

正交双色光场调控强场电离双平台能谱结构

折雯¹, 秦鹏¹, 许龙¹, 龚敏¹, 万伟平¹, 郑灵灵², 孙旭飞^{1*}, 陈张海¹

(1. 厦门大学物理科学与技术学院, 福建 厦门 361005; 2. 厦门大学能源学院, 福建 厦门 361102)

摘要: [目的] 在调控强场电离奇异能谱结构时, 椭圆偏振光存在参数耦合, 难以分离单一变量的问题. 针对这一问题, 对正交双色光场(OTC)调控氩原子气体电离能谱的现象进行研究, 探究双色光的相位差和强度比对电子再碰撞过程和双平台结构的独立调控机制, 为强场电子动力学过程提供多维操控手段. [方法] 利用时间依赖薛定谔方程(TDSE)和量子轨迹蒙特卡洛(QTMC)模型, 模拟 OTC 场(800 nm 与 400 nm 正交偏振光场, 强度比 1:1~7:1, 相位差 0~ π)光场电离氩原子气体的过程, 通过分析电子能谱与经典轨迹, 明确多次绕核电子与能谱中双平台结构的关联. [结果] 当强度比为 1:1 时, 相位差为 0.1 π ~0.5 π 的能谱呈现双平台结构(过渡区域多次绕核电子产额居多), 相位差为 0.7 π 的电子能谱转为单平台结构(里德堡态电子占比激增), 强度比为 1:1 时双平台结构最为显著, 偏离 1:1 后过渡区域电子产额开始下降, 双平台结构逐渐消失, 电子的轨迹表明, 双平台结构的消失源于多次绕核电子被俘获至里德堡轨道. [结论] OTC 场通过相位差与强度比可独立调控电子再碰撞路径, 实现了双平台结构的“开关效应”. 相较于椭圆偏振光场, OTC 场的多维参数调控能够对多次绕核电子的电离率进行调控, 有效操控电子处于电离态或者里德堡态; 为强场量子电动力学研究提供更高精度的方法, 并为分子轨道成像、高能谐波生成等应用奠定理论基础.

关键词: 再碰撞物理; 双平台结构; 多次绕核电子; 里德堡态; 正交双色光场; 时间依赖薛定谔方程(TDSE); 量子轨迹蒙特卡洛(QTMC)模型

中图分类号: O 562.4

文献标志码: A

文章编号: 0438-0479(2025)04-0690-09

Orthogonal two-color field control of double-plateau spectrum structure in strong-field ionization

SHE Wen¹, QIN Peng¹, XU Long¹, GONG Min¹, WAN Weiping¹,
ZHENG Lingling², SUN Xufei^{1*}, CHEN Zhanghai¹

(1. College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China;

2. School of Energy, Xiamen University, Xiamen 361102, China)

Abstract: [Objective] Controlling anomalous spectral structures in strong-field ionization using elliptically polarized light is often limited by parameter coupling, thus resulting in the difficulty of isolating effects of individual variables. To address this challenge, we investigate the ionization spectra of the argon gas under orthogonally polarized two-color (OTC) laser fields. The influence of phase delay and intensity ratio between these two colors on electron recollision dynamics and the formation of the double-plateau structure are studied, offering a multi-dimensional control scheme for strong-field electron dynamics. [Methods] Using the time-dependent Schrödinger equation (TDSE) and the quantum trajectory Monte Carlo (QTMC) model, we simulate the ionization of argon atoms driven by OTC fields composed of 800 nm and 400 nm orthogonally polarized laser pulses. By varying the intensity ratio (1:1~1:7) and phase difference (0~ π) between the two fields, we analyze the resulting electron energy spectra and classical trajectories

收稿日期: 2025-03-09 录用日期: 2025-05-28

基金项目: 国家重点研发计划(2023YFS1407100); 国家自然科学基金(12104377, 92250301); 厦门市自然科学基金(3502Z20227005)

* 通信作者: xfsun@xmu.edu.cn

引文格式: 折雯, 秦鹏, 许龙, 等. 正交双色光场调控强场电离双平台能谱结构[J]. 厦门大学学报(自然科学版), 2025, 64(4): 690-698.

Citation: SHE W, QIN P, XU L, et al. Orthogonal two-color field control of double-plateau spectrum structure in strong-field ionization[J]. J Xiamen Univ Nat Sci, 2025, 64(4): 690-698. (in Chinese)



to clarify the relationship between multiple-return electrons and observed double-plateau structures. [Results] When the phase difference ranges from 0.1π to 0.5π , energy spectra display a clear double-plateau structure, in which the transition region is dominated by multiple-return electrons. At a phase difference of 0.7π , however, spectra collapse into a single plateau, with a significant increase in Rydberg-state electron population. The double-plateau structure is most pronounced when the intensity ratio equals $1:1$. As the ratio deviates from $1:1$, the yield of electrons in the transition region decreases, leading to the disappearance of the double-plateau structure. Trajectory analysis reveal that this disappearance results from the trapping of multiple-return electrons into Rydberg states. [Conclusion] The OTC field enables independent control of electron recollision paths through phase delay and intensity ratio, and effectively acts as an on-off switch for the double-plateau structure. Compared to elliptically polarized fields, OTC fields offer greater tunability, allowing selective control over the ionization or trapping (into Rydberg states) of multiple-return electrons. This study provides a more precise method for investigating strong-field quantum electrodynamics and lays a theoretical foundation for applications such as molecular imaging and attosecond pulse generation.

Keywords: recollision physics; double-plateau structure; multiple-return electrons; Rydberg state; orthogonal two-color field; time-dependent Schrödinger equation (TDSE); quantum trajectory Monte Carlo (QTMC) model

在强场物理中, 激光脉冲的周期性振荡会使电离后的电子在激光场作用下被拉回母核, 并与母核发生再碰撞。在线偏振激光场作用下的电子再碰撞过程中, 电子能谱大致呈现三段: 低能电子的平均动能在 $0 \sim 2U_p$ (U_p 为有质动力能, $U_p \propto I/4\omega^2$, I 和 ω 分别为激光强度与激光角频率), 随着能量的增加电子产额呈指数型衰减; 中能电子的平均动能为 $2U_p \sim 10U_p$, 电子产额随电子能量增加无明显变化, 能量呈平台区结构^[1]; 高能电子的平均动能高于 $10U_p$, 电子产额随能量增加急剧下降。能量低于 $2U_p$ 以下的电子主要是直接电子, 这部分电子可以对分子内部结构成像^[2]。而处于平台区的电子主要来源于再碰撞过程, 再碰撞过程通常被局限在很短的时间范围内, 因此再碰撞过程可以视为超高时间分辨率的泵浦探测过程, 用来观测分子原子内部的超快动力学过程^[3-4]。再碰撞过程与高次谐波的产生也有关联, 提取高次谐波中截止区域的滤波可以得到单个阿秒脉冲^[5], 对激光物理发展有重要作用。

在单平台结构的研究基础上, 研究人员进一步通过调整椭圆偏振光场的偏振度实现了能谱中双平台结构的调控^[6], 即电子能谱中的单一平台区可进一步分化为两个平台区。这一结构的形成源于不同类型的电子占据了不同的能量范围, 较长轨道运行的电离电子占据低能区, 较短轨道电离电子占据高能区。中间存在的过渡区域由多次绕核的电离电子^[7] 构成。相对于单平台, 双平台结构蕴含了更多种类的再碰撞电子信息, 短轨迹(时间局域)和长轨迹(相对敏感)电子可以提供更完整的电子运动信息, 用于分子轨道成像; 第二平台显著扩展谐波或电子的能量范围, 用于高能谐波的产生; 选择性地增强或抑制某一平台以实现量子路径干涉调控, 用于强场量子电动力学实验。

椭偏光对双平台的调控本质上是由两个正交偏振分量光场实现的。但在调节椭偏度时, 会同时影响偏振分量间的相位差和强度比, 难以分离单个光参数变量的影响, 从而限制对双平台结构形成机制的深入理解。近年来, 双色激光脉冲已被广泛应用于亚周期尺度上控制光电子的运动。能够有效地解决光耦合问题。通常双色激光场由基频波及其二次谐波组成, 可通过调节两个光场之间的相对相位与强度, 实现对光电子电离动力学的精确操控。例如, 平行双色脉冲可以控制光电子的干涉图样^[8-9], 而在正交双色(orthogonal two-color, OTC)激光场中, 即使在二维空间内, 光电子的动量分布也可受到调控^[10]。此外, OTC 场还能实现对光电子发射的周期间和周期内干涉的子周期调控, 并用于双电离过程中电子-电子关联的精确控制^[11-12]。比如调节 OTC 场的相对相位可以影响直接电子与再散射电子产生的手指状干涉条纹^[13]; 改变两束光之间的相对相位可以筛选出不同类型的电子。也有研究表明, 一次回核电子与多次回核产生的干涉条纹^[7]对双色电场相位差非常敏感, 会伴随激光相位发生震荡, 这种现象的产生与电子的电离时刻及再散射时刻相关联。双色场中电子可以通过不同的路径被电离, 导致产生相干的电子波包, 电子波包发射的相对相位对双色场的相位差非常敏感, 通过分析干涉图样提取电子发射的相对相位^[14]。双色光强度比的改变会影响电子的电离率与激发率^[15], 部分电子未能实现电离进入里德堡态。大量研究表明: 双色光场很好地实现了对电子电离过程的操控。相对于椭偏光场, 双色光场提供了更高维度的探测手段如强度比、相位延迟以及光频率等。本文借助双色激光脉冲多个光参数的优势, 分别调控 OTC 场两束偏振光的相位差与强度比, 采用时间依赖薛定谔方程(TDSE)^[16-18]与量子轨

迹蒙特卡洛(QTMC)模型^[19-21]对氩原子光致电离过程进行模拟,以实现**对强场电离能谱双平台结构的操控,并且揭示电子能谱分布的物理机制.**

1 模拟方法

借助 QTMC 与 TDSE 来模拟 OTC 场对电离氩原子气体电子的动量分布的调控. 改变 OTC 光场的强度比和相对相位差,以探究双平台结构的机理. OTC 光场由两束等强度的 400 nm 与 800 nm 脉冲激光(1.0×10^{14} W/cm²)正交组成,相位差为 0,OTC 与 800 nm、400 nm 脉冲激光的时域波形图如图 1 所示,其中 T 为 800 nm 激光电场振动 100 个周期的时间. OTC 光场的电场强度可以写为

$$\hat{E}(t) = E_{x,800} \cos(\omega t) \hat{x} + E_{y,400} \sin(2\omega t + \phi) \hat{y}$$

这里 ϕ 是两束激光之间的相对相位差, ω 为 800 nm 光的角频率.

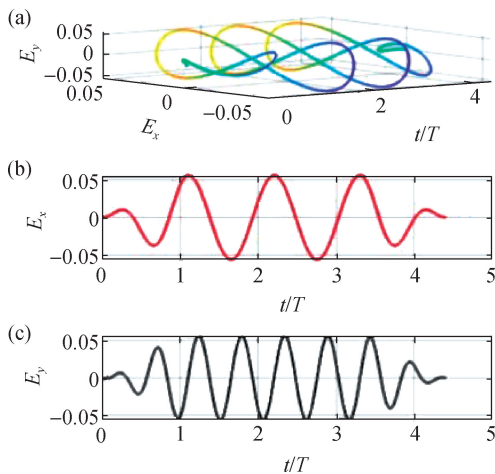


图 1 OTC 脉冲激光(a)、800 nm 线偏振光(b)与 400 nm 线偏振光(c)的时域波形($\phi=0$)

Fig. 1 Time-domain waveform of OTC laser field (a), 800 nm linearly polarized light (b) and 400 nm linearly polarized light (c) ($\phi=0$)

1.1 TDSE

在强场物理中,TDSE 是描述粒子在强激光场中行为的基础模型之一. TDSE 能够精确地描述电子的时间演化,例如强激光场对电子的影响,为电子的电离、再碰撞及其他量子现象提供了理论框架. 在单电子近似的情况下,时间依赖的薛定谔方程为

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

其中: $\psi(\mathbf{r}, t)$ 为电子的波函数; H 为哈密顿量,表示系统的总能量. 以 z 方向偏振的线偏振脉冲激光场为

例,电子在光场中的哈密顿量通常由两部分组成:自由电子哈密顿量 H_0 和粒子与光场相互作用的项 $V(t)$. 因此,哈密顿量可以表示为:

$$H = H_0 + V(t).$$

其中, $V(t) = E(t) \mu_z$ (μ_z 为分子跃迁偶极矩的 z 分量). $E(t)$ 为时间依赖的脉冲激光电场强度,

$$E(t) = E \cos^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) \cos(\omega t), \quad -\tau \leq t \leq \tau,$$

其中, E 为激光电场振幅, τ 为脉冲激光的脉冲宽度.

自由电子的哈密顿量为:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + L + v(\mathbf{r}),$$

其中, ∇^2 为拉普拉斯算符, $v(\mathbf{r})$ 为电子与母核离子^[22]之间的有效势能, L 为布洛赫运算符.

$$L = \frac{1}{2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}},$$

其中, \mathbf{r}_m 为原子的边界位置.

利用二阶分裂算子法求解上述时变方程:先将时间分割为小的时间步,再通过递推的方式计算波函数在每个时间步的演化:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}, t + \Delta t) &= \exp(-iH_0 \Delta t / 2) \\ &\exp(-iV(t + \Delta t / 2) \Delta t) \exp(-iH_0 \Delta t / 2) \\ &\phi(\mathbf{r}, t), \end{aligned}$$

利用离散变量表示(DVR)基组的直积来扩展波函数,哈密顿量 H_0 的本征值与本征方程来计算上式方程中指数矩阵元,最后将具有入射波边界条件的动量归一化到连续态上,提取出目标动量为 p 的电子在激光场作用下最终成为电离态 $\psi_p^{(-)}$ 的概率 P_p :

$$P_p = \left| \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{r \leq r_m} \psi^*(t) \psi_p^{(-)} d\mathbf{r} \right|^2.$$

之后通过格林函数 G 计算得到连续态波函数 ψ_p :

$$\psi_p = \int_{r \leq r_m} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') L \psi_p(\mathbf{r}') d\mathbf{r}',$$

得到格林函数的解:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\gamma} \frac{\Phi_{\gamma}(\mathbf{r}) \Phi_{\gamma}(\mathbf{r}')}{\epsilon_{\gamma} - \epsilon},$$

式中 ϵ_{γ} 与 Φ_{γ} 分别为哈密顿量的本征值与关联本征态. 利用该模型可以解析得到本征值及对应的本征态,进而计算最终的动量分布概率.

1.2 QTMC 模型

尽管 TDSE 能给出精确的数值解,然而全量子模拟并不能直观地解释背后的物理原因. QTMC 模型充分考虑了母核离子的长程库伦作用与量子干涉效应,能够直观地分析物理原因. 因此本文结合了 TDSE 与 QTMC 模型来共同模拟物理过程. QTMC^[23-24] 模型建

立于 Ammosov-Delone-Krainov (ADK) 理论与费曼路径积分的基础上. 在该模型中, 隧穿电子的初始位置 (隧穿出口位置) 为沿着激光场的偏振方向, 根据朗道有效势理论得到电子的隧穿位置. 隧穿后的电子具备高斯分布的初始横向动量 V_{per} , 该模型中初始纵向 (平行于激光场方向) 动量为零, 直角坐标系中初始速度分量分布如下:

$$V_{x0} = V_{\text{per}} \cos[\arctan(E_x/E_y)],$$

$$V_{y0} = -V_{\text{per}} \sin[\arctan(E_x/E_y)],$$

式中, E_x 与 E_y 分别是 x 与 y 方向上的电场. 隧穿后的电子在激光场与库伦场的共同作用下的牛顿运动方程为

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\mathbf{E}(t) - \nabla V(\mathbf{r}),$$

其中 $V(\mathbf{r}) = -\frac{1}{r}$ 为原子库伦势, $\mathbf{E}(t)$ 为瞬时激光电场. 每一条电子轨迹对应的概率为:

$$W(t_0, V_{\text{per}}) = W_0(t_0) W_1(V_{\text{per}}),$$

$$W_0(t_0) \propto \left\| \frac{(2I_p)^2}{\mathbf{E}(t_0)} \right\|^{2/\sqrt{2I_p}-1} \exp\left[-\frac{2(2I_p)^{3/2}}{3 \|\mathbf{E}(t_0)\|}\right],$$

$$W_1(V_{\text{per}}) \propto \frac{\sqrt{2(I_p)}}{\|\mathbf{E}(t_0)\|} \exp\left[-\frac{V_{\text{per}}^2 \sqrt{2I_p}}{\|\mathbf{E}(t_0)\|}\right],$$

其中, I_p 为电离势能, t_0 为隧穿时间, $W_0(t_0)$ 取决于电子释放瞬间的瞬时激光场, 而 $W_1(V_{\text{per}})$ 决定了电子初始横向动量分布. 每条电子轨迹对应的相位为

$$S = \int_{t_0}^{\infty} \left[\frac{p^2(t)}{2} - \frac{1}{\|\mathbf{r}(t)\|} + I_p \right] dt,$$

其中, p 为电子动量. 当脉冲结束后, 电子仍然会受到原子库伦势的作用, 为了计算电子的末态动量 p_f , 通过开普勒定律得到脉冲激光结束后电子的动量 p_l 和位置 r_l , 解析得到 $t \rightarrow \infty$ 的电子渐进动量:

$$p_f = p_a \cdot \frac{p_a(\mathbf{A} \times \mathbf{M}) - \mathbf{A}}{1 + p_a^2 M^2},$$

其中, \mathbf{M} 为角动量, \mathbf{A} 为 Runge-Lenz 矢量, p_a 为渐进动量绝对值. 由能量守恒得到

$$\frac{p_l^2}{2} - \frac{1}{\|\mathbf{r}\|} = \frac{p_a^2}{2},$$

最终将末态动量相近的电子累积于一个相同的动量网格中, 得到的每一个动量网格上的电子产额是所有末态动量落在该网格的电子概率和, 即:

$$|P(p_f)|^2 = \left| \sum_k \sqrt{W(t_0^k, V_{\text{per}}^k)} e^{-iS_k} \right|,$$

其中, k 为第 k 条轨迹. 在该模型中, 隧穿电子不会与母核离子发生真实的碰撞, 与母核无限接近的过程会受到母核很强的库仑力. 本文引入了一个再散射小球, 半径为 $4a_0$ (a_0 为玻尔半径). 若电子进入母核后并

且最终离开散射球视为再散射电子, 由此可区分直接电离电子与再散射电子.

2 结果与讨论

2.1 OTC 场相位差与光电离电子能谱的依赖关系

Paulus 等^[2] 利用费曼路径积分方法, 解释了强激光与原子相互作用中的非线性现象, 并实验验证了椭圆偏振光对阈上电离谱的调控能力, 得到“阶梯状”结构的电离能谱. 这一现象的本质原因在于, 不同类型的再碰撞电子具有不同的末态动量, 当有新的再碰撞类型电子被电离时, 占据能谱的不同位置, 能谱结构将发生变化.

为了进一步探讨 OTC 场的相位差与强度比对再碰撞过程的独立调控机制, 改变等强度 (10^{14} W/cm²) 下 400 nm 线偏光与 800 nm 线偏光的相位差, 通过 TDSE 模拟 OTC 场对氩原子的电离过程, 并分析电离后的电子能谱. 图 2 分别展示了四种相位差 ($0, 1\pi, 0.3\pi, 0.5\pi, 0.7\pi$) OTC 场作用下的电子能谱图. 可以看出, 当相位差为 $0, 1\pi, 0.3\pi$ 与 0.5π 时, 电子能谱呈现出非常明显的双平台结构. 即如图所示的两段红色阶梯状的区域, 中间由黑色的过渡区域连接. 然而, 当相位差为 0.7π 时, 电子能谱中双平台结构消失, 仅出现了一个平台区.

尽管根据 TDSE 模拟结果的分析能够观察到双平台结构的变化, 但背后的物理机制仍不透明. 为了更好地理解这一现象, 还需进一步采用 QTMC 模型. 对相同物理条件下的电子电离过程进行 QTMC 模拟, 以 0.1π 与 0.7π 相位差为例, 得到的电子能谱如图 3 所示. 在图 3(a) 中, 电子能谱在 $10 \sim 20$ eV 范围内形成了第一平台区, 而在 $30 \sim 60$ eV 范围内则形成了第二平台区. $20 \sim 30$ eV 能量区域则为过渡区, 表现为能谱中两平台间的凹陷结构. 然而, 在图 3(b) 中, 仅观察到了一个平台区. 该结果与 TDSE 计算结果一致.

QTMC 因忽略势垒穿透的量子波动, 且初始电子分布基于准静态近似, 难以精确描述隧穿电离后的低能电子, 所得到的低能电子产额会偏低, 故本文主要利用 QTMC 模型分析物理机制. 又因 TDSE 是严格求解薛定谔方程的全量子力学方法, 是强场量子动力学的“黄金标准”, 故本文中的能量划分以 TDSE 计算结果为准, QTMC 模型计算的电子能量值仅作参考.

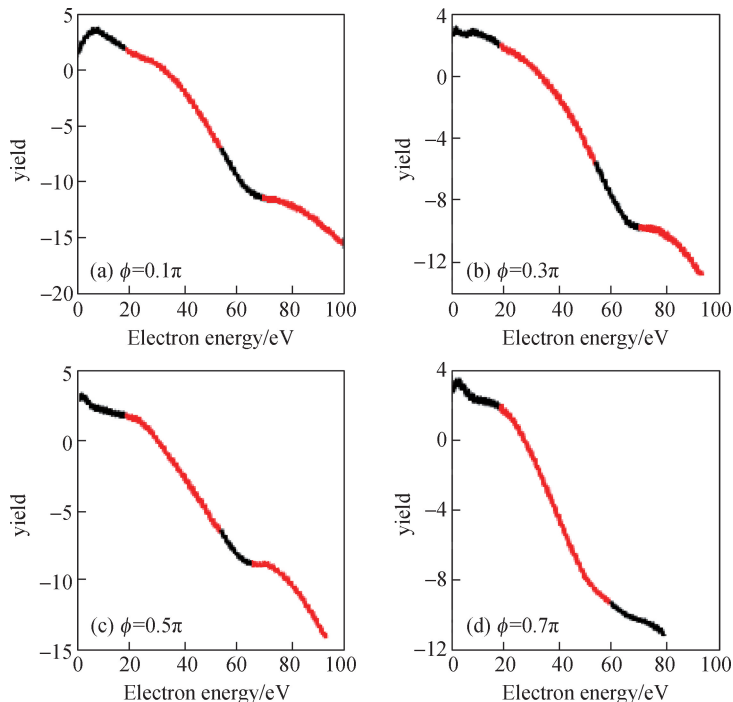


图 2 TDSE 模拟得到的 OTC 激光场不同相位差下的电子能谱

Fig. 2 Electron energy spectra obtained using the TDSE simulation under an OTC laser field with different phase differences

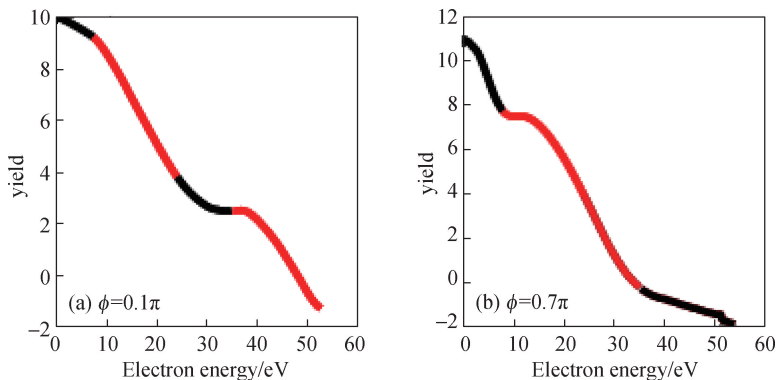


图 3 利用 QTMC 模型得到的 OTC 激光场作用下的电子能谱

Fig. 3 Electron energy spectra obtained using the QTMC model under an OTC laser field

2.2 相位差对电子波包的调控机制

为了更直观地揭示电子运动的特性,利用 QTMC 模型通过牛顿方程求解 OTC 场的相位差为 0.1π 与 0.7π 时电离电子的经典轨迹,得到电子轨迹图如图 4 所示.当相位差为 0.1π 时,电离电子存在 3 种再碰撞模式:长轨道再碰撞(图 4(a))、多次绕核轨道(图 4(b))、短轨道再碰撞(图 4(c)).

当相位差为 0.7π 时电离电子仅存在长轨道(图 5(a))和短轨道(图 5(b))两种,再碰撞模式分别处于低能区($10\sim 30$ eV)与高能区($30\sim 60$ eV).

因此,多次绕核电子是能谱中双平台结构形成的关键因素.为进一步探讨多次绕核电子如何作用于双

平台结构形成的,继续利用 QTMC 模型,改变两束正交光脉冲之间的相位差,从 0 到 π 调制相位,步进为 0.1π ,统计多次绕核电子(QTMC 模型计算得到的能量为 $20\sim 30$ eV 的电子)的电离产率(归一化处理).结果如图 6(a) 所示.

随着双色激光脉冲相位差的增加, $20\sim 30$ eV 能量区域中多次绕核电子的电离产额呈现出先增加后减少的分布趋势.相位差处在 0.1π 与 0.5π 之内,多次绕核电子的电离产额较高.当相位差增加至大于 0.5π 时,多次绕核电子的电离产额低于 40% ,双色激光脉冲相位差的改变会直接影响 $20\sim 30$ eV 能量区间内多次绕核电子电离产额,进而调控双平台结构的出

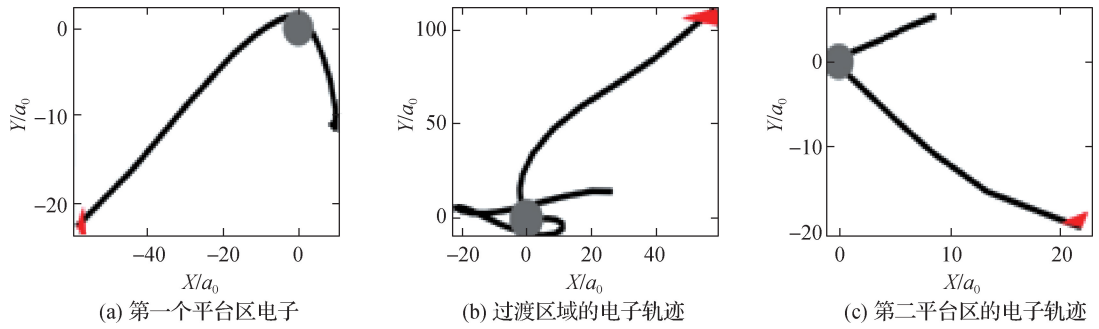


图 4 OTC 激光场光相位差 0.1π 下不同能量区间的电子轨迹(灰色小球为母核离子)

Fig. 4 Electron trajectories in different energy regions under an OTC laser field with a phase difference of 0.1π (the gray small spheres representing the parent ion)

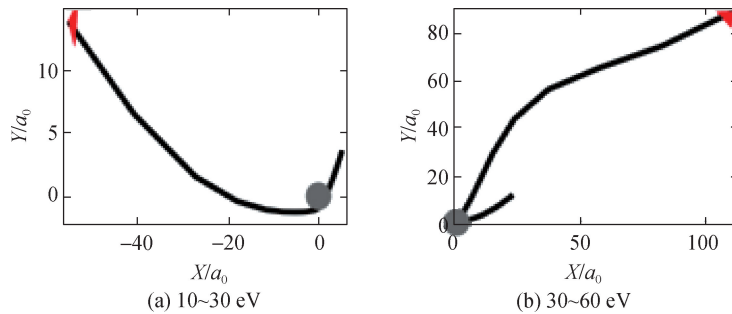


图 5 OTC 激光场相位差 0.7π 下不同能量区间的电子轨迹

Fig. 5 Electron trajectories in different energy regions under an OTC laser field with a phase difference of 0.7π

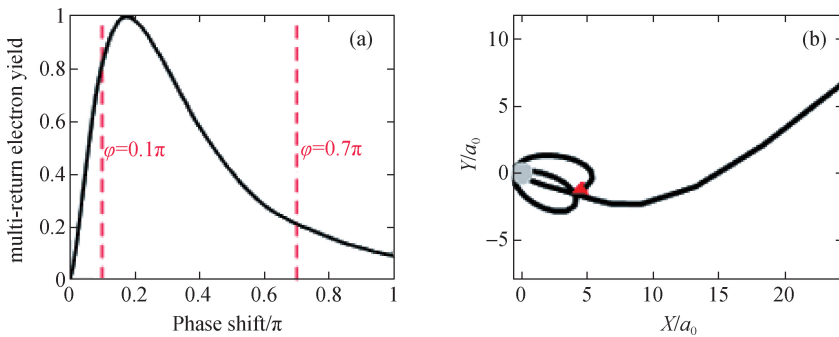


图 6 过渡区间(20~30 eV)多次绕核电子的产额(归一化处理)(a)和里德堡态电子多次绕核运动轨迹(b)

Fig. 6 The yield (normalized) of multi-return electrons (a) in the transition region (20~30 eV) and the trajectory (b) of Rydberg-state electrons undergoing multiple rotations around the nucleus

现与消失. 当多次绕核电子电离率较高时, 单个平台分化为两个平台结构. 而在产额较低的情况下, 20~30 eV 过渡区域缺乏多次绕核电离电子的注入, 双平台结构重新转换为单平台结构.

为了验证这一想法, 计算了相位差为 0.7π 能量低于零时多次绕核电子典型轨迹, 如图 6(b) 所示, 可以看出里德堡态电子在与母核离子多次碰撞后, 最终围绕母核运转, 并未发生电离. 从而导致了 0.7π 相位差下多次绕核电子的电离率下降, 进而出现双平台结构消失的现象. 如图 6(a). 多次绕核电子不同的电离

结果直接与双平台结构的形成密切相关.

在电子与母核相互作用中, 部分电子进入里德堡态, 显著降低了多次绕核电子的电离率. 对于多次绕核电子而言, 如果它们能够发生电离, 则会进入能谱中的“过渡区域”, 从而产生双平台结构. 如果未能电离, 它们则会被母核俘获, 最终进入里德堡轨道. 统计并得到多次绕核里德堡态电子产额与相位差之间的依赖关系, 结果如图 7 所示. 从图 7 中可以看到, 多次绕核的里德堡态电子的产额随着相位差的变化而呈现出特定的趋势. 在相位差低于 0.6π 时, 里德堡态电

子产额随相位差增加缓慢上升, 约在 80%~85% 之间; 而当达到 0.6π 相位差时里德堡电子的产额急剧增加, 此时双平台结构消失. 这一现象表明, 电子在与母核的相互作用过程中, 当多次绕核电子不被电离而是限制在里德堡态时, 其电离率降低, 最终抑制双平台结构的产生. 这一研究为理解激光与原子相互作用中的多重碰撞和电离机制提供了新的视角.

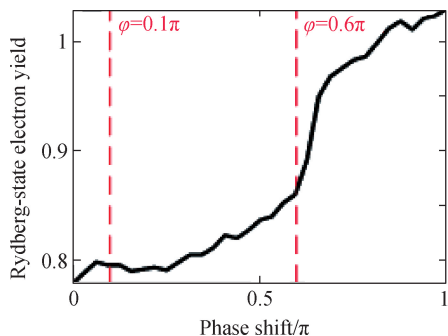


图 7 OTC 激光场相位差与多次绕核里德堡态电子产额的依赖关系

Fig. 7 Dependence of the yield of Rydberg-state electrons that undergo multiple rotations around the nucleus on the phase difference of the OTC laser field

2.3 OTC 场强度比与光电离电子能谱的依赖关系

为了研究 OTC 场强度比对光电离电子能谱的影

响, 利用 TDSE 模拟不同强度比 OTC 光场下的氩原子电离过程. 在该模拟中, 控制 800 nm 光的强度保持不变(10^{14} W/cm², 电场强度 E 转换为原子单位制为 0.053 a. u.), 调节 400 nm 光的强度来观察电子的动力学行为, 能谱如图 8 所示. 无论是相位差为 0.1π , 800 与 400 nm 线偏光的强度比 $I_{800} : I_{400}$ 分别为 3 : 1 和 7 : 1, 还是相位差为 0.7π , 强度比为 3 : 1 和 7 : 1, 光电离电子能谱均未出现双平台结构.

经前文分析可知, 多次绕核电子是否被电离是洞悉双平台结构产生与消失的关键. 因此, 本文固定 800 nm 激光的强度为 10^{14} W/cm², 同时保持两束光之间的相位差 0.1π , 利用 QTMC 模型计算 400 nm 线偏振光的电场强度变化时, 不同强度下过渡区间 (20~30 eV) 能量范围内多次绕核运动电子的产额变化 (图 9(a)) 和里德堡态电子的产额 (图 9(b)).

随着 E_{400} 的增加, 多次绕核电子呈现先上升后下降的趋势; 里德堡态电子产额先快速增加, 中间平缓波动, 再快速增加的趋势. 强度比在 1 : 1 附近时, 多次绕核电子产额达最大值 (图 9(a)). 此时, 里德堡态电子产额随 E_{400} 的变化不大, 约为 80% (图 9(b)), 出现双平台. 当 $I_{800} : I_{400}$ 为 3 : 1 和 7 : 1 时, E_{400} 分别为 0.02 a. u. 和 0.03 a. u., 此时, 多次绕核电子产额分别约为 30% 和 70%, 里德堡态电子的产额分别约为 30% 和 50%, 未出现双平台. 当强度比超过 1 : 1 时, 多次绕核电子的产额出现下降, 里德堡态电子产额再

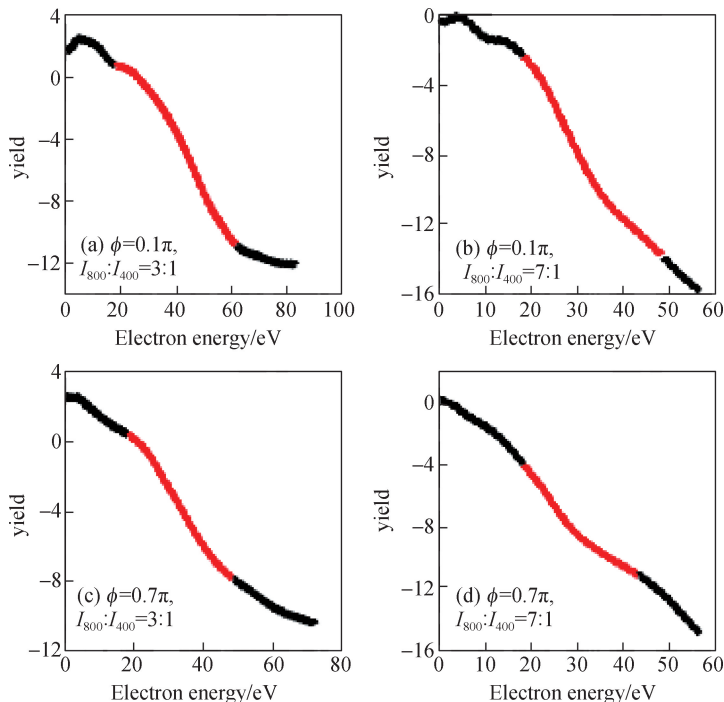
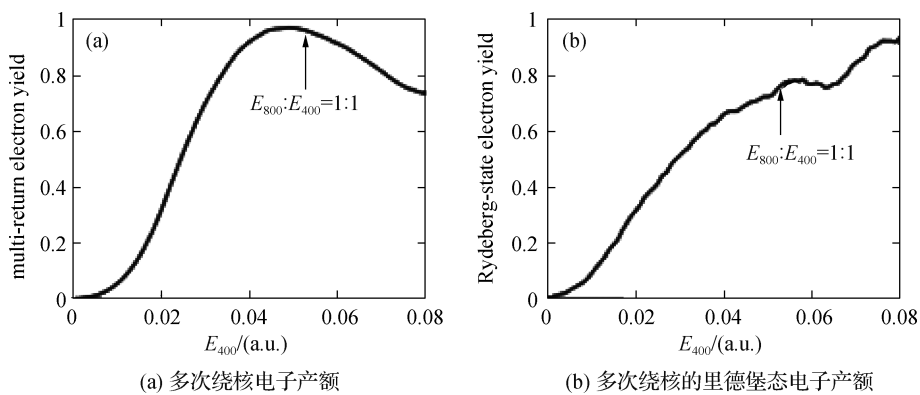


图 8 TDSE 模拟得到的 OTC 激光场中两束光在不同强度比的电子能谱

Fig. 8 Electron energy spectra obtained from the TDSE simulation in OTC laser field with different intensity ratios

图 9 电子产额与 400 nm 光电场强度的依赖关系($\phi=0.1\pi$)Fig. 9 The dependence of electron yield on the electric field strength of 400 nm light ($\phi=0.1\pi$)

次出现快速增长,双平台未出现.综上所述,当正交光强度接近 1:1 时,多次绕核电子产额较高,并且电离率维持在一个较稳定的水平,才能满足双平台结构产生的条件.这一发现揭示了光强度比在调控多次绕核运动电子电离率中的重要作用.

3 结 论

本文探讨了当改变两束 OTC 光场的相位差以及强度比时,电子电离双平台结构的产生与消失与多次绕核电子是否受限于里德堡态之间的关系,实现了解耦光参数对双平台结构的调控性能.当改变双色场的相位差与强度比时,电子与母核作用的过程中产生了不同的电离情况.部分光参数下电子与母核作用时未发生电离而是受限制处于里德堡态,当多次绕核电子的产额降低时伴随着双平台结构的消失.该研究为强场物理中的电子动力学提供了新的思路,也为实验中通过调控激光场来操控电子行为提供了理论依据.未来的研究进一步围绕改变双色激光脉冲的频率、强度以及相位等光参数来实现对电子再碰撞过程更精确的调控.此类研究不仅有助于深入剖析强场物理中的基本电离现象,也可能在激光技术、量子控制以及高能物理等领域中产生作用.

参考文献:

[1] PAULUS G G, NICKLICH W, XU H, et al. Plateau in above threshold ionization spectra[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(18): 2851-2854.

[2] AKAGI H, OTOBE T, STAUDTE A, et al. Laser tunnel ionization from multiple orbitals in HCl [J]. *Science*, 2009, 325(5946): 1364-1367.

[3] NIIKURA H, LÉGARÉ F, HASBANI R, et al. Sub-laser-cycle electron pulses for probing molecular dynamics[J]. *Nature*, 2002, 417(6892): 917-922.

[4] NIIKURA H, LÉGARÉ F, HASBANI R, et al. Probing molecular dynamics with attosecond resolution using correlated wave packet pairs [J]. *Nature*, 2003, 421(6925): 826-829.

[5] GOULIELMAKIS E, SCHULTZE M, HOFSTETTER M, et al. Single-cycle nonlinear optics[J]. *Science*, 2008, 320(5883): 1614-1617.

[6] SALIÈRES P, CARRÉ B, LE DÉROFF L, et al. Feynman's path-integral approach for intense-laser-atom interactions [J]. *Science*, 2001, 292(5518): 902-905.

[7] LIU Y L, TAN J, HE M R, et al. Photoelectron holographic interferences from multiple returning in strong-field tunneling ionization[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2019, 51(5): 145.

[8] XIE X H, ROITHER S, KARTASHOV D, et al. Attosecond probe of valence-electron wave packets by subcycle sculpted laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(19): 193004.

[9] 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.

[10] ZHANG L, XIE X H, ROITHER S, et al. Laser-sub-cycle two-dimensional electron-momentum mapping using orthogonal two-color fields[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(6): 061401.

[11] ZHANG L, XIE X H, ROITHER S, et al. Subcycle control of electron-electron correlation in double ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(19): 193002.

[12] ZHOU Y M, HUANG C, TONG A H, et al. Correlated electron dynamics in nonsequential double ionization by orthogonal two-color laser pulses[J]. *Optics Express*,

- 2011,19(3):2301.
- [13] RICHTER M, KUNITSKI M, SCHÖFFLER M, et al. Streaking temporal double-slit interference by an orthogonal two-color laser field [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(14):143001.
- [14] LÓPEZ S D, DONSA S, NAGELE S, et al. Phase delays in ω - 2ω above-threshold ionization [J]. *Physical Review A*, 2021, 104(4):043113.
- [15] YAO H B, QU Q W, ZHANG Z H, et al. Multiphoton ionization reduction of atoms in two-color femtosecond laser fields [J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(11): 113201.
- [16] MULLER H G. An efficient propagation scheme for the time-dependent Schrodinger equation in the velocity gauge [J]. *Laser Physics*, 1999, 9(1):138-148.
- [17] TONG X M, CHU S I. Theoretical study of multiple high-order harmonic generation by intense ultrashort pulsed laser fields: a new generalized pseudospectral time-dependent method [J]. *Chemical Physics*, 1997, 217:119-130.
- [18] BAUER D, KOVAL P. Qprop: a Schrodinger-solver for intense laser-atom interaction [J]. *Computer Physics Communications*, 2006, 174(5):396-412.
- [19] LIU M M, LI M, WU C Y, et al. Phase structure of strong-field tunneling wave packets from molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(16):163004.
- [20] LIU M M, LIU Y Q. Semiclassical models for strong-field tunneling ionization of molecules [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2017, 50(10):105602.
- [21] ORTMANN L, ALSHAFFEY A, STAUDTE A, et al. Tracking the ionization site in neutral molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(21):213201.
- [22] TONG X M, LIN C D. Empirical formula for static field ionization rates of atoms and molecules by lasers in the barrier-suppression regime [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2005, 38(15): 2593-2600.
- [23] LI M, GENG J W, HAN M, et al. Subcycle nonadiabatic strong-field tunneling ionization [J]. *Physical Review A*, 2016, 93(1):013402.
- [24] LI M, GENG J W, LIU H, et al. Classical-quantum correspondence for above-threshold ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(11):113002.

(责任编辑:任滢滢)