



反向旋转双色椭圆偏场中原子隧穿电离电子的全息干涉

黄雪飞 苏杰 廖健颖 李盈宾 黄诚

Photoelectron holography in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized laser field

Huang Xue-Fei Su Jie Liao Jian-Ying Li Ying-Bin Huang Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 093202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212226

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212226>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

同向旋转双色圆偏场中非次序双电离的频率比依赖

Frequency-ratio-dependent ultrafast dynamics in nonsequential double ionization by co-rotating two-color circularly polarized laser fields

物理学报. 2021, 70(24): 243201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211112>

利用双色激光场下阈上电离谱鉴别两种不同分子构型

Identifying two different configurations of the by the direct above-threshold ionization spectrum in two-color laser field

物理学报. 2020, 69(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200013>

Ar原子序列双光双电离产生光电子角分布的理论计算

Theoretical calculations on photoelectron angular distribution of sequential two-photon double ionization for Ar atom

物理学报. 2020, 69(5): 053201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191814>

双色双光子阿秒干涉光谱的程函近似模型

An eikonal approximation model for two-color two-photon attosecond interferometric spectrum

物理学报. 2021, 70(11): 113202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201785>

邻羟基苯腈的双色共振增强多光子电离光谱及Franck-Condon模拟

Two-color resonance enhanced multiphoton ionization spectroscopy of o-hydroxybenzotrile and Franck-Condon simulation

物理学报. 2022, 71(2): 023301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211659>

Ar原子和K⁺离子序列双光双电离光电子角分布的非偶极效应

Non-dipole effects on angular distribution of photoelectrons in sequential two-photon double ionization of Ar atom and K⁺ ion

物理学报. 2022, 71(6): 063201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211905>

反向旋转双色椭偏场中原子隧穿电离电子的全息干涉*

黄雪飞¹⁾ 苏杰¹⁾ 廖健颖¹⁾ 李盈侯^{2)†} 黄诚^{1)‡}

1) (西南大学物理科学与技术学院, 微纳结构光电子学重庆市重点实验室, 重庆 400715)

2) (信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2021年12月1日收到; 2022年1月14日收到修改稿)

利用数值求解含时薛定谔方程和强场近似理论研究了反向旋转双色椭偏光场中氩原子隧穿电离电子的干涉. 固定两脉冲的椭偏率均为 0.3, 当两椭偏场的相对相位为 0.25π 时, 光电子动量谱中周期内干涉、叉状全息干涉和弧形全息干涉相互重叠. 当两椭偏场的相对相位为 0 时, 光电子动量谱中弧形全息干涉消除, 并且周期内干涉和叉状全息干涉被彻底分离到动量谱的左右部分, 从而得到一个在空间上独立的叉状全息干涉条纹. 进一步研究表明, 通过改变两椭偏光场的椭偏率还可以增强或抑制该独立叉状全息干涉条纹. 这为干涉条纹的控制和分离提供了一个有效的手段, 同时也有利于从全息干涉条纹中提取靶材结构信息和电子超快动力学信息.

关键词: 隧穿电离, 双色场, 相对相位, 光电子全息干涉

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

DOI: 10.7498/aps.71.20212226

1 引言

当超强超快激光脉冲照射到原子上时, 激光电场会压低原子核对电子的库仑势, 从而形成一个较低的库仑势垒. 电子通过隧穿效应穿过该库仑势垒进入连续态发生电离. 电子隧穿电离后在激光场的作用下自由运动, 该电离电子可能直接到达探测器 (称为直接电子), 也可能被激光场拉回与母离子发生再散射后再到达探测器 (称为散射电子)^[1]. 电离电子是否返回发生再散射取决于电子从束缚态隧穿出来瞬间激光场的相位. 由于隧穿电子波包具有相干性, 所以到达探测器的直接电子之间会发生干涉现象. 基于电离电子波包的来源, 直接电子间的干涉通常分为两类: 第一种是周期间干涉

(intercycle interference), 电子来源于电离时间相差整数个光周期的直接电子之间的干涉, 在光电子动量谱中表现为以原点为圆心的同心圆环状的干涉条纹, 对应阈上电离峰^[2]; 另一种干涉是周期内干涉 (intracycle interference), 来源于同一光周期内, 相邻的两个半光周期电离的直接电子之间的干涉. 周期内干涉也被称作时域双缝干涉^[3-7], 通常表现为阈上电离峰上的调制. 再散射电子的最终动量也可能与电离后直接到达探测器的电子相同, 从而产生另一种重要的干涉, 强场光电子全息干涉^[8], 类似于光学上的全息干涉. 由于强场光电子全息干涉携带了原子分子结构和电子超快动力学信息, 具有探测原子分子结构和超快动力学成像的潜力, 一直是强场物理领域的研究热点^[9-11].

2011年 Huismans 等^[8]利用自由电子激光器

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504302, 12074329, 12004323) 和河南省高等学校重点科研项目 (批准号: 20A140025) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liyingbin2008@163.com

‡ 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

产生的波长为 7 μm 的线偏振强激光脉冲驱动处于亚稳态 (6s 态) 的 Xe 原子电离, 成功地获得了叉子状的全息干涉图, 并利用强场近似理论分析表明, 那是由相同 1/4 周期电离的直接电子和散射电子干涉形成的. 随后的理论和实验系统地探索了产生光电子全息图的条件, 指出在长波长和高强度下更容易观测到叉状光电子全息干涉 [12,13], 并且叉状光电子全息干涉的细节结构依赖于原子分子轨道结构 [14]. 隧穿过程的非绝热效应也对光电子全息干涉有着显著的影响 [15,16]. 研究表明, 多次返回的散射电子跟直接电子干涉也能够形成全息干涉 [17,18]. 结合绝热近似理论, Zhou 等 [19] 定量地分析了叉状光电子全息干涉中散射电子和直接电子的相位差, 并从中成功提取了散射振幅的相位信息. 随着研究的深入, 人们利用全息干涉来探测和表征隧穿电子波包初始时刻的信息, 如电子隧穿出口的位置 [20,21], 隧穿电子的初始相位 [22,23], 初始纵向动量分布 [24], 以及电子的电离时间 [25–27]. 进一步强场光电子全息干涉被用于探测分子动力学过程 [28,29] 和电子与核关联动力学 [30]. 这些工作中都是使用的线偏激光场或者附加了一个很小的横向光场, 光电子主要分布在线偏场方向, 这使得周期内干涉和不同种类的全息干涉重叠在一起, 需要使用较为复杂的数学处理方法来提取叉状全息干涉条纹, 这也相应地降低了测量的精度.

近来人们提出用两个旋转的二维场来控制电子的电离和返回轨迹, 从而控制电子的返回方向和最终出射方向 [31–35]. 反向旋转双色圆偏场已经被用于研究和控制光电子全息干涉 [36,37], 由于该复合电场的多重旋转对称性, 通常会在电子动量谱的不

同方向形成多个分支. 每个分支上会有多个干涉条纹, 很难实现这些干涉条纹的完全分离. 本文利用反向旋转双色 (800 nm+1600 nm) 椭圆 (two-color elliptically polarized, TCEP) 激光场驱动氩原子隧穿电离, 研究该复合场中电离电子干涉结构的特征, 并利用强场近似 (strong field approximation, SFA) 理论分析这些干涉结构的来源. 揭示干涉结构对两椭圆偏场激光参数 (相对相位和椭圆率) 的依赖关系. 利用双色椭圆偏场的不对称性, 探索叉子状全息干涉分离的新方法.

2 理论方法

2.1 数值求解含时薛定谔方程

利用数值求解二维含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 和 SFA 理论来研究反向旋转 TCEP 中氩原子隧穿电离电子之间的干涉. 单激发电子近似下 Ar 原子的 TDSE 为

$$i\frac{\partial\psi(r,t)}{\partial t} = H(r,t)\psi(r,t), \quad (1)$$

式中, $\psi(r,t)$ 是电子波函数; $H(r,t)$ 是原子在激光场中的哈密顿量, 在长度规范下该哈密顿量为

$$H(r,t) = -\frac{1}{2}\nabla^2 + V(x,y) + r \cdot E(t). \quad (2)$$

其中 $r = (x,y)$ 是电子的坐标, $E(t)$ 是激光脉冲的电场, $V(x,y) = -1/\sqrt{x^2 + y^2 + a}$ 是电子与母离子之间相互作用的势能. 本文中设置软核参数 $a = 0.39$ 来匹配 Ar 原子的基态能 -0.579 a.u. 本文采用 1600 nm 的右旋和 800 nm 的左旋椭圆偏振光来驱动 Ar 原子电离. 两椭圆偏激光场的电矢量都在 $x-y$ 平面内旋转. 具体的表达式为

$$\begin{aligned} E_r &= f(t)E_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_1^2}} \cos(\omega_1 t + \varphi) \hat{x} - \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{1+\varepsilon_1^2}} \sin(\omega_1 t + \varphi) \hat{y} \right], \\ E_b &= f(t)E_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_2^2}} \cos(\omega_2 t) \hat{x} + \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{1+\varepsilon_2^2}} \sin(\omega_2 t) \hat{y} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $f(t)$ 为整个激光脉冲的梯形包络, 总长为 $5T$ ($T = 2\pi/\omega_1$ 为 1600 nm 激光场的周期), 包含 $1T$ 的上升沿和下降沿, $3T$ 的平台区; ε_1 和 ε_2 分别为 1600 nm 和 800 nm 激光脉冲的椭圆率; ω_1 和 ω_2 分别为 1600 nm 和 800 nm 激光脉冲的角频率; φ 为两椭圆脉冲的相对相位; E_0 为两脉冲的电场的幅

值. 复合电场的最大值为 $2E_0$, 本文中 $2E_0$ 等于强度为 2.0×10^{14} W/cm² 的单线偏激光脉冲的振幅.

利用分离算符谱方法数值求解 TDSE [38,39]. 在波函数的演化过程中, 为了避免非物理的边界反射, 每隔一定的时间就利用分离函数将离母离子足够远的电离波函数分离出来, 让其在 Volkov 哈密

顿量下解析演化 (不含库仑势项)^[40]. 在时刻 τ 整个波函数被分离成两部分:

$$\begin{aligned}\Psi(\tau) &= \Psi(\tau)[1 - F_s(R_C)] + \Psi(\tau)F_s(R_C) \\ &= \Psi_{\text{in}}(\tau) + \Psi_{\text{out}}(\tau).\end{aligned}\quad (4)$$

这里 $F_s(R_C) = 1/\{1 + \exp[-(\sqrt{x^2 + y^2} - R_C)/\Delta]\}$ 是分离函数. 它将整个空间平滑地分为内部区域 ($0 \rightarrow R_C$) 和外部区域 ($R_C \rightarrow R_{\text{max}}$). Δ 表示交叠区域的宽度. 本文中设置 $R_C = 180$ a.u. 和 $\Delta = 8$ a.u. 空间范围为 $-819 \sim +819$ a.u. $\Psi_{\text{in}}(\tau)$ 表示内部区域的电子波函数, 其在激光脉冲和库仑势形成的合场下进行演化, $\Psi_{\text{out}}(\tau)$ 代表外部区域的电子波函数, 分离后外部波函数通过傅里叶变化到动量空间, 让其在 Volkov 哈密顿量 (不含库仑势项) 下从 τ 时刻解析演化到最后时刻. 为了尽可能使低能电离电子能够到达外部区域, 脉冲结束后波函数被继续传播了 7 fs. 原子的初始基态波函数通过虚时间演化法获得^[41].

2.2 强场近似理论

求解 TDSE 能够在光电子动量谱中得到精确的干涉图, 但无法得到干涉条纹的物理来源. 因此, 将用 SFA 理论来分析光电子动量谱中干涉条纹的来源. 在 SFA 中, M_{pi} 代表了初始基态波函数 Ψ_i (电离能 I_p) 在激光场作用下跃迁至连续态波函数 Ψ_p (具有渐进动量 p) 的跃迁振幅, 由两项构成:

$$M_{pi} = M_{pi}^D + M_{pi}^R. \quad (5)$$

这里 M_{pi}^D 表示电子电离后未与母核发生相互作用的直接电子波包的跃迁振幅, M_{pi}^R 为电子在激光场驱动下返回母核发生散射的散射电子波包的跃迁振幅. 其中

$$M_{pi}^D = -i \int_0^t dt' \langle p + A(t') | E(t') \cdot r | \Psi_i \rangle e^{-iS_D}, \quad (6)$$

$$S_D = \frac{1}{2} \int_{t'}^t d\tau [p + A(\tau)]^2 - I_p t', \quad (7)$$

$$\begin{aligned}M_{pi}^R &= - \int_0^t dt' \int_{t'}^t dt'' \langle p + A(t'') | V(r) | k + A(t'') \rangle \\ &\quad \times \langle k + A(t') | E(t') \cdot r | \Psi_i \rangle e^{-iS_R},\end{aligned}\quad (8)$$

$$S_R = \frac{1}{2} \int_{t'}^{t_r} d\tau [k + A(\tau)]^2 + \frac{1}{2} \int_{t_r}^t d\tau [p + A(\tau)]^2 - I_p t'. \quad (9)$$

在上述等式中, $A(t) = - \int_0^t d\tau E(\tau)$ 是激光矢势. $V(r) = \frac{2\pi}{\sqrt{2I_p}} \delta(r) \frac{\partial}{\partial r} r$ 为母离子对电子的势能. (8) 式的计算需要对电离时间、中间动量、散射时间进行五重积分, 很难进行数值求解. 在数学上, 上述积分可以通过鞍点近似的方法进行近似计算^[42]. 直接电子的鞍点方程为

$$\frac{1}{2} [p + A(t_i)]^2 + I_p = 0, \quad (10)$$

散射电子的鞍点方程为

$$\frac{1}{2} [k_s + A(t_i)]^2 + I_p = 0, \quad (11)$$

$$k_s = - \frac{1}{t_r - t_i} \int_{t_i}^{t_r} d\tau A(\tau), \quad (12)$$

$$\frac{1}{2} [k_s + A(t_r)]^2 = \frac{1}{2} [p + A(t_r)]^2, \quad (13)$$

其中 k_s 是中间动量, p 是电子的最终动量, t_i 为电离时间, t_r 为再散射电子的返回时间. (11) 式和 (13) 式表示散射电子在电离时刻和散射时刻的能量守恒. (12) 式是电子返回母离子发生散射所需要满足的条件.

$$M_{pi}^D = \sum_S C(p, t_{is}) e^{-iS_D(t_{is})}, \quad (14)$$

$$M_{pi}^R = \sum_S C'(p, k_s, t_{is}, t_{rs}) e^{-iS_R(k_s, t_{is}, t_{rs})}, \quad (15)$$

其中 $C(p, t_{is})$ 与 $C'(p, k_s, t_{is}, t_{rs})$ 包括所有指数项前的因子^[43]. 因为干涉条纹的形状主要由相位决定, 指前因子主要影响计算所得动量谱的幅值. 所以本文计算中只考虑指数形式相位因子, 省略了指前因子.

3 结果与讨论

为了研究反向旋转 TCEP 场驱动 Ar 原子隧穿电离电子干涉条纹的特征, 首先利用数值求解 TDSE 的方法获得了光电子的末态动量分布, 如图 1(c) 和图 1(d) 所示. 这里两椭圆脉冲的椭圆率均为 0.3. 相对相位分别为 $\varphi = 0.25\pi$ (图 1(c)) 和 $\varphi = 0$ (图 1(d)). 两个相位对应的复合电场 (虚线) 及其负矢势 (实线) 分别被显示在图 1(a) 和图 1(b). 光电子整体分布在负矢势的范围内. 电子动量分布图原点附近呈现出同心圆环的结构, 这源于周期性的干涉, 对应阈上电离峰.

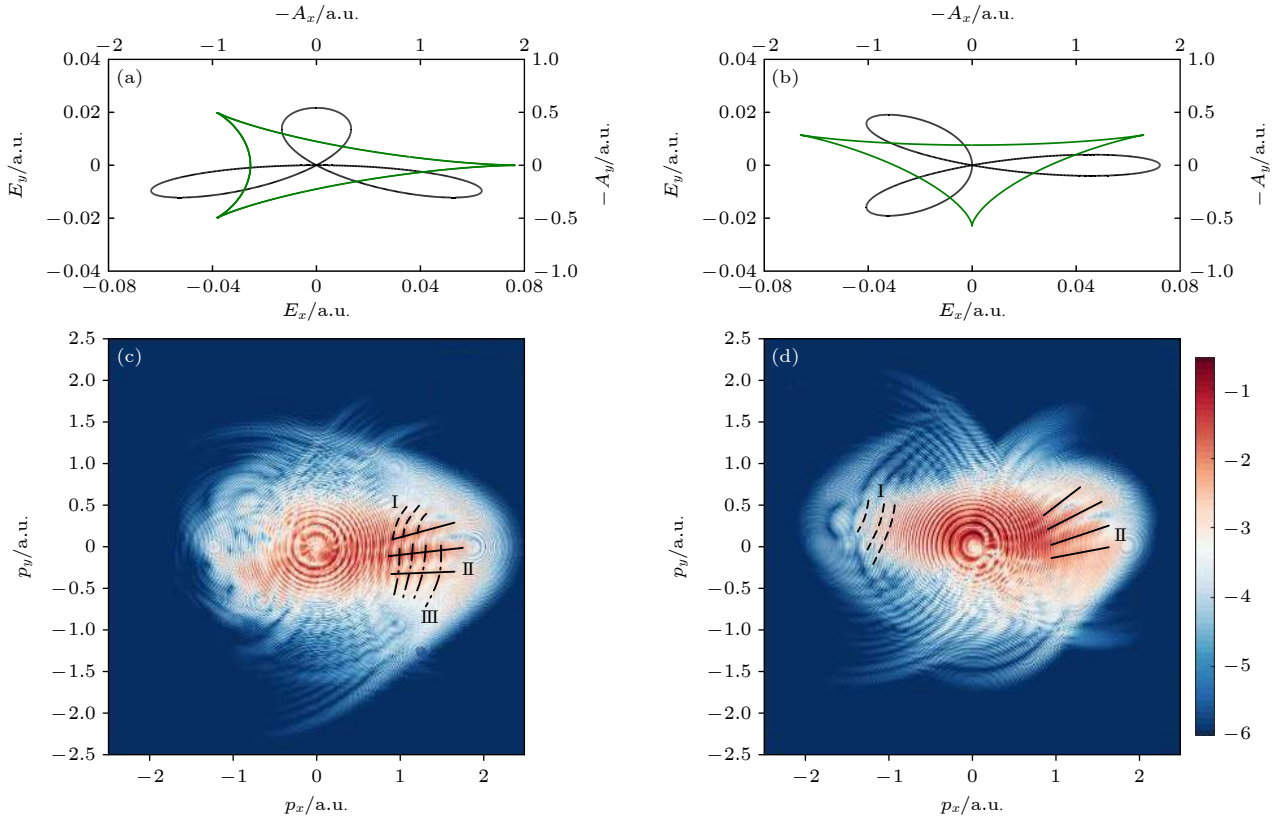


图 1 (a), (b) 反向旋转 TCEP 复合电场 (虚线) 及其负矢势 (实线); (c), (d) 反向旋转 TCEP 场中 Ar 电离电子的末态动量分布; 其中 (a), (c) 相对相位为 $\varphi = 0.25\pi$; (b), (d) 相对相位 $\varphi = 0$; 两椭圆偏场的椭圆率均为 0.3

Fig. 1. (a), (b) Combined laser electric field $E(t)$ (dashed curve) and the corresponding negative vector potential $-A(t)$ (solid curve) for counter-rotating TCEP fields; (c), (d) photoelectron momentum distributions of Ar ionized by counter-rotating TCEP fields. (a), (c) The relative phase is $\varphi = 0.25\pi$; (b), (d) The relative phase is $\varphi = 0$. Both ellipticities of the two pulses are 0.3.

除此之外, 对于 $\varphi = 0.25\pi$ 的情况, 在 $p_x < 0$ 的区域内没有发现干涉条纹. 在 $0.5 \text{ a.u.} < p_x < 1.5 \text{ a.u.}$ 区域内有 3 类干涉条纹清晰可见, 它们的极大值位置分别标上了虚线、实线和虚点线. 为了叙述的方便, 分别把它们称为 I 类、II 类和 III 类干涉. I 类干涉条纹呈现出向外弯曲的弧形结构. III 类干涉条纹呈现出向内弯曲的弧形结构. 而 II 类干涉条纹呈现出一个叉子状的干涉结构, 该结构与线偏振光场中电离于相同四分之一周期内前向散射电子与直接电子之间产生的干涉图案相似, 唯一的不同是, 这里的叉状条纹是斜着的, 不沿 x 轴方向. 另外, $\varphi = 0.25\pi$ 的情况类似于线偏光场, 多种干涉条纹相互叠加纠缠在一起.

对于 $\varphi = 0$ 的情况, 在 $0.5 \text{ a.u.} < p_x < 1.5 \text{ a.u.}$ 区域内仅有叉子状的 II 类条纹清晰可见, 在 $p_x < 0$ 的区域内存在一种斜率为正的干涉条纹, 这里记做 I 类干涉. 通过分析 $\varphi = 0.25\pi$ 和 $\varphi = 0$ 的光电子动量分布, 可以看出通过改变反向旋转 TCEP 场的相对相位, 不仅可以消除某类干涉条纹, 还能

够实现干涉条纹的彻底分离, 这对后续从干涉条纹中提取结构和动力学信息是非常有利的.

虽然从数值求解 TDSE 所得的光电子动量分布中, 获得了电子干涉的特征及其随两椭圆偏光场相对相位变化的规律, 但是数值求解 TDSE 不能给出各类干涉条纹的物理起源. 为了分析各类干涉条纹的来源, 接下来采用 SFA 理论来分析光电子波包之间的干涉. 首先来看相对相位 $\varphi = 0.25\pi$ 的情况, 计算了不同时刻电离电子的经典运动轨迹. 图 2(a) 给出了电离后电子离母离子的距离随时间的演化, 这里横轴表示电离时间, 纵轴表示电离后的演化时间, 图中的颜色表示电子离母离子的距离. 可以看出主要是在时间窗 $-0.025T - 0.125T$ (见图 2(a) 中黑色矩形框所示) 内电离的电子能够返回母离子发生再散射. 该经典轨迹分析可以为散射电子鞍点方程求解提供电离时间和返回时间的初始估计值.

图 2(b) 显示了反向旋转 TCEP 电场的 x 分量 (蓝虚线) 和 y 分量 (红虚线). 这里我们用灰色

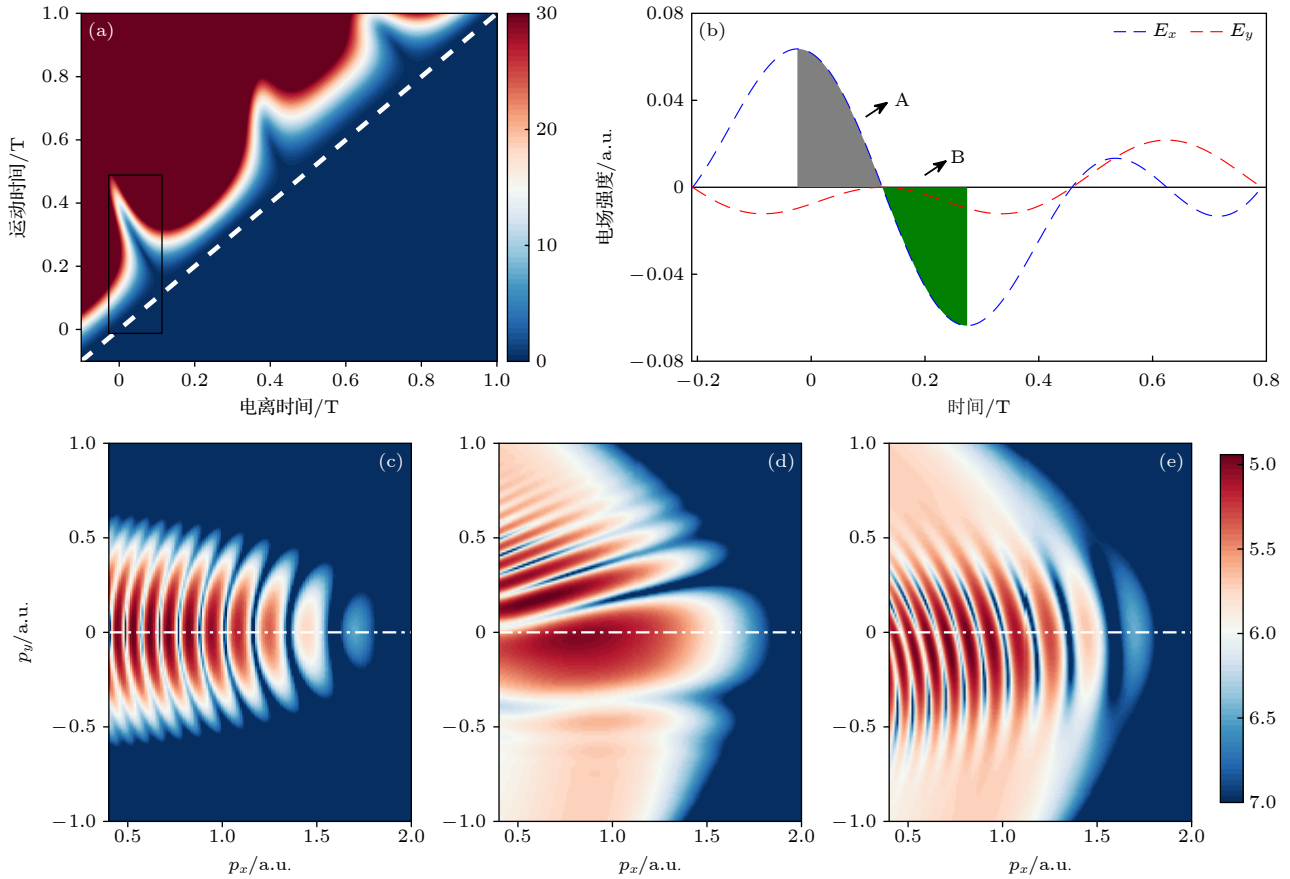


图 2 (a) 不同时刻电离电子经典轨迹中电子离母离子距离的时间演化; (b) 反向旋转 TCEP 场的 x 分量 (蓝虚线) 和 y 分量 (红虚线); (c) SFA 计算所得直接电子波包 A 和直接电子波包 B 形成的干涉图样; (d) SFA 计算所得前向散射电子波包 A 和直接电子波包 A 形成的干涉图样; (e) SFA 计算所得前向散射电子波包 A 和直接电子波包 B 形成的干涉图样. 两椭圆偏场的椭圆率均为 0.3. 相对相位 $\varphi = 0.25\pi$

Fig. 2. (a) Time evolutions of the distances between the electron and the parent ion for different ionization times; (b) the x and y components of counter-rotating TCEP fields; (c) the simulated interference pattern between the direct electrons ionized during A and the direct electrons ionized during B with SFA; (d) the simulated interference pattern between the rescattering electrons and the direct electrons ionized during A with SFA; (e) the simulated interference pattern between the rescattering electrons ionized during A and the direct electrons ionized during B with SFA. Both ellipticities of the two pulses are 0.3. The relative phase is 0.25π .

阴影和绿色阴影分别显示了两个时间窗 A 和 B. 时间窗 A 的范围为 $-0.025T$ — $0.125T$, 时间窗 B 的范围为 $0.125T$ — $0.275T$. 时间窗 A 和 B 在 x 方向具有相同的负矢势, 且都为正. 所以从时间窗 A 和 B 电离的直接电子在 x 方向具有相同的正向动量, 它们最终相互叠加形成了如图 2(c) 的干涉条纹, 该干涉被称为周期内干涉, 对应于图 1(c) 中的 I 类干涉条纹. 另外, 从时间窗 A 电离的电子能够返回母离子发生再散射, 如果这些返回电子发生前向散射, 那么它们最终也将释放到 $+x$ 方向, 且与电离于时间窗 A 和 B 的直接电子波包具有相同的最终动量, 所以电离于时间窗 A 的前向散射电子波包与电离于时间窗 A 和 B 的直接电子波包都发生了干涉现象, 这类干涉被称为光电子全息干涉.

图 2(d) 给出了电离于同一时间窗 A 的前向散射电子波包和直接电子波包之间的干涉图, 该干涉条纹呈现出叉子状, 且条纹斜率为正, 对应于图 1(c) 中的 II 类干涉. 图 2(e) 显示了电离于时间窗 A 的前向散射电子波包和电离于时间窗 B 的直接电子波包之间的干涉图, 该干涉条纹为向内弯曲的弧形, 对应于图 1(c) 中 III 类干涉条纹.

下面讨论相对相位 $\varphi = 0$ 的情况. 图 3(a) 给出了电离后电子离母离子的距离随时间的演化. 可以看出主要是在时间窗 0 — $0.167T$ (见图 3(a) 中黑色矩形框所示) 内电离的电子能够返回母离子发生再散射. 图 3(b) 显示了相对相位为 0 的反向旋转 TCEP 电场的 x 分量 (蓝虚线) 和 y 分量 (红虚线). 这里分别用灰色阴影和绿色阴影显示了两个

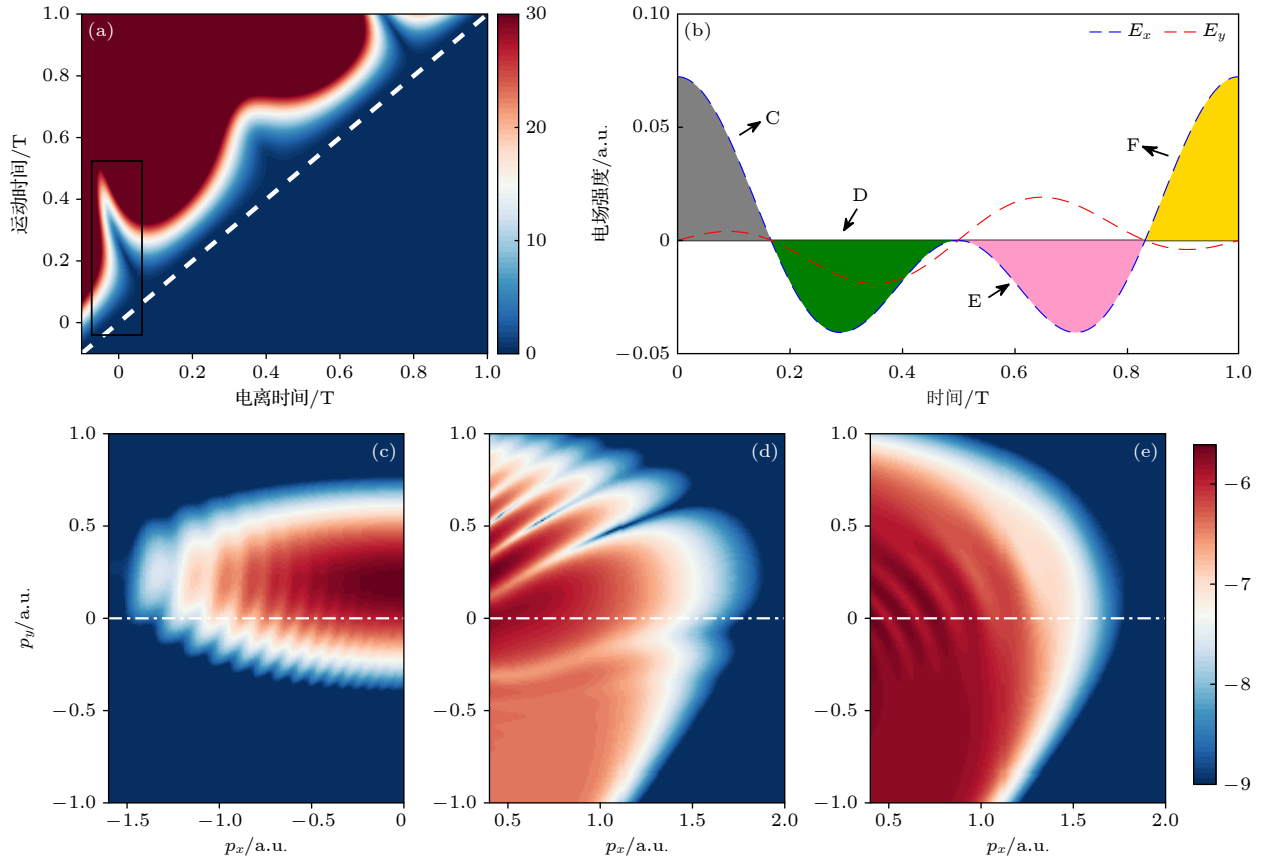


图 3 (a) 不同时刻电离电子经典轨迹中电子离母离子距离的时间演化; (b) 反向旋转 TCEP 场的 x 分量 (蓝虚线) 和 y 分量 (红虚线); (c) SFA 计算所得直接电子波包 E 和直接电子波包 F 形成的干涉图样; (d) SFA 计算所得前向散射电子波包 C 和直接电子波包 C 形成的干涉图样; (e) SFA 计算所得前向散射电子波包 C 和直接电子波包 D 形成的干涉图样. 两椭偏场的椭圆率均为 0.3. 相对相位 $\varphi = 0$

Fig. 3. (a) Time evolutions of the distances between the electron and the parent ion for different ionization times; (b) the x and y components of counter-rotating TCEP fields; (c) the simulated interference pattern between the direct electrons ionized during C and the direct electrons ionized during D with SFA; (d) the simulated interference pattern between the rescattering electrons and the direct electrons ionized during C with SFA; (e) the simulated interference pattern between the rescattering electrons during C and the direct electrons ionized during D with SFA. Both ellipticities of the two pulses are 0.3. The relative phase is 0.

时间窗 C 和 D. 时间窗 C 的范围为 $0-0.167T$, 从该时间窗 C 电离的电子能够返回母离子发生再散射. 时间窗 D 的范围为 $0.167T-0.5T$, 从该时间窗 D 电离的电子不能返回母离子. 电离于时间窗 C 的前向散射电子最终将在 x 方向携带正的动量, 该散射电子波包的动量与电离于时间窗 C 和 D 的直接电子的动量相同, 所以电离于时间窗 C 的前向散射电子波包和电离于时间窗 C 和 D 的直接电子波包都能发生干涉现象. 图 3(d) 给出了电离于同一时间窗 C 的前向散射电子波包和直接电子波包之间的干涉图, 该干涉条纹呈现出叉子状, 且条纹斜率为正, 对应于图 1(d) 中的 II 类干涉. 图 3(e) 显示了电离于时间窗 C 的前向散射电子波包和电离于时间窗 D 的直接电子波包之间的干涉图, 该

干涉条纹为向内弯曲的弧形, 该干涉条纹分布在低动量区域, 且对比度很低, 所以在数值求解 TDSE 的动量谱图 1(d) 中观测不到. 另外, 粉色和黄色阴影表示的时间窗 E 和 F 在 x 方向具有相同的负矢势, 且都为负. 所以从时间窗 E 和 F 电离的直接电子, 它们最终相互叠加形成了如图 3(c) 的干涉条纹, 该干涉为周期内干涉, 对应于图 1(d) 中的 I 类干涉条纹. 由于时间窗 F 内的电场大于时间窗 E 中的电场, 所以两直接电子波包的概率有一定的差别, 导致这类干涉条纹的对比度很低, 如图 1(d) 所示. 相似地, 时间窗 C 和 D 在 x 方向也具有相同的负矢势, 且都为正. 所以从时间窗 C 和 D 电离的直接电子也能形成位于 $+p_x$ 部分的 I 类周期内干涉条纹, 但是相对于叉状的 II 类干涉, 该条纹对比

度太低,所以在含时计算的图 1(d) 的 $+p_x$ 部分只观测到了叉状的 II 类干涉条纹.

通过以上的分析知道,当相对相位为 0 时, III 类弧形全息干涉被消除, I 类直接电子的干涉被分离到 $-p_x$ 部分, $+p_x$ 部分呈现了一个清晰的叉状干涉结构. 为了弄清该分离特性对激光椭圆率的依赖,固定两脉冲的相对相位为 0,计算了不同椭圆率下的电子末态动量分布. 首先,固定 1600 nm 脉冲的椭圆率为 0.3,改变 800 nm 脉冲的椭圆率,图 4(a) 和图 4(b) 分别是 800 nm 脉冲椭圆率为 0.5 和 0.7 的电子动量分布. 此时叉状全息干涉条纹仍然保持清晰的独立的存在. 进一步,固定 800 nm 脉冲的椭圆率为 0.3,改变 1600 nm 脉冲的椭圆率,图 4(c) 和图 4(d) 分别是 1600 nm 脉冲椭圆率为 0.5 和 0.7 的电子动量分布. 此时叉状全息干涉条纹随 1600 nm 脉冲椭圆率的增大逐渐消失.

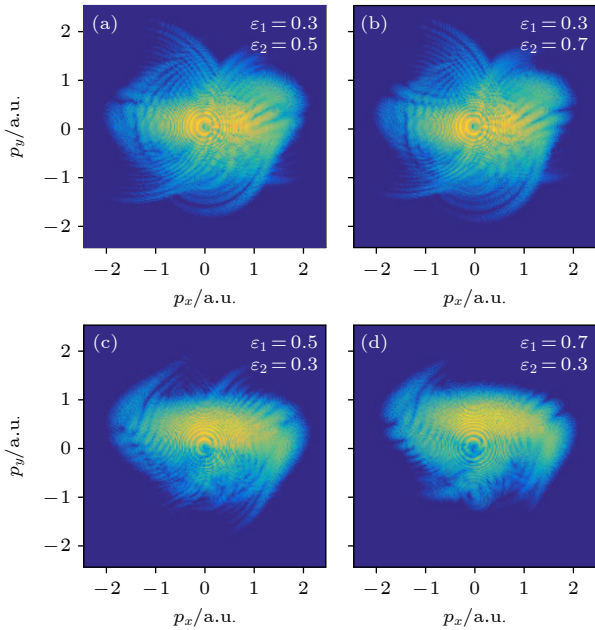


图 4 反向旋转 TCEP 场驱动 Ar 原子隧穿电离电子末态动量分布,其中两椭圆场的相对相位 $\varphi = 0$; 两脉冲椭圆率分别为 (a) $\varepsilon_1 = 0.3, \varepsilon_2 = 0.5$; (b) $\varepsilon_1 = 0.3, \varepsilon_2 = 0.7$; (c) $\varepsilon_1 = 0.5, \varepsilon_2 = 0.3$; (d) $\varepsilon_1 = 0.7, \varepsilon_2 = 0.3$

Fig. 4. Photoelectron momentum distributions of Ar ionized by counter-rotating TCEP fields. The relative phase is 0. The ellipticities of the two pulses: (a) $\varepsilon_1 = 0.3, \varepsilon_2 = 0.5$; (b) $\varepsilon_1 = 0.3, \varepsilon_2 = 0.7$; (c) $\varepsilon_1 = 0.5, \varepsilon_2 = 0.3$; (d) $\varepsilon_1 = 0.7, \varepsilon_2 = 0.3$.

这些结果表明,可以通过改变反向旋转 TCEP 场的相对相位和椭圆率,有效地增强或者抑制某类干涉,更重要的是通过选择合适的激光参数,能够实现叉状全息干涉与其他类干涉条纹的完全分离,

为靶材结构信息和电子超快动力学信息的提取提供有利条件.

4 结 论

本文利用数值求解 TDSE 获得了反旋 TCEP 场中 Ar 原子隧穿电离电子的动量谱. 在两脉冲椭圆率都为 0.3 时,相对相位为 0.25π 的光电子动量分布呈现出 3 类相互重叠的干涉条纹,而相对相位为 0 的光电子动量分布只有两类分离的独立的干涉条纹. 强场近似理论的分析得到,相对相位为 0.25π 的 3 类干涉分别是周期内干涉、叉状全息干涉和弧形全息干涉. 而相对相位为 0 时只存在周期内干涉和叉状全息干涉,且这两类干涉完全分离. 这表明反向旋转 TCEP 场是一个分离光电子干涉结构的有力手段. 进一步的研究发现,改变两椭圆脉冲的椭圆率也能够增强或抑制叉状全息干涉图样. 这些结果为利用叉状全息干涉提取靶材结构信息和电子超快动力学信息提供有利条件.

参考文献

- [1] Corkum P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [2] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [3] Arbó D G, Persson E, Burgdörfer J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063407
- [4] Tan J, Xu S, Han X, Zhou Y, Li M, Cao W, Zhang Q, Lu P 2021 *Adv. Photonics* **3** 035001
- [5] Li M, Zhang P, Luo S Q, Zhou Y M, Zhang Q B, Lan P F, Lu P X 2015 *Phys. Rev. A* **92** 063404
- [6] Yang W, Zhang H, Lin C, Xu J, Sheng Z, Song X, Hu S, Chen J 2016 *Phys. Rev. A* **94** 043419
- [7] Wang Y, Yu S, Lai X, Kang H, Xu S, Sun R, Quan W, Liu X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043422
- [8] Huismans Y, Rouzée A, Gijsbertsen A, Jungmann J H, Smolkowska A S, Logman P S W M, Lépine F, Cauchy C, Zamith S, Marchenko T, Bakker J M, Berden G, Redlich B, van der Meer A F G, Muller H G, Vermin W, Schafer K J, Spanner M, Ivanov M Yu, Smirnova O, Bauer D, Popruzhenko S V, Vrakking M J J 2011 *Science* **331** 6164
- [9] Xia Q, Tao J, Cai J, Fu L, Liu J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 143201
- [10] Du H, Li J, Wang H, Yue S, Wu H, Hu B 2017 *Phys. Lett. A* **381** 1563
- [11] Chen F, Yao R, Luo J, Wang C 2018 *Chin. Phys. B* **27** 103202
- [12] Marchenko T, Huismans Y, Schafer K J, Vrakking M J J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053427
- [13] Bian X B, Huismans Y, Smirnova O, Yuan K J, Vrakking M J J, Bandrauk A D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043420
- [14] Bian X B, Bandrauk A D, 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 263003
- [15] Song X, Lin C, Sheng Z, Liu P, Chen Z, Yang W, Hu S, Lin C D, Chen J 2016 *Sci. Rep.* **6** 28392

- [16] Lin C, Zhang H J, Sheng Z H, Yu X H, Liu P, Xu J W, Song X H, Hu S L, Chen J, Yang W F 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 223207 (in Chinese) [林呈, 张华堂, 盛志浩, 余显环, 刘鹏, 徐竞文, 宋晓红, 胡师林, 陈京, 杨玮枫 2016 物理学报 **65** 223207]
- [17] Qin P, Sun X, Liu Y, Chen Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 053111
- [18] Yu S, Lai X, Wang Y, Xu S, Hua L, Quan W, Liu X 2020 *Phys. Rev. A* **101** 023414
- [19] Zhou Y, Tolstikhin O I, Morishita T 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 173001
- [20] 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
- [21] Zhou Y, Tan J, Li M, Lu P 2021 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **64** 273011
- [22] Meckel M, Staudte A, Patchkovskii S, Villeneuve D M, Corkum P B, Druer R, Spanner M 2014 *Nat. Phys.* **10** 594
- [23] Liu M M, Li M, Wu C, Gong Q, Staudte A, Liu Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 163004
- [24] Li M, Xie H, Cao W, Luo S, Tan J, Feng Y, Du B, Zhang W, Li Y, Zhang Q, Lan P, Zhou Y, Lu P X 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 183202
- [25] Tan J, Zhou Y, He M, Chen Y, Ke Q, Liang J, Zhu X, Li M, Lu P X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 253203
- [26] Tan J, Zhou Y, He M, Ke Q, Liang J T, Li Y, Li M, Lu P X 2019 *Phys. Rev. A* **99** 033402
- [27] Haertelt M, Bian X B, Spanner M, Staudte A, Corkum P B 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 133001
- [28] Porat G, Alon G, Rozen S, Pedatzur O, Krüger M, Azoury D, Natan A, Orenstein G, Bruner B D, Vrakking M J J, Dudovich N 2018 *Nat. Commun* **9** 2805
- [29] He M, Li Y, Zhou Y, Li M, Cao W, Lu P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133204
- [30] Walt S G, Bhargava Ram N, Atala M, Shvetsov Shilovski N I, von Conta A, Baykusheva D, Lein M, Worner H J 2017 *Nat. Commun.* **8** 15651
- [31] Hasovic E, Becker W, Milosević D B 2016 *Opt. Express* **24** 6413
- [32] Huang C, Pang H, Huang X, Zhong M, Wu Z 2020 *Opt. Express* **28** 10505
- [33] Li B, Yang X, Ren X, Zhang J 2019 *Opt. Express* **27** 32700
- [34] Xu T, Zhu Q, Chen J, Ben S, Zhang J, Liu X 2018 *Opt. Express* **26** 1645
- [35] Zeng X, Su J, Huang X F, Pang H L, Huang C 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 243201 (in Chinese) [曾雪, 苏杰, 黄雪飞, 庞惠玲, 黄诚 2021 物理学报 **70** 243201]
- [36] Li M, Jiang W C, Xie H, Luo S, Zhou Y M, Lu P X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023415
- [37] Ke Q H, Zhou Y M, Tan J, He M R, Liang J T, Zhao Y, Li M, Lu P X 2019 *Opt. Express* **27** 32193
- [38] Feit M D, Fleck J A, Steiger A 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 412
- [39] Tong X M, Hino K, Toshima N 2006 *Phys. Rev. A* **74** 031405
- [40] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
- [41] Lehtovaara L, Toivanen J, Eloranta J 2007 *J. Comput. Phys.* **221** 148
- [42] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Yu, Anne L'Huillier, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [43] Milošević D B, Becker W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 063417

Photoelectron holography in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized laser field*

Huang Xue-Fei¹⁾ Su Jie¹⁾ Liao Jian-Ying¹⁾ Li Ying-Bin^{2)†} Huang Cheng^{1)‡}

1) (*Chongqing City Key Laboratory of Micro & Nano Structure Optoelectronics, School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

2) (*College of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China*)

(Received 1 December 2021; revised manuscript received 14 January 2022)

Abstract

In this paper, photoelectron interference in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized (TCEP) laser fields are investigated by numerically solving the two-dimensional time-dependent Schrödinger equation (TDSE) and strong field approximation (SFA). When the ellipticities of the two pulses are both 0.3, for a relative phase of 0.25π , the intracycle interference, fork-like holographic interference and arc-like holographic interference in the photoelectron momentum distribution overlap with each other. For a relative phase of 0, the arc-like holographic interference disappears and the intracycle interference and fork-like holographic interference are fully separated into the $-p_x$ direction and the $+p_x$ direction. Furthermore, the independent fork-like holographic interference can be enhanced or suppressed by changing the ellipticities of the two pulses. This provides an efficient tool for controlling and separating the interference structures in the photoelectron momentum distribution, which facilitates extracting the information about the target structure and the photoelectron ultrafast dynamics in strong fields.

Keywords: tunneling ionization, two-color laser fields, relative phase, photoelectron holographic interference

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

DOI: [10.7498/aps.71.20212226](https://doi.org/10.7498/aps.71.20212226)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504302, 12074329, 12004323) and the Key Scientific Research Projects of Higher Education of Henan Province, China (Grant No. 20A140025).

† Corresponding author. E-mail: liyingbin2008@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn