冲的物理机理.在本文的计算中,还没有考虑诸如谐波相位匹配<sup>[12]</sup>、三维真实原子数值模拟<sup>[13,14]</sup>等问题,距离完全再现实验还有相当的差距,这也是我们今后努力的方向.

若无特殊说明,本文均采用原子单位.

## 2. 理论方法

在长度规范和电偶极近似下,强激光和原子相

互作用的一维含时薛定谔方程为

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

对该方程的求解,在单电子近似下采用 Crank-Nicholson 数值积分方法<sup>[15]</sup>.  $V$  为原子势函数,本文分别选用长程的软化库仑势<sup>[16]</sup>和短程的普薛耳-特勒势<sup>[17]</sup>进行描述,

$$V(x) = -\frac{q}{\sqrt{x^2 + a}},$$

$$V(x) = -\frac{U}{\cosh^2(\alpha x)}. \quad (2)$$

$F(t)$  为线偏振的双色激光脉冲,即

$$F(t) = Ef(t)(\sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_1 t + \varphi)), \quad (3)$$

其中  $\omega_0, \omega_1$  分别为 800 nm 和 1600 nm 激光的中心频率,  $\varphi$  为相对相位,本文取为  $\pi$ ,  $E$  为两束激光脉冲的峰值电场,本文均取为 0.08.  $f(t)$  为激光脉冲的包络,采用  $\sin^2$  的形式,脉冲持续时间约 9.7 fs (半高全宽),含 800 nm 激光的 10 个光学周期.

实际计算时,空间边界取为  $\pm 1200$ ,同时为避免波包从边界上的非物理反射,加入了  $\cos^{1/8}$  形式的面具函数<sup>[18]</sup>.通过数值求解方程(1)可得体系在任意时刻的含时波函数  $\Psi(x, t)$ , 然后对体系的加速度偶极矩<sup>[19]</sup>

$$d_A(t) = \frac{d^2}{dt^2} \langle \Psi(x, t) | X | \Psi(x, t) \rangle$$

$$= -\langle \Psi(x, t) | \frac{dV(x)}{dx} | \Psi(x, t) \rangle - F(t), \quad (4)$$

进行 Fourier 变换可得加速度形式的谐波发射功率谱

$$P_a(\omega) = \left| \frac{1}{(t_f - t_i) \omega^2} a_q \right|^2, \quad (5)$$

$$a_q = \int d_A(t) e^{-iq\omega t} dt. \quad (6)$$

其中,  $t_i, t_f$  为 Fourier 变换的初时刻和末时刻,  $q$  表示谐波级次.再对加速度偶极矩做相应的 Morlet 小波变换<sup>[20]</sup>,则可得某一次谐波的时间特性.即,频率为  $\omega$  的谐波在时刻  $t$  的发射功率幅值为

$$d_\omega(t) = \int d_A(t') \omega_{t,\omega}(t') dt', \quad (7)$$

其中小波核为  $\omega_{t,\omega}(t') = \sqrt{\omega} W(\omega(t' - t))$ . 对本文所用的 Morlet 小波,其形式为

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{ix} e^{-\frac{x^2}{2\tau^2}}, \quad (8)$$

该小波变换的窗口函数随着频率的变化而变化,但

窗口中的振荡数恒定. 本文选择  $\tau = 20$ .

另外, 通过叠加几次谐波则可获得超短脉冲, 脉冲的时间形貌表示为<sup>[21, 22]</sup>

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega_0 t} \right|^2. \quad (9)$$

### 3. 结果与分析

图 1 给出了红外双色激光脉冲、9.7 fs/800 nm 单色激光脉冲分别与氫原子相互作用的谐波发射功率谱. 从图中可注意到, 单色场谐波谱的截止位置约为 58 eV, 这和  $I_p + 3.2U_p$  ( $I_p$  为原子电离能,  $U_p = E^2/(4\omega_0^2)$  为 800 nm 驱动脉冲的有质动力能, 下文同) 截止规则是一致的. 然而, 对于双色场情形, 由于 1600 nm 长波长激光加入, 谐波谱的截止频率约为 316 eV, 截止位置展宽到了  $I_p + 22.4U_p$ . 从图 1 还可观察到, 双色谐波谱尾部呈现频宽约 93 eV 且非常规则的软 X 射线波段超连续辐射. 为和我们的双色方案进行比较, 本文也计算了 5 fs/800 nm 激光辐照氫原子产生的谐波发射功率谱, 如图 2 所示. 5 fs 激光的峰值场幅取为 0.214, 使得其谐波谱的截止频率接近 316 eV. 比较图 1 和图 2 可以发现, 两者连续辐射谱平台尾部的谐波转化效率相当, 但在单色场情形下, 连续辐射谱的频宽只有十几个 eV, 这意味利用该连续辐射谱只能产生脉宽超过 200 as 的孤立脉冲.

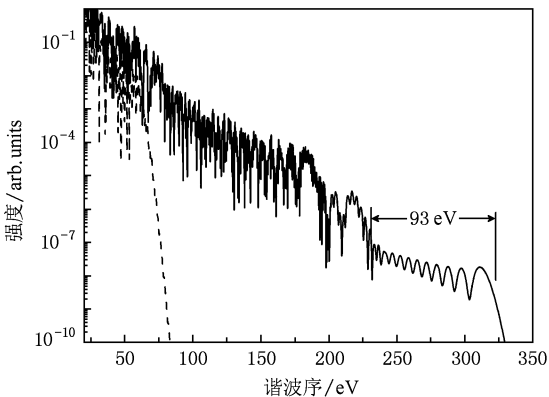


图 1 红外双色激光脉冲(实线)及 9.7 fs/800 nm 单色激光脉冲(虚线)的谐波辐射功率谱(原子势采用普薛耳-特勒势,  $u = 1.108, a = 0.98$ , 基态为  $-0.58$ )

以上结果都是基于短程的普薛耳-特勒势获得, 其中两个势参数  $u = 1.108, a = 0.98$ , 使得基态为  $-0.58$ , 势阱中有两个束缚态. 为考察连续辐射谱与

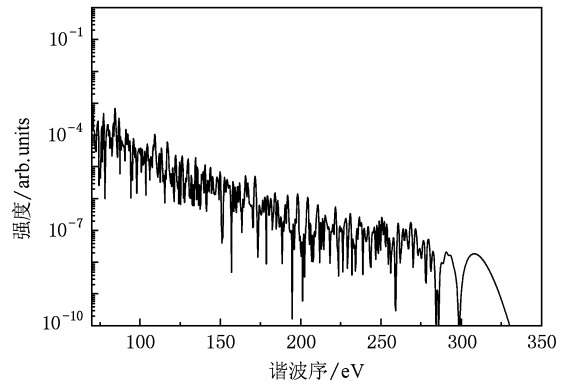


图 2 5 fs/800 nm 驱动激光脉冲谐波辐射功率谱(原子势参数同图 1)

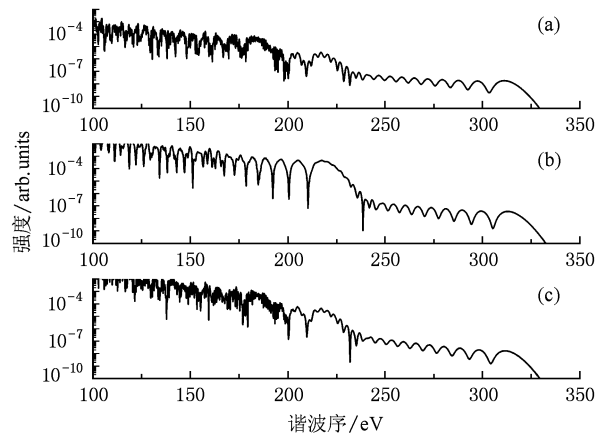


图 3 红外双色激光脉冲谐波辐射功率谱 (a) 原子势参数同图 1; (b) 原子势采用库仑势,  $q = 1.0, a = 1.41$ , 基态为  $-0.58$ ; (c) 原子势采用普薛耳-特勒势,  $u = 0.856, a = 0.513$ , 基态为  $-0.58$

原子势之间的关联, 本文也采用长程的软化库仑势进行了相同的数值模拟, 两个势参数  $q = 1.0, a = 1.41$ , 使得基态同为  $-0.58$ , 其谐波谱如图 3(b) 所示, 从图中可以观测到和图 1 几乎一致的连续辐射谱. 另外, 我们也计算了另一组参数下的普薛耳-特勒势和同一双色激光场的相互作用,  $u = 0.856, a = 0.513$ , 基态仍为  $-0.58$ , 但势阱中有三个束缚态, 其谐波谱如图 3(c) 所示, 图中频宽为 93 eV 的连续辐射谱和图 1 所示相同. 上述数值结果表明, 连续辐射谱的存在与选用的原子势无关, 本文的方案在一维情形下具有普适性. 如此频带超宽的连续谱, 在傅里叶变换下可得到的最短孤立阿秒脉冲, 其持续时间约为 45 as. 为解释红外双色激光脉冲谐波谱上述特性, 本文试图利用半经典的“三步”模型<sup>[23]</sup> 给出

清晰的物理图像.

图 4 给出了红外双色激光场产生高次谐波的电子动力学过程. 图 4(a) 为组合激光电场, 图 4(b) 给出了电离电子复合时刻动能随电离时刻的变化关系, 图 4(c) 则是由 ADK 理论<sup>[24]</sup> 计算得到的电离率. 从图 4(b) 可观察到, 电子在 4.326 个 800 nm 光学周期电离时, 具有最大的复合时刻动能, 约为 300 eV, 这和图 1 中观测到的谐波截止频率相一致. 当电子在 2.995 个光学周期电离时, 具有第二大的复合时刻动能, 约为 207 eV. 最大复合动能与第二大复合动能之差为 93 eV, 这也和图 1 中观察得到的结果相符合. 而且, 从图 4(b) 及 (c) 中可观察到, 对超连续辐射谱有贡献的电离电子几乎都是在“短”路径这一边被电离, 这说明图 1 中连续谱是由单一“短”路径起主要贡献, 也很好地解释了连续谱的光滑有规则.

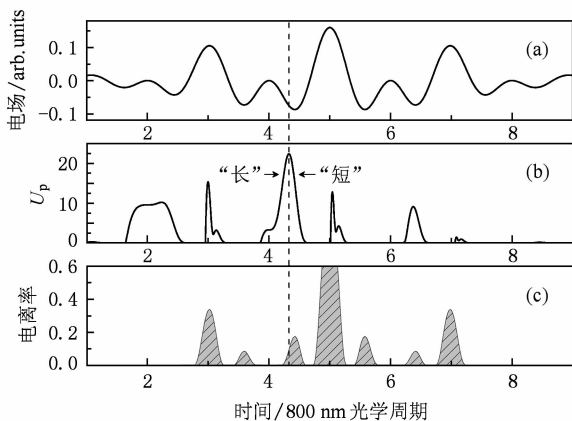


图 4 (a) 组合激光电场; (b) 电子复合时刻动能随电离时刻的变化关系; (c) 由 ADK 理论<sup>[22]</sup> 计算得到的电离率

为进一步证实连续谱主要由单一“短”路径形成, 本文利用小波变换方法对连续辐射谱进行了时频分析, 如图 5 所示. 从图中可清晰地看到, 每个峰对应峰值中心左右两边都有两个“分支”, 左“分支”对应“短”量子路径, 右“分支”对应“长”量子路径; 对于最高峰, 我们可以明显注意到, 左“分支”的强度明显比右“分支”的强度强很多. 右“分支”的强度非常弱, 在图中几乎观察不到, 这说明“长”路径对连续谱的贡献可以忽略不计, 这和“三步”模型得到的结论一致. 最高峰中, 单一“短”量子路径形成的连续谱谐波级次大约从 225 eV 到 318 eV, 对应的频带宽度为 93 eV. 宽频带且由单一量子路径形成的软 X 射线波段连续谱, 可以用来产生超短的孤立

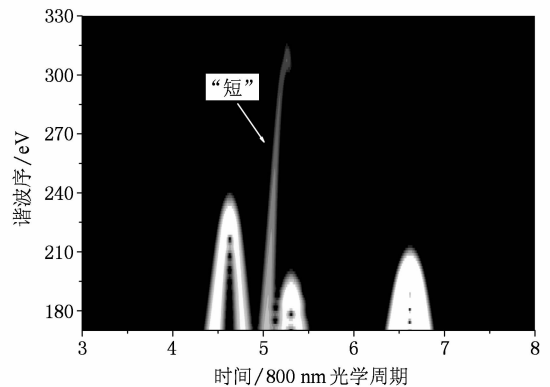


图 5 连续辐射谱的小波时频分析图

阿秒脉冲<sup>[6-8]</sup>. 通过直接叠加频率从 225 eV 到 318 eV 的谐波, 获得了持续时间为 46 as 的孤立脉冲, 如图 6 所示. 图 6 中则除了在 5.0 个光学周期附近有个主峰外, 在 4.5 个光学周期附近还有一个较小的峰, 但其强度只有主峰强度的 1/30, 因此可以近似忽略. 为优化孤立阿秒脉冲的产生, 本文进一步考察了谐波相位随谐波次数的变化关系, 如图 7 所示. 从图中, 我们可以清晰地看到, 从 237 eV 到 318 eV 这个连续辐射谱区间, 谐波的相位随谐波次数的增加呈非常规则的线性关系, 说明这部分谐波的相位是锁定的, 因此, 叠加该区域的谐波可以产生非常干净的孤立阿秒脉冲<sup>[25]</sup>. 图 8 为叠加频率从 237 eV 到 318 eV 的谐波获得的孤立阿秒脉冲, 脉冲持续时间为 48 as. 和图 6 的阿秒脉冲相比, 图 8 的孤立阿秒脉冲非常清晰, 图 6 则在 4.5 个光学周期附近还有一个较小的峰, 该峰是由于 225 eV 到 318 eV 的谐波相位没有完全锁定所产生; 同时, 因用来生成阿秒脉冲的谐波次数减少, 图 8 中的阿秒脉冲相应的宽度略有增大, 强度有所下降.

我们的研究还表明, 若脉冲持续时间不变, 将

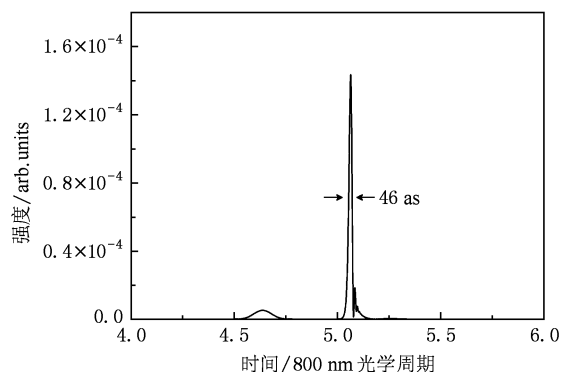


图 6 叠加 225 eV 到 318 eV 的谐波生成的孤立阿秒脉冲

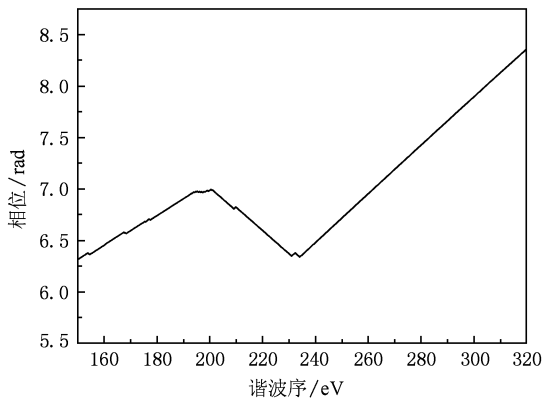


图7 谐波相位随谐波次数的变化关系

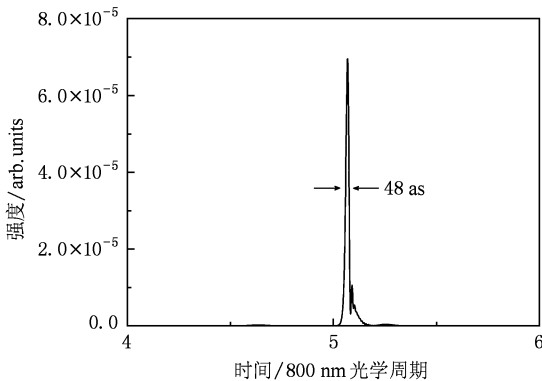


图8 叠加 237 eV 到 318 eV 的谐波生成的孤立阿秒脉冲

双色激光脉冲的峰值场幅  $E$  降到 0.05, 单一路径连续谱的频宽缩小到 37 eV, 可以产生约 110 as 的孤立脉冲, 这比只有几个光学周期的超短激光脉冲或偏振门技术获得的孤立阿秒脉冲持续时间都要短;

将  $E$  提高到 0.1, 则连续谱的频宽扩展到 146 eV, 在傅里叶变换下可得到的最短孤立阿秒脉冲, 其持续时间约为 30 as. 如果  $E$  不变, 将脉冲持续时间缩短到 6 fs, 由于激光场的非绝热效应增大, 可获得频宽为 134 eV 的连续谱, 有望获得约 30 as 的孤立脉冲; 而将持续时间放大到 14 fs, 则只能获得频宽为 80 eV 单一路径形成的连续谱.

#### 4. 结 论

综上所述, 本文数值计算了 9.7 fs 的红外双色激光脉冲和氩原子相互作用产生的谐波发射功率谱. 结果表明, 由于 1600 nm 波长激光的加入, 电离电子在驱动激光场下的动力学过程发生了显著变化, 导致复合时刻动能明显与单色场情形不同, 使得谐波截止位置由单色场情形下的 58 eV 大幅度地展宽到 316 eV, 而且获得频宽为 93 eV 并由单一“短”路径贡献的连续辐射谱, 通过过滤该连续谱直接获得了脉宽为 46 as 的孤立脉冲. 若将双色激光脉冲的峰值场幅增大或将脉冲持续时间缩短, 则有望获得 30 as 的孤立脉冲, 这说明我们的方案对于产生接近 1 个时间原子单位的孤立阿秒脉冲是非常有希望的. 最后, 说明一下我们的方案与前述双色激光脉冲控制量子路径生成孤立阿秒脉冲方案的差异: 1) 驱动脉冲采用较长脉宽的 800 nm 激光, 在实验上这比只含几个光学周期的 5—7 fs 超短激光脉冲更容易产生; 2) 控制脉冲采用 9.7 fs/1600 nm 激光, 包含 5 个光学周期, 可以通过 OPA 技术获得<sup>[26]</sup>.

[1] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M, Baltuska A, Yakovlev V, Bammer F, Scrinzi A, Westerwalbesloh Th, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Nature* **427** 817

[2] Papadogiannis N A, Papadogiannis N A, Witzel B, Kalpouzos C, Charalambidis D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4289

[3] Hentschel M, Kienberger R 2001 *Nature* **414** 509

[4] 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

[5] Goulielmakis E, Schultze M, Ho fstetter 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

[6] Song X, Zeng Z, Fu Y, Cai B, Li R, Cheng Y, Xu Z 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043830

[7] Hong W, Li Y, Lu P, Lan P, Zhang Q, Wang X 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1684

[8] Zhao S, Zhou X, Li P, Chen Z 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063404

[9] Hong W, Lu P, Lan P, Yang Z, Li Y, Liao Q 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033410

[10] Yu Y, Song X, Fu Y, Li R, Cheng Y, Xu Zh 2008 *Optics Express* **16** 686

[11] Zheng L, Tang S, Chen X 2009 *Optics Express* **17** 538

[12] Antoine P, LHuillier A, Lewenstein M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234

[13] Kulander K C 1987 *Phys. Rev. A* **35** 445

[14] Zeng S L, Zou S Y, Yan J 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 053202

- [15] Chen J, Chen G, Yang Y, Chi F, Du W, Zhu H, Zhu Q 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 580
- [16] Eberly J H, Su Q, Javanaine n J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 881
- [17] Liu S, Chen G, Chen, Zhu Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1574 (in Chinese) [刘 硕、陈 高、陈基根、朱硕人 2009 物理学报 **58** 1574]
- [18] Balcou P, Huillier A L, Escande D 1996 *Phys. Rev. A* **53** 3456
- [19] Chen J, Chen G, Zeng S, Yang Y, Zhu Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4104 (in Chinese) [陈基根、陈 高、曾思良、杨玉军、朱硕人 2008 物理学报 **57** 4104]
- [20] Chu X, Chu Sh 2001 *Phys. Rev. A* **64** 023411
- [21] Lan P, Lu P, Cao W, Wang X, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063411
- [22] Ye X, Zhou X, Zhao S, Li P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1579 (in Chinese) [叶小亮、周效信、赵松峰、李鹏程 2008 物理学报 **57** 4104]
- [23] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [24] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [25] Wang S, Hong W, Lan P, Zhang Q, Lu P 2009 *J. Phys. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 105601
- [26] Vozzi C, Calegari F, Benedetti E, G asilov S, Sansone G, Cerullo G, Nisoli M, Silvestri S De, Stagira S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2957

## Generation of a broadband soft X-ray supercontinuum by quantum path control\*

Chen Ji-Gen<sup>1)†</sup> Chen Gao<sup>2)</sup> Chi Fang-Ping<sup>3)</sup> Yang Yu-Jun<sup>4)</sup>

1) (College of Physics and Electronic Engineering, Taizhou University, Taizhou 318000, China)

2) (College of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

3) (College of Physics and Electronic Engineering, Ludong University, Yantai 264003, China)

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

(Received 12 April 2009; revised manuscript received 10 September 2009)

### Abstract

We theoretically investigate the high-order harmonic generation (HHG) power spectra from a one-dimensional argon model atom irradiated by an infrared two-color laser beam, which are composed of 9.7 fs/800 nm laser pulses and 9.7 fs/1600 nm laser pulses. It is found that, when the relative phase equals  $\pi$ , the harmonic cutoff is dramatically widened from 58 eV to 316 eV compared with the case with the single color laser beam. It is also demonstrated that an ultrabroad soft-X-ray harmonic supercontinuum with a bandwidth of 93 eV can be obtained by adopting the soft-core potential and the Pöschl-Tell potential calculations. In terms of the time-frequency analysis and the semiclassical three-step model, we also demonstrate that the ultrabroad harmonic supercontinuum is mainly generated from the short path. By superposing a series of properly selected harmonics, an isolated attosecond pulse with duration of 46 as is obtained. Compared with other schemes of generating single as pulses by quantum path control in two-color laser pulse, the 10 fs/800 nm pulse used in our scheme enables easier manipulations in practical experimental implementations.

**Keywords:** infrared two-color laser pulse, harmonic supercontinuum spectrum, isolated attosecond pulse

**PACC:** 3280, 4250

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10604021).

† E-mail: kiddchen@126.com