

# 氢原子在少周期强激光场中阈上电离的干涉效应

郭志坚\*, 孙乾

陇东学院电气工程学院, 甘肃 庆阳 745000

**摘要** 利用强场近似结合时间窗函数的方法, 计算了氢原子在少周期强激光场中阈上电离的二维动量谱, 并与利用 Coulomb-Volkov 近似结合时间窗函数计算的结果进行了比较。发现在长程库仑势作用下, 周期内干涉及周期间干涉的共同作用形成了二维动量谱中的扇形结构条纹。通过求解含时薛定谔方程方法, 计算了氢原子在不同脉宽下的二维动量谱, 发现二维动量谱中除了周期内干涉和周期间干涉条纹, 还出现了一些特殊的条纹结构。研究表明, 该结构是由再散射电子波包形成的。

**关键词** 原子与分子物理学; 阈上电离; 周期内/周期间干涉; 二维动量谱; 光电子能谱

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.120202

## Interference Effect in Above-Threshold Ionization of Hydrogen Atom by Intense Few-Cycle Laser Fields

Guo Zhijian\*, Sun Qian

College of Electrical Engineering, Longdong University, Qingyang, Gansu 745000, China

**Abstract** Using the strong field approximation method combined with the time window function, the two-dimensional (2D) momentum spectra of hydrogen atoms for above-threshold ionization by a few-cycle intense laser field were calculated and compared with the results obtained by the Coulomb-Volkov approximation combined with the time window function. It is found that the fanlike structures in the 2D momentum spectra are formed as a result of the interplay of intracycle and intercycle interferences under the action of a long-range Coulomb potential. In addition, the 2D momentum spectra of hydrogen atoms under different pulse durations were calculated by solving the time-dependent Schrödinger equation and it is found that some special fringe structures appear in the 2D momentum spectra beyond the intracycle and intercycle interference fringes. These structures are formed by the rescattered electron wave packets.

**Key words** atomic and molecular physics; above-threshold ionization; intracycle/intercycle interferences; two-dimensional momentum spectra; photoelectron energy spectra

**OCIS codes** 020.2649; 320.2250

## 1 引言

原子阈上电离(ATI)是强激光场与物质相互作用的一个基本过程<sup>[1-3]</sup>, 在过去的二三十年, 实验和理论上都有大量的研究。在理论上, 数值求解含时薛定谔方程(TDSE)是最为精确的方法, 但是由于该方法需要耗费大量的计算, 目前只能精确求解少电子原子系统, 对于多电子系统需要采取一些近似, 比如单电子近似。因此产生了许多相对简单的

近似模型, 其中强场近似(SFA)模型就是一个典型代表。SFA方法仅考虑电子从基态到连续态的跃迁, 忽略了中间的束缚态, 同时在电子电离之后忽略了长程库仑势的作用, 采用SFA方法在一定程度上能够简单有效地对阈上电离现象进行描述和分析。

电子波包干涉在阈上电离理论中有着广泛的应用<sup>[4-6]</sup>。Arbó等<sup>[7-9]</sup>利用基于SFA的鞍点近似方法对电子波包干涉进行了深入研究, 末态动量相同的电子波包会发生干涉, 其中电子电离间隔在一个周

收稿日期: 2018-12-20; 修回日期: 2019-01-09; 录用日期: 2019-01-17

基金项目: 国家自然科学基金(11565018)、陇东学院博士基金(XYBY1601)、陇东学院青年科技创新项目(XYZK1706)

\* E-mail: zjguo@outlook.com

期内的干涉(周期内干涉)和电离间隔在一个周期之外的干涉(周期间干涉)有着明显的不同,这两种干涉条纹相互作用的结果形成光电子二维动量谱的典型特征。

近年来越来越多的实验现象表明,长程库仑势在阈上电离中具有非常重要的作用<sup>[10-12]</sup>,例如阈上电离能谱中的低能结构以及二维动量谱中的扇形结构条纹都与长程库仑势有关。为了能够更进一步说明长程库仑势对电子波包干涉的影响,本文在 SFA 基础上结合时间窗函数,得到了氢原子单电离的周期内干涉和周期间干涉图像,与 Arbó 等利用鞍点近似方法得到的结果一致。对 SFA 进行了库仑势修正,得到了 Coulomb-Volkov 近似(CVA)模型,利用 CVA 结合时间窗函数方法模拟出了电子波包干涉图像,对比分析 SFA 结果,分析了库仑势效应对电子波包干涉的影响。采用数值求解 TDSE 方法与 SFA 及 CVA 方法进行比较,进一步说明了库仑势效应在强场光电离中的重要性,并且发现长程库仑势对再散射电子影响也很大。

## 2 基本方法

在单电子近似下,强场中电子的波函数  $\psi$  通过求解含时薛定谔方程得到,含时薛定谔方程表达式为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{1}{2} \nabla^2 + V(r) + H_i(t) \right] \psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

式中:对于氢原子  $V(r) = -\frac{1}{r}$  为纯库仑势; $H_i(t) = \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t)$  为长度规范下原子与激光场  $\mathbf{E}(t)$  的相互作用势; $\mathbf{r}$  表示电子的位矢; $r$  为位矢的大小; $t$  为时间。

考虑线性极化(沿  $Z$  轴)激光场,电场  $\mathbf{E}(t)$  可以表示为

$$\mathbf{E}(t) = E_0 a(t) \cos(\omega t + \phi) \mathbf{z}, \quad (2)$$

式中: $\omega$  为角频率; $\phi$  为载波相位(CEP); $E_0$  为电场振幅; $\mathbf{z}$  为  $Z$  轴方向的单位矢量。 $a(t)$  为包络函数,

形式如下<sup>[13]</sup>

$$a(t) = \cos^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right), \quad (3)$$

式中: $\tau$  为总的脉冲持续时间,  $-\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}$ 。定义脉冲宽度为半峰全宽  $\Gamma$ ,它与总脉冲持续时间关系为  $\Gamma = \tau/2.75$ 。

末态动量为  $\mathbf{p}$  的自由态电子,其二维动量分布满足

$$\frac{\partial^2 P}{\partial p_x \partial p_\perp} = |f(\mathbf{p})|^2 2\pi p \sin \theta, \quad (4)$$

式中: $P$  为电离概率; $f(\mathbf{p})$  表示电子从基态跃迁到动量为  $\mathbf{p}$  的末态的电离振幅; $p$  为  $\mathbf{p}$  的大小; $p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ,  $p_x$ 、 $p_y$  及  $p_z$  分别为动量  $\mathbf{p}$  在 3 个轴向的分量; $\theta$  为激光场极化方向与探测到电子方向的夹角。

### 2.1 SFA 方法

对于 SFA 方法,电子的电离振幅为<sup>[14]</sup>

$$f(\mathbf{p}) = f_1(\mathbf{p}) + f_2(\mathbf{p}), \quad (5)$$

式中: $f_1(\mathbf{p})$  和  $f_2(\mathbf{p})$  分别表示一阶及二阶电离振幅。其中第一项表示直接电离部分,即标准的 SFA,表达式为

$$f_1(\mathbf{p}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \chi_p(t) | H_i(t) | \psi_0(t) \rangle, \quad (6)$$

式中: $\chi_p(t)$  和  $\psi_0(t)$  分别表示电离态和基态。SFA 模型中,电离态  $\chi_p(t)$  用 Volkov 态表示,即

$$\chi_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi^{3/2}} \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - iS_p(t)], \quad (7)$$

式中: $\mathbf{q}(t) = \mathbf{p} + \mathbf{A}(t)$  为正则动量; $\mathbf{A}(t)$  为电场矢量势; $S_p(t)$  为经典作用量,可写作

$$S_p(t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t dt' [\mathbf{p} + \mathbf{A}(t')]^2. \quad (8)$$

对于氢原子,基态为

$$\psi_0(\mathbf{r}, t) = 2 \exp(-r) Y_{00}(\hat{\mathbf{r}}), \quad (9)$$

式中: $Y_{00}(\hat{\mathbf{r}})$  为球谐函数; $\hat{\mathbf{r}}$  为  $\mathbf{r}$  对应的角坐标。

对空间部分积分之后,电离振幅为

$$f_1(\mathbf{p}) = -\frac{8\sqrt{2}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left\{ \exp[iS_p(t)] \exp(iI_p t) \times \frac{\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{q}(t)}{[1 + \mathbf{q}^2(t)]^3} \right\}, \quad (10)$$

式中: $I_p$  为原子电离能,对于氢原子, $I_p = 0.5$ 。

与电子再散射有关的电离振幅为<sup>[15]</sup>

$$f_2(\mathbf{p}) = - \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_t^{\infty} dt' \langle \chi_p(t') | V \int d\mathbf{k} | \chi_k(t') \rangle \langle \chi_k(t) | H_i(t) | \psi_0(t) \rangle, \quad (11)$$

式中:  $|\chi_k(t)\rangle$  表示动量为  $\mathbf{k}$  的 Volkov 态;  $\mathbf{k}$  表示中间态的动量;  $V$  为电子与母核的再散射作用势。(11)式说明在激光场作用下, 电子在  $t'$  时刻电离, 在  $t$  时刻与母核发生再散射。对空间部分积分后, 有

$$f_2(\mathbf{k}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^t dt' \left[ \frac{2\pi}{i(t-t')} \right]^{3/2} \times \exp\{-i[S_{k_s}(t) - S_p(t)]\} \exp[iS_{k_s}(t')] \exp(iI_p t') \times \frac{4\sqrt{2}}{\pi^3} \frac{1}{\alpha^2 + (\mathbf{k}_s - \mathbf{p})^2} \frac{\mathbf{E}(t') \cdot [\mathbf{k}_s + \mathbf{A}(t')]}{\{1 + [\mathbf{k}_s + \mathbf{A}(t')]^2\}^3}, \quad (12)$$

式中:  $\mathbf{k}_s$  为鞍点动量, 积分过程中对动量  $\mathbf{k}$  采用了鞍点近似;  $S_{k_s}(t)$  表示  $\mathbf{k}_s$  对应的经典作用量;  $\mathbf{A}(t')$  为  $t'$  时刻对应的矢量势;  $\alpha$  是为了避免积分发散引入的量, 本文取  $\alpha=1$ 。本文计算过程中提到的 SFA 均为标准的 SFA, 即直接电离部分。

## 2.2 CVA 方法

CVA 未考虑电子的再散射情况, 它在 SFA 的基础上, 考虑了在激光场作用下电离电子受到母核的库仑势, 因此电子从基态到连续态的跃迁振幅为

$$f(\mathbf{p}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \psi_p(t) | H_i(t) | \psi_0(t) \rangle, \quad (13)$$

式中:  $|\psi_0(t)\rangle$  为原子基态, 对于氢原子仍采用(5)式的形式;  $|\psi_p(t)\rangle$  为 Coulomb-Volkov 态, 其表达式为<sup>[16-17]</sup>

$$|\psi_p(\mathbf{r}, t)\rangle = \chi_p(\mathbf{r}, t) c_p(\mathbf{r}), \quad (14)$$

式中:  $c_p(\mathbf{r})$  为库仑态, 表达式为

$$c_p(\mathbf{r}) = \exp\left(\frac{\pi}{2p}\right) \Gamma\left(1 + \frac{i}{p}\right) F_1 \times [-i/p; 1; -i(pr + \mathbf{p} \cdot \mathbf{r})], \quad (15)$$

式中:  ${}_1F_1$  为合流超几何函数;  $\Gamma$  为伽马函数;  $p$  为动量  $\mathbf{p}$  的大小。

## 2.3 TDSE 方法

随时间演化的波函数  $\psi(\mathbf{r}, t)$  可表示为

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{nl} C_{nl}(t) R_{nl}(r) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}), \quad (16)$$

式中:  $C_{nl}(t)$  通过分裂算符方法得到;  $R_{nl}(r) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$  为无外场时原子哈密顿量的本征函数;  $R_{nl}(r)$  和  $Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$  分别为径向波函数和球谐函数;  $n, l, m$  分别表示主量子数、轨道量子数和磁量子数, 可由勒让德多项式为基函数的分离变量表象法展开得到。

电离振幅通过投影方法得到, 表达式为

$$f(\mathbf{p}) = \langle \Phi_p^- | \psi(t = \tau/2) \rangle, \quad (17)$$

式中:  $\Phi_p^-$  表示动量为  $\mathbf{p}$  的连续态, 满足

$$\left[ -\frac{1}{2} \nabla^2 + V(r) \right] \Phi_p^- = \frac{p^2}{2} \Phi_p^-. \quad (18)$$

## 3 结果与讨论

本文采用 SFA(标准的 SFA, 不包含再散射情

况)及 CVA 方法研究电子波包干涉及库仑势效应, 并引入时间窗函数<sup>[18]</sup>。时间窗函数可定义为

$$W(t_i) = \begin{cases} 1, & |t - t_i| < \Delta t \\ 0, & |t - t_i| > \Delta t \end{cases}, \quad (19)$$

式中:  $t_i$  为时间窗的中心;  $i$  为时间窗的编号;  $\Delta t = 0.01T$  为时间窗的宽度;  $T$  为电场的周期。考虑时间窗函数之后, 电场可以表示为

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \mathbf{E}(t) \sum_{i=1}^n W(t_i), \quad (20)$$

式中:  $n$  为时间窗的个数, 本文中  $n$  的最大取值为 3。

图 1 给出了模拟计算所用激光场的电场及矢势, 在最大峰值处进行了归一化, 脉宽为 5 fs, A、B、C 为时间窗,  $C_{EP}$  为载波相位。A 窗和 B 窗或 C 窗电离的电子具有相同的末态动量, 不同的时间相位, 其电子波包会发生周期内干涉; B 窗和 C 窗电离的电子波包会发生周期间干涉; 3 个时间窗都打开时, 得到的是周期内干涉和周期间干涉共同作用的结果。

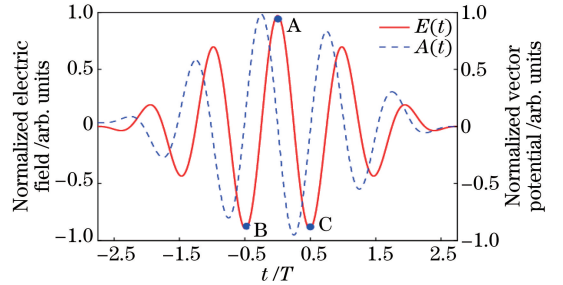


图 1 当  $I = 3.0 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $C_{EP} = 0$ ,  $\Gamma = 5 \text{ fs}$  时激光场的电场及矢势

Fig. 1 Electric field and vector potential of laser field when  $I = 3.0 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $C_{EP} = 0$ , and  $\Gamma = 5 \text{ fs}$

SFA 方法结合时间窗函数, 其电离振幅可以表示成

$$\tilde{f}_1(\mathbf{p}) = -\frac{8\sqrt{2}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[iS_p(t)] \exp(iI_p t) \times \frac{\tilde{\mathbf{E}}(t) \cdot \mathbf{q}(t)}{[1 + q^2(t)]^3} \approx -\frac{8\sqrt{2}}{\pi} \sum_{i=1}^n \exp[iS_p(t_i)] \exp(iI_p t_i) \times \frac{\mathbf{E}(t_i) \cdot \mathbf{q}(t_i)}{[1 + q^2(t_i)]^3}, \quad (21)$$

式中:  $E(t_i)$  为第  $i$  个时间窗电场的平均值。按照此方法, 采用与图 1 相同的激光参数, 得到的二维光电子动量谱如图 2 所示。打开 A 和 C 两个时间窗, 得到的 2D 动量谱干涉图为图 2(a); 打开 A 和 B 两个时间窗, 得到的电子波包干涉图像为图 2(b)。由于电子波包干涉时的运动方向以及位置

不同, 得到了两种周期内干涉图像。打开 B 窗和 C 窗, 得到的干涉图像为图 2(c), 即周期内干涉图像, 图中的环状结构为 ATI 峰。A、B 和 C 三个时间窗都打开时, 得到的干涉图像为图 2(d), 说明周期内干涉和周期间干涉共同作用形成了 2D 动量谱的主要特征。

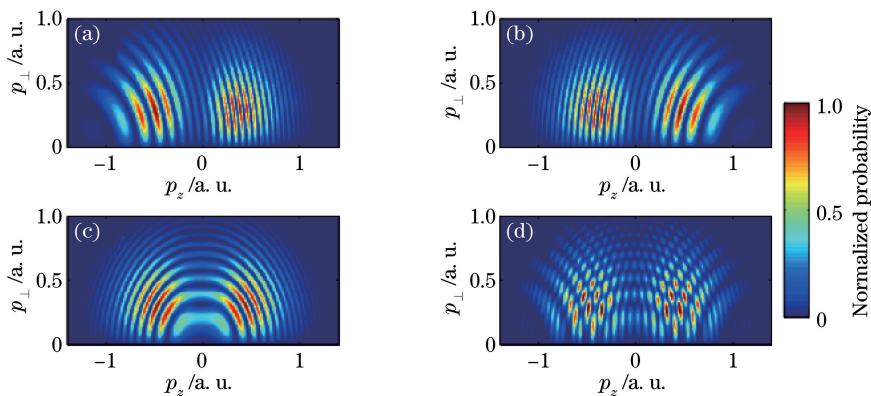


图 2 SFA 方法得到的氢原子二维动量谱。(a) A 窗和 C 窗; (b) A 窗和 B 窗; (c) B 窗和 C 窗; (d) A 窗、B 窗和 C 窗

Fig. 2 2D momentum spectra of H atom with SFA method. (a) A window and C window; (b) A window and B window; (c) B window and C window; (d) A window, B window, and C window

为了更清楚地说明库仑势的作用, CVA 结合时间窗函数得到的二维动量谱如图 3 所示。由于 CVA 方法考虑了长程库仑势, 所以周期内干涉及周期间干涉图像在低能部分 ( $|p_z| < 0.4$  且  $|p_\perp| < 0.4$  的区域) 的干涉条纹均出现了扭曲, 同时干涉条纹向低能

方向移动。除此之外, 图 3(a) 或 3(b) 及图 3(c) 在阈值附近出现了径向条纹, 共同形成了图 3(d) 中的扇状条纹, 在图 2(d) 相应位置处为垂直条纹, 这充分说明二维动量谱中的扇形结构是在长程库仑势作用下, 周期内干涉和周期间干涉共同作用形成的。

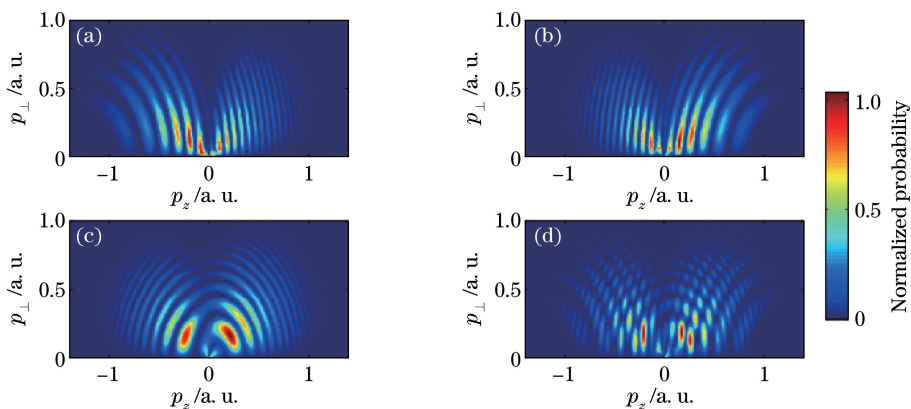


图 3 CVA 方法得到的氢原子二维动量谱。(a) A 窗和 C 窗; (b) A 窗和 B 窗; (c) B 窗和 C 窗; (d) A 窗、B 窗和 C 窗

Fig. 3 2D momentum spectra of H atom with CVA method. (a) A window and C window; (b) A window and B window; (c) B window and C window; (d) A window, B window, and C window

图 4 是图 3 对应的光电子能量谱。图 4(a) 为周期内干涉能谱, 能谱中随着光电子能量增加, 峰与峰的间隔逐渐增大; 图 4(b) 为周期间干涉能谱, 能谱中峰与峰的间隔相等, 即 ATI 峰; 图 4(c) 是周期间干涉和周期内干涉共同作用形成的能谱, 可以明显地看到光电子能谱仍然保持 ATI 特征, 但是谱线

整体受到了周期内干涉的调制。

图 5 比较了不考虑时间窗的情况下, 采用 SFA1、CVA 及 TDSE 方法计算得到的氢原子的二维动量谱, 激光参数与图 1 相同。3 种方法得到的二维动量谱在整体结构上非常相似, 都可以看到明显的周期内干涉条纹和周期间干涉条纹, 这两种干

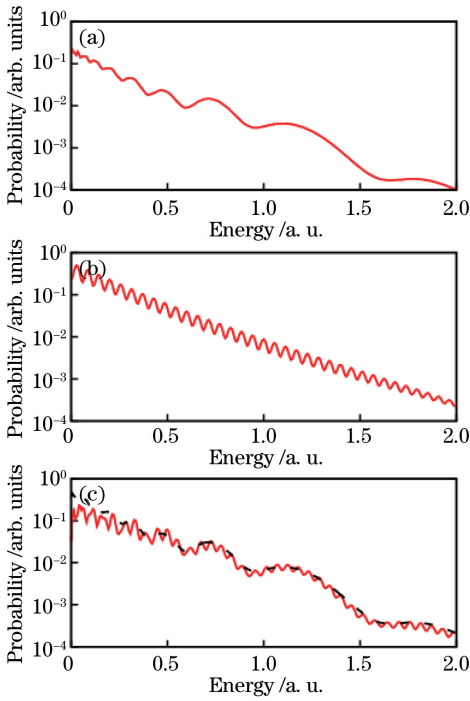


图4 CVA方法得到的光电子能量谱。(a)周期内干涉；(b)周期间干涉；(c)周期内干涉和周期间干涉共同作用  
Fig. 4 Photoelectron energy spectra with CVA method. (a) Intracycle interference; (b) intercycle interference; (c) combined action of intercycle and intracycle interferences

涉形成了 ATI 谱的主要特征,但是在细节处存在着明显的差异。SFA 方法未考虑长程库仑势效应,在阈值附近产生垂直条纹,CVA 及 TDSE 方法得到的是扇形的径向条纹,考虑了库仑势修正的 CVA 方法也未能够完全重复出 TDSE 的扇形结构。一些研究认为这是由于阈值附近的扇形结构不仅与库仑势作用下的直接电离有关,同时与电子跟母核的再散射有关;此外,由于库仑势作用,3 种方法得到的周期内干涉条纹位置有明显的偏移,这种现象在图 6 给出的能量谱中能够更直观地看到。图 6(a)~(c)分别为 TDSE、CVA 和 SFA 模拟计算的光电子能量谱,图中的箭头标记处为周期内干涉产生的峰,由于库仑势作用,TDSE 和 CVA 对应的峰均向低能方向移动,其中 TDSE 移动较为明显。

为了说明周期内干涉和周期间干涉随激光脉宽增加产生的变化,图 7 计算了氢原子在  $2T$ ,  $4T$  和  $8T$  (对应的半峰全宽分别为 1.9 fs, 3.8 fs, 7.6 fs) 脉冲下的二维动量谱。在  $2T$  激光脉冲作用下得到的二维动量谱为图 7(a),  $p_z < 0$  的区域能看到明显的周期内干涉条纹,  $p_z > 0$  的区域几乎看不到周期内干涉条纹,取而代之的是在整个  $p_z > 0$  区域出现的

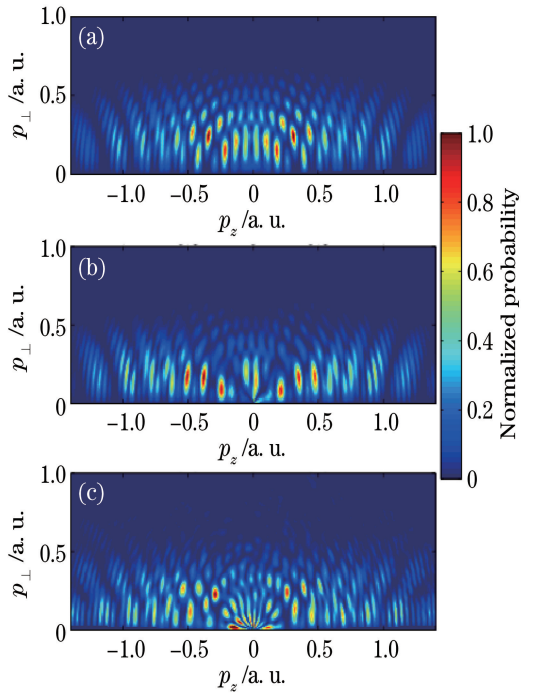


图5 H 原子二维光电子动量谱。  
(a) SFA; (b) CVA; (c) TDSE

Fig. 5 2D photoelectron momentum spectra of H atom. (a) SFA; (b) CVA; (c) TDSE

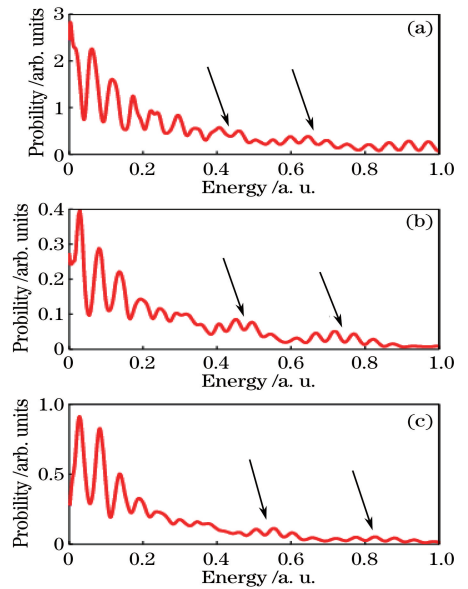


图6 H 原子的光电子能量谱。  
(a) SFA; (b) CVA; (c) TDSE

Fig. 6 Photoelectron energy spectra of H atom. (a) SFA; (b) CVA; (c) TDSE

径向条纹。图 7(b)为  $4T$  对应的动量谱,图中周期内干涉和周期间干涉均能明显地观察到条纹,除此之外,  $p_z > 0.5$  的区域出现了和图 7(a)类似的条纹,但是在周期内干涉作用下不是很清楚。图 7(c)为

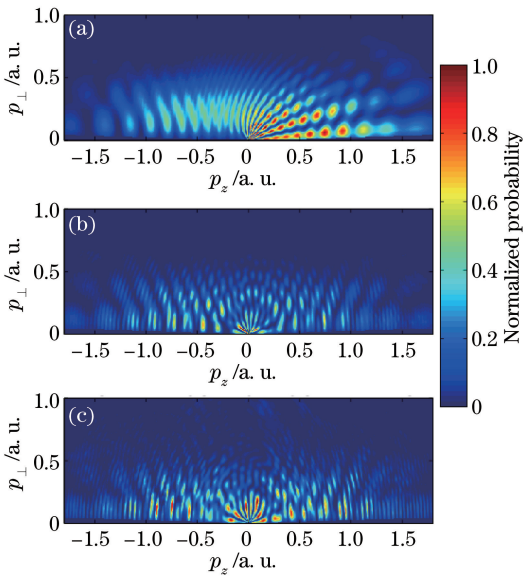


图7 当  $I=3.0 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\lambda=800 \text{ nm}$ ,  $C_{\text{EP}}=0$  时基于 TDSE 的 H 原子二维光电子动量谱。  
(a) 2T; (b) 4T; (c) 8T

Fig. 7 2D photoelectron momentum spectra of H atom based on TDSE when  $I=3.0 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\lambda=800 \text{ nm}$ , and  $C_{\text{EP}}=0$ . (a) 2T; (b) 4T; (c) 8T

8T 对应的动量谱,周期内干涉条纹逐渐模糊,  $p_z > 0.5$  区域的条纹非常明显,  $0 < p_z < 0.5$  的区域由于周期内干涉作用,没有重复出图 7(a) 的图像。

为了说明在图 7 中出现的条纹结构,图 8(a)用 SFA 模拟了图 7(a) 的结果,  $p_z < 0$  的区域基本一致,但是  $p_z > 0$  区域出现的是和  $p_z < 0$  区域对称的周期内干涉条纹。图 8(b)是 CVA 计算的动量谱,在阈值附近受库仑势作用周期内干涉条纹出现扭曲,但仍未出现图 8(a) 的径向结构。由于 SFA 和 CVA 未包含电子再散射情况,图 8(c)给出了 SFA2 模拟的动量谱,在  $p_z > 0.5$  区域出现了和图 7(a) 一致的条纹结构,说明该条纹结构是再散射电子波包引起的,所以在图 7(b) 和图 7(c) 中均能看到,图 8(c)在  $0 < p_z < 0.5$  区域为垂直条纹,而图 7(a) 由于受到库仑势产生了径向条纹。

## 4 结 论

对比分析了 SFA 结合时间窗函数以及 CVA 结合窗函数模拟计算得到的氢原子电子波包周期内干涉及周期内干涉图像,发现长程库仑势作用下,周期内干涉条纹和周期内干涉条纹整体向阈值方向移动,在阈值附近受库仑势影响最为明显。此外,利用 TDSE 方法求解了不同脉宽下的二维光电子动量谱,发现动量谱中除了周期内干涉条纹和周期内干

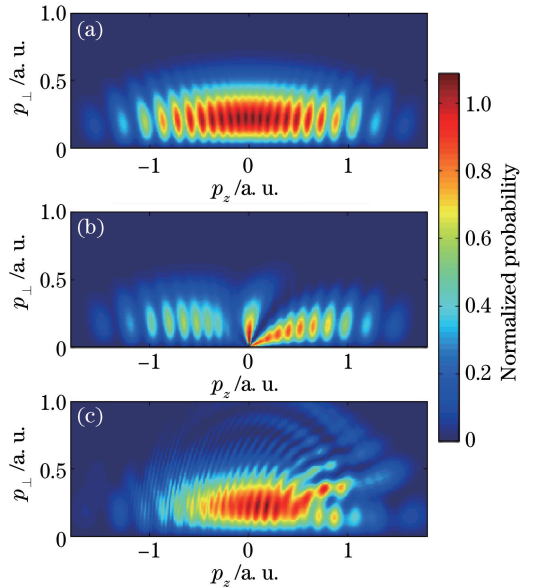


图8 H 原子二维光电子动量谱。  
(a) SFA; (b) CVA; (c) SFA2

Fig. 8 2D photoelectron momentum spectra of H atom.  
(a) SFA; (b) CVA; (c) SFA2

涉条纹之外,存在另外一种径向条纹结构,正是这种条纹的出现使得周期内干涉图像变得模糊。通过 SFA2 的计算重现出了该结构,证实了该径向条纹是由再散射电子波包形成的结论,但遗憾的是 SFA+SFA2 未能重现出这种径向条纹,这说明 SFA 模型中低估了再散射电子的贡献,SFA 模型还有待进一步改进。

## 参 考 文 献

- [1] Guo Z J. Effects of long-range Coulomb potential in above-threshold ionization energy spectra of atoms [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55 (9): 090201.  
郭志坚. 长程库仑势在原子阈上电离能谱中的影响 [J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(9): 090201.
- [2] Zheng Y, Yang Y F, Zhao X, *et al.* Research progress on spectral beam combining technology of high-power fiber lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0201002.  
郑也, 杨依枫, 赵翔, 等. 高功率光纤激光光谱合成技术的研究进展 [J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0201002.
- [3] Liu J, Tan F Z, Liu C, *et al.* Progress on high-power ultrashort-pulsed thulium-doped fiber lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0201003.  
刘江, 谭方舟, 刘晨, 等. 高功率超短脉冲掺铥光纤

- 激光器的研究进展[J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0201003.
- [4] Bian X B, Huismans Y, Smirnova O, *et al.* Subcycle interference dynamics of time-resolved photoelectron holography with midinfrared laser pulses [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043420.
- [5] Song X H, Xu J W, Lin C, *et al.* Attosecond interference induced by Coulomb-field-driven transverse backward-scattering electron wave packets [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(3): 033426.
- [6] Yang W F, Zhang H T, Lin C, *et al.* Momentum mapping of continuum-electron wave-packet interference[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(4): 043419.
- [7] Arbó D G, Persson E, Burgdörfer J. Time double-slit interferences in strong-field tunneling ionization [J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063407.
- [8] Arbó D G, Ishikawa K L, Schiessl K, *et al.* Intracycle and intercycle interferences in above-threshold ionization: the time grating [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 021403.
- [9] Arbó D G, Ishikawa K L, Schiessl K, *et al.* Diffraction at a time grating in above-threshold ionization: the influence of the Coulomb potential[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4): 043426.
- [10] Blaga C I, Catoire F, Colosimo P, *et al.* Strong-field photoionization revisited[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(5): 335-338.
- [11] Quan W, Lin Z, Wu M, *et al.* Classical aspects in above-threshold ionization with a midinfrared strong laser field [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(9): 093001.
- [12] Guo L, Han S S, Liu X, *et al.* Scaling of the low-energy structure in above-threshold ionization in the tunneling regime: theory and experiment [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(1): 013001.
- [13] Chen Z J, Morishita T, Le A T, *et al.* Analysis of two-dimensional photoelectron momentum spectra and the effect of the long-range Coulomb potential in single ionization of atoms by intense lasers [J]. *Physical Review A*, 2006, 74(5): 053405.
- [14] Chen Z J, Morishita T, Le A T, *et al.* Analysis of two-dimensional high-energy photoelectron momentum distributions in the single ionization of atoms by intense laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(4): 043402.
- [15] Chen Z J, Le A T, Morishita T, *et al.* Quantitative rescattering theory for laser-induced high-energy plateau photoelectron spectra[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(3): 033409.
- [16] Arbó D G, Miraglia J E, Gravielle M S, *et al.* Coulomb-Volkov approximation for near-threshold ionization by short laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(1): 013401.
- [17] Arbó D G, Nagele S, Tong X M, *et al.* Interference of electron wave packets in atomic ionization by subcycle sculpted laser pulses [J]. *Physical Review A*, 2014, 89(4): 043414.
- [18] Guo Z J, Chen Z J, Zhou X X. Origin of diffraction fringes in two-dimensional photoelectron momentum distributions for single ionization of atoms in few-cycle intense laser pulses [J]. *Chinese Physics B*, 2014, 23(4): 043201.