物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

吸收多个远紫外光子生成的高次谐波的多重截止结构

俞祖卿　何峰

Multiple cutoffs in high harmonic generation via multi-XUV-photon absorption

Yu Zu-Qing　He Feng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 65, 224206 (2016)　DOI: 10.7498/aps.65.224206
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224206
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I22

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

离轴涡旋光束弱走离条件下的倍频效应
Frequency doubling effect of off-axial vortex beam in the case of weak walk-off
物理学报.2015, 64(24): 244204　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244204

高次谐波的 Guo-Åberg-Crasemann 理论及其截断定律
Guo-Åberg-Crasemann theory for high harmonic generation and its cutoff law
物理学报.2015, 64(12): 124207　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124207

KTP 倍频器件温度适应性扩展研究
Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device
物理学报.2015, 64(9): 094205　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094205

空气中等离子光栅诱导探测光丝三次谐波辐射放大的实验研究
Efficient generation of third harmonic radiation of air filament induced by plasma grating
物理学报.2014, 63(18): 184206　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184206

利用椭圆高斯光束产生 266nm 紫外连续激光
Generation of 266 nm continuous-wave with elliptical Gaussian beams
物理学报.2014, 63(5): 054204　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054204

专题: 超快强激光驱动的原子分子过程

吸收多个远紫外光子生成的高次谐波的多重截止结构*

俞祖卿 何峰†

(激光等离子体教育部重点实验室, IFSA 协同创新中心, 上海交通大学物理与天文系, 上海 200240)

(2016 年 10 月 18 日收到; 2016 年 11 月 8 日收到修改稿)

本文通过数值求解含时薛定谔方程研究 He^+ 在远紫外和红外激光场作用下产生高次谐波的过程. 在电子隧穿并从红外激光场获得能量后, 其在与母离子碰撞过程中可能吸收额外的远紫外光子, 并导致高次谐波中出现以远紫外光子能量为间隔的多重截止结构. 我们进一步通过傅里叶频谱分析的方法证实了这一结构产生的物理机制; 并分析了高次谐波的多重截止频率强度和远紫外强度的关系. 我们的研究为产生高能量谐波提供了一种方案.

关键词: 高次谐波, 多重截止, 多远紫外光子吸收

PACS: 42.65.Ky, 32.80.Rm, 32.30.Jc, 34.80.Qb **DOI:** 10.7498/aps.65.224206

1 引 言

高次谐波是强激光场与原子分子相互作用中最基础的过程之一[1−3]. 由于其具有例如原子分子轨道成像[4,5]、化学反应可视化[6,7]、合成单个阿秒激光脉冲[8−12]等广泛应用, 高次谐波在理论和实验研究上都得到了广泛的关注. 高次谐波的产生可由著名的三步模型[13,14]解释: 首先激光场调制库仑势使得电子隧穿电离, 随后电子在激光场中被加速并获得动能, 最后高能的电子与母离子碰撞. 在碰撞过程中电子的动能以及电离能转化为高能光子, 即产生高次谐波. 这三步可以简单地分为电离、加速、碰撞. 高次谐波光谱呈现出一种普遍的结构, 即在高强度的低阶谐波部分后接着一段强度相当的谐波平台, 在平台的能量最高处强度急剧下降. 这个平台的能量最高点即对应了高次谐波的截止频率. 大量的实验和理论计算表明, 截止频率的光子能量为 $3.17U_\mathrm{p}+I_\mathrm{p}$, 其中 I_p 为电离势, U_p 为有质动力能, 即一个自由电子在单色激光场中振动的平均动能. 最近有研究表明, 在低于电离能的区域高次谐波仍有可能产生[15], 这对应于束缚态之间的跃迁辐射.

目前, 最先进的激光技术能够控制高次谐波产生的三个步骤中的任何一个步骤. 例如, 理论预计可以利用红外与远紫外脉冲结合作为驱动场控制电离的过程[16,17], 这一方案后来在实验上[18,19]成功实现. 还可以使用双色激光场操控电子的长短轨道从而控制阿秒激光脉冲的形状与宽度[20−25]. 此外, 散射能量与截面也可被优化[26,27].

结合远紫外和红外脉冲与原子分子共同作用产生高次谐波的工作取得了很大的成功[28]. Kohler 等[29]提出使用远紫外和整形红外场调制高次谐波的相位. Fleischer[30]发现利用远紫外和红外场与原子相互作用, 远紫外作用下的交流 Stark 振荡会生成新的远紫外谐波. Buth 等[31,32]发展了包含两个电子动力学的理论, 并用来描述内壳层电子激发在高次谐波中的作用. 最近, Buth 等[33]提出了使用硬紫外射线和少周期红外脉冲与氖原子中被紧密束缚的 1s 态电子作用, 理论预计可

* 国家自然科学基金 (批准号: 11104180, 11175120, 11121504, 11322438, 11574205) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn

© 2016 中国物理学会 Chinese Physical Society

以获得具有keV级光子能量的单个阿秒激光脉冲.

在本文中, 我们模拟了He^+在少周期钛宝石红外飞秒激光脉冲与远紫外激光脉冲的共同作用下产生高次谐波的过程. 高次谐波光谱中出现了多重截止结构, 这些截止结构对应的频率可表示为$I_p+3.17U_p+n\omega_x$, 其中ω_x是远紫外脉冲的频率, n为非负整数. 这些截止频率的强度随着n增加而减弱2至3个数量级. 通过时频分析, 我们发现He^+首先吸收一个远紫外光子, 由1s态跃迁至2p态, 随后在红外激光场的协助下隧穿电离. 处于自由态的电子最多可以获得$3.17U_p$的动能. 然后, 高能电子在返回母核附近时会额外吸收多个远紫外光子. 附加的多个远紫外光子能量将与$I_p+3.17U_p$一起释放, 并由此导致多重截止结构的出现.

2 数值模型

在我们的模拟计算中, 远紫外和红外组合后的激光场表示为

$$\begin{aligned} & E(t) \\ = \; & E_{x0}\cos(\omega_x t)\exp\left[-32\ln 2\left[(t-\Delta t)/\tau_x\right]^6\right] \\ & +E_{L0}\cos(\omega_L t)\exp\left[-2\ln 2(t/\tau_L)^2\right], \end{aligned} \tag{1}$$

其中, Δt为远紫外脉冲和红外脉冲之间的时间延迟, $\tau_L=2T_L$, $\tau_x=40T_x$, 其中T_L, ω_L, E_{L0}和T_x, ω_x, E_{x0}分别表示红外激光和远紫外激光的周期、频率和振幅. 图1 (a)和图1 (b)分别描绘了红外激光场和远紫外激光场. 我们出于如下考虑选择此远紫外脉冲形状: 首先, 数值上这种脉冲的光强可以迅速地增大或者减小且变化过程仍保持足够光滑; 其次, 远紫外脉冲主要部分的强度几乎保持不变, 这就能最大程度地排除因远紫外强度变化而对数值模拟结果可能带来的影响. 不过, 我们在测试了数种脉冲轮廓后得出, 物理机制不依赖于任何特定的脉冲形状. 在模拟中,我们设定红外激光强度为5×10^{14} W/cm^2, 远紫外脉冲波长为30 nm (对应光子能量1.52 a.u.).

根据经典解释, 在红外电场波峰过后17°出射的电子, 会在大约2/3周期后与母离子发生碰撞, 这一碰撞产生的高能光子对应于高次谐波光谱中的截止频率. 图1 (a)展示了电子多个可能的电离和碰撞时刻, 分别由红色实心圆点和蓝色方块标记, 简计为b_i和r_i. 在激光场的起始和结尾部分, 由于光强太弱, 那个区域导致的电离可以忽略不计. 在我们的计算中, 远紫外脉冲的主要部分可以覆盖红外激光脉冲的一个完整周期. 为了定量地研究高次谐波, 我们用数值模拟如下的含时薛定谔方程(除声明外, 均使用原子单位制(a.u.) $e=m=\hbar=1$):

$$\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\rho,z;t)=\left[H_0+\mathrm{i}A(t)\frac{\partial}{\partial z}\right]\Psi(\rho,z;t), \tag{2}$$

其中$A(t)=-\int_{-\infty}^{t}E(t')\mathrm{d}t'$, 无外场时的哈密顿量$H_0$写为

$$\begin{aligned} H_0=&-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\right] \\ &-\frac{2}{\sqrt{z^2+\rho^2}}. \end{aligned} \tag{3}$$

在模拟计算中, 我们取空间间隔$\Delta x=\Delta\rho=0.2$, 时间步长$\delta t=0.05$, 在z和ρ维度的网格数分别为2000和500. 此模型给出的He^+在1s态的电离势I_p为2 a.u.. 在模拟空间的边界我们使用衰减函数[34]以抑制非物理的反射. 我们计算电子受力的期望值$F(t)$, 并对其做傅里叶变换即可以得到高次谐波的波谱[35].

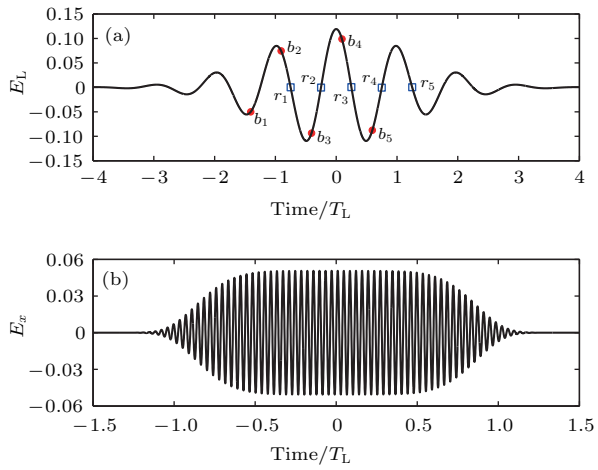


图1 红外激光场(a)与远紫外激光场(b) b_i $(i=1,2,\cdots,5)$ (图中红色实圆点)与r_i $(i=1,2,\cdots,5)$ (图中蓝色方块)分别表示电子隧穿电离以及碰撞时刻

Fig. 1. The IR laser field (a) and the XUV laser field (b). The b_i $(i=1,2,\cdots,5)$ (red solid circles) and $r_i(i=1,2,\cdots,5)$ (blue squares) are the electron born and rescattering time, associating with the cutoff in the HHG spectrum.

3 模拟结果

图2所示的是不同激光条件下的高次谐波, 分别为: 只有红外场(蓝色细虚线); 有远紫外场和红外场且时间延迟$\Delta t=-2.5T_L$(红色细实线)或者

$\Delta t = 0$ (黑色粗线). 比较两条细线可以发现远紫外脉冲的出现把高次谐波的强度增加了5到6个数量级, 这与文献[17, 36]相一致. 更有趣的是当远紫外和红外场的时间延迟为$\Delta t = 0$时, 高次谐波谱呈现了数个截止频率, 且相邻截止频率间的能量差为ω_x. 我们把这些截止频率从左至右记为c1, c2, c3. 这些截止频率的强度各自比前一个弱三个数量级左右. 本文接下来将主要讨论导致这一多重截止结构的机理.

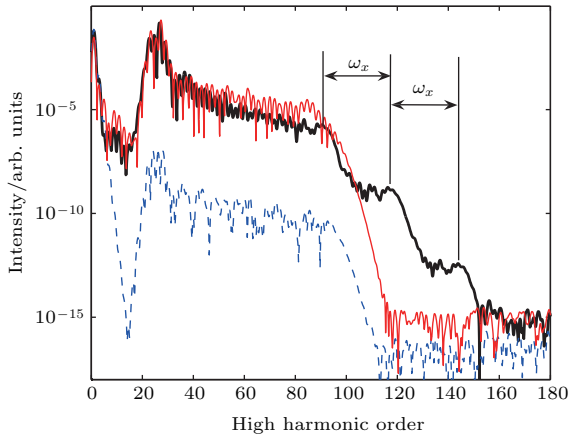


图2 (网刊彩色) 不同激光条件下产生高次谐波的光谱. 蓝色虚线对应只有红外场; 黑色粗实线对应红外场与远紫外场时间且延迟为$\Delta t = 0$; 红色细实线对应红外场与远紫外场且时间延迟为$\Delta t = -2.5T_{\rm L}$. 远紫外与红外激光强度分别为10^{14} W/cm^2 和 5×10^{14} W/cm^2, 波长分别为30 nm和800 nm

Fig. 2. (color online) The spectrum of HHG when only the IR laser pulse is used (blue dashed curve), when both XUV and IR fields are used at the time delay $\Delta t = 0$ (black thick solid curve), $\Delta t = -2.5T_{\rm L}$ (red thin solid curve). The XUV and IR laser intensities are 10^{14} W/cm^2 and 5×10^{14} W/cm^2, respectively. The XUV and IR pulses have the wavelengths 30 nm and 800 nm, respectively.

出现在$I_{\rm p} + 3.17U_{\rm p}$处的c1有很直观的解释: 电子通过吸收一个远紫外光子从1s态跃迁至2p态, 随后在红外激光场的帮助下在b_i时刻隧穿, 并且在r_i时刻与母离子再碰撞(如图1 (a)所示), 释放出结合能$I_{\rm p}$以及电子从红外场中获得的不超过$3.17U_{\rm p}$的动能. 由于c2与c3分别是由c1 延伸ω_x和$2\omega_x$而来, 并且截止附近的细致结构也相似, 很自然的我们认为红外激光对不同平台的影响是相同的, 并推断出c2和c3分别是电子在$I_{\rm p}+3.17U_{\rm p}$之外多吸收一个和两个远紫外光子而得到的. 吸收越多远紫外光子的几率越小, c2和c3的强度也因此比c1小. 增加远紫外强度, 电子就有更大几率吸收更多远紫外光子. 我们的测试计算给出: 当远紫外强度增加到5×10^{15} W/cm^{2}时, 第四个截止结构也清晰可见(此数值结果此处未展示).

截止强度与远紫外强度变化的定标率可以揭示有几个远紫外光子参与高次谐波的产生这一过程. 图3在对数-对数坐标下描述了截止强度随远紫外脉冲强度的变化关系. 此处, 截止频率的强度已经由远紫外强度为10^{13} W/cm^{2}时得到的相应的截止频率强度作了归一化. 这几条曲线的斜率为1,2,3, 这清晰地表明了一个、两个和三个远紫外光子参与了这些截止频率的产生[37]. 作为参考, 我们也作出了归一化后电离几率随远紫外强度的变化关系, 如带菱形标志的实线所示. 这条线的斜率为1, 也即表明电离的过程只有一个远紫外光子参与.

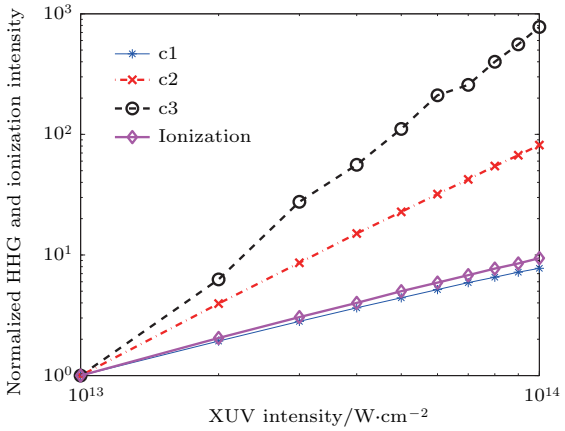


图3 归一化后的c1, c2, c3强度随远紫外脉冲强度变化的定标曲线, 以及电离几率随远紫外强度的变化关系

Fig. 3. (color online) Power scaling of the normalized intensities of c1, c2, and c3 as a function of the XUV intensity. For reference, the dependence of the ionization probability on the XUV intensity is also shown.

接下来我们讨论多个远紫外光子吸收发生在三步模型中的哪一步. 在第一步中, 电子可以吸收一个远紫外光子然后隧穿电离, 或直接吸收多个远紫外光子逃逸. 就后者而言, 电离的电子具有的初速度为$v_0(n) = \sqrt{2(n\omega_x - I_{\rm p})}$, ($n \geqslant 2$ 且n为吸收光子数). 根据牛顿方程, 和原子核碰撞时电子的碰撞能量可以计算如下(此处库仑势对电子的运动影响忽略不计):

$$K(t_r) = \frac{1}{2}\left[v_0(n) - \int_{t_i}^{t_r} {\rm d}t\ E(t)\right]^2 \quad n \geqslant 2, \quad (4)$$

其中t_i和t_r对应于电子电离和碰撞时刻. 当$n =$ 2和3时, 最大碰撞能量分别为$2.68U_{\rm p}$和$1.45U_{\rm p}$. 如果$n \geqslant 3$, 逃逸速度将会大到红外场无法将如此快的电子送回原子核, 从而碰撞过程不能发生, 导致

高次谐波不再发生. 一般而言, 如果电子在第一次返回原子核时不发生碰撞而继续运动, 电子还有可能第二次甚至第三次返回原子核, 但是第二次或者第三次甚至更多的返回时电子的碰撞能量不会超过 $3.17U_{\rm p}$ [38,39]. 在我们的模拟中, 若电子在电离过程中吸收一个、两个或者三个远紫外光子时, 第二次碰撞时的最大动能分别为 $1.9U_{\rm p}$, $2.8U_{\rm p}$ 和 $1.4U_{\rm p}$. 为此, 我们得出在电离过程中的多个远紫外光子吸收不会导致图 2 所示的多重截止结构, 这一结论也与图 3 给出的只有一个远紫外光子参与电离过程的结论相一致.

在三步模型的第二步中, 电子在红外场和远紫外场中传播且远离母离子. 受限于动量守恒 [40,41], 这一过程中电子无法再吸收远紫外光子. 因此, 根据三步模型, 额外的远紫外光子只能在其与母离子碰撞的过程中被吸收.

为了证实额外的远紫外光子在第三步被吸收, 我们对高次谐波做了时频分析:

$$S(\Omega,\eta)=\int {\rm d}t\ F(t)\ g(\eta,t)\,{\rm e}^{-{\rm i}\Omega t}, \qquad (5)$$

其中窗口函数 $g(\eta,t)=\exp\left[-\dfrac{(t-\eta)^2}{2\eta_{\rm L}^2}\right]$, $\eta_{\rm L}=5$ a.u.. 图 4 表示在不同时间延迟下的 $|S(\Omega,\eta)|^2$(以对数标度). 作为比较, 由解牛顿方程得出的辐射谐波与碰撞时刻的关系以点线叠加在时频分析的结果上. 在经典计算中, 电子的初速度和初始位置均为零. 从上到下的四条曲线分别对应辐射能量 $2\omega_x+I_{\rm p}+K(t_r)$, $\omega_x+I_{\rm p}+K(t_r)$, $I_{\rm p}+K(t_r)$ 和 $0.5+K(t_r)$. 此处, $K(t_r)$ 由解 $n=1$、$v_0(1)=0$ 时的方程 (4) 得到. 能量为 $0.5+K(t_r)$ 的曲线描述了自由电子和原子核复合至 2p 态而非 1s 态的结果. 顺便指出, 2p 态 He^+ 的电离势为 0.5.

当时间延迟为 0 时 (图 4 (a)), 电离时刻 b_2,b_3,b_4 与碰撞时刻 r_2,r_3,r_4 都被远紫外脉冲的主要部分所覆盖 (参见图 1). 因此, 远紫外脉冲不仅把电子从 1s 态激发至 np 态从而大大提高电离率, 且还在碰撞时刻提供远紫外光子. 当电子在 r_2, r_3 或 r_4 时刻与原子核碰撞时, 电子有几率吸收一个或多个远紫外光子. 在 $-0.5T_{\rm L}<t<T_{\rm L}$ 范围内, 三个截止区域清晰可见, 且经典结果与量子结果精确相符. 在 r_5 这一碰撞时刻, 由于远紫外脉冲的消失, c2 和 c3 同时消失. 在 r_1 时刻, 由于缺少用来把电子从 1s 态激发至 np 态以促进大量电离的远紫外脉冲, 量子的计算结果没有在此处出现清晰的截止区域.

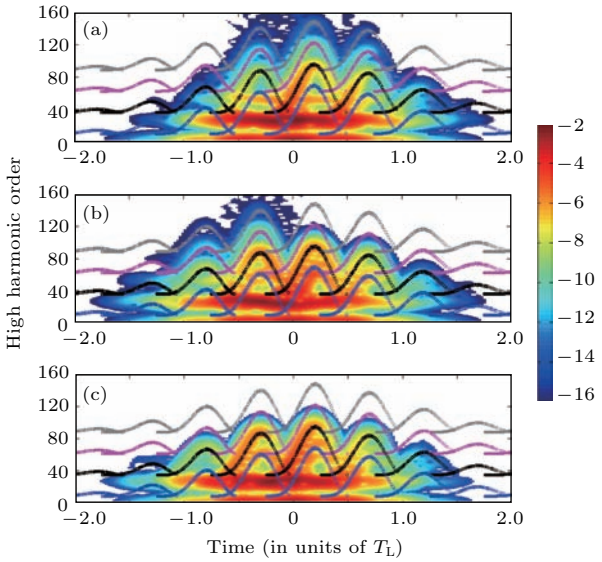


图 4 不同时间延迟下 ($\Delta t=0$ (a), $\Delta t=-1.15T_{\rm L}$ (b), $\Delta t=-2.27T_{\rm L}$ (c)) 高次谐波的时频分析, 每幅图中由上至下的四条点线分别对应碰撞能量为 $I_{\rm p}+K(t_r)+2\omega_x$, $I_{\rm p}+K(t_r)+\omega_x$, $I_{\rm p}+K(t_r)$, 和 $0.5+K(t_r)$

Fig. 4. (color online) The time-frequency analyses for HHG when the time delays are $\Delta t=0$ (a), $\Delta t=-1.15T_{\rm L}$ (b), $\Delta t=-2.27T_{\rm L}$ (c). The four dotted curves from top to bottom in each panel correspond to the rescattering energy $I_{\rm p}+K(t_r)+2\omega_x$, $I_{\rm p}+K(t_r)+\omega_x$, $I_{\rm p}+K(t_r)$, and $0.5+K(t_r)$, respectively.

当时间延迟 $\Delta t=-1.15T_{\rm L}$ 时 (图 4 (b)), 碰撞时刻 r_3 和 r_4 位于远紫外脉冲作用范围之外. 当电子返回并与母离子在 r_3 或 r_4 时刻碰撞时, 远紫外场已经消失, 故额外吸收一或两个远紫外光子已不再可能. 因此, 在 r_3 和 r_4 处, c2 和 c3 截止结构双双消失, 但由于先行的远紫外脉冲已把 He^+ 抽运至 2p 态且由红外场诱发的三步过程仍然存在, c1 截止结构仍十分清晰. 与图 4 (a) 中多重截止结构在 r_1 处消失不同, b_1 与 r_1 现在被远紫外光所覆盖, 从而 b_1 时刻的电离几率大幅增强, 在 r_1 时刻额外吸收光子也变得可能, 从而同时产生了多个截止结构. 比较 $\Delta t=0$ 和 $\Delta t=-1.15T_{\rm L}$ 的情况, 在 b_2 与 r_2 时刻远紫外和红外激光条件都保持不变, 因此在 r_2 处的时频分析几乎相同.

当时间延迟为 $\Delta t=-2.27T_{\rm L}$ 时 (图 4 (c)), 远紫外和红外场无重叠部分. 先行的远紫外脉冲仅仅把 He^+ 激发, 随后延迟的红外激光场使激发的 He^+ 电离. 在任何碰撞时刻都没有远紫外光子提供, 因此只得到 c1 这一截止区域 (注: 图 4 (c) 顶层部分是 c1 截止高次谐波的边缘, 而非 c2 截止).

碰撞过程中吸收额外远紫外光子的这一现象也可在再散射电子的能谱中得到印证. 事实上, Smirnova 等[42] 通过在阿秒时间尺度对碰撞过程直接探测观测到了这一现象. 在他们的实验中只有一个远紫外光子参与了反应. 根据我们的计算, 有理由期待能够在碰撞后电子能谱中观测到多个远紫外光子的吸收.

如果远紫外光子的能量与 1s 态和 np 态间的共振跃迁相差悬殊, 在电离步骤中通过吸收远紫外光子增强电离的现象将消失. 然而, 电子仍可能在碰撞过程中吸收一个或多个远紫外光子. 对于氢原子在相同激光参数下的模拟也证实了 n 重截止与 n 个远紫外光子的吸收一一对应.

4 结 论

综上所述, 我们发现电子会在与母离子的碰撞过程中额外吸收多个远紫外光子. 这些多个远紫外光子能量与电子从红外激光场中获得的动能一起释放, 由此大幅延伸高次谐波的阶次并形成多重截止解构. 如使用更高强度的远紫外场, 预期将观察到更多的截止结构. 通过改变远紫外和红外脉冲间的时间延迟, 我们能够控制电子与母离子碰撞过程中对远紫外光子的吸收.

参考文献

[1] Babrec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545

[2] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163

[3] Kohler M C, Pfeifer T, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **61** 159

[4] Itatani J, Levesque J, Zeidler D, Niikura H, Pepin H, Kieffer J C, Corkum P B, Villeneuve D M 2004 *Nature* **432** 867

[5] Haessler S, Caillat J, Boutu W, Giovanetti-Teixeira C, Ruchon T, Auguste T, Diveki Z, Breger P, Maquet A, Carre B, Taieb R, Salieres P 2010 *Nature Physics* **6** 200

[6] Smirnova O, Mairesse Y, Patchkovskii S, Dudovich N, Villeneuve D, Corkum P, Ivanov M Y 2009 *Nature* **460** 972

[7] Wöner H J, Bertrand J B, Kartashov D V, Corkum P B, Villeneuve D M 2010 *Nature* **466** 604

[8] 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

[9] Pfeifer T, Jullien A, Abel M J, Nagel P M, Gallmann L, Neumark D M, Leone S R 2007 *Optics Express* **15** 17120

[10] 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

[11] Mashiko H, Gilbertson S, Li S, Khan S D, Shakya M M, Moon E, Chang Z 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103906

[12] Ferrari F, Calegari F, Lucchini M, Vozzi C, Stagira S, Sansone G, Nisoli M 2010 *Nature Photonics* **4** 875

[13] Krause J L, Schafer K J, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3535

[14] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994

[15] Liu J C, Kohler M C, Keitel C H, Hatsagortsyan K Z 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063817

[16] Zeng Z, Li R, Cheng Y, Yu W, Xu Z 2002 *Physica Scripta* **66** 321

[17] Ishikawa K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 043002

[18] Heinrich A, Kornelis W, Anscombe M P, Hauri C P, Schlup P, Biegert J, Keller U 2006 *J. Phys. B* **39** S275

[19] Takahashi E J, Kanai T, Ishikawa K L, Nabekawa Y, Midorikawa K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 053904

[20] Kim I J, Kim C M, Kim H T, Lee G H, Lee Y S, Park J Y, Cho D J, Nam C H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 243901

[21] Lan P, Lu P, Cao W, Li Y, Wang X 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801

[22] Zeng Z, Cheng Y, Song X, Li R, Xu Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901

[23] Chipperfield L E, Robinson J S, Tisch J W G, Marangos J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 063003

[24] Wu J, Zhang G T, Xia C L, Liu X S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013411

[25] Kohler M, Hatsagortsyan K Z 2013 *JOSA B* **30** 57

[26] Dudovich N, Smirnova O, Levesque J, Mairesse Y, Ivanov M Y, Villeneuve D M, Corkum P B 2006 *Nature Physics* **2** 781

[27] Klaiber M, Kohler M C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Phys. Rev. A* **85** 063829

[28] Adams B W, Buth C, Cavaletto S M, Evers J, Harman Z, Keitel C H, Palffy A, Picon A, Röhlsberger R, Rostovtsev Y, Kenji Y 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 2

[29] Kohler M C, Keitel C H, Hatsagortsyan K Z 2011 *Optics Express* **19** 4411

[30] Fleischer A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053413

[31] Buth C, Kohler M, Ullrich J, Keitel C H 2011 *Opt. Lett.* **36** 3530

[32] Buth C 2015 *Eur. Phys. J. D* **69** 234

[33] Buth C, He F, Ullrich J, Keitel C H, Hatsagortsyan K Z 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033848

[34] He F 2012 *Phys. Rev. A* **86** 063415

[35] Kohler M C, Ott C, Raith P, Heck R, Schlegel I, Keitel C H, Pfeifer T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 203902

[36] Popruzhenko S V, Zaretsky D F, Becker W 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063417

[37] Bertrand J B, Wörner H J, Bandulet H C, Bisson E, Spanner M, Kieffer J C, Villeneuve D M, Corkum P B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 023001

[38] Hickstein D D, Ranitovic P, Witte S, Tong X M, Huismans Y, Arpin P, Zhou X, Keister K E, Hogle C W, Zhang B, Ding C, Johnsson P, Toshima N, Vrakking M J J, Murnane M M, Kapteyn H C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 073004

[39] Tong X M, Ranitovic P, Hickstein D D, Murnane M M, Kapteyn H C, Toshima N 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013410

[40] Sarachik E S, Schappert G T 1970 *Phys. Rev. D* **1** 2738

[41] He F, Yu W, Lu P, Xu H, Qian L, Shen B, Yuan X, Li R, Xu Z 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046407

[42] Smirnova O, Patchkovskii S, Spanner M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 123001

SPECIAL TOPIC — Atomic and molecular processes driven by ultrafast intense laser fields

Multiple cutoffs in high harmonic generation via multi-XUV-photon absorption*

Yu Zu-Qing He Feng†

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education), Department of Physics and Astronomy, Collaborative innovation center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 18 October 2016; revised manuscript received 8 November 2016)

Abstract

High harmonic generation (HHG) is one of the most fundamental processes in the interaction of strong laser fields with atoms and molecules. Because of wide applications of HHG, for example, imaging atomic or molecular orbitals, visualizing chemical reactions, synthesizing a single attosecond pulse, the HHG attracts huge attentions in both theories and experiments. The HHG can be explained by the famous three-step model: first, the laser field bends the Coulomb potential and the electron tunnels out; second, the electron is accelerated in the laser field and gains kinetic energy; Third, the energetic electron recombines with the parent ion and release its energy as high energetic photons. The HHG can be tailored by controlling the each step. In this paper, we conceive a strategy to control the third step. We simulate the HHG when He^+ is exposed to the combined few-cycle Ti-Sapphire (800 nm) IR femtosecond laser pulse and XUV laser pulse by numerically solving the time dependent Schrödinger equation. The simulation shows that after the electron tunnels out and gains energies from the infrared laser field, extra XUV photons may be absorbed during the electron and parent ion recombination, contributing multiple cutoffs separated by XUV photon energies in the high harmonic spectrum. This scenario is confirmed by time-delay-dependent HHG in the time-frequency representation, and by the power scaling of the cutoffs' intensities as a function of the XUV intensity.

Keywords: high harmonic generation, multiple cutoffs, multi-XUV-photon absorption

PACS: 42.65.Ky, 32.80.Rm, 32.30.Jc, 34.80.Qb **DOI:** 10.7498/aps.65.224206

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104180, 11175120, 11121504, 11322438, 11574205).

† Corresponding author. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn