

激光与光电子学进展

基于非绝热项讨论的隧穿延迟时间调控

周涛, 许梦瑶, 张赛, 许伯强, 崔森*

江苏大学物理与电子工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 最近阿秒钟实验中的隧穿延迟现象引起了人们对电子隧穿过程的非绝热性和隧穿时间的讨论。在强场条件下电子的隧穿延迟通常可以用 Keldysh 参数来预测, 然而在少周期含包络正交偏振双色激光场作用下, Keldysh 参数对隧穿延迟时间的预测与数值模拟结果不符, 此时电子隧穿初始动量与隧穿过程中消耗的能量是影响隧穿延迟现象的重要因素。因此, 有必要对上述激光场作用下两种因素对瞬时电离概率的影响进行讨论。通过改变正交偏振双色激光场强比以及相位差的方式, 将它们对隧穿延迟时间的影响差异化, 实现了对隧穿延迟时间的调控。最后, 通过比较两者随电离时间的变化规律确定了少周期含包络正交双色激光场中隧穿耗能在隧穿延迟时间影响因素中的主导地位。这些发现有助于量化分析非绝热隧穿延迟时间, 并为调控超快非绝热隧穿电离过程提供新思路。

关键词 非绝热隧穿电离; 隧穿延迟时间; 虚时间方法; 电离初始动量; 隧穿耗能

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231003

Regulation of Nonadiabaticity-Induced Tunneling Delay Time

Zhou Tao, Xu Mengyao, Zhang Sai, Xu Boqiang, Cui Sen*

School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China

Abstract Recently, tunneling delay time in attosecond experiments leads to discussions about the nonadiabaticity in tunneling process. Under strong field condition, the tunneling delay time usually can be predicted by Keldysh parameter. However, this prediction will fail when we use a few-cycle orthogonal polarized two-color laser field with an envelope. At this time, the initial momentum of photoelectron and the energy consumed in the tunneling process are two important factors that affect the tunneling delay time. Therefore, we find the relationship between these two factors with ionization probability under the above-mentioned laser field. By changing the field intensity ratio and phase difference of the orthogonal polarized two-color lasers, their influence on the tunneling delay time is identified separately, meanwhile, the regulation of tunneling delay time is achieved. Finally, we find that the energy consumed in the tunneling process is a dominant factor influencing the tunneling delay time. These findings contribute to the quantitative analysis of non-adiabatic tunneling delay time and provide new ideas for regulating the ultrafast non-adiabatic tunneling process.

Key words non-adiabatic tunneling process; tunneling delay time; imaginary-time method; initial momentum of ionization; energy consumption of tunneling

1 引言

强场作用下电子的隧穿是原子分子超快动力学中最基础的现象, 对隧穿过程进行深入的讨论有利于理解更多高阶非线性超快动力学过程^[1-5]。根据 Keldysh 理论^[6], 当绝热参数 $\gamma = \omega \sqrt{2I_p} / \epsilon \ll 1$ 时 (ω 为场频率, I_p 为电离能, ϵ 为激光场振幅), 电子将发生绝热隧穿电离, 激光场和库伦势形成的结合势是准静态的。此时

瞬时电离概率变化总是与瞬时电场强度相对应^[7], 导致激光的瞬时相位信息能够在电离动量谱中被分辨。绝热隧穿电离的这一特性为许多阿秒时间分辨技术^[8-11]提供了理论基础。

然而, 当绝热参数 $\gamma \approx 1$ 时, 由于结合势周期性地振荡^[12], 电子隧穿过程中表现出许多非绝热特性, 如非零的电离初始动量^[13-14]、畸变的隧穿出口位置^[15-16]等。最近很多实验^[17-18]以及数值模拟结果^[19]都表明, 这些非绝热特性会影响瞬时电离概率与瞬时电场强度的对

收稿日期: 2023-04-03; 修回日期: 2023-04-28; 录用日期: 2023-05-16; 网络首发日期: 2023-05-26

基金项目: 国家自然科学基金(62271235, 1601190097)、中国博士后科学基金(2020M671352)

通信作者: *scui1989@foxmail.com

应关系,导致隧穿延迟现象的出现。尽管关于隧穿时间存在与否仍具有争议^[20],依然可以基于非绝热特性讨论隧穿延迟时间的调控。

理论研究表明,隧穿电子初始动量能有效表征隧穿过程的非绝热性^[21],同时,非绝热初始横向动量可近似表示为瞬时有有效的 Keldysh 参数 γ_i 有关的函数^[22] $v_{\perp} \approx \sqrt{2I_p} \gamma_i / 6$ 。因此在 γ_i 不断变化的电离体系中,不同时刻电离电子初始动量的差异是影响隧穿延迟时间的重要非绝热项。最近 Xie 等^[23]根据电子初始动量随电离时刻的变化曲线,成功解释了正交偏振双色 (OTC) 激光场诱导氦原子电离过程中的隧穿延迟现象。同时,从能量的角度看待非绝热隧穿^[24],其可以近似为隧穿电离与多光子电离的结合,即电子不断吸收激光场光子能量,同时在势垒下沿着非线性轨迹完成量子隧穿过程。隧穿耗能越高,意味着非绝热性越显著。然而,初始动量能够在光电子动量分布 (PMD) 中被直接观测到,电子隧穿耗能则很难体现,且在多数情况下由非绝热性引起的二者变化是一致的。因此初始动量更多地被当作衡量隧穿过程非绝热性的标准以及解释隧穿延迟现象的重要因素,而隧穿耗能则很少被提及。

本研究发发现少周期 OTC 激光场作用下,瞬时有有效 Keldysh 参数对电离时移方向的预测会失效。通过建立基于强场近似理论 (SFA)^[25-26]-虚时间方法^[27]的非绝热隧穿模型,计算了各时刻最概然电离轨迹的初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 两个非绝热项,分析了影响瞬时电离概率的因素,解释了隧穿延迟现象。另外,通过改变双色激光场强比以及相位差的方式,将两者对瞬时电离概率的影响分离开来,确定了隧穿耗能 ϵ_0 在瞬时电离概率影响因素中的主导地位。希望通过讨论,可以更直观地理解各非绝热项对瞬时电离概率的影响,同时为调控超快非绝热隧穿电离过程提供新思路。

2 理论方法

2.1 非绝热模型

将 SFA 与虚时间方法结合,隧穿电离过程可以看作电子从时间 $t_s = t_r + it_i$ (t_s 代表虚时间, t_r 代表虚时间的实部, t_i 代表虚时间的虚部) 开始演化,经过隧穿时间 t_i (也称 Keldysh 时间) 穿越势垒,并在 $t = t_r$ 时刻完成隧穿过程,最终进入外部电场成为自由电子。这一半经典动力学模型的电子跃迁振幅可以用鞍点方法近似得到^[28],其结果表示为

$$M_p = C_p(t_s) \exp(iS_{sp}), \quad (1)$$

式中: $C_p(t_s)$ 为前置因子^[29],具体形式为 $C_p(t_s) = \frac{2^{-1/2}(2I_p)^{5/4}}{E(t_s) \cdot [p + A(t_s)]}$,可由类氢原子基态与自由电子平面波函数空间积分得到,其中, E 为电场强度,

p 为电离动量, A 为激光矢势; $S_{sp} = -\int_{t_i}^{t_r} dt' \left\{ \frac{1}{2} [p + A(t')]^2 + I_p \right\}$ 为半经典作用项,其实部与势垒

下隧穿轨迹的位移有关^[30-31],表征隧穿过程中消耗的能量 ϵ_0 ,其虚部则与电离概率有关,其中 t' 代表虚时间积分变量。同时时间 $t_s = t_r + it_i$ 应满足鞍点方程:

$$\frac{\partial S_{sp}}{\partial t} = \frac{1}{2} [p + A(t_s)]^2 + I_p = 0. \quad (2)$$

2.2 单色线偏振激光场

对于单色线偏振激光: $E(t) = E_0 \cos(\omega t) \vec{e}_z$ [矢势: $A(t) = -E_0 \sin(\omega t) \vec{e}_z / \omega$], 其中 E_0 为激光场振幅, \vec{e}_z 为激光场强方向,式(2)的实部和虚部分别为

$$\left[p_z - E_0 \sin(\omega t_r) \cosh(\omega t_i) / \omega \right]^2 - \left[E_0 \cos(\omega t_r) \sinh(\omega t_i) / \omega \right]^2 + p_{\perp}^2 + 2I_p = 0, \quad (3)$$

$$p_z - E_0 \sin(\omega t_r) \cosh(\omega t_i) / \omega = 0. \quad (4)$$

由式(4)可以看出,对于电离时刻 $t_0 = t_r$, 电子的横向初始动量 p_z 与 t_i 存在单调递增关系。同时将式(3)化简后得到关系式 $\sinh(\omega t_i) \propto \sqrt{p_{\perp}^2 + 2I_p}$, 表明纵向初始动量 p_{\perp} 也与 t_i 相关。而作为作用量 $S_{sp} = -\int_{t_i}^{t_r} dt' \left\{ \frac{1}{2} [p + A(t')]^2 + I_p \right\}$ 虚部的变量,隧穿时间 t_i 又与电离概率息息相关。因此在单色线偏振激光条件下,横向初始动量 p_z 与纵向初始动量 p_{\perp} 都能显著影响瞬时电离概率。对于给定的动量 p 和电离时间 $t_r = t_0$, $t_s = t_r + it_i$ 是式(4)的唯一解,这意味着 $\frac{\partial S_{sp}}{\partial t}$ 函数仅在 $t = t_0$ 和 $t = t_s$ 时刻取零点,因此 $\frac{\partial S_{sp}}{\partial t}$ 虚时间上的积分结果不为零,即半经典作用项实部 $\text{Re}(S_{sp}) \neq 0$, 这意味着在单色线偏振激光隧穿过程中消耗的能量 ϵ_0 不为零,即 ϵ_0 也会影响瞬时电离概率。

2.3 圆偏振激光场

而对于圆偏振激光: $E_z(t) = E_0 \cos(\omega t) \vec{e}_z$, $E_y(t) = E_0 \sin(\omega t) \vec{e}_y$ [矢势 $A_z(t) = -E_0 \sin(\omega t) \vec{e}_z / \omega$, $A_y(t) = E_0 \cos(\omega t) \vec{e}_y / \omega$], 其中 \vec{e}_z, \vec{e}_y 是二维激光 y - z 方向,式(2)的实部和虚部则分别为

$$\left[p_{\perp} + E_0 \cosh(\omega t_i) / \omega \right]^2 + \left[p_{\parallel} - E_0 \sinh(\omega t_i) / \omega \right]^2 + 2I_p = 0, \quad (5)$$

$$p_{\parallel} E_0 \sinh(\omega t_i) / \omega = 0. \quad (6)$$

在圆偏振激光脉冲中,由于瞬时场频率始终为定值 ω ,且激光场的变化是均匀平缓的,因此相较于单色线偏振激光,圆偏振激光的隧穿过程要简单很多。由式(6)可以得到,在任意电离时刻电子的横向初始动量 p_{\parallel} 均为零,将其代入式(5)中,发现在初始纵向动量 p_{\perp}

取某一定值时,隧穿时间 t_t 最小,电离概率最大,这与多光子电离模型相似。由于横向初始动量 p_{\parallel} 恒为零,半经典作用项实部 $\text{Re}(\mathbf{S}_{\text{sp}}) = 0$,即在圆偏振激光中势垒下轨迹的位移为零,整个电离过程与隧穿耗能 ϵ_0 无关。

2.4 双周期 OTC 激光场

对于更加复杂的 OTC 激光场作用下的隧穿电离,由于瞬时有效场频率不断随时间变化,因此其非绝热特性时而与单色线偏振激光相似,时而与圆偏振激光相似。同时为了凸显隧穿耗能 ϵ_0 对瞬时电离概率的影

响,也方便通过改变场强比和相位差的方式达到调控非绝热隧穿延迟时间的目的,选用少周期含包络的 OTC 激光脉冲进行数值模拟和讨论,具体形式为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \cos^2(\pi t/\tau) \vec{e}_x \\ \mathbf{E}_y(t) = E_0 \sin(2\omega t) \cos^2(\pi t/\tau) \kappa \vec{e}_y \end{cases}, \quad (7)$$

式中: $\tau = 2T$ 为激光持续时间, T 是一个激光周期时间; κ 为 OTC 场强比。选用的 OTC 激光光强 I 均为 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、电场振幅 E_0 均为 0.0925 a.u. 、频率 ω 均为 0.057 a.u. 。若无特殊说明,公式计算均使用原子单位。此时激光场矢势可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_x(t) &= [2E_0\pi^2 \sin(\omega t) - E_0\omega^2\tau^2 \cos^2(\pi t/\tau) \sin(\omega t) + 2E_0\omega\tau\pi \cos(\pi t/\tau) \sin(\pi t/\tau) \cos(\omega t)] / (\omega^3\tau^2 - 4\pi^2\omega) \vec{e}_x \\ \mathbf{A}_y(t) &= [2E_0\omega^2\tau^2 \cos^2(\pi t/\tau) \cos(\omega t) - E_0\pi^2\tau^2 \cos(2\omega t) + 2E_0\omega\tau\pi \cos(\pi t/\tau) \sin(\pi t/\tau) \sin(2\omega t)] / (4\omega^3\tau^2 - 4\pi^2\omega) \kappa \vec{e}_y. \end{aligned} \quad (8)$$

将式(8)代入式(2)中求解得到鞍点时间 t_s ,进一步将 t_s 代入式(1)的半经典作用项 \mathbf{S}_{sp} 中即可得到电子跃迁概率幅 M_p 。需要说明的是,由于载波包络的引入,对于式(2)的求解无法像单色线偏振或圆偏振一样得到解析形式,因此将通过数值求解的方法计算电子跃迁概率幅 M_p 。

3 结果与讨论

研究了氢原子在双周期含包络 OTC 激光场作用下的非绝热隧穿电离现象。越来越多的实验和数值模拟结果证明,OTC 激光脉冲可以对亚周期的电子动力学行为进行有效的调控^[32-34]。图 1(a) 为式(7)给出的 OTC 激光电场,其中:瞬时电场强度峰值位置标记为

I 和 II;方格点的密度表示电场的瞬时场频率 ω_i (方格点的密度越大,瞬时场频率越小)。不难看出在上述激光脉冲中,瞬时电场强度与瞬时场频率随时间的变化并不同步,根据 Keldysh 理论,两者将共同影响瞬时有效 Keldysh 参数 $\gamma_i = \omega_i \sqrt{2I_p}/E_i$ 的大小(ω_i 是激光瞬时场频率, E_i 是激光瞬时场强度)。图 1(b) 为瞬时有效 Keldysh 参数与电离时间的函数关系,其中 I、II 标记了激光瞬时电场强度的峰值时刻。如图 1(b) 所示,在瞬时电场强度峰值附近瞬时有效 Keldysh 参数并非最小值且急剧变化,这意味着不同时刻隧穿的电子可能具有不同的电离轨迹,体现了复杂的非绝热隧穿特性。上述特点是许多单色激光脉冲所不具备的,也是 OTC 激光多被用于研究非绝热隧穿电子动力学的重要原因。

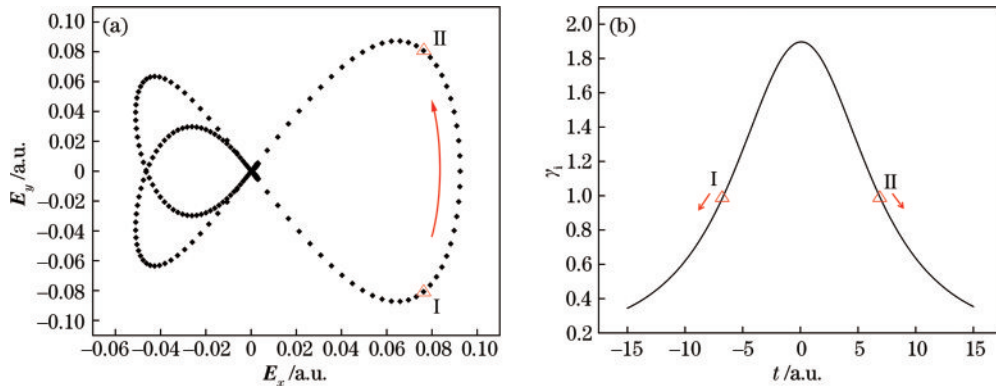


图 1 激光场波形及瞬时有效 Keldysh 参数。(a) 双周期 OTC 激光电场波形; (b) 瞬时有效 Keldysh 参数

Fig. 1 Laser field waveform and instantaneous effective Keldysh parameter. (a) Electric field waveform of OTC laser field; (b) instantaneous effective Keldysh parameter

在 Keldysh 准静态极限条件下,绝热电离轨迹一般有两种通道:吸收多个光子能量的垂直通道(竖直向上点划线)和以恒定能量隧穿势垒的水平通道(水平向右点划线),如图 2 所示。然而在 Keldysh 准静态极限条件之外的区域($\gamma \approx 1$),非绝热电离的电子在势垒下

的隧穿轨迹很难被清晰描述。在所提模型中将非绝热隧穿电离看作隧穿电离与多光子电离的结合,即电子从 $t_0 = t_r + i_t$ 时刻开始隧穿势垒的同时吸收光子,在势垒内经过虚时间 i_t 的演化,最终在 $t = t_r$ 时刻完成整个隧穿过程(图 2 阶梯通道)。通过比较绝热(水平

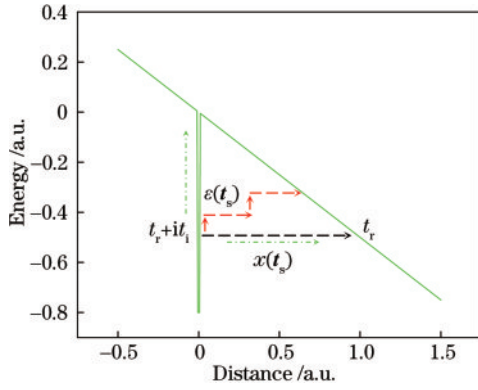


图 2 结合势与两种隧穿轨迹
Fig. 2 Combined potential barrier and two kinds of tunneling trajectories

通道)与非绝热(阶梯通道)两种隧穿通道,电子在 Keldysh 时间内隧穿势垒的轨迹、隧穿过程中电子的能量、完成隧穿后进入外部电场的出口位置与初始动量都存在不小的差异。在非绝热条件下,隧穿电子的能量^[35]可用虚时间表示: $\epsilon(t_s) = [p_0 + \mathbf{A}(t_s)]^2/2 + I_p$,同时势垒下的电子轨迹也可以

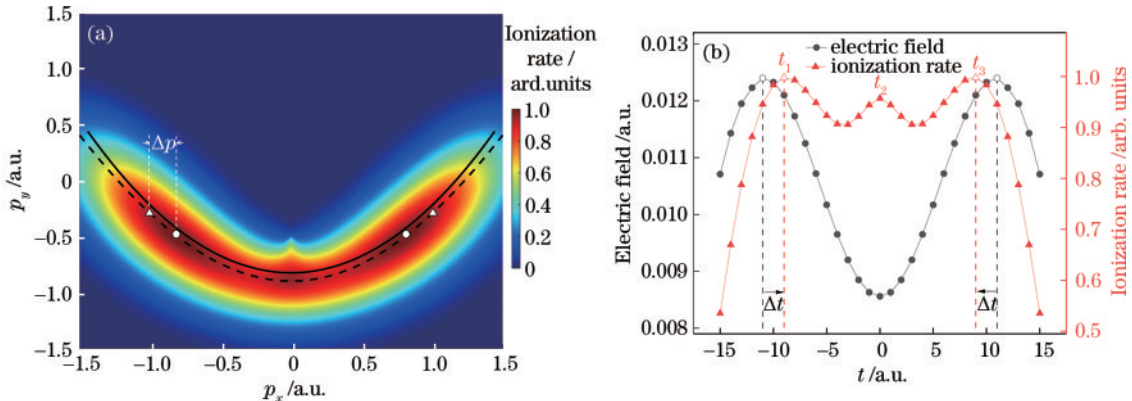


图 3 非绝热隧穿电离动量谱分析。(a)SFA-虚时间方法得到的隧穿电离电子动量分布;(b)隧穿延迟时间
Fig. 3 PMD analysis of non-adiabatic tunneling ionization. (a) PMD obtained by SFA with imaginary-time method; (b) tunneling delay time

根据隧穿电离模型,在绝热条件下激光场负矢势与最概然动量分布应完美重合,但在图 3(a)的二维动量分布中发现,激光场负矢势明显低估了最概然动量的分布,二者之间存在明显的动量漂移。这说明在 Keldysh 参数 $\gamma \approx 0.6$ 的 OTC 激光脉冲作用下,发生了初始动量不为零的非绝热电离现象。电场峰值对应的最概然动量(三角形)与最大电离率对应的最概然动量(圆点)之间存在动量差 Δp ,即瞬时电场强度与瞬时电离概率的对应关系被打破,在动量空间中可以清晰地观测到隧穿延迟现象。

为了确定隧穿延迟时间的大小,分别计算半周期内电场强度随时间的变化关系以及 PMD 中最概然电离率与电离时间的函数关系。如图 3(b)所示,瞬时电场强度(圆点线)峰值与最概然电离率(三角点线)峰值

用虚时间表示: $x(t_s) = \int_{t_0}^t dt' A(t_s)$ 。由于虚时间的引入,相比于绝热隧穿,非绝热隧穿过程具有更复杂的电离轨迹,且需要更高的电子能量穿越势垒。此外,研究表明,在沿瞬时电场方向上,非绝热隧穿的电子具有非零的初始动量^[36],同时由于激光脉冲非均匀变化,隧穿电子的动量有更多的横向分量^[37],因此相比于绝热隧穿,非绝热隧穿具有更大的初始动量。无论是隧穿过程中需要更高的电子能量,还是隧穿后存在更大的初始动量,无疑都提高了电子穿越势垒的难度,对隧穿电离概率产生显著的影响,最终导致隧穿延迟现象的发生。

3.1 Keldysh 参数对隧穿延迟时间预测的失效

为了定性地描述隧穿能量和初始动量与瞬时电离概率之间的关系,揭示 OTC 激光脉冲发生隧穿延迟现象的原因,通过 SFA-虚时间方法计算了图 1(a)中激光诱导氢原子电离的 PMD,结果如图 3 所示,其中:实线表示激光负矢势;虚线为鞍点时间最概然动量分布;三角形标记了电场峰值对应的最概然动量;圆点标记了最大电离率对应的最概然动量。

之间出现了两个趋向 $t=0$ 时刻(箭头所示)的隧穿延迟时间 Δt 。图 3(b)中 t_1, t_2, t_3 标记了瞬时电离概率峰值时刻,可以看出,瞬时电场强度为双峰结构,而最概然电离率为三峰结构,表明电离概率与电场强度之间的相关性被打破,证明瞬时电场强度并不是唯一影响电离概率的因素。

根据图 1(b)中瞬时有效 Keldysh 参数与电离时间的函数关系,结合对非绝热初始动量的讨论^[38],瞬时有效 Keldysh 参数表征的是隧穿电离沿瞬时电场方向上的非绝热性。电离时刻的瞬时有效 Keldysh 参数越高,电离电子则具有越大的初始动量,导致电子穿透势垒的难度越大,隧穿电离的概率越低。在电场强度峰值附近,各时刻瞬时电场强度相当,隧穿电离的概率主要受到瞬时有效 Keldysh 参数的影响,在许多多周期激光场

条件下,它是适用的。由此可以对隧穿延迟时间方向作出如下预测:瞬时有有效Keldysh参数不断变化将造成隧穿延迟现象的出现,并且电离时移应发生在瞬时有有效Keldysh参数变小的方向上[图 1(b)中箭头方向]。

然而在计算中出现了与上述预测相反的数值模拟结果,电离时移出现在了瞬时有有效Keldysh参数变大的方向上,即图 3(b)中 Δt 所指的方向,并且在瞬时有有效Keldysh参数最大时刻,电离概率出现又一峰值。由于 OTC 场的波形随时间不断变化,在电子隧穿过程中既要考虑沿瞬时电场方向的纵向初始动量,又要考虑垂直瞬时电场方向的横向初始动量。同时与多周期激光场环境不同,含有包络的少周期激光脉冲在势垒下位移消耗的电子能量也不可被忽视。因此瞬时有有效Keldysh参数对隧穿延迟时间方向的预测与计算结果不符。

为了更深层次地剖析影响瞬时电离概率的因素,解释与瞬时有有效Keldysh参数预测相反的电离时移现象,分别计算了图 3(a)中虚线表示的具有最概然动量分布的电离电子非绝热初始动量 p_0 (圆点线)、势垒下位移消耗的能量 ϵ_0 (三角线)与电离时间的变化关系,结果如图 4 所示。在数值计算的激光半周期内,具有最概然动量分布的电离电子初始动量 p_0 和势垒下位移消耗的能量 ϵ_0 随时间的变化具有高度的一致性,最终呈现三个谷值结构。与图 3(b)中标记的瞬时电离概率峰值时刻 t_1, t_2, t_3 相对应,三个时刻最概然动量电离电子的初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 都是极小值。这证

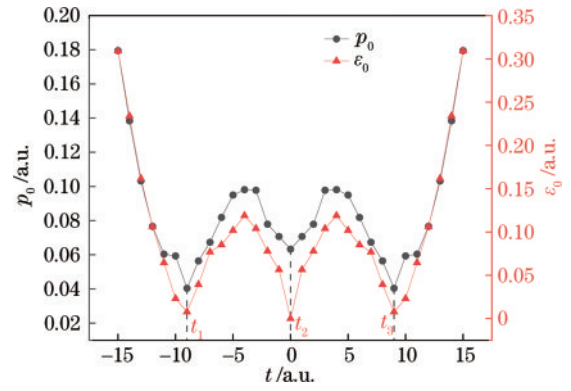


图 4 非绝热隧穿电离特性分析

明在亚周期非绝热隧穿电离中,电离电子的初始动量和隧穿耗能与瞬时电离概率密切相关。

由于初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间的变化具有高度一致性,无法揭示它们各自对瞬时电离概率的影响程度,因此有必要将二者分离开来讨论。通过改变 OTC 激光场强比 κ 的方式实现了初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间变化的差异性,下面分别讨论它们对瞬时电离概率的影响。

3.2 双色激光场强比对隧穿延迟时间的调控

图 5(a)~(c) 分别为 OTC 激光场强比为 0.98、0.85、0.70 时的 PMD, 其中实线表示激光负矢势。可以看到,当 $\kappa = 0.98$ 时,电离动量谱具有明显的三峰

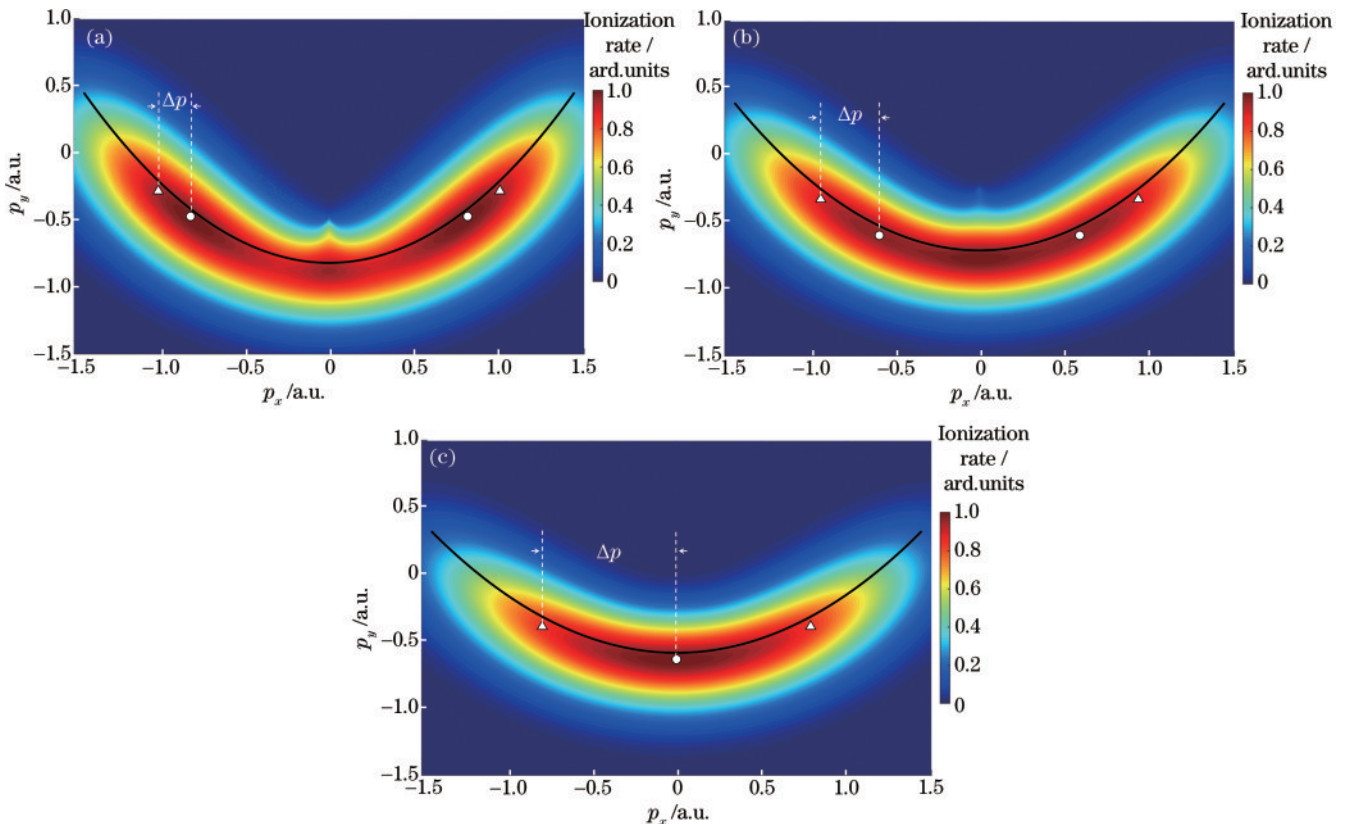


图 5 不同场强比作用下的 PMD。(a) $\kappa = 0.98$; (b) $\kappa = 0.85$; (c) $\kappa = 0.70$

Fig. 5 PMD with different field intensity ratios. (a) $\kappa = 0.98$; (b) $\kappa = 0.85$; (c) $\kappa = 0.70$

结构,并且电场峰值时刻最概然电离动量(三角形)与最大电离概率最概然电离动量(圆点)之间的动量差 Δp 较小。随着 OTC 激光场强比的不断减小,当 $\kappa = 0.85$ 和 $\kappa = 0.70$ 时,电离率峰值位置逐渐向 $p_x = 0$ 靠拢,同时 PMD 从三峰结构逐步转为单峰结构, Δp 也随 PMD 峰值结构的改变而增大。

接下来详细讨论 OTC 激光场强比 $\kappa = 0.70$ 时 PMD 单峰结构中所蕴含的非绝热特性。图 6(a)为

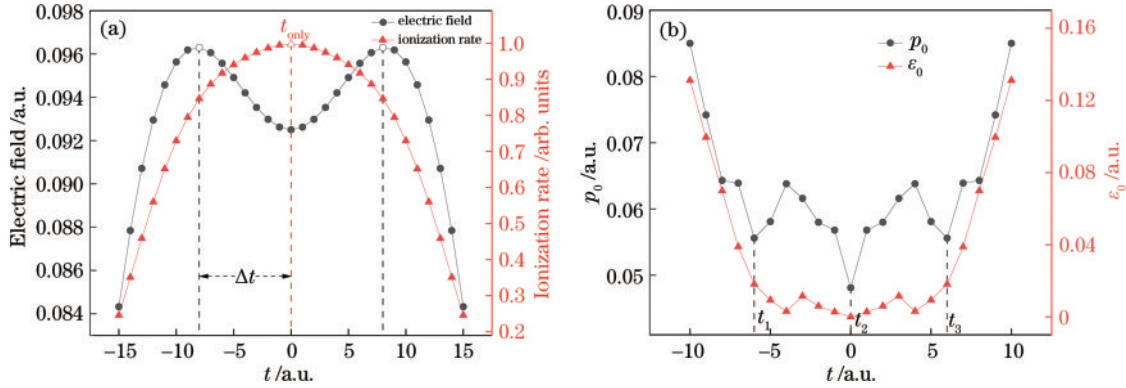


图 6 场强比 $\kappa = 0.70$ 时隧穿延迟时间与非绝热特性分析。(a)隧穿延迟时间;(b)非绝热特性分析

Fig. 6 Analysis of tunneling delay time and non-adiabatic characteristics at $\kappa = 0.70$. (a) Tunneling delay time; (b) analysis of non-adiabatic tunneling ionization characteristics

图 6(b)是由理论计算得到的具有最概然动量分布电离电子的初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间的变化关系, t_1, t_2, t_3 为三个谷值时刻。对比图 4 中 $\kappa = 0.98$ 时的结果不难发现,随着 OTC 激光场强比的减小,初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 的极小值时刻同最概然电离率一样,逐渐向 $t = 0$ 时刻靠拢。另外,不同于 $\kappa = 0.98$ 时初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随时间变化的高度同步,在双色场强比为 0.70 的 OTC 激光脉冲中,初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间变化的同步性被打破。此时,初始动量 p_0 随时间的变化曲线依然保持三极值 (t_1, t_2, t_3) 结构而隧穿耗能 ϵ_0 则同最概然电离率一样具有单极值结构。在 t_2 时刻电离电子的初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 都为极小值,故电离概率出现极大值,符合前文对非绝热项 p_0 和 ϵ_0 的讨论。然而,在 t_1, t_3 时刻,尽管初始动量 p_0 处于极小值且瞬时电场强度更大,但此时隧穿耗能 ϵ_0 具有较大的数值,导致瞬时电离概率反而更小。这些结果都确定了在含有包络的少周期 OTC 激光脉冲中隧穿耗能 ϵ_0 在电离概率影响因素中的主导地位。

经过上述的讨论得出,OTC 激光场强比的变化会影响隧穿电离中的非绝热性,因此,统计了隧穿延迟时间随 OTC 激光场强比变化的曲线,如图 7 所示。随着 OTC 激光场强比的不断变化,非绝热隧穿延迟时间也不断变化并在 OTC 场强比 $\kappa = 0.70$ 时达到峰值,这表明 OTC 激光场强比能够显著改变电离体系的非绝热性。另一方面,OTC 激光场强比不断变化的过程中

$\kappa = 0.70$ 时电场强度和最概然电离率随电离时间的变化曲线。对应于 PMD 的单峰结构,最概然电离率也仅在 t_{only} 时刻存在一个极大值。而激光场强随时间的变化曲线中却存在两个与 t_{only} 时刻不重合的峰值结构,且两者之间存在较大时间间隔 Δt ,此时电离概率峰值和电场强度峰值的对应关系毫无疑问被打破。 $\kappa = 0.70$ 时 PMD 的单峰值结构可以被视为发生非绝热隧穿延迟现象的关键依据。

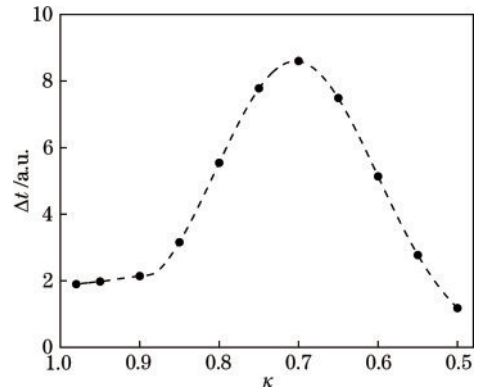


图 7 改变场强比对隧穿延迟时间的调控

Fig. 7 Regulation of tunneling delay time by changing the field intensity ratio

瞬时有效 Keldysh 参数的变化并不大,这表明瞬时有效 Keldysh 参数并不能完整地表征电离过程的非绝热性。进一步证明隧穿电离的非绝热性还是蕴含在初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间的变化关系中。

3.3 双色激光相位差对隧穿延迟时间的调控

调整 OTC 激光场强比可以改变 PMD 的结构并影响电离延迟时间的大小,是由于初始动量 p_0 和隧穿耗能 ϵ_0 随电离时间的变化规律被改变。受此启发,在 OTC 激光脉冲双色激光之间添加微小的相位差可以再次实现对隧穿延迟时间的调控。

图 8(a)是在图 1(a)中双色激光场之间添加 $-\pi/20$ 的相位差后的氢原子电离动量谱。其中:实线表示激光负矢势;虚线为鞍点时间最概然动量分布;三

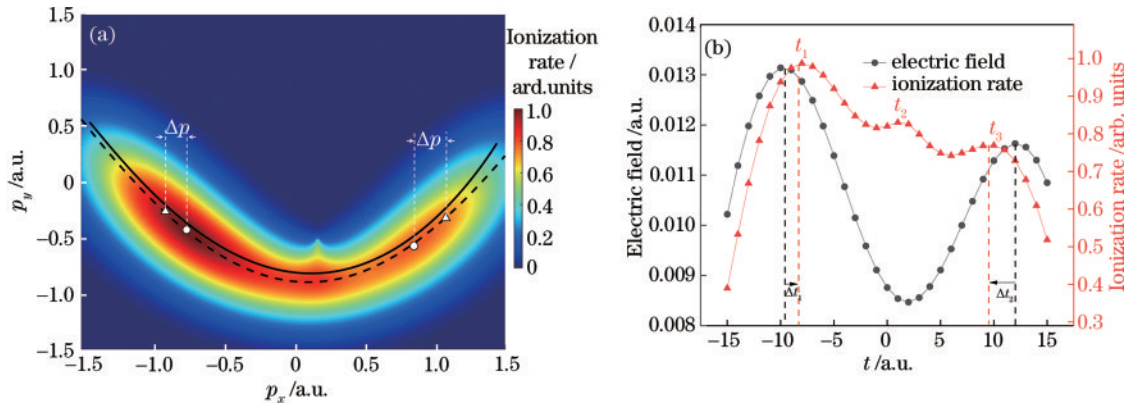


图 8 相位差为 $-\pi/20$ 时非绝热隧穿电离 PMD 分析。(a)PMD;(b)隧穿延迟时间

Fig. 8 PMD analysis of non-adiabatic tunneling ionization at $-\pi/20$ phase difference. (a) PMD; (b) tunneling delay time

角形标记了电场峰值对应的最概然动量;圆点标记了最大电离率对应的最概然动量。可以看到,尽管添加相位差后激光电场的对称性被破坏,PMD也丧失了对称性,但依然呈现出三峰值结构。两个电场峰值位置与最大电离率之间的动量差 Δp 依旧存在,但它们的大小并不相同。相应地,图 8(b)展示了瞬时电场强度和最大电离率随电离时间的变化关系,可以观测到在峰值 t_1 、 t_3 时刻附近出现了两个不同大小的电离时移 Δt_1 、 Δt_2 ,说明添加相位差的方式能够改变不同时刻隧穿电离的非绝热性。

根据隧穿延迟时间的定义,两个电离时移中只有最大电场强度与最大电离率之间的时间间隔 Δt_1 才能被称作隧穿延迟时间。连续改变 OTC 激光场之间的相位差,在不影响 OTC 激光电场大致结构的情况下,适度添加 $\pi/40 \sim \pi/5$ 的相位差,并记录相位差与相应隧穿延迟时间大小的关系,如图 9 所示。通过这一对应关系可以实现对非绝热过程的调控。

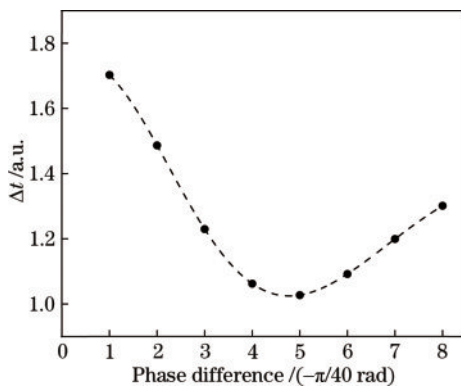


图 9 改变相位差对隧穿延迟时间的调控

Fig. 9 Regulation of tunneling delay time by changing the phase difference

4 结 论

综上所述,少周期含包络 OTC 激光脉冲作用下非绝热隧穿现象成因较为复杂,Keldysh 参数已无法准确

描述各电离时刻隧穿过程的非绝热特性。因此,分别讨论了电离电子的初始动量和隧穿耗能两个非绝热项对瞬时电离概率的显著影响,确立了后者在瞬时电离概率影响因素中的主导地位。在此基础上,通过改变 OTC 激光场强比以及相位差的方式,控制了非绝热项随电离时间的变化曲线,从而改变各电离时刻隧穿过程的非绝热性,最终实现对隧穿延迟时间的有效调控。

参 考 文 献

- [1] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, et al. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields [J]. *Physical Review A*, 1994, 49(3): 2117-2132.
- [2] Ho P J, Panfili R, Haan S L, et al. Nonsequential double ionization as a completely classical photoelectric effect[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(9): 093002.
- [3] 王佳辰, 郭兰军, 张楠, 等. 空气中飞秒激光成丝的强场分子动力学研究进展[J]. *中国激光*, 2023, 50(7): 0708002.
Wang J C, Guo L J, Zhang N, et al. Advances in strong-field molecular dynamics of femtosecond laser filamentation in air[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(7): 0708002.
- [4] 付国跃, 张贵忠, 张晟华, 等. 用解析修正的半经典回碰模型研究蜘蛛状动量谱中的库仑位移[J]. *光学学报*, 2022, 42(21): 2102001.
Fu G Y, Zhang G Z, Zhang S H, et al. Study on coulomb displacement in spider-like momentum spectrum by analytically modified semi-classical backimpact model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(21): 2102001.
- [5] 郭祯, 白丽华, 刘可盈, 等. 双色反旋圆偏振激光场中分子的非序列双电离[J]. *光学学报*, 2022, 42(21): 2102002.
Guo Z, Bai L H, Liu K Y, et al. Nonsequential double ionization of molecules in counter-rotating two color circularly polarized laser fields[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(21): 2102002.
- [6] Keldysh L. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave[J]. *Soviet Physics JETP*, 1965, 20 (5): 1307-1314.
- [7] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in

- electromagnetic field[J]. *Proceedings of SPIE*, 1986, 0664: 138-141.
- [8] Eckle P, Smolarski M, Schlup P, et al. Attosecond angular streaking[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(7): 565-570.
- [9] Huismans Y, Rouzée A, Gijbbers A, et al. Time-resolved holography with photoelectrons[J]. *Science*, 2011, 331(6013): 61-64.
- [10] Torlina L, Morales F, Kaushal J, et al. Interpreting attoclock measurements of tunnelling times[J]. *Nature Physics*, 2015, 11(6): 503-508.
- [11] Kienberger R, Hentschel M, Uiberacker M, et al. Steering attosecond electron wave packets with light[J]. *Science*, 2002, 297(5584): 1144-1148.
- [12] Ivanov M Y, Spanner M, Smirnova O. Anatomy of strong field ionization[J]. *Journal of Modern Optics*, 2005, 52(2/3): 165-184.
- [13] Teeny N, Yakaboylu E, Bauke H, et al. Ionization time and exit momentum in strong-field tunnel ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063003.
- [14] Ohmi M, Tolstikhin O I, Morishita T. Analysis of a shift of the maximum of photoelectron momentum distributions generated by intense circularly polarized pulses[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(4): 043402.
- [15] Ni H C, Saalman U, Rost J M. Tunneling exit characteristics from classical backpropagation of an ionized electron wave packet[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(1): 013426.
- [16] Brennecke S, Eckart S, Lein M. Attoclock with bicircular laser fields as a probe of velocity-dependent tunnel-exit positions[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2021, 54(16): 164001.
- [17] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y. Measurement of the single-photon tunneling time[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(5): 708-711.
- [18] Camus N, Yakaboylu E, Fechner L, et al. Experimental evidence for quantum tunneling time[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(2): 023201.
- [19] Ni H C, Saalman U, Rost J M. Tunneling ionization time resolved by backpropagation[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(2): 023002.
- [20] Kheifets A S. The attoclock and the tunneling time debate [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020, 53(7): 072001.
- [21] Ni H C, Eicke N, Ruiz C, et al. Tunneling criteria and a nonadiabatic term for strong-field ionization[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(1): 013411.
- [22] Tolstikhin O I, Morishita T. Adiabatic theory of ionization by intense laser pulses: finite-range potentials [J]. *Physical Review A*, 2012, 86(4): 043417.
- [23] Xie W H, Li M, Luo S Q, et al. Nonadiabaticity-induced ionization time shift in strong-field tunneling ionization[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(2): 023414.
- [24] Klaiber M, Briggs J S. Crossover from tunneling to multiphoton ionization of atoms[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(5): 053405.
- [25] Reiss H R. Theoretical methods in quantum optics: S-matrix and Keldysh techniques for strong-field processes [J]. *Progress in Quantum Electronics*, 1992, 16(1): 1-71.
- [26] 张晟华, 张贵忠, 付国跃, 等. 强光电离氢原子产生花篮状干涉动量谱的数值研究[J]. *中国激光*, 2023, 50(5): 0508001.
- Zhang S H, Zhang G Z, Fu G Y, et al. Numerical investigation of bouquet-like photoelectron momentum distributions in strong field ionization of hydrogen[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(5): 0508001.
- [27] Popov V S. Imaginary-time method in quantum mechanics and field theory[J]. *Physics of Atomic Nuclei*, 2005, 68(4): 686-708.
- [28] Yan T M, Popruzhenko S V, Vrakking M J J, et al. Low-energy structures in strong field ionization revealed by quantum orbits[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253002.
- [29] Milošević D B, Paulus G G, Becker W. Phase-dependent effects of a few-cycle laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(15): 153001.
- [30] Pedatzur O, Orenstein G, Serbinenko V, et al. Attosecond tunnelling interferometry[J]. *Nature Physics*, 2015, 11(10): 815-819.
- [31] Li M, Geng J W, Han M, et al. Subcycle nonadiabatic strong-field tunneling ionization[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(1): 013402.
- [32] Yu S G, Lai X Y, Xu S P, et al. Nonadiabatic effect on temporal double-slit interference structures in an orthogonal two-color laser field[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(1): 013116.
- [33] Geng J W, Xiong W H, Xiao X R, et al. Nonadiabatic electron dynamics in orthogonal two-color laser fields with comparable intensities[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(19): 193001.
- [34] Habibović D, Gazibegović-Busuladžić A, Busuladžić M, et al. Strong-field ionization of homonuclear diatomic molecules using orthogonally polarized two-color laser fields[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(2): 023111.
- [35] Klaiber M, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H. Tunneling dynamics in multiphoton ionization and attoclock calibration[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(8): 083001.
- [36] Xu R H, Li T, Wang X. Longitudinal momentum of the electron at the tunneling exit[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(5): 053435.
- [37] Luo S Q, Li M, Xie W H, et al. Exit momentum and instantaneous ionization rate of nonadiabatic tunneling ionization in elliptically polarized laser fields[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(5): 053422.
- [38] Liu K L, Luo S Q, Li M, et al. Detecting and characterizing the nonadiabaticity of laser-induced quantum tunneling[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(5): 053202.