

高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射

崔鑫 李苏宇 郭福明 田原野 陈基根 曾思良 杨玉军

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

Cui Xin Li Su-Yu Guo Fu-Ming Tian Yuan-Ye Chen Ji-Gen Zeng Si-Liang Yang Yu-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 043201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.043201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

$\mu$  介子氢原子在双色激光场驱动下产生单个阿秒脉冲

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>

共振条件下载波包络相位效应对阈上电离谱的影响

Effect of carrier envelope phase on the above threshold ionization under resonant condition

物理学报.2013, 62(15): 153202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.153202>

三种不同表象下多组态含时 Hartree Fock 理论实现方案

Multi-configuration time dependent Hartree Fock method in three different representations

物理学报.2013, 62(12): 123202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.123202>

原子激发态在高频强激光作用下的光电离研究

Investigation of photoionization of excited atom irradiated by the high-frequency intense laser

物理学报.2013, 62(11): 113201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.113201>

## 高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射\*

崔鑫<sup>1)</sup> 李苏宇<sup>1)</sup> 郭福明<sup>1)</sup> 田原野<sup>1)</sup> 陈基根<sup>2)</sup> 曾思良<sup>3)</sup> 杨玉军<sup>1)†</sup>

1) (吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

2) (台州学院物理与电子工程学院物理与材料工程系, 台州 318000)

3) (北京应用物理与计算数学研究所高能量密度物性数据中心, 北京 100088)

(2014年8月27日收到; 2014年9月24日收到修改稿)

通过数值求解含时薛定谔方程, 研究了原子在高频激光作用下的电离概率、光电子谱和谐波发射谱. 研究发现, 随着入射激光强度的增加, 原子的电离概率逐渐增加, 达到最大后下降, 其光电子发射谱和高次谐波发射谱均由单峰结构变成多峰. 而通过对谐波发射谱的时间-频率分析发现, 在电离抑制区域, 脉冲的峰值附近谐波受到抑制, 谐波发射主要发生在上升沿和下降沿, 二者的干涉效应产生了谐波的多峰值结构. 利用光电子发射谱和谐波发射谱随入射激光强度的改变规律, 可以实现对引起原子电离抑制的激光强度进行诊断.

关键词: 高频激光脉冲, 谐波发射谱, 光电子谱

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.64.043201

## 1 引言

随着激光技术的进步, 尤其是高次谐波技术和自由电子激光技术的发展, 实验上已经可以获得极紫外光乃至X射线波段的相干光源<sup>[1-7]</sup>, 从而使得在实验上利用高频强激光研究激光与原子相互作用过程成为可能. 在高频(往往大于原子的电离能 $I_p$ )激光的作用下, 中性原子会发生单光子电离, 可以观察到电离抑制现象, 即随着激光强度的增加, 其电离概率不但不增加, 反而在到达某个特定的强度后其电离概率下降<sup>[8-13]</sup>.

对于该现象的理解, 人们通常利用Floquet理论给出解释: 在Kramers-Henneberger变换下, 对于单频激光电场, 电子运动的含时问题可以转化为本征值问题. 对于超短高频激光脉冲, 这个模型通常不再成立, 需要进行动力学分析<sup>[13]</sup>. 为了全面地理解原子在高频激光脉冲作用下的电离过程, 除了

研究原子总的电离产额外, 还可以分析原子在强激光作用下的光电子谱和谐波发射谱.

本文通过求解描述激光与原子相互作用的三维含时薛定谔方程(TDSE), 计算得到了在不同入射强度的高频激光作用下原子的光电子谱和谐波发射谱. 研究发现, 随着入射激光强度的增加, 其阈上电离(ATI)光电子谱和高次谐波发射(HHG)谱出现多峰结构. 并对谐波发射谱进行了时间-频率分析, 讨论了其谐波发射的动力学过程随着入射激光场强的不同而呈现出的差别.

本文的结构安排如下: 第二部分对研究谐波发射和光电子谱的理论方法进行了介绍; 第三部分给出了不同强度的高频激光作用下得到的ATI光电子谱和HHG谱计算结果, 并对这些过程进行了讨论, 提出了结合光电子发射谱和谐波发射谱实现对原子电离抑制诊断的方案; 最后进行了总结.

若无特殊说明, 本文均采用原子单位.

\* 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, 11034003, 11304116, 11274001, 11247024)和吉林省基础研究计划基金(批准号: 20140101168JC)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangyj@jlu.edu.cn

## 2 理论方法

为了获得原子的电离及HHG信息,首先需要数值求解原子在强激光场作用下满足的含时薛定谔方程. 由于本文中应用的激光电场强度不是非常高(远小于 $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>), 偶极近似是成立的. 在偶极近似和速度规范下, 在强激光场作用下原子的TDSE为

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(r,t) = \left(\frac{\hat{p}^2}{2} + \frac{1}{c}\mathbf{A}(t) \cdot \hat{p} + V(r)\right)\psi(r,t), \quad (1)$$

其中,  $c$ 是光速;  $\mathbf{A}(t)$ 是激光场的矢势;  $\hat{p} = -i\nabla$ ;  $V(r)$ 是原子的库仑势, 在本文中采用软核势来描述. 动量空间的波函数 $\Phi(k,t)$ 可以由坐标空间的波函数 $\psi(r,t)$ 做傅里叶变换得到:

$$\Phi(k,t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \psi(r,t) \exp(-ik \cdot r) dr. \quad (2)$$

将方程(2)代入方程(1), 可以得到动量空间的含时薛定谔方程. 采用含时广义伪谱方案<sup>[14-16]</sup>, 能够实现对该方程的求解, 进而得到体系任意时刻的含时波函数. 在得到体系的末态含时波函数后, 我们采用Dionissopoulou等<sup>[17]</sup>提出的方案计算ATI信息. 当激光脉冲结束时, 将末态波函数向无外场时体系的本征态函数投影, 进而计算得到体系的光电子发射谱, 具体细节可参见文献<sup>[15]</sup>.

选择入射激光电场方向沿 $z$ 轴的线偏振激光脉冲, 激光脉冲的电场 $E(t)$ 为

$$E(t) = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial A}{\partial t}, \\ A(t) = E_0 f(t) \sin(\omega t + \phi), \quad (3)$$

这里,  $E_0$ 和 $\omega$ 为激光脉冲的电场峰值振幅和频率;  $f(t) = \sin^2\left(\frac{\omega t}{2\tau_R}\right)$ , 其中脉冲持续时间 $\tau_R$ 为10个光学周期;  $\phi = 0$ 为载波包络相位. 入射激光频率取为1.

对于TDSE, 可以通过对称分拆快速傅里叶变换方案求解<sup>[18,19]</sup>, 在得到含时波函数 $\psi(r,t)$ 后, 通过Ehrenfest定理, 可以得到含时诱导偶极矩:

$$a(t) = -\langle \psi(r,t) | \frac{dV(r)}{dx} - E(t) | \psi(r,t) \rangle, \quad (4)$$

其中, HHG功率谱与 $a(t)$ 的傅里叶变换的模方成正比, 即

$$P(\omega) = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t a(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (5)$$

为了分析HHG的物理根源, 需要了解谐波波发射的时间-频率行为. 为此, 我们对体系的含时偶极加速度做含时频率分析<sup>[20,21]</sup>, 利用小波变换:

$$A_\omega(t_0, \omega) = \int_{t_i}^{t_f} a(t) w_{t_0, \omega}(t) dt, \quad (6)$$

其中小波变换的核心为 $w_{t_0, \omega} = \sqrt{\omega} W(\omega(t - t_0))$ . 此处我们使用Morlet小波:

$$W(r) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{ir} e^{-r^2/(2\tau^2)}. \quad (7)$$

为了获得电离信息, 我们计算了脉冲结束时体系的束缚态波函数, 并将它们向总的波函数投影, 得到任意时刻体系的束缚态概率振幅:

$$b_n(t) = \langle \varphi_n(r) | \psi(r,t) \rangle. \quad (8)$$

用1减去所有束缚态的布居即可以得到激光脉冲结束时的电离概率:

$$p_{\text{ion}} = 1 - \sum_{n=0}^{N_{\text{max}}} |b_n(t)|^2. \quad (9)$$

## 3 结果与分析

首先通过数值求解TDSE, 得到了原子电离概率随着入射激光电场峰值强度的变化, 如图1所示. 从图1可以清晰地看到原子电离抑制现象, 即随着激光强度的增加, 电离概率逐渐增加, 在电场峰值振幅为1.5时达到最大值, 之后随着入射光强的进一步增加, 电离概率不但不增加反而减少. 这一现象又被称为强场原子稳定性现象, 自从被发现以来就得到了人们的持续关注<sup>[10-13,22,23]</sup>. 人们利用数值求解TDSE的方案, 在不同维度下研究该问题, 均发现存在原子电离的动力学稳定性效应, 并深入研究了不同激光脉宽、激光频率以及激光偏振对稳

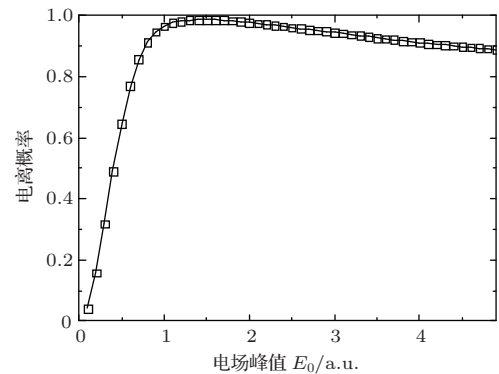


图1 电离概率随着激光电场峰值的变化

定性的影响 [23-27]. 对于里德堡原子的研究也观察到了类似的现象, 并得到了实验的验证 [28,29]. 最近, 人们进一步在两电子体系中研究了这一现象, 考察了电子关联对这一现象的影响 [30,31]. 关于强场原子稳定性更为详细的讨论可以参见文献 [13, 23, 32].

在这里, 将出现电离抑制的电场强度称为电离抑制临界电场强度  $E_c$ . 对于本文给定包络的激光电场, 当激光脉冲峰值附近电场强度大于  $E_c$  时, 电离会被抑制, 导致电离概率降低; 而电场强度低于  $E_c$ , 电离不会被抑制, 电离概率比较大, 如图 2 所示. 在文献 [27] 中, Ebadi 对这一现象进行了细致的论述 (见文献 [27] 中图 2(d)).

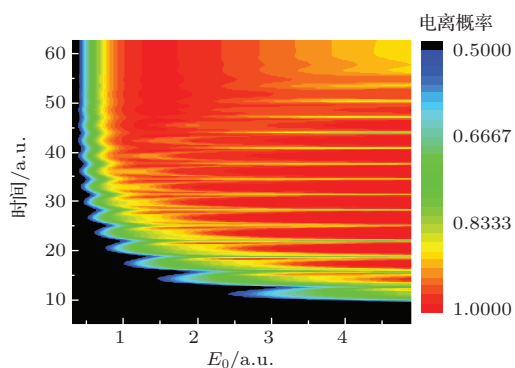


图 2 (网刊彩色) 不同强度下电离概率随时间的变化

为了更好地理解电动力学稳定问题, 我们计算了不同电场强度下原子的光电子发射谱, 如

图 3 所示. 从图 3 可以清晰地看到, 光电子发射谱峰数目随着入射激光电场强度的增大发生变化. 为了更加清晰地观察这一过程, 从图 3 中截取了入射电场强度  $E_0$  分别为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时的 ATI 光电子谱, 如图 4 所示. 在强度很低时, 只有一个峰, 而当激光电场强度达到  $E_c$  时, 每个峰会劈裂成多个小峰, 而且随着电场强度的进一步增强, 劈裂峰的数目增加, 并且主峰的强度也随着电场强度的增加而逐渐降低, 如图 4 (a)–(d). 这种精细结构对于前几个 ATI 光电子谱峰结构尤为清晰, 理论上认为这是由于脉冲前沿和后沿产生的具有相同动能的光电子的强烈动态干涉导致的 [14,33-36]. 此外, 由于激光频率大于氢原子的电离势, 因此只需要一个光子就可以使原子电离, 而对于被电离电子的能量, 即 ATI 光电子谱中峰值位置, 如果发生的是  $n$  光子电离, 则峰值位置为  $E_{\text{peak}} = n\omega - I_p$ . 此外,

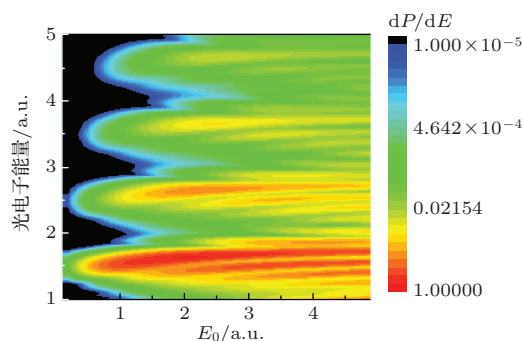


图 3 (网刊彩色) 光电子谱随入射激光电场强度的变化 ( $dP/dE$  为光电离概率密度)

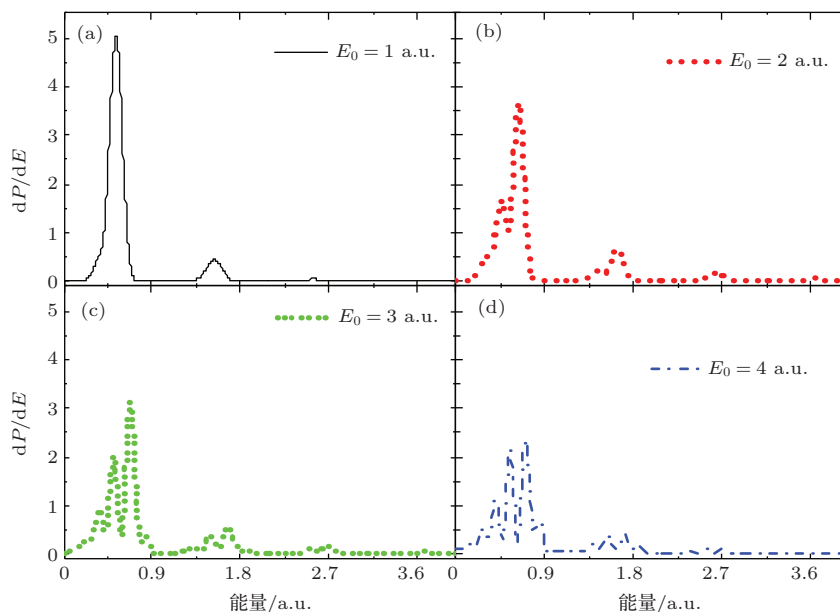


图 4 (网刊彩色) 电场强度  $E_0$  为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时的 ATI 光电子谱 (a) 1.0 a.u.; (b) 2.0 a.u.; (c) 3.0 a.u.; (d) 4.0 a.u.

从图 4 还可以清晰地观察到, 随着入射激光电场强度的增大, 峰值位置会向高能位置移动, 文献 [35, 36] 将这一现象解释为 AC-Stark 效应引起的能级移动, 文献 [35] 给出了具体的表达形式.

原子中的电子在强激光作用下发生运动, 在运动的过程中伴随着发射光子. 当激光的场强低于  $E_c$  时, 电子随着电场的变化做周期运动, 由于选择的原子体系具有对称性, 因此只能观察到奇次谐波发射. 随着原子动力学稳定过程的发生, 原子中电子在激光电场中的运动不再是准确的周期过程, 因此会有非奇次谐波产生. 图 5 给出了速度规范下谐波发射随入射激光电场强度的变化. 为了更清晰地观察到不同入射强度下的谐波谱, 从图 5 中截取了入射电场强度为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时的谐波谱, 如图 6 所示. 从图 6(a)—(d) 可以看出, 随着入射激光电场强度的增强, 开始时谱峰很清晰; 不过

当电场强度增大到某一值时, 三次和五次谐波也会出现多个峰值结构; 而对于更高次谐波, 这种现象却不明显; 此外, 激光电场越强, 出现的谱峰数目越多.

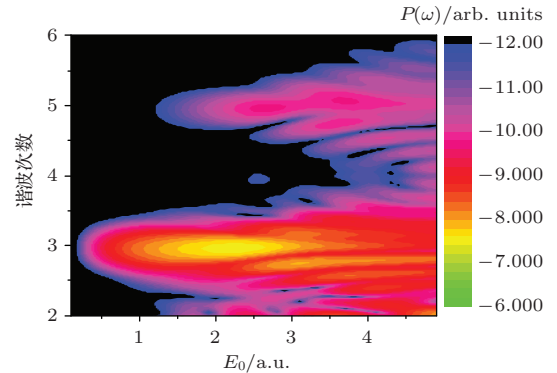


图 5 (网刊彩色) 速度规范下不同电场强度作用时的 HHG 谱

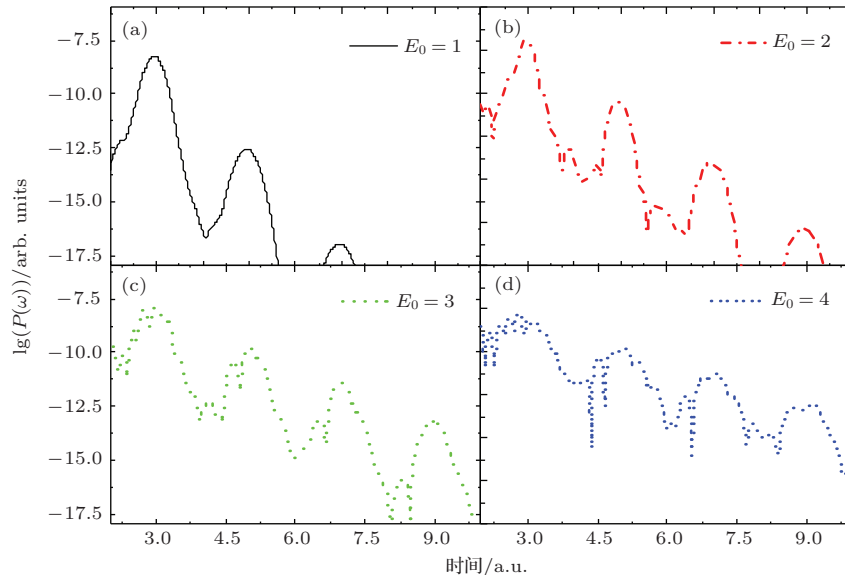


图 6 (网刊彩色) 电场强度  $E_0$  为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时的 HHG 谱 (a) 1.0 a.u.; (b) 2.0 a.u.; (c) 3.0 a.u.; (d) 4.0 a.u.

根据前面的论述, 我们发现在高强度激光作用下, 不论是光电子谱还是谐波发射谱都会存在谱峰劈裂(精细结构)的现象. 之前对光电子谱的精细结构的分析中 [14,33–36], 人们通过对光电子谱进行时频分析解释了这一现象出现的原因. 本文利用小波变换对谐波产生的机理进行时频分析.

为了与之前的讨论对应, 选取电场强度  $E_0$  为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时的谐波发射谱进行时间-频率分析, 如图 7 所示. 对于激光脉冲的峰值电场强度低于  $E_c$  的情形(如  $E_0 = 1$ ), 电离不会被抑制, 电离概率随着电场强度的增大而增大, 谐波发射

强度增强. 对于本文所给的激光脉冲, 入射激光电场强度周期性变化, 产生的谐波随之呈周期性变化, 其发射行为与激光电场对应, 即在一个光学周期内, 电场最大时, 谐波发射最强, 如图 7(a) 所示. 而当脉冲峰值强度逐渐增大而超过  $E_c$  时, 可以看到脉冲峰值附近发射强度比其他部分增大的程度小, 如图 7(a)—(c); 而当电场强度增大到一定程度时, 脉冲峰值附近的发射强度比其他部分低了很多(图 7(d)), 说明在谐波发射过程中也存在抑制效应. 在电离抑制区, 电子主要在激光的上升沿和下降沿发生电离, 在峰值附近几乎没有电子发生实质的电



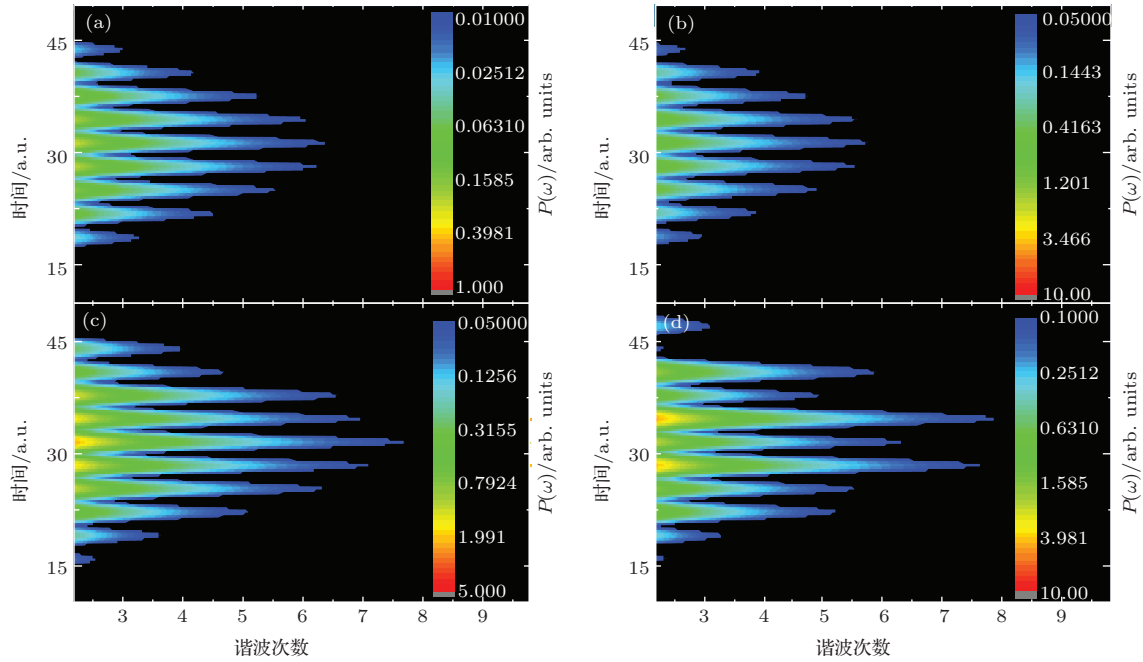


图7 (网刊彩色) 电场强度  $E_0$  为 1.0, 2.0, 3.0 和 4.0 a.u. 时 HHG 谱的时频分析 (a) 1.0 a.u.; (b) 2.0 a.u.; (c) 3.0 a.u.; (d) 4.0 a.u.

离. 从对应的谐波发射谱的时间-频率行为可以看出, 在激光峰值附近的谐波发射受到了抑制, 上升沿和下降沿的谐波占主导作用, 而二者的干涉产生了谐波发射的多谱峰结构.

## 4 结 论

本文基于动量空间求解描述激光与原子相互作用的 TDSE, 研究了原子在高频激光作用下的电离概率、光电子发射谱和 HHG 谱. 发现在高频激光作用下, 其光电子发射谱和谐波发射谱随着电离概率的下降而呈现出多峰结构. 通过对谐波发射的时间-频率行为的分析发现, 在电离抑制区, 谐波发射主要由上升沿和下降沿的谐波发射相干产生. 通过光电子发射谱和谐波发射谱的这些特征, 进一步加深了对原子动力学稳定过程的理解.

感谢吉林大学超算计算中心的大力支持.

## 参考文献

[1] Popmintchev T, Chen M C, Popmintchev D, Arpin P, Brown S, Ališauskas S, Andriukaitis G, Balčiūnas T, Mücke O D, Pugzlys A, Baltuška A, Shim B, Schrauch S E, Gaeta A, Hernández-García C, Plajls L, Becker A, Jaron-Backer A, Murnane M M, Kapteyn H C 2012 *Science* **336** 1287

[2] Spielmann C, Burnett N H, Sartania S, Koppitsch R, Schnürer M, Kan C, Lenzner M, Wobrauschek P, Krausz F 1997 *Science* **278** 661

[3] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Augé F, Balcou P, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689

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

[5] 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

[6] Ackermann W, Asova G, Ayvazyan V, Azima A, Baboi N, Bahr J, Balandin V 2007 *Nat. Photon.* **1** 336

[7] Du H C, Wen Y Z, Wang X S, Hu B T 2014 *Chin. Phys. B* **23** 033202

[8] Macklin J J, Kmetec J D, Gordon C L 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 766

[9] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127

[10] Pont M, Gavrilin M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2362

[11] Kulander K C, Schafer K J, Krause J L 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2601

[12] Dörr M, Potvliege R M, Proulx D, Shakeshaft R 1991 *Phys. Rev. A* **43** 3729

[13] Wei S S, Li S Y, Guo F M, Yang Y J, Wang B B 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063418

[14] Zhou Z Y, Chu S I 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013405

[15] Tian Y Y, Guo F M, Zeng S L, Yang Y J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 113201 (in Chinese) [田原野, 郭福明, 曾思良, 杨玉军 2013 物理学报 **62** 113201]

[16] 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

[17] Dionissopoulou S, Mercouris T, Lyras A, Nicolaides C A 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4397

- [18] Yang Y J, Chen G, Chen J G, Zhu Q R 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 652
- [19] Yang Y J, Chen J G, Chi F P, Zhu Q R, Zhang H X, Sun J Z 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1537
- [20] Chen J G, Zeng S L, Yang Y J 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043401
- [21] Chen J G, Yang Y J, Zeng S L, Liang H Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023401
- [22] Eberly J H, Kulander K C 1993 *Science* **262** 1229
- [23] Gavrilin M 2002 *J. Phys. B* **35** R147
- [24] Su Q, Eberly J H 1991 *Phys. Rev. A* **43** 2474
- [25] Protopapas M, Lappas D G, Knight P L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4550
- [26] Dondera M, Muller H G, Gavrilin M 2002 *Phys. Rev. A* **65** 031405
- [27] Ebadi H 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2503
- [28] de Boer M P, Hoogenraad J H, Vrijen R B, Noordam L D, Muller H G 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3263
- [29] Piraux B, Potvliege R M 1998 *Phys. Rev. A* **57** 5009
- [30] Sørngård S A, Askeland S, Nepstad R, Førre M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033414
- [31] Birkeland T, Nepstad R, Førre M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 163002
- [32] Popov A M, Tikhonova O V, Volkova E A 2003 *J. Phys. B* **36** R125
- [33] Telnov D A, Chu S I 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043421
- [34] Telnov D A, Chu S I 1995 *J. Phys. B* **28** 2407
- [35] Demekhin P V, Cederbaum L S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 253001
- [36] Yu C, Fu N, Zhang G Z, Yao J Q 2013 *Phys. Rev. A* **87** 043405

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

Cui Xin<sup>1)</sup> Li Su-Yu<sup>1)</sup> Guo Fu-Ming<sup>1)</sup> Tian Yuan-Ye<sup>1)</sup> Chen Ji-Gen<sup>2)</sup>  
Zeng Si-Liang<sup>3)</sup> Yang Yu-Jun<sup>1)†</sup>

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

2) (Department of Physics and Materials Engineering, College of Physics and Electronic Engineering, Taizhou University, Taizhou 318000, China)

3) (Data Center for High Energy Density Physics, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

( Received 27 August 2014; revised manuscript received 24 September 2014 )

### Abstract

By numerically solving the time-dependent Schrödinger equation, we investigate the ionization probability, photoelectron spectrum, and harmonic emission spectrum of the atom under the action of high-frequency laser pulses. It is found that with the increase of incident laser pulse intensity, the ionization probability of the atom first increases to a maximum value gradually and then decreases, and in this process, both the photoelectron spectrum and high-order harmonic generation spectrum change from a single-peak structure to a multi-peak one. Through the time-frequency analysis of the harmonic emission spectrum, we also find that the harmonic emission is suppressed around the pulse peak, and it occurs at the rising edge and the falling edge, which interfere with each other, thus forming the multi-peak structure. Utilizing the laws of the changes of photoelectron and harmonic spectra with incident laser pulse intensity, we can diagnose the laser intensity at which the atomic ionization suppression occurs.

**Keywords:** high-frequency laser pulses, harmonic emission spectrum, photoelectron spectrum

**PACS:** 32.80.Rm, 42.50.Hz

**DOI:** 10.7498/aps.64.043201

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274141, 11034003, 11304116, 11274001, 11247024), and the Jilin Provincial Research Foundation for Basic Research, China (Grant No. 20140101168JC).

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