

专题: 阿秒物理

## 强激光场驱动 Ar 原子电离中的隧穿延时\*

赵猛<sup>1)2)</sup> 全威<sup>1)2)†</sup> 肖智磊<sup>3)</sup> 许松坡<sup>1)</sup> 王志强<sup>1)</sup> 王明辉<sup>1)2)</sup>  
成思进<sup>1)2)</sup> 吴文卓<sup>1)2)</sup> 王艳兰<sup>1)2)</sup> 赖炫扬<sup>1)2)</sup> 柳晓军<sup>1)2)‡</sup>

1) (中国科学院精密测量科学与技术创新研究院, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (湖北大学物理系, 武汉 430062)

(2022 年 6 月 30 日收到; 2022 年 7 月 27 日收到修改稿)

阿秒钟实验方案是当前研究原子分子体系的价电子在强激光场中隧穿延时问题的有效手段. 基于阿秒钟方案, 本文实验研究了 Ar 原子在 800 nm 椭圆偏振激光场中的光电子动量分布随激光光强的演化规律. 理论上采用包含库仑场效应、非绝热效应、Stark 效应、多电子屏蔽和极化效应的半经典模型对 Ar 原子的强场电离动力学进行了模拟. 通过对比实验测量和数值模拟结果发现, 在本文所研究的光强范围内, Ar 原子的价电子在 800 nm 椭圆偏振激光场中隧穿延时时限为 10 as. 进一步分析表明, 阿秒钟方案中, 考虑多电子屏蔽效应对得到的隧穿延时影响最小, 而考虑非绝热效应的影响最大.

关键词: 阿秒钟, 隧穿延时, 超快电离

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

DOI: 10.7498/aps.71.20221295

## 1 引言

动能小于势垒的粒子以量子隧穿的方式从势垒中通过是否需要有限时间(隧穿延时问题)? 尽管该问题已经被争论了 90 年<sup>[1]</sup>, 但它仍然是当前的研究热点. 随着超快强激光和谱仪技术的发展, 研究者可以在实验室中, 以超快的时间分辨能力, 研究电子在激光场和库仑场联合势垒中的超快隧穿过程. 最近十几年的进展催生了一系列新的实验技术和方案, 如阿秒条纹相机<sup>[2]</sup>、高次谐波结合泵浦探测<sup>[3]</sup>、阿秒瞬态吸收<sup>[4]</sup>和阿秒钟<sup>[5-8]</sup>等.

近年来, 阿秒钟实验方案受到了广泛关注<sup>[9,10]</sup>, 采用该方案仅使用飞秒激光脉冲即可实现阿秒量级的时间分辨. 阿秒钟的基本工作原理为, 在近圆

偏振激光电场的偏振平面上, 特定激光周期内不同时刻隧穿的光电子会出射到不同的方向, 因此, 光电子的末态动量角度投影可反映其隧穿时刻. 对于 800 nm 近圆偏振激光场而言, 光电子动量分布中出射角度偏转 1° 对应时间变化为 7.4 as.

基于阿秒钟实验方案, 研究者从实验和理论两个方面对隧穿延时问题开展了大量研究, 然而研究结论却不一致. Eckle 等<sup>[5]</sup>使用阿秒钟方案研究了 He 原子的隧穿延时, 发现在实验误差允许范围内, He 原子价电子在强激光场中的隧穿过程是瞬时发生的. Torlina 等<sup>[11]</sup>数值模拟了 H 原子在椭圆偏振激光场中的电离过程, 计算结果再次表明 H 原子价电子的隧穿过程不需要时间. Sainadh 等<sup>[9]</sup>制备出 H 原子样品, 并基于阿秒钟方案开展实验研究, 结合数值求解三维含时薛定谔方程的结果,

\* 国家重点研发计划(批准号: 2019YFA0307702)、国家自然科学基金(批准号: 11834015, 11974383, 12104465)和湖北省自然科学基金重点类项目(批准号: 2020CFA029)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: charlywing@wipm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: xjliu@wipm.ac.cn

证明了 H 原子的隧穿过程是瞬时的. Quan 等<sup>[12]</sup> 针对 H<sub>2</sub> 分子开展实验研究, 通过与多种理论方法对比, 给出电子隧穿延时长限为 10 as. 然而, 与以上研究结论相反, 也有部分研究的阿秒钟实验结果表明电子隧穿需要有限时间. Landsman 等<sup>[13]</sup> 分别采用速度影像谱仪和冷靶反冲离子动量谱仪研究了 He 原子在较大光强范围内的隧穿延时, 通过与相应的理论结果<sup>[14]</sup> 对比, 发现实验结果与 Lamor 时间定义和费曼路径积分方法得到的隧穿延时接近. Camus 等<sup>[15]</sup> 实验研究了 Ar 和 Kr 在相同条件下的光电子末态动量分布, 并考察了二者的差别. 由于理论计算中必须包含隧穿延时和初始纵向速度分布才能较好地重复实验结果, 该工作推断隧穿过程必然伴随着确定的延时.

导致研究结论不一致的一个重要原因是, 阿秒钟方案的结果可能受到诸多物理效应的影响, 如库仑场效应、非绝热效应、Stark 效应、多电子屏蔽和极化效应. 目前并不清楚这些效应将如何影响阿秒钟方案的结果. 针对这一研究现状, 基于阿秒钟方案, 实验测量了一系列光强条件下 Ar 原子在椭圆偏振激光场中电离产生的光电子动量分布. 理论上使用包含库仑场效应、非绝热效应、Stark 效应、多电子屏蔽和极化效应的半经典模型, 数值计算了对应的电子动量分布. 通过对比实验测量和数值模拟结果, 提取出了 Ar 原子价电子的隧穿延时. 研究表明, 在本文研究的光强范围内, 800 nm 近圆偏振激光场中 Ar 原子的价电子隧穿延时长限为 10 as. 数值计算和分析表明, 阿秒钟方案中, 考虑多电子屏蔽效应对得到的隧穿延时影响最小, 而考虑非绝热效应的影响最显著.

## 2 实验方案

本文的实验测量采用冷靶反冲离子动量成像谱仪 (COLTRIMS) 完成. 商用钛宝石飞秒激光器 (Femtopower Compact PRO CE-Phase HP/HR) 产生中心波长 800 nm, 重复频率 5 kHz, 脉宽 30 fs, 单脉冲能量 0.8 mJ 的线偏振激光脉冲. 实验中采用消色差半波片和格兰泰勒棱镜的组合来调节激光光强, 并进一步利用宽带四分之一波片得到椭圆偏率为 0.7, 激光偏振长轴平行于  $z$  轴的椭圆偏振激光场. 进入 COLTRIMS 谱仪作用腔的激光脉冲被焦距为 75 mm 的凹面镜反射, 并聚焦于超声 Ar

原子束上, 与其相互作用后产生光电子和离子. 在谱仪内部均匀直流电场 ( $E = 25$  V/cm) 和磁场 ( $B = 9$  Gs,  $1$  Gs =  $10^{-4}$  T) 的作用下, 光电子和离子飞向各自带有延迟线阳极的微通道板探测器, 并被其探测. 光电子和离子的三维动量分布可由探测器测量的飞行时间和碰撞位置得到. 本文中, 激光光强由近圆偏振激光场中原子电离产生的电子动量分布标定<sup>[16]</sup>.

## 3 理论方法

为揭示不同物理效应对阿秒钟实验方案研究结果的影响, 使用半经典理论模型<sup>[17–19]</sup> 对原子在激光场中的电离过程进行数值模拟. 半经典理论方法的优势在于计算量小, 且可通过研究特定电子轨道揭示直观物理图像. 在本工作中, 采用半经典理论方法, 可方便地比较多种物理效应对实验结果的影响. 该模型目前已被广泛应用于强场电离研究<sup>[20–24]</sup>. 除非专门说明, 本文默认采用原子单位制 (a.u.).

在半经典理论计算中, 电子通过隧穿跃迁到连续态<sup>[25,26]</sup> 后的运动使用牛顿方程来描述<sup>[27–32]</sup>:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -E(t) - \nabla V(r), \quad (1)$$

其中  $E(t) = (E_x(t), 0, E_z(t))$  是椭圆偏振激光电场:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= a(t) \frac{E_0 \varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \sin(\omega t), \\ E_z(t) &= a(t) \frac{E_0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (2)$$

$E_0$  是激光电场振幅,  $\varepsilon$  是椭圆偏率,  $\omega$  是激光角频率,  $a(t)$  是包络函数.

$$a(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0, \\ 1, & 0 < t \leq 10T, \\ \cos^2\left(\pi \frac{t - 10T}{6T}\right), & 10T < t \leq 13T, \\ 0, & t > 13T, \end{cases} \quad (3)$$

式中,  $T$  为激光光学振荡周期. 对于只考虑库仑场效应的情况, 电子感受到的有效势为

$$V = -Z_{\text{eff}}/r, \quad (4)$$

其中,  $Z_{\text{eff}} = \sqrt{2I_p}$  为有效核电荷数,  $r$  表示隧穿电子和离子实之间的距离.

如果认为电子在激光场和库仑场联合势垒中的隧穿过程是绝热的, 可采用准静态近似<sup>[25]</sup> 来处

理电子的隧穿过程. 在抛物坐标系中, 隧穿电子的初始位置可通过解薛定谔方程来获得<sup>[26]</sup>:

$$\frac{d^2\Psi}{d\eta^2} + \left( \frac{I_p}{2} + \frac{1}{2\eta} + \frac{1}{4\eta^2} + \frac{E\eta}{4} \right) \Psi = 0, \quad (5)$$

式中  $I_p$  是原子电离势. 电子感受到的有效势为  $U(\eta) = -\left(\frac{1}{4\eta} + \frac{1}{8\eta^2} + \frac{E\eta}{8}\right)$ . 在椭圆偏振激光场的偏振平面 ( $x$ - $z$  平面) 内, 激光电场方向不断旋转. 这里引入一个与激光电场旋转速度相同的转动坐标系 ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ), 使得椭圆偏振激光电场方向始终位于  $z'$  方向. 在该转动坐标系中, 电子隧穿之后的初始位置为  $x'_0 = y'_0 = 0$ ,  $z'_0 = -\frac{1}{2}\eta_0$ , 初始动量为  $v'_{x0} = v_{\text{per}} \cos \phi$ ,  $v'_{y0} = v_{\text{per}} \sin \phi$ ,  $v'_{z0} = 0$ , 其中  $v_{\text{per}}$  是垂直于瞬时激光电场方向的电子横向初始速度,  $\phi$  为  $x'$ - $y'$  平面内  $v_{\text{per}}$  和  $x'$  之间的夹角. 假设电子隧穿发生在  $t_0$  时刻, 将旋转坐标系下电子的初始位置投影到实验室坐标系中得  $x_0 = -\frac{1}{2}\eta_0 \cos[\arctan[\varepsilon \tan(\omega t_0)]]$ ,  $y_0 = 0$ ,  $z_0 = -\frac{1}{2}\eta_0 \sin[\arctan[\varepsilon \tan(\omega t_0)]]$ . 同样可得电子在实验室坐标系中的初始速度为

$$\begin{aligned} v_{x0} &= v_{\text{per}} \cos \phi \cos[\arctan[\varepsilon \tan(\omega t_0)]], \\ v_{y0} &= v_{\text{per}} \sin \phi, \\ v_{z0} &= -v_{\text{per}} \cos \phi \sin[\arctan[\varepsilon \tan(\omega t_0)]]. \end{aligned}$$

而每条轨道的权重, 即电离率为

$$\begin{aligned} \Omega(t_0, v_{\text{per}}) &= \Omega(0)\Omega(1), \\ \Omega(0) &= \frac{4(2I_p)^2}{|E|} \exp\left[\frac{-2(2I_p)^{\frac{3}{2}}}{3|E|}\right], \\ \Omega(1) &= \frac{|v_{\text{per}}|(2I_p)^{\frac{1}{2}}}{\pi |E|} \exp\left[\frac{-v_{\text{per}}^2(2I_p)^{\frac{1}{2}}}{|E|}\right]. \end{aligned} \quad (6)$$

如果认为电子在激光场和库仑场联合势垒中的隧穿过程是非绝热的, 则应考虑非绝热效应对隧穿电子的隧穿出口、电子初始速度和电离率的影响<sup>[33,34]</sup>. 在采用鞍点近似的 S-Matrix 理论中<sup>[35,36]</sup>, 鞍点解  $t_s = t_0 + it_i$  对应电子轨道的贡献最重要, 这里  $t_0$  是上文提到的隧穿时刻,  $t_i$  为电子在势垒下演化的虚时间. 电子末态动量  $p$  与初始动量  $p_0$  的关系可以表示为  $p = p_0 - A(t)$ . 实验室坐标系下的初始动量  $p_0$  可由旋转坐标系下平行于瞬时激光电场的分量  $p_{//}$  和垂直于瞬时激光电场的分量  $p_{\perp}$  来表示,  $p_{x0} = p_{//} \sin \theta + p_{\perp} \cos \theta$ ,  $p_{z0} = p_{//} \cos \theta - p_{\perp} \sin \theta$ ,  $\theta$  为偏振平面内瞬时激光电场与  $z$  轴的夹角, 而  $p_{//}$  可由下式得到:

$$p_{//} = \frac{(1 - \varepsilon^2)E_0 \sin(\omega t_0) \cos(\omega t_0) [\cosh(\omega t_i) - 1]}{a\omega}, \quad (7)$$

其中  $a = \sqrt{\cos^2(\omega t_0) + \varepsilon^2 \sin^2(\omega t_0)}$  是归一化的瞬时激光场. 电离率可以表示为

$$\begin{aligned} \Omega &= \exp\left[-2\left(\frac{p^2}{2} + I_p + U_p\right)t_i\right. \\ &\quad + 2p_z \frac{E_0}{\omega^2} \sin(\omega t_0) \sinh(\omega t_i) \\ &\quad - 2p_x \frac{\varepsilon E_0}{\omega^2} \cos(\omega t_0) \sinh(\omega t_i) \\ &\quad \left. + \frac{E_0^2(1 - \varepsilon^2)}{4\omega^3} \cos(2\omega t_0) \sinh(2\omega t_i)\right], \end{aligned} \quad (8)$$

其中, 有质动能  $U_p = \frac{(1 + \varepsilon^2)E_0^2}{4\omega^2}$ , 动量  $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ .

电子的隧穿出口可由其在势垒下的轨道  $\mathbf{r}_0(t) = \int_{t_s}^t [\mathbf{p} + \mathbf{A}(t')]dt'$  来计算, 其三维分量为

$$\begin{aligned} x(t) &= p_x(t - t_s) + \frac{\varepsilon E_0}{\omega^2} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t_s)], \\ z(t) &= p_z(t - t_s) + \frac{E_0}{\omega^2} [\cos(\omega t) - \cos(\omega t_s)], \\ y(t) &= p_y(t - t_s), \end{aligned}$$

当  $t = t_0$  时,  $\mathbf{r}_0(t)$  的实部就是隧穿出口位置:

$$\begin{aligned} x_0 &= \text{Re}x(t_0) = \frac{\varepsilon E_0}{\omega^2} \sin(\omega t_0) [1 - \cosh(\omega t_i)], \\ z_0 &= \text{Re}z(t_0) = \frac{E_0}{\omega^2} \cos(\omega t_0) [1 - \cosh(\omega t_i)], \\ y_0 &= \text{Re}y(t_0) = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

在计算中, 隧穿时刻  $t_0$  和初始电子横向速度  $p_{\perp}$  通过随机数给出,  $t_i$  可通过求解鞍点方程<sup>[35,36]</sup>得到, 而电子初始纵向速度  $p_{//}$ , 电离概率  $\Omega$  以及隧穿出口  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  分别由公式 (7), (8), (9) 给出, 从而将非绝热效应对隧穿过程的影响体现在电子轨道的初始条件.

为考虑多电子屏蔽效应的影响, 这里采用 Hartree-Fock-Slater 模型势作为一价 Ar 离子的束缚势. 该束缚势可写成如下形式<sup>[37,38]</sup>:

$$U(r) = -\frac{1}{r} - \frac{\Phi(r)}{r}, \quad (10)$$

$$\Phi(r) = b \exp(-cr) + (Z - b - 1) \exp(-dr), \quad (11)$$

其中  $\Phi(r)$  为多电子屏蔽效应的影响. 在本文中,

(11) 式的参数取值为  $Z = 18$ ,  $b = 5.4$ ,  $c = 1$ ,  $d = 3.682$  时可准确模拟一价 Ar 离子的束缚势. 如果进一步考虑离子实多电子极化效应的影响, 则束缚势可表示为 [31,39]

$$U(r) = -\frac{1}{r} - \frac{\Phi(r)}{r} - \frac{\alpha_I E(t) \cdot r}{r^3}. \quad (12)$$

在本文中, 为考虑 Stark 效应的影响, 原子的电离势可表示为 [40]

$$I_p = I_{p0} + \frac{1}{2}(\alpha_N - \alpha_I)E_0^2, \quad (13)$$

其中  $I_{p0}$  是不考虑外场情况下的电离势,  $\alpha_N$  是 Ar 原子极化率,  $\alpha_I$  是一价 Ar 离子极化率.

为更准确地对比实验测量和理论计算结果, 在计算中考虑了聚焦平均效应 [41]. 作用区光强分布为

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{R_0}{R(z)} \right)^2 \exp \left[ -2 \left( \frac{r}{R(z)} \right)^n \right],$$

其中  $I_0$  为激光场的峰值光强,  $r$  为待研究原子到激光束中心轴的距离,  $z$  为沿激光传播方向的坐标,  $R(z) = R_0 [1 + (z/z_R)^2]^{1/2}$ , 这里瑞利长度  $z_R = \pi R_0^2 / \lambda$ ,  $\lambda$  是激光波长,  $R_0$  是激光焦点处的束腰半径. 谱仪中激光束瑞利长度 0.9 mm, 而作用腔中超声束半径 1.0 mm. 考虑到超声束半径与瑞利长度接近, 可认为在作用区内光强分布与三维高斯分布接近. 考虑三维聚焦平均时, 单位体积内电离率由  $\Omega(I, p)$  表示, 则  $\frac{d^3 N(p)}{dr^3} = \Omega(I, p)$ . 焦点附近的光束体积可以表示为  $V = \pi \int_{-z_{\max}}^{z_{\max}} r^2(I, z) dz$ , 这里  $r(I, z)$  可由上文中的  $I(r, z)$  得到. 最终电离产量分布为

$$N_{3D}(p) = \int \Omega(I, p) \frac{dV}{dI} dI \\ = \frac{\pi R_0^2 z_R}{3} \int_0^{I_0} \frac{dI}{I^{\frac{5}{2}}} \sqrt{I_0 - I} (2I + I_0) \Omega(I, p). \quad (14)$$

## 4 结果分析

实验测量得到的 Ar 原子在 800 nm 椭圆偏振光偏振平面中的典型光电子二维动量分布如图 1(a) 所示, 其对应的角分布如图 1(b) 所示. 激光峰值光强为  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, 椭圆率为 0.7. 图 1(c) 和图 1(d) 是相同条件下的半经典理论计算结果. 图 1(a) 中的插图标识出激光偏振长轴和短轴的方向. 简单推导可知 [42,43], 如果忽略库仑场的影响, 且电子在激光电场旋转到  $z$  方向 (激光偏振长轴方向) 时发生

隧穿, 则电子的最终速度将沿着  $x$  方向 (垂直于长轴方向). 然而, 由图 1(a), (b) 可见, 光电子角分布的最大值并未准确分布在短轴 ( $x$ ) 方向. 进一步观察可知, 动量分布和角分布也并非理想高斯分布. 图 1(c), (d) 中的半经典计算结果也有类似特征. 根据文献 [17] 的分析可知, 这一现象的来源是库仑场效应. 长程库仑势一方面会导致整个光电子二维动量分布发生转动, 另外一方面也会使光电子二维动量分布和角分布发生畸变.

本文采用文献 [17] 提出的方法得到激光峰值电场对应的电子发射方向, 并将该方向与激光场短轴方向的夹角定义为  $\alpha$ . 图 1(a), (c) 标示出  $\alpha$  的正方向. 图 1(b) 展示了从图 1(a) 中的实验数据得到的光电子角分布. 对于本文中的多周期超快激光场而言, 激光场的光学振荡可看成振幅不变的正弦或余弦振荡. 对于此类振荡而言, 通过选择激光电场为零的两个相邻时间点之间的半个光学周期, 可使得激光电场峰值附近的电场形式前后对称. 进一步由激光电场与原子电离率具有一一对应的关系可知, 该激光电场峰值对应的电子最终出射角度可将该时间范围内的电子产量二等分. 文献 [17] 的数值计算表明这一结论可推广到常用多周期激光场整个脉冲的情况. 因此, 可通过寻找图 1(b) 的角分布中将电子产量二等分的角度来确定  $\alpha$ . 本文采用该方法从实验测量和数值计算数据中得到的  $\alpha$  如图 1(b) 和图 1(d) 中向上箭头所示. 图 1(b) 和图 1(d) 中  $\beta$  是相应光电子产量最大值所对应的角度, 也是前人阿秒钟实验中所使用的偏转角. 相较  $\beta$ ,  $\alpha$  更准确地给出了在激光峰值电场发生隧穿的光电子轨道对应的角度.

为系统研究椭圆偏振激光场中 Ar 原子的价电子隧穿延时问题, 实验测量了一系列光强条件下 Ar 原子的光电子动量分布. 使用上文描述的方法, 提取了在激光峰值电场发生隧穿的光电子轨道对应的偏转角度  $\alpha$ , 如图 2(a) 中黑色实心方框所示. 测量结果表明随着激光光强升高,  $\alpha$  逐渐减小. 该结果与前人针对惰性气体原子和小分子体系的阿秒钟方案实验测量结果一致. 采用第 3 节中理论方法部分介绍的半经典模型, 分别计算了仅包含库仑场效应 (CP 海军蓝空心三角形)、包含库仑场效应和多电子屏蔽效应 (Screen.+CP 蓝色空心四边形)、包含库仑场效应和非绝热效应 (Nonad.+CP 橄榄绿空心五边形)、包含库仑场效应和多电子极化效

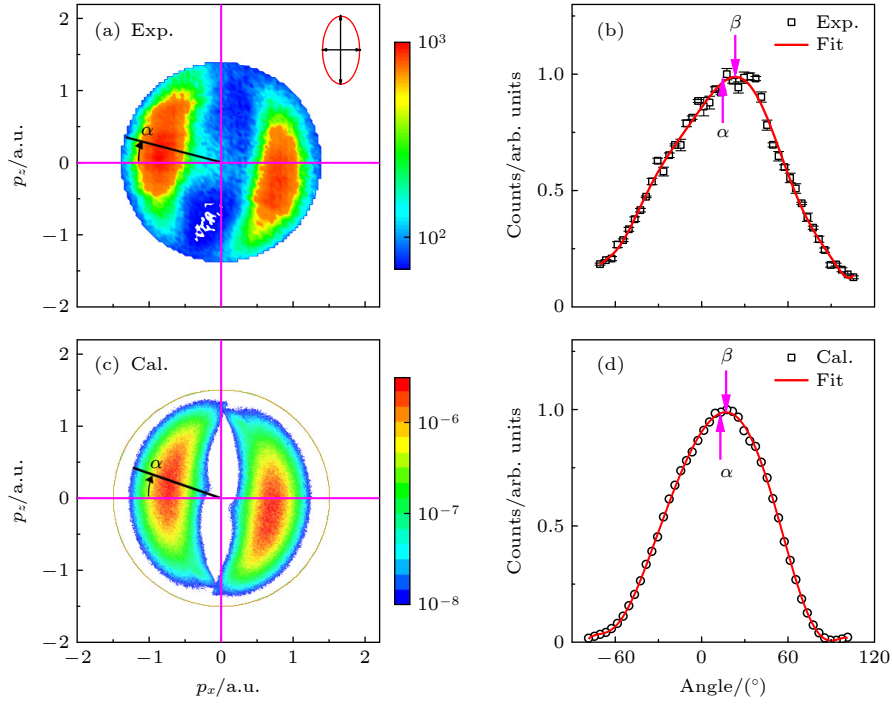


图 1 (a) 实验测量的 Ar 原子光电子动量分布, 激光波长 800 nm, 光强  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, 椭圆率 0.7, 插图标识出激光场偏振面的长轴和短轴方向; (b) 黑色方框表示从 (a) 中提取的 Ar 原子光电子角度分布; (c) 半经典理论计算的光电子动量分布, 激光参数与 (a) 相同; (d) 黑色圆圈表示从 (c) 中提取的 Ar 原子光电子角度分布. (b)(d) 中的红色曲线代表采用最小二乘法对实验测量和数值模拟数据的拟合结果

Fig. 1. (a) The measured photoelectron momentum distributions of Ar subject to the laser electric field with a wavelength of 800 nm, an intensity of  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, and an ellipticity of 0.7, the inset shows the directions of the major and minor axes of the polarization ellipse of the laser field; (b) the black boxes indicate the photoelectron angular distribution extracted from the data in (a); (c) the photoelectron momentum distributions calculated by the semiclassical model with the laser parameters identical to those of (a); (d) the black circles represent the photoelectron angular distribution extracted from the data in (c). The red curves in (c) and (d) show the results of the least square fittings of experimental data and numerical calculations, respectively.

应 (Polar.+CP 洋红色空心五角星)、包含库仑场效应和 Stark 效应 (Stark+CP 深黄色空心六边形)、以及同时考虑以上提到的所有物理效应 (All 红色空心圆形) 的情况下  $\alpha$  随光强的演化. 从图 2(a) 可见, 在本文所研究的光强范围内, 与仅考虑库仑场效应的情况相比, 同时考虑多电子屏蔽效应和库仑场效应, 以及同时考虑 Stark 效应和库仑场效应两种情况下,  $\alpha$  变化较小. 而同时考虑多电子极化效应和库仑场效应, 以及同时考虑非绝热效应和库仑场效应两种情况下,  $\alpha$  显著变小, 且这些效应的影响随光强增大而增强. 在本文所考察的几种物理效应中, 相对于仅有库仑场效应的情况而言, 对  $\alpha$  变化影响最小的是多电子屏蔽效应, 其次是 Stark 效应, 再次是多电子极化效应, 而影响最大的是非绝热效应. 阿秒钟实验方案中, 需要通过比较实验测量与半经典理论计算得到的  $\alpha$  来提取隧穿延时. 因此, 对于半经典理论计算结果影响越大的物理效应, 也将对最终提取的电子隧穿延时结果

影响越大. 由以上讨论可知, 阿秒钟方案中, 考虑多电子屏蔽效应对得到的隧穿延时影响最小, 而考虑非绝热效应的影响最大.

为从实验测量和理论计算结果中提取隧穿延时, 需使用角度  $\alpha$  与隧穿时刻的对应关系. 对椭圆偏振激光场而言, 激光电场矢量旋转角  $\Delta\theta$  与隧穿时刻  $\Delta t$  之间的关系 [44] 为

$$\Delta t = \arctan(1/\varepsilon \tan \Delta\theta)/\omega, \quad (15)$$

使用 (15) 式, 并假定  $\Delta\theta = \alpha$ , 可从图 2(a) 中的  $\alpha$  得到电子隧穿发生的时刻, 结果如图 2(b) 所示. 图 2(b) 中的黑色实心方块为从图 2(a) 中的实验测量  $\alpha$  得到的对应电子隧穿时刻. 如该图所示, 实验得到的电子隧穿时刻随光强增大而呈缓慢减小的趋势. 图 2(b) 中黑色空心圆 (without FA) 为忽略聚焦平均效应的半经典理论计算结果, 黑色空心四边形 (FA) 为考虑三维聚焦平均效应后的半经典理论计算结果. 考虑聚焦平均效应之后, 半经典理论

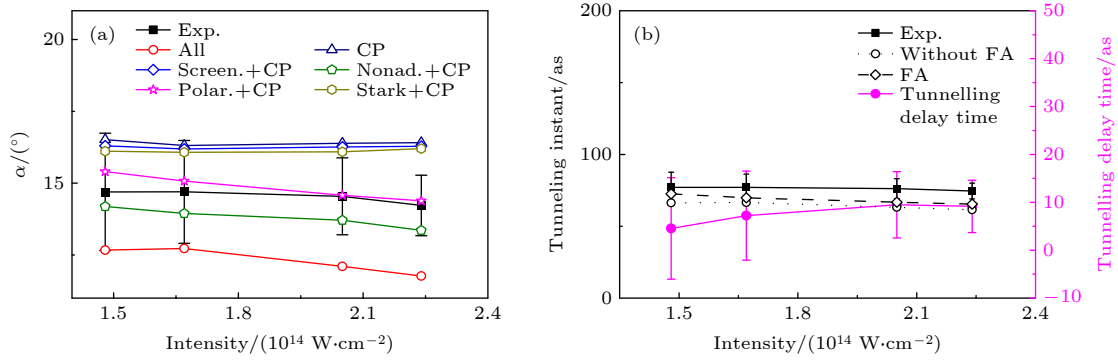


图 2 (a) 实验测量与半经典理论计算得到的  $\alpha$  随激光光强的依赖曲线; 黑色实心方块 (Exp.) 为实验测量结果. 海军蓝空心三角形 (CP) 为仅包含库仑场效应的计算结果、蓝色空心四边形 (Screen.+CP) 为包含库仑场效应和多电子屏蔽效应的计算结果、橄榄绿空心五边形 (Nonad.+CP) 为包含库仑场效应和非绝热效应的计算结果、洋红色空心五角星 (Polar.+CP) 为包含库仑场效应和多电子极化效应的计算结果、深黄色空心六边形 (Stark.+CP) 为包含库仑场效应和 Stark 效应的计算结果, 红色空心圆形 (All) 为以上所有效应同时考虑的情况. (b) 由 (a) 中  $\alpha$  得到的电子隧穿时刻随光强的依赖曲线. 黑色实心方块 (Exp.) 为实验结果, 黑色空心圆 (Without FA) 为单一光强计算结果, 黑色空心四边形 (FA) 为考虑聚焦平均效应的结果. 采用阿秒钟方案得到的隧穿延时随激光光强的变化由洋红色实心圆 (Tunneling delay time) 表示 (右侧纵轴)

Fig. 2. (a) The measured and calculated intensity dependence of  $\alpha$ . The filled black boxes (Exp.) show the experimental results. The open navy triangles (CP), open blue diamonds (Screen.+CP), open olive pentagons (Nonad.+CP), open magenta pentacles (Polar.+CP), open dark yellow hexagons (Stark.+CP), and open red circles (All) indicate the semiclassical calculations where only the influence of Coulomb potential, the influence of both Coulomb potential and the multi-electron screening effect, the influence of both Coulomb potential and the non-adiabatic effect, the influence of both Coulomb potential and multi-electron polarization effect, the influence of both Coulomb potential and the Stark effect, and all the physical effects have been considered, respectively. (b) The laser intensity dependence of tunneling instant obtained from the measured and calculated  $\alpha$  in (a). The filled black boxes (Exp.) represent the experimental data. The open black circles (Without FA) indicate the calculation without focusing average. The open black diamonds (FA) represent the calculation where the focusing average has been considered. The filled magenta circles (Tunneling delay time) indicate the intensity dependence of the tunneling delay time which is obtained based on the attoclock scheme.

计算结果与实验数据更加接近. 图 2(b) 中, 将二者的偏差用洋红色实心圆表示 (图 2(b) 右侧纵轴). 由该结果可知, 在本文所研究的光强范围内, 强激光场中 Ar 原子的价电子隧穿延时接近或小于实验测量误差, 并可知其上限为 10 as.

为进一步深入理解阿秒钟实验中相关物理效应的影响, 分别计算了在激光峰值电场发生隧穿的典型电子轨道在考虑多种物理效应影响的结果. 图 3 对比了仅考虑库仑场效应和同时考虑库仑场效应及非绝热效应两种情况下的典型电子轨道.

图 3(a) 展示了在激光峰值电场发生隧穿的典型电子轨道在隧穿出口附近的演化. 计算结果表明, 考虑相同物理效应的情况下, 激光光强越高, 隧穿出口距离库仑场中心越近 (红色粗点线和比红色细实线更接近  $z = 0$ , 蓝色粗点划线比蓝色细划线更接近  $z = 0$ ). 与仅有库仑场效应的计算结果 (红色细实线和红色粗点线) 相比, 非绝热效应 (蓝色细划线和蓝色粗点划线) 会导致隧穿出口离库仑场中心更近, 这一影响在低光强条件下更加明显. 如图 3(c) 所示,  $p_z$  (沿着激光峰值电场方向的动

量) 随激光场振荡的幅度更小 (蓝色细划线位于红色细实线上方, 红色粗点线与蓝色粗点划线几乎重合), 表明非绝热效应所带来的隧穿出口差别使得低光强条件下电子在隧穿出口感受到的库仑场影响更大. 如图 3(b) 所示, 非绝热效应会导致电子轨道在  $x$  方向上 (垂直于激光峰值电场方向) 有明显的初始速度, 且光强越高, 这个初始速度越大 (在 0 时刻, 蓝色粗点划线位于蓝色细划线下). 电子初始横向速度会导致最终光电子能量升高, 相应地减弱库仑场的影响. 另一方面, 考虑到非绝热效应会导致隧穿出口离库仑场中心更近, 从而增强库仑场影响, 因此理解非绝热效应的总体影响还需要进一步考察光电子最终的动量和位置.

图 3(d)–(f) 为激光脉冲快结束时典型电子轨道随时间演化情况. 如图 3(d) 所示, 在激光场结束时, 两种光强条件下, 同时考虑非绝热效应和库仑场效应的电子轨道到达的位置离库仑场中心更远, 表明非绝热效应总体上使得库仑场的影响减弱, 且在  $x$  方向上的相对差别比  $z$  方向上相对差别更大. 由于  $z$  方向的相对差别主要来自于非绝热效应对

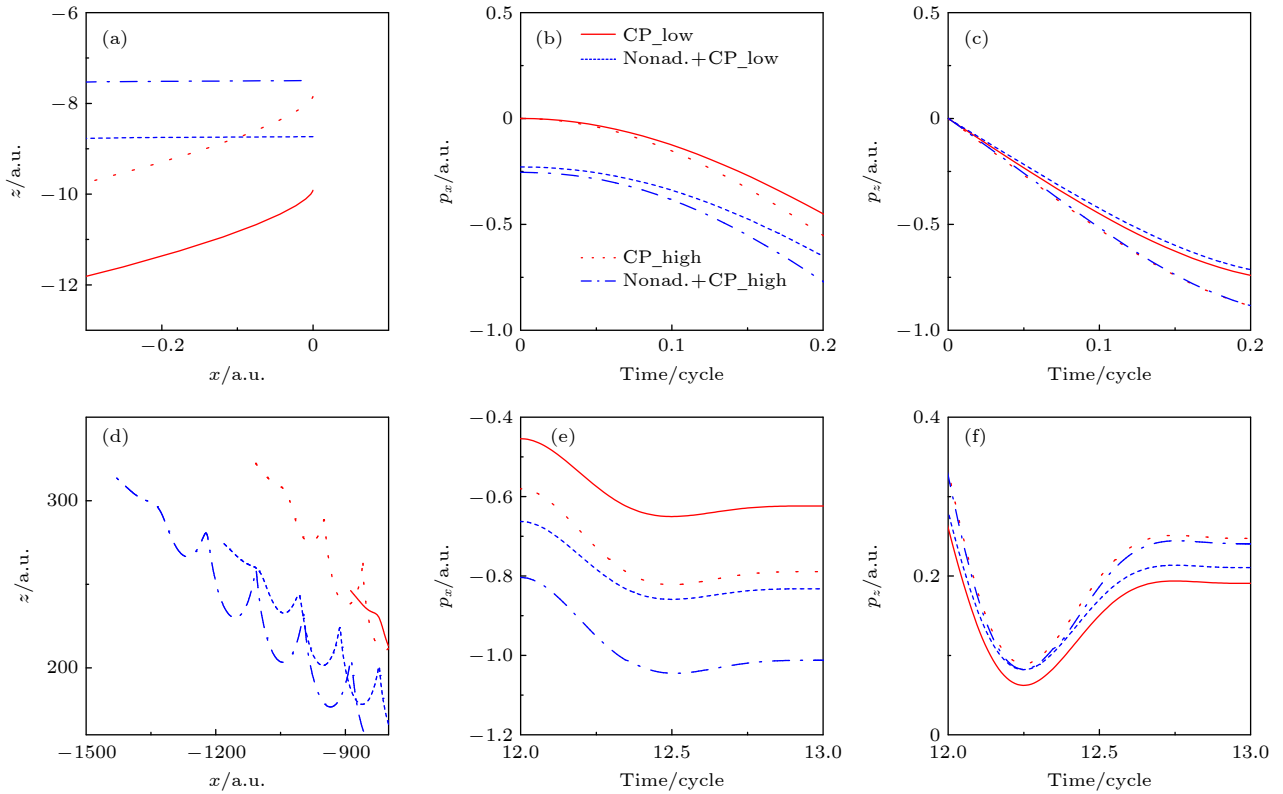


图 3 半经典理论计算的在激光峰值电场发生隧穿的电子轨道 (a), (d) 隧穿刚发生时和激光脉冲快结束时电子轨道的空间演化; (b), (e) 隧穿刚发生时和激光脉冲快结束时, 沿  $x$  方向电子动量 ( $p_x$ ) 随时间的演化; (c), (f) 隧穿刚发生时和激光脉冲快结束时, 沿  $z$  方向电子动量 ( $p_z$ ) 随时间的演化, 其中红色细实线和红色粗点线表示仅考虑库仑场效应的轨道, 蓝色细划线和蓝色粗点划表示同时考虑库仑场和非绝热效应的轨道, 红色细实线和蓝色细划表示激光光强为  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  的计算结果, 红色粗点线和蓝色粗点划表示激光光强为  $2.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  的计算结果

Fig. 3. The typical trajectories calculated by the semiclassical model for the photoelectrons tunneling from the peak of laser field: (a), (d) The spatial evolution of electron trajectories around the tunneling instant and the end of the laser pulse; (b), (e) the temporal evolution of photoelectron momenta along the  $x$  direction ( $p_x$ ) around the tunneling instant and the end of the laser pulse; (c), (f) the temporal evolution of photoelectron momenta along  $z$  direction ( $p_z$ ) around the tunneling instant and the end of the laser pulse. The thin red solid and thick red dotted lines represent the trajectories calculated by the semiclassical model where only the influence of Coulomb potential is considered. The thin blue dashed and thick blue dot-dashed lines represent the trajectories calculated by the semiclassical model where the influence of both Coulomb potential and the nonadiabatic effect are considered. The thin red solid and thin blue dashed lines indicate the trajectories which are calculated at  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . The thick red dotted and thick blue dot-dashed lines indicate the trajectories which are calculated at  $2.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ .

隧穿出口的影响 (如图 3(a) 所示), 而  $x$  方向的相对差别主要来自于非绝热效应对电子初始横向速度的影响 (如图 3(b) 所示), 图 3(d) 的结果说明电子初始横向速度的变化所产生的影响更大. 比较图 3(e) 和图 3(f) 的结果可知, 尽管随着光强增大,  $p_x$  和  $p_z$  都在增大, 但  $p_x$  的相对值增加更快. 结合图 1 中  $\alpha$  的定义可知, 这一影响将导致  $\alpha$  随光强减小, 从而解释了图 2(a) 中非绝热效应导致  $\alpha$  随光强减小的现象.

为比较不同物理效应的影响, 在图 4 中给出了, 在考虑多个物理效应的情况下, 激光峰值电场对应典型电子轨道隧穿时刻的电子初始位置、电子初始动量以及脉冲结束时电子最终位置和最终动

量. 由图 4(a), (c) 可知, 除了非绝热效应, 其它物理效应对电子轨道初始条件的影响主要体现在位于  $z$  方向隧穿出口的差别. 相应地, 不同物理效应对应的典型轨道在脉冲结束时的最终位置 (图 4(b)) 和最终动量 (图 4(d)) 差别也主要体现在  $z$  方向上. 除了多电子极化效应的影响以外, 差别的大小顺序正好与隧穿出口一致. 由公式 (12) 可知, 多电子极化效应对应的束缚势不仅与电子所处的位置有关, 而且与激光振荡电场的大小有关. 而其他效应, 比如: 库仑场效应和多电子屏蔽效应, 所对应的束缚势仅仅与电子所处的位置有关. 所以, 随着激光电场不断振荡, 多电子极化效应对应的束缚势变化更加剧烈. 并导致对应的电子典型轨道受束缚势的

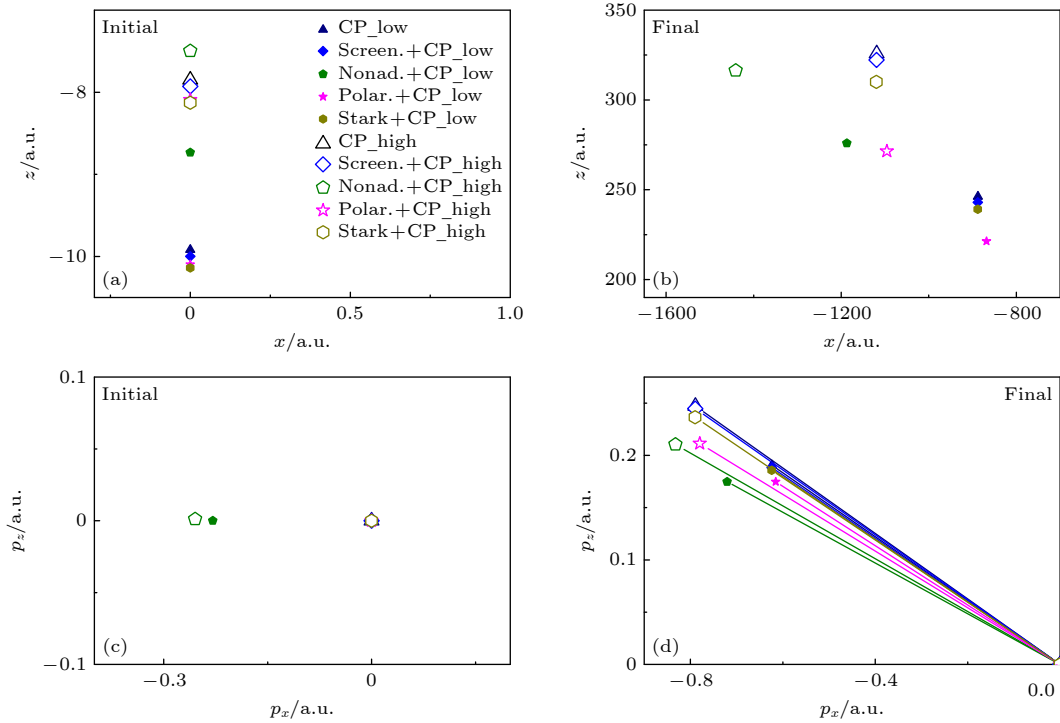


图 4 (a), (c) 半经典理论计算得到的激光峰值电场对应电子轨道在隧穿时刻 (initial) 电子的位置和动量; (b), (d) 半经典理论计算得到的激光峰值电场对应电子轨道在脉冲结束时 (final) 电子的位置和动量; (d) 中连接原点和对应符号的实线标示出电子的最终出射方向, 海军蓝三角形 (CP) 为仅包含库仑场效应的计算结果、蓝色四边形 (Screen.+CP) 为包含库仑场效应和多电子屏蔽效应的计算结果、橄榄绿五边形 (Nonad.+CP) 为包含库仑场效应和非绝热效应的计算结果、洋红色五角星 (Polar.+CP) 为包含库仑场效应和多电子极化效应的计算结果、深黄色六边形 (Stark+CP) 为包含库仑场效应和 Stark 效应的计算结果, 实心 (Low) 和空心 (High) 分别表示激光光强为  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  和  $2.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  的相应计算结果

Fig. 4. (a), (c) The calculated positions and the momenta of the photoelectrons tunneling from the peak of laser field at the tunneling instant (initial); (b), (d) the calculated positions and the momenta of the photoelectrons tunneling from the peak of laser field at the end of the laser pulse (final); in (d), the solid lines connecting the origin and the symbols indicate the corresponding emission angles of the photoelectrons at the end of the laser pulse. The navy triangles (CP), blue diamonds (Screen.+CP), olive pentagons (Nonad.+CP), magenta pentacles (Polar.+CP), and dark yellow hexagons (Stark+CP) indicate the semiclassical calculations where only the influence of Coulomb potential, the influence of both Coulomb potential and the multi-electron screening effect, the influence of both Coulomb potential and the non-adiabatic effect, the influence of both Coulomb potential and multi-electron polarization effect, and the influence of both Coulomb potential and the Stark effect have been considered, respectively. The filled (Low) and open (High) Symbols indicate the results calculated at  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  and  $2.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , respectively.

影响, 与仅考虑库仑场影响的情况相比, 在  $z$  方向和  $x$  方向均变大, 因此多电子极化效应的影响比除了非绝热效应以外的其他效应影响更大. 不仅如此, 由于在  $z$  方向激光峰值电场更大, 所以多电子极化效应会导致典型电子轨道在  $z$  方向变化更大. 为了清楚地表现这一影响, 注意到同时考虑库仑场效应和 Stark 效应, 以及同时考虑库仑场效应和多电子极化效应, 两种情况下隧穿出口非常接近 (图 4(a) 中深黄色六边形与洋红色五角星的位置非常接近), 可通过对比这两种情况下最终电子位置和动量, 定性揭示多电子极化效应在轨道演化过程中的影响. 由图 4(b) 和图 4(d) 可见, 与同时考虑库仑场效应和 Stark 效应的轨道 (深黄色六边形) 相比, 同时

考虑库仑场效应和多电子极化效应的轨道 (洋红色五角星) 在  $z$  方向电子最终位置和动量的偏移量均大于在  $x$  方向的偏移量. 这一结果与上文关于多电子极化效应对电子轨道演化过程影响的分析一致. 图 4(d) 给出了在考虑多种物理效应的情况下, 激光峰值对应电子轨道在脉冲结束时的动量大小. 该图中, 采用一条直线将不同物理效应对应的电子最终动量与原点相连, 标示出电子最终出射方向. 与仅考虑库仑场效应的情况 (海军蓝三角形) 相比, 偏角越大, 说明相应的物理效应影响越大. 由图 4(d) 可知, 非绝热效应 (橄榄绿五边形) 的影响最大, 其次是多电子极化效应 (洋红色五角星), 而影响最小的是多电子屏蔽效应 (蓝色四边形).



## 5 结 论

实验测量了 Ar 原子在椭圆偏振激光场中的光电子动量分布随激光光强的演化规律. 理论上使用包含库仑场效应、非绝热效应、Stark 效应、多电子屏蔽和极化效应的半经典理论方法对 Ar 原子的强场电离动力学进行了模拟, 得到了 Ar 原子电离产生的光电子动量角分布. 基于阿秒钟方案, 通过对比实验测量和理论计算结果, 发现在本文所研究的光强范围内, Ar 原子的价电子在椭圆偏振强激光场中的隧穿延时小于 10 as. 理论上研究了考虑库仑场效应、非绝热效应、Stark 效应、多电子屏蔽和极化效应对阿秒钟方案结果的影响, 并结合对典型轨道的分析阐明了其物理机制.

## 参考文献

- [1] MacColl L A 1932 *Phys. Rev.* **40** 621
- [2] Schultze M, Fieff M, Karpowicz N, et al. 2010 *Science* **328** 1658
- [3] Shafir D, Soifer H, Bruner B D, Dagan M, Mairesse Y, Patchkovskii S, Ivanov M Y, Smirnova O, Dudovich N 2012 *Nature* **485** 343
- [4] Goulielmakis E, Loh Z, Wirth A, Santra R, Rohringer N, Yakovlev V S, Zherebtsov S, Pfeifer T, Azzeer A M, Kling M F, Leone S R, Krausz F 2010 *Nature* **466** 739
- [5] Eckle P, Pfeiffer A N, Cirelli C, Staudte A, Dörner R, Müller H G, Büttiker M, Keller U 2008 *Science* **322** 1525
- [6] Eckle P, Smolarski M, Schlup P, Biegert J, Staudte A, Schöffler M, Müller H G, Dörner R, Keller U 2008 *Nat. Phys.* **4** 565
- [7] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Wang X, Eberly J H, Dörner R, Keller U 2011 *New J. Phys.* **13** 093008
- [8] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Dimitrovski D, Abu-samha M, Madsen L B, Keller U 2012 *Nat. Phys.* **8** 76
- [9] Sainadh U S, Xu H, Wang X, Atia-Tul-Noor A, Wallace W C, Douguet N, Bray A, Ivanov I, Bartschat K, Kheifets A, Sang R T, Litvinyuk I V 2019 *Nature* **568** 75
- [10] Han M, Ge P, Wang J, Guo Z, Fang Y, Ma X, Yu X, Deng Y, Wörner H J, Gong Q, Liu Y 2021 *Nat. Photonics* **15** 765
- [11] Torlina L, Morales F, Kaushal J, Ivanov I, Kheifets A, Zielinski A, Scrinzi A, Müller H G, Sukiasyan S, Ivanov M, Smirnova O 2015 *Nat. Phys.* **11** 503
- [12] Quan W, Serov V V, Wei M, Zhao M, Zhou Y, Wang Y, Lai X, Kheifets A S, Liu X 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 223204
- [13] Landsman A S, Weger M, Maurer J, Boge R, Ludwig A, Heuser S, Cirelli C, Gallmann L, Keller U 2014 *Optica* **1** 343
- [14] Landsman A S, Keller U 2015 *Phys. Rep.* **547** 1
- [15] Camus N, Yakoboylu E, Fechner L, Klaiber M, Laux M, Mi Y, Hatsagortsyan K Z, Pfeifer T, Keitel C H, Moshhammer R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 023201
- [16] Quan W, Yuan M, Yu S, Xu S, Chen Y, Wang Y, Sun R, Xiao Z, Gong C, Hua L, Lai X, Liu X, Chen J 2016 *Opt. Express* **24** 23248
- [17] Zhi-Lei Xiao, Wei Quan, Song-Po Xu, Shao-Gang Yu, Xuan-Yang Lai, Jing Chen, Liu X-J 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 043201
- [18] Xiao Z, Quan W, Xu S, Yu S, Wang Y, Zhao M, Wei M, Zhou Y, Lai X, Chen J, Liu X 2020 *Chin. Opt. Lett.* **18** 010201
- [19] Xiao Z, Quan W, Yu S, Lai X, Liu X, Wei Z, Chen J 2022 *Opt. Express* **30** 14873
- [20] Quan W, Hao X, Chen Y, Yu S, Xu S, Wang Y, Sun R, Lai X, Wu C, Gong Q, He X, Liu X, Chen J 2016 *Sci. Rep.* **6** 27108
- [21] Chen J, Liu J, Chen S G 2000 *Phys. Rev. A* **61** 033402
- [22] Hao X, Wang G, Jia X, Li W, Liu J, Chen J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023408
- [23] Quan W, Lin Z, Wu M, Kang H, Liu H, Liu X, Chen J, Liu J, He X T, Chen S G, Xiong H, Guo L, Xu H, Fu Y, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001
- [24] Wang Y, Xu S, Chen Y, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063415
- [25] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **66A** 138
- [26] Delone N B, Krainov V P 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1207
- [27] Ye D F, Liu X, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233003
- [28] Chen J, Liu J, Zheng W M 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043410
- [29] Fu L B, Liu J, Chen J, Chen S G 2001 *Phys. Rev. A* **63** 043416
- [30] Chen J, Liu J, Fu L B, Zheng W M 2000 *Phys. Rev. A* **63** 011404
- [31] Brabec T, Ivanov M Y, Corkum P B 1996 *Phys. Rev. A* **54** R2551
- [32] Hu B, Liu J, Chen S G 1997 *Phys. Lett. A* **236** 533
- [33] Han M, Li M, Liu M-M, Liu Y 2017 *Phys. Rev. A* **95** 023406
- [34] Li M, Liu M M, Geng J W, Han M, Sun X, Shao Y, Deng Y, Wu C, Peng L Y, Gong Q, Liu Y 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053425
- [35] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milošević D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 35
- [36] Salières P, Carré B, Le Déroff L, Grasbon F, Paulus G G, Walther H, Kopold R, Becker W, Milošević D B, Sanpera A, Lewenstein M 2001 *Science* **292** 902
- [37] Cloux F, Fabre B, Pons B 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023415
- [38] Müller H G 1999 *Phys. Rev. A* **60** 1341
- [39] Dimitrovski D, Martiny C P J, Madsen L B 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053404
- [40] Dimitrovski D, Abu-samha M, Madsen L B, Filsinger F, Meijer G, Küpper J, Holmegaard L, Kallhøj L, Nielsen J H, Stapelfeldt H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023405
- [41] Xu S, Liu M, Hu S, Shu Z, Quan W, Xiao Z, Zhou Y, Wei M, Zhao M, Sun R, Wang Y, Hua L, Gong C, Lai X, Chen J, Liu X 2020 *Phys. Rev. A* **102** 043104
- [42] Corkum P B, Burnett N H, Brunel F 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1259
- [43] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [44] Hofmann C, Landsman A S, Keller U 2019 *J. Mod. Opt.* **66** 1052

SPECIAL TOPIC—Attosecond physics

**Tunneling delay time in strong field ionization of atomic Ar\***

Zhao Meng<sup>1)2)</sup> Quan Wei<sup>1)2)†</sup> Xiao Zhi-Lei<sup>3)</sup> Xu Song-Po<sup>1)</sup>

Wang Zhi-Qiang<sup>1)</sup> Wang Ming-Hui<sup>1)2)</sup> Cheng Si-Jin<sup>1)2)</sup> Wu Wen-Zhuo<sup>1)2)</sup>

Wang Yan-Lan<sup>1)2)</sup> Lai Xuan-Yang<sup>1)2)</sup> Liu Xiao-Jun<sup>1)2)‡</sup>

1) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Department of Physics, Hubei University, Wuhan 430062, China*)

( Received 30 June 2022; revised manuscript received 27 July 2022 )

**Abstract**

“Attoclock” provides a promising experimental scheme to explore the timing of tunnel ionization of atoms and molecules in intense laser fields. In this work, we perform a systematical investigation of tunneling delay time in strong field ionization of atomic Ar, based on the “attoclock” experimental scheme. Experimentally, the laser intensity dependence of the photoelectron momentum distributions of Ar subject to strong elliptically polarized laser fields at 800 nm has been measured. Theoretically, a dedicated semiclassical model, in which the Coulomb potential effect, the nonadiabatic effect, the Stark effect, the multielectron screening and polarization effect have been well considered, is employed to simulate the ionization dynamics of Ar. By comparing the experimental and simulated results, an upper limit of 10 attoseconds for the tunneling delay time of Ar has been derived for the laser intensity ranges explored in this work. In addition, the influence of various physical effects on the extracted tunneling delay time, in the context of semiclassical model, has been analyzed. It is demonstrated that, under otherwise identical conditions, consideration of multielectron screening effect will give rise to the least change of the extracted tunneling delay time. In contrast, consideration of nonadiabatic effect will lead to the most significant change of the extracted tunneling delay time.

**Keywords:** attoclock, tunneling delay time, ultrafast ionization

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

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221295

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFA0307702), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11834015, 11974383, 12104465), and the Science and Technology Department of Hubei Province, China (Grant No. 2020CFA029).

† Corresponding author. E-mail: [charlywing@wipm.ac.cn](mailto:charlywing@wipm.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [xjliu@wipm.ac.cn](mailto:xjliu@wipm.ac.cn)



## 强激光场驱动Ar原子电离中的隧穿延时

赵猛 全威 肖智磊 许松坡 王志强 王明辉 成思进 吴文卓 王艳兰 赖炫扬 柳晓军

### Tunneling delay time in strong field ionization of atomic Ar

Zhao Meng Quan Wei Xiao Zhi-Lei Xu Song-Po Wang Zhi-Qiang Wang Ming-Hui Cheng Si-Jin  
Wu Wen-Zhuo Wang Yan-Lan Lai Xuan-Yang Liu Xiao-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 233203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221295

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221295>

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

反向旋转双色椭圆场中原子隧穿电离电子的全息干涉

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

物理学报. 2022, 71(9): 093202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212226>

玻色-费米超流混合体系中的相互作用调制隧穿动力学

Interaction-modulated tunneling dynamics of a mixture of Bose-Fermi superfluid

物理学报. 2022, 71(9): 090301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212168>

洛伦兹破缺标量场的霍金隧穿辐射

Hawking tunneling radiation in Lorentz-violating scalar field theory

物理学报. 2019, 68(6): 060401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182050>

浅光晶格中量子隧穿现象的实验观测

Experimental observation of quantum tunneling in shallow optical lattice

物理学报. 2022, 71(7): 073701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212038>

基于多组态含时Hartree-Fock方法研究电子关联对于H<sub>2</sub>分子强场电离的影响

Multiconfiguration time-dependent Hartree-Fock treatment of electron correlation in strong-field ionization of H<sub>2</sub> molecules

物理学报. 2018, 67(10): 103301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172701>

隧穿磁阻传感器研究进展

Research progress of tunneling magnetoresistance sensor

物理学报. 2022, 71(5): 058504 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211883>