

势函数对强激光辐照下原子高次谐波辐射的影响

刘艳 贾成 郭福明 杨玉军

Influence of atomic potential on the generation of high harmonic generation from the atoms irradiated by mid-infrared laser pulses

Liu Yan Jia Cheng Guo Fu-Ming Yang Yu-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 033201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.033201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.033201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波以及孤立阿秒脉冲的产生

High-order harmonics and attosecond pulse generation of a He⁺ ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field

物理学报.2015, 64(19): 193201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.193201>

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

Resonance-like enhancement in high-order above-threshold ionization of argon at different wavelengths

物理学报.2015, 64(14): 143201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射

Photon and photoelectron emission of the atom under the action of high-frequency laser pulse

物理学报.2015, 64(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043201>

两束同色激光场和中红外场驱动氦原子在等离激元中产生的单个阿秒脉冲

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

物理学报.2014, 63(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203201>

μ 介子氢原子在双色激光场驱动下产生单个仄秒脉冲

Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms under two-color XUV fields

物理学报.2014, 63(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.073201>

势函数对强激光辐照下原子高次谐波辐射的影响*

刘艳¹⁾ 贾成²⁾³⁾ 郭福明^{2)3)†} 杨玉军²⁾³⁾

1) (吉林化工学院理学院, 吉林 132022)

2) (吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

3) (吉林省应用原子与分子光谱重点实验室, 长春 130012)

(2015年10月19日收到; 2015年11月24日收到修改稿)

理论上研究了中红外强激光分别与长程库仑原子和短程势模型原子相互作用产生的高次谐波辐射. 发现在相同激光参数条件下, 与长程库仑原子的谐波辐射相比, 短程原子具有更低的辐射效率, 但在高频区域 (接近 cutoff 位置), 二者效率相似. 通过对谐波辐射的时间频率分析发现, 在短程模型原子谐波辐射中, 长轨道发挥更重要的作用. 利用其产生的高次谐波辐射, 可以产生孤立阿秒脉冲.

关键词: 高次谐波辐射, 阿秒脉冲, 短程势

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.033201

1 引言

随着激光技术的发展, 实验上可以获得几个光学周期、强度很高的光学脉冲. 利用这样的光源和原子、分子相互作用, 可以观察到频率很高的谐波辐射^[1-3]. 在实验上观测到高次谐波辐射谱表现的特征为随着频率的增加其效率首先是快速下降, 之后存在一个平台区, 在平台末端呈现出效率快速下降的截止区^[4]. 利用谐波辐射可以获得极紫外乃至 X 射线波段的相干光源. 同时利用谐波辐射的非常宽的光谱, 可以产生持续时间很短的阿秒脉冲辐射. 利用如此短的光脉冲与原子分子作用, 可以探测电子的运动^[5-8], 进而为理解和控制体系的量子状态提供坚实的基础^[9-11].

对于原子高次谐波产生的机制通常可以用三步模型解释: 电子首先隧穿由激光电场和原子势共同作用形成的势垒而发生电离, 电离电子在交变的强激光电场作用下有机会返回到母离子而与母离子发生重散射过程进而复合到体系的基态辐射高

能光子^[12]. 利用这一模型, 可以预言出实验上观测到的谐波辐射平台的截止能量为 $I_p + 3.17U_p$ (这里的 I_p 是原子的电离势, $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$ 是自由电子在强激光电场中运动而获得的平均动能, E_0 是激光电场的峰值强度, ω 是入射激光的频率). 从该公式可以看出, 为了获得更高能量的谐波辐射可以采用电离势更大的原子、增加光强或是减小频率. 过大的光强会造成原子的电离过多, 产生多余的电子, 影响谐波辐射的相位匹配而降低谐波的效率.

因此, 人们利用更低频率的中红外激光脉冲与原子分子相互作用产生高能量的谐波辐射. 目前, 在实验上利用 3.9 μm 的超强激光脉冲与高压原子气体作用, 产生的谐波截止能量已经达到 1.6 keV. 能量范围如此大的谐波辐射谱, 其对应的傅里叶极限脉冲的时间宽度已经达到 2.5 as^[13]. 影响高次谐波和阿秒脉冲进一步应用的主要因素是高次谐波辐射的效率很低. 宏观上由于参与谐波辐射的原子数目过少或是相位匹配不好, 影响了谐波的辐射效率. 在单原子响应的层次, 如何提高谐波的效率也是人们十分关注的一个课题. 在这方面的研究

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922200)、国家自然科学基金 (批准号: 11274141, 11304116, 11534004) 和吉林省自然科学基金 (批准号: 20140101168JC) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guofm@jlu.edu.cn

中,人们更为关注原子势对谐波辐射的影响,不同的原子靶在相同的激光条件下,谐波辐射的效率会相差很多.此外,由于入射激光的强度很大,原子在光场作用下发生电离,整个体系不再是中性的,而呈现为等离子体状态.由于电离电子的影响,原本的原子势函数将发生变化,其势函数可以用短程的Debye-Hückel模型描述^[14].Faria等^[15]利用短程模型原子研究了共振效应对谐波的影响,李鹏程等^[16]比较了短程模型和长程模型原子的谐波及电离的影响,他们的工作研究主要集中在激发态的影响以及多光子效应.而本文集中研究隧穿电离对谐波辐射的影响,隧穿效应通常被认为是产生谐波辐射的第一步过程.

本文利用数值求解含时薛定谔方程(TDSE)方案,研究了在中红外激光脉冲作用下不同势模型的高次谐波辐射.发现谐波的辐射效率在相同激光条件下对于短程模型势会出现明显的抑制,并重点分析了谐波辐射的时间频率行为,发现这一抑制特征对于短轨道表现得更为明显;讨论了这个差别对阿秒产生的影响(如无特殊说明,本文均采用原子单位).

2 理论方法

为了研究强激光作用下原子的高次谐波辐射过程,需要数值求解含时薛定谔方程.在长度规范和偶极近似条件下,该方程可以表示为

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

这里的 $V(x)$ 是电子感受到核的吸引势, $E(t)$ 是入射激光电场,本文选择其包络为6个光学周期的梯形,上升和下降沿的时间尺度各为两个光学周期.该方程利用对称分拆方法求解^[17-19].得到任意时刻的体系的含时波函数后,可以计算出任意时刻体系加速度形式的含时偶极跃迁矩阵元:

$$a(t) = \left\langle \psi(x, t) \left| -\frac{dV}{dx} \right| \psi(x, t) \right\rangle. \quad (2)$$

对应的高次谐波辐射谱为

$$P(\omega) = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega^2(t_f - t_i)}} \int_{t_i}^{t_f} a(t) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (3)$$

为了探究不同原子势对高次谐波辐射效率的影响,我们对体系的含时偶极矩做了时间频率行为分析.

利用小波变换,可以得到频率 ω 在时刻 t_0 的谐波辐射振幅^[20,21]:

$$A(t_0, \omega) = \int_{t_i}^{t_f} a(t) W_{t_0, \omega}(t) dt, \quad (4)$$

其中小波变换的核为

$$W_{t_0, \omega}(t) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{i(\omega t - \omega t_0)} e^{-(\omega t - \omega t_0)^2 / 2\tau^2}. \quad (5)$$

3 结果与讨论

本文选择的势函数分别为长程软化库仑势^[22] $V_L(x) = -1/\sqrt{x^2 + a_1}$ 和短程势^[14] $V_S(x) = -e^{-x^2}/\sqrt{x^2 + a_2}$.选择原子参数为 $a_1 = 2.00$ 和 $a_2 = 0.74$,对应的体系基态能量为 -0.5 ,对于短程势在此参数下仅存在一个束缚态能级.图1(a)和图1(b)分别给出两个模型原子的基态波函数和势能函数随空间的变化规律.从图中可以看出,和长程势原子相比,短程模型势的波函数更为局域,在势阱附近势函数的变化更为急剧.

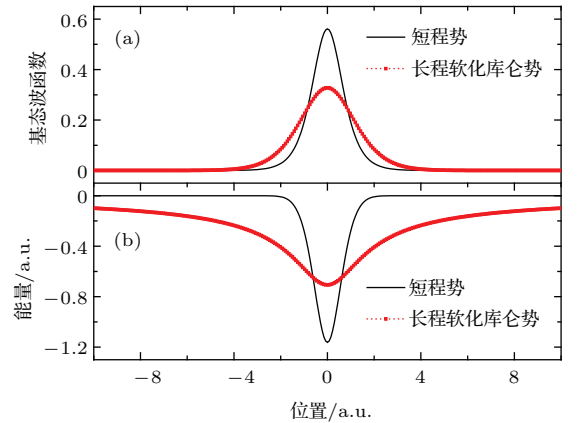


图1 (网刊彩色) (a) 长程模型原子(红色点线)和短程模型原子(黑色实线)的基态波函数; (b) 两个模型原子的势函数

Fig. 1. (color online) The ground state wave function (a) and the potential function (b) of long-range model atoms(black solid line) and short-range atomic mode(red dotted line)

选择入射激光频率为 $\omega = 0.0187$, 峰值强度为 $E_0 = 0.045$ 辐照两种不同模型势原子,得到的高次谐波辐射谱如图2所示.从图中可以看出,两种模型原子的高次谐波呈现相近的行为:首先都是随着谐波能量的增加快速下降,然后在平台区谐波次数为265附近存在一个明显的截止,该截止能量与三步模型计算的结果一致.二者的谐波辐射谱也存在一定差别:在低次部分(小于20次谐波),短程模型原子的谐波辐射谱存在一个“谷”状结构;在平

台区, 长程模型原子的谐波辐射强度会高于短程模型原子的谐波辐射, 随着谐波次数的增加, 谐波辐射效率增加的幅度逐渐减小.

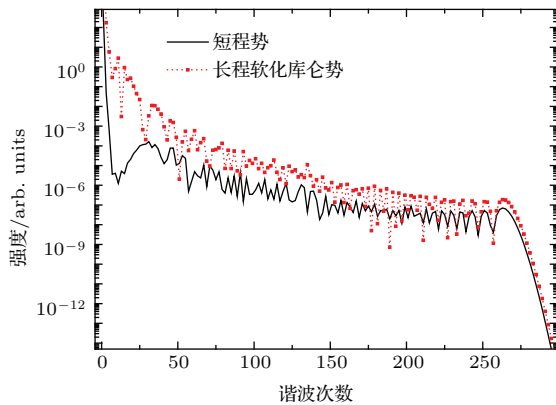


图2 (网刊彩色) 长程原子 (红色虚线) 和短程原子 (黑色实线) 在激光脉冲作用下的高次谐波谱

Fig. 2. (color online) HHG spectra from the long-range model atoms (black solid line) and the short-range atomic mode (red dotted line) irradiated by the laser pulse.

对于低次谐波辐射, 短程模型原子谐波辐射可以利用微扰理论给出解释, 即随着谐波次数的增加而快速减小. 而对于长程原子, 由于存在激发态, 使得谐波辐射谱中有共振峰值产生, 因此并无“谷”状结构产生. 在平台区, 与短程模型原子相比, 长程模型原子的谐波辐射效率的增加可以归因于两种模型原子在强激光作用下电离的不同. 图3给出了体系的含时基态布居和电离布居随着时间的演化. 从图中可以看出, 长程模型原子的电离远大于短程模型原子. 在图中同时给出了两种模型原子的基态布居随着时间的演化, 在激光结束时, 长程原子的基态布居为 0.93, 而对应的短程模型原子的基态布居接近 1. 由于高次谐波辐射是一个受激复合过程^[23], 除了原子基态和连续态直接的跃迁矩阵元影响谐波辐射效率外, 电离概率和基态布居的乘积也是重要因素. 在该激光辐照下, 基态的布居相差不多, 而电离相差很多, 因此对于长程模型原子, 二者的乘积远大于短程模型原子, 导致其谐波效率高于短程模型原子.

为了进一步理解两种模型原子谐波效率的差别, 我们对体系的谐波辐射进行了动力学分析, 如图4所示. 从图中可以看到二者的相同点是每半个周期都有一次辐射, 且可以清晰地看到电离电子一次回核、二次回核以及三次回核的谐波辐射过程. 对于一次回核, 在每半个周期内存在两条辐射轨迹, 一条是在偏向电场为零时刻的电离, 电离后

在激光电场作用下很快返回到母离子产生谐波, 称为短轨迹(S). 另一条轨迹是在偏向电场峰值电离, 电离后由于激光电场作用其电子远离母离子, 当激光电场方向相反时电子减速并反向加速返回到母体离子产生谐波辐射. 和短轨迹相比, 由于其电离电子电离后到返回母体离子所需的时间较长, 称为长轨迹(L). 从图中可以看出, 对于两种模型原子的单次回核产生的高次谐波而言, 两条轨迹的辐射强度相差很多: 对于长程模型原子, 两条轨迹的谐波辐射强度接近; 而对于短程原子, 长轨迹的谐波辐射强度会大于短轨迹的辐射强度.

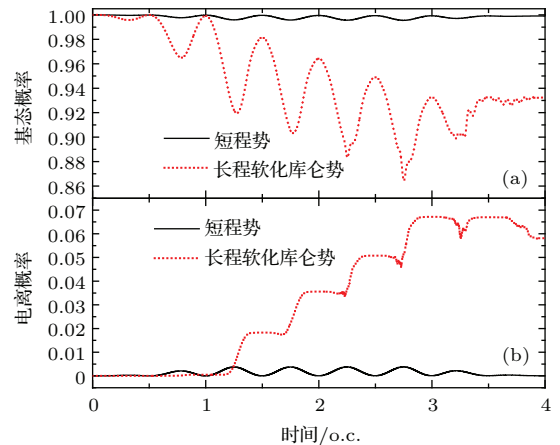


图3 (网刊彩色) 长程 (红色点线) 和短程 (黑色实线) 原子在强激光脉冲作用下 (a) 基态电子布居和 (b) 电离电子布居随着时间的变化

Fig. 3. (color online) The time dependence of the ground state population (a) and the ionization probability (b) from the long-range model atoms (black solid line) and the short-range atomic mode (red dotted line) irradiated by the strong laser pulse.

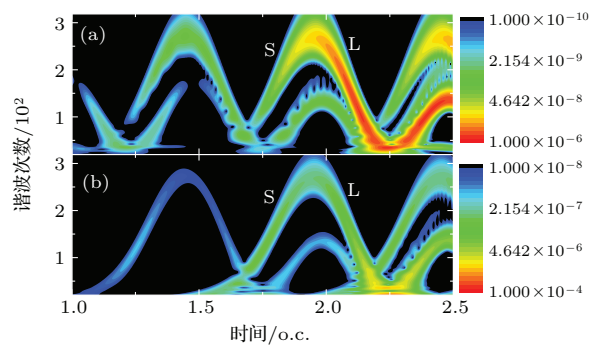


图4 (网刊彩色) 强激光脉冲作用下 (a) 短程模型原子和 (b) 长程模型原子的谐波辐射时频行为

Fig. 4. (color online) The time-frequency analysis of the harmonics from the long-range model atoms (a) and the short-range atomic mode (b) irradiated by the laser pulse.

为了分析这一结果, 我们详细研究了三次谐波辐射的辐射时间行为. 如图5所示, 这三次谐波

(191, 241 和 265) 分别位于谐波辐射谱的平台区、接近截止区和截止区. 为了能够对两种模型原子加以对比, 把短程模型原子的谐波辐射分别乘以不同的系数, 使得其长轨迹的效率和长程模型原子的长轨迹的效率相近. 从图中可以清晰地看到, 在截止区的谐波 (265 次谐波辐射) 长短两条轨迹合成成为一条, 在每半个周期只有一次辐射. 而靠近截止区的谐波 (241 次谐波辐射), 可以清晰地观察到两条轨迹, 长轨迹辐射效率接近, 而长程原子的谐波辐射短轨迹的效率会高于短程模型原子的谐波辐射效率. 而对于平台区的谐波辐射 (191 次谐波辐射), 两条辐射轨迹在时间上分开得更为明显. 更为重要的是, 对于长轨迹谐波辐射效率接近的情况下, 长程模型原子的短轨道谐波辐射效率会远大于短程原子的情况.

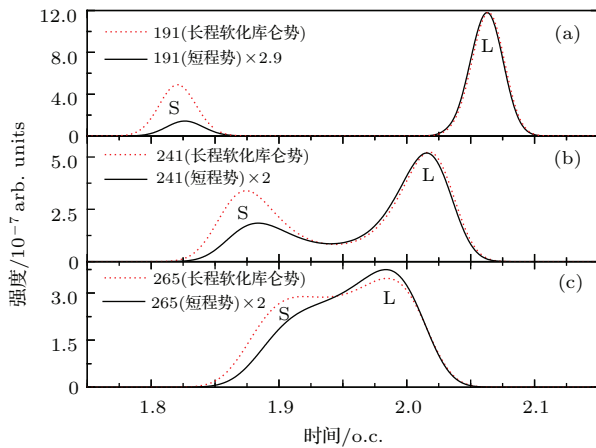


图5 (网刊彩色) (a) 191 次, (b) 251 次和 (c) 265 次谐波辐射强度随着时间的变化

Fig. 5. (color online) Evolution of the intensity of harmonic radiation for 191th (a), 251th (b) and 265th (c) harmonics

由于上面谐波辐射计算中所采用的激光参数相同, 电离电子电离后在激光电场中的运动时间相同. 因此, 产生谐波辐射的不同应归因于两种模型原子的电离的差别. 在上面选择的激光参数下, 原子的电离主要通过隧穿实现. 电离电子的隧穿速率会影响谐波的辐射效率, 而其隧穿速率的大小由隧穿时所面临的由激光电场和原子势共同作用产生的势垒的高度和宽度决定. 图6给出了瞬时电场分别为 $E_0 = 0.045$ 条件下对原子势函数的改变情况. 从图中可以看出, 长程原子所形成的势垒高度明显低于短程原子. 因此电子有更大的几率隧穿过势垒, 且长程原子本身的波函数在较大区域内的几率会明显高于短程原子的情况, 因此其隧穿出势垒的几率会更大. 对于相同的谐波能量, 产生短轨迹电

子电离的电场较小, 产生长轨迹电子电离时刻的电场较大, 因此随着谐波能量的减小, 可以观察到相对于长轨迹谐波辐射, 短轨迹的谐波辐射逐渐降低的趋势. 这种趋势对于短程原子表现得更为清晰的原因在于: 短程原子其短轨迹的隧穿电离要克服更高更宽的势垒, 同时该原子的初始波包的空间分布又集中于核区附近, 因此电离变得更为困难. 而对于长程原子, 在激光电场的作用下激发, 其发生电离的通道不但可以通过基态还可以通过激发态, 因此在场强较弱时, 其电离几率仍然较大. 因此, 对于长程模型原子的谐波辐射, 可以清晰地观察到两个轨迹, 而对于短程模型原子, 长轨迹起主要作用.

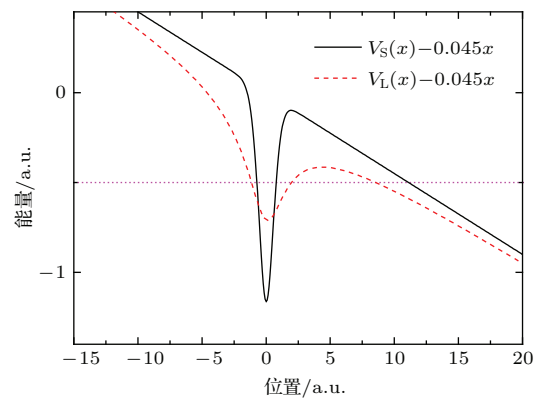


图6 (网刊彩色) 短程与长程模型原子在激光电场达到峰值时体系的势函数

Fig. 6. (color online) The potential function of the system of long-range model atoms (black solid line) and short-range atomic mode (red dotted line) when the intensity of the laser electric field reaches the peak.

由于不同的模型原子在超短脉冲作用下谐波的不同, 可以影响其阿秒脉冲的产生. 我们计算了在超短脉冲 (峰值电场振幅为 0.06, \sin^2 包络, 2 个光学周期) 作用下两种模型原子谐波合成的阿秒脉冲, 如图7所示. 合成阿秒脉冲选择的谐波次数为 100—120 次谐波. 从图中可以看到, 对于短程原子只有一个阿秒脉冲产生, 而对于长程原子有两个阿秒脉冲产生. 产生这一现象的原因是短程模型原子的短轨迹辐射被抑制了. 通过上面的研究可以发现, 原子势对于高次谐波辐射和阿秒脉冲产生具有重要的影响, 在实验上通过选择靶原子以及控制合适的气体密度, 进而控制等离子体对原子势的影响, 可以实现对高次谐波辐射的控制. 本项研究采用的是一维方案, 对于三维原子, 波包扩散会起更重要的作用, 但是该效应对于激光的波长更为敏感, 而对于不同的靶原子影响不是很大.

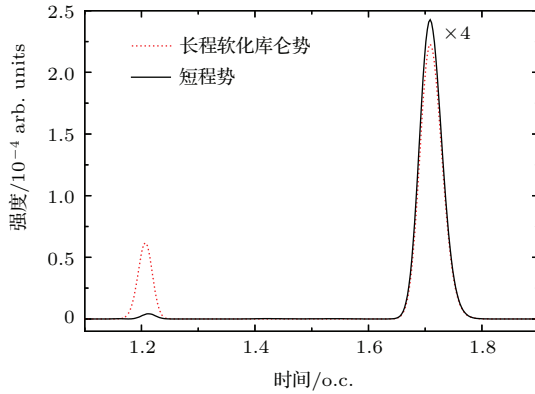


图7 (网刊彩色) 短程与长程模型原子在相同激光电场作用下产生的阿秒脉冲

Fig. 7. (color online) The attosecond pulse obtained from long-range model atoms (black solid line) and short-range atomic mode (red dotted line) under the same laser field.

4 结 论

本文数值模拟了不同模型势原子的高次谐波辐射过程. 研究发现, 在入射激光参数相同的条件下, 短程模型原子的谐波辐射效率要低于长程模型原子, 且短轨迹的效率降低得更多. 通过对体系的电离和谐波辐射的时间频率行为分析发现, 产生这一现象的原因是两种模型势函数隧穿电离的差别. 这一差别进而会影响阿秒脉冲产生过程, 通过控制体系的条件, 可以实现对高次谐波辐射和阿秒脉冲优化控制的目的.

感谢吉林大学超算中心的计算支持.

参考文献

- [1] Burnett N H, Baldis H A, Richardson M C, Enright G D 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 172
- [2] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [3] Paul P M, Toma E S, Breger P 2001 *Science* **292** 1689
- [4] Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 117
- [5] Kamta G L, Bandrauk A D 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033415
- [6] Meckel M, Comtois D, Zeidler D, Staudte A, Pavicic D 2008 *Science* **320** 1478
- [7] Wang J, Chen G, Guo F M, Li S Y, Chen J G, Yang Y J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 033203
- [8] Blaga C I, Xu J L, Dichiara A D, Sistrunk E, Zhang K, Agostini P, Miller T A, DiMauro L F, Lin C D 2012 *Nature* **483** 194
- [9] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [10] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S 2006 *Science* **314** 443
- [11] Corkum P B, Krausz F 2007 *Nature Phys.* **3** 381
- [12] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [13] Popmintchev T, Chen M C, Popmintchev D, Kapteyn C 2012 *Science* **336** 1827
- [14] Harris G M 1962 *Phys. Rev.* **125** 1131
- [15] Faria C F M, Kopold R, Becker W, Rost J M 2002 *Phys. Rev. A* **65** 023404
- [16] Li P C, Zhou X X, Dong C Z, Zhao S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 (in Chinese) [李鹏程, 周效信, 董晨钟, 赵松峰 2004 物理学报 **53** 750]
- [17] Tian Y Y, Li S Y, Wei S S, Guo F M, Zeng S L, Chen J G, Yang Y J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 053202
- [18] Song Y, Li S Y, Liu X S, Guo F M, Yang Y J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 05319
- [19] Wei S S, Li S Y, Guo F M, Yang Y J, Wang B B 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063418
- [20] Yang Y J, Chen J G, Chi F P, Zhu Q R, Zhang H X 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1537
- [21] Wang J, Wang B B, Guo F M, Li S Y, Ding D J, Chen J G, Zeng S L, Yang Y J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 053201
- [22] Su Q, Eberly J H 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5997
- [23] Puckhov A, Gordienko S, Baeva T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 173003

Influence of atomic potential on the generation of high harmonic generation from the atoms irradiated by mid-infrared laser pulses*

Liu Yan¹⁾ Jia Cheng²⁾³⁾ Guo Fu-Ming^{2)3)†} Yang Yu-Jun²⁾³⁾

1) (College of Sciences, Jilin Institute of Chemical Technology, Jilin 132022, China)

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

3) (Jilin Provincial Key Laboratory of Applied Atomic and Molecular Spectroscopy (Jilin University), Changchun 130012, China)

(Received 19 October 2015; revised manuscript received 24 November 2015)

Abstract

By numerically solving the time dependent Schrodinger equation, the harmonic spectra generated from the atoms are obtained. The atomic potentials are modeled by a short-range potential and a long-range soft Coulomb potential, respectively. It is found that using the same laser parameters, the intensity of harmonic spectrum from the short-range atom is lower than the one from the long-range atom. However, in a high energy (near the cutoff) region of harmonic spectra, their conversion efficiencies are almost the same. The differences in emission intensity among harmonic spectra decrease as the harmonic energy increases. We calculate the time dependent probabilities of the ground state and ionization. It is found that the ionization probability of the long-range potential is larger than that of the short-range potential. There is no large difference in ground probability between the potentials of two models. The high harmonic generation is a stimulated process, and its intensity is proportional to the product between the amplitude for ground state and the amplitude of the continuum state. Thus the product of the long-range atom is larger than that of the short-range atom, and the emission spectrum presents a similar character.

In order to analyze the mechanism of the intensity difference between two models, we perform a time-frequency analysis of the harmonic emission spectrum. The analysis is selected of the wavelet of the time dependent dipole moment. From the emission profile of the harmonic analysis, we find that the harmonic generated from long orbit plays a dominant role for the short-range atom. The amplitudes of electric field are large for the long orbit harmonic emission, thus the ionization mechanism of the atom is the tunnel ionization. For the short orbit, the instant field for the ionization is weak. Thus the short orbit plays a small role in the harmonic emission from the short-range atom. Using this feature of the short-range atom, we generate an isolated attosecond pulse. The short model atom is widely used to study the ionization of the plasma. Thus this work will contribute to the research on the high-order harmonic generation from the plasma.

Keywords: high harmonic generation, attosecond pulse, short-range potential

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: [10.7498/aps.65.033201](https://doi.org/10.7498/aps.65.033201)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922200), the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 11274141, 11304116, 11534004), and the Jilin Provincial Research Foundation for Basic Research, China (Grant No. 20140101168JC).

† Corresponding author. E-mail: guofm@jlu.edu.cn