

椭圆激光场中原子次序双电离的离子动量分布*

廖健颖¹⁾ 贺佟佟¹⁾ 苏杰¹⁾ 刘子超¹⁾ 李盈侯^{2)†} 余本海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) (信阳师范大学物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2023年4月27日收到; 2023年8月23日收到修改稿)

利用海森伯势经典系综模型, 研究了椭圆激光场中氩原子的次序双电离. 结果发现, 激光相位随机时, 随着激光波长的增加, 离子动量分布从 800 nm 时的六带结构逐渐转变成 1600 nm 时的八带结构. 激光相位固定时, 1600 nm 激光场产生的离子动量分布呈现出十带结构. 这些多带结构直接反映了椭圆场中电子的亚光周期电离动力学. 随着激光相位的变化, 离子动量谱的外部三带出现显著的移动. 正是由于外部三带位置的相位依赖导致相位随机时离子动量谱的外部区域只能观测到一条带状分布. 两电子电离时序分析发现, 相位随机时, 离子动量谱中的内带源于时间差为 0.5 个光周期的电离脉冲组合, 而外带来源于时间差为 1, 2 和 3 个光周期的电离脉冲的组合. 对于 800 nm 中间的一个带, 源于时间差为 1.5 和 2.5 个光周期的电离脉冲组合; 对于 1600 nm 中间的两个带, 一个源于时间差为 1.5 个光周期的电离脉冲组合, 另一个源于时间差为 2.5 和 3.5 个光周期的电离脉冲组合. 这些结果表明长波长和相位稳定的激光更容易观测到原子次序双电离的亚光周期动力学.

关键词: 椭圆场, 次序双电离, 离子动量分布, 亚光周期动力学

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

DOI: 10.7498/aps.72.20230683

1 引言

当超快超强激光脉冲照射到原子时, 脉冲中的强电场会压低原子核对电子的势垒, 电子可以通过隧穿或过垒电离摆脱原子核的束缚. 在线偏场中, 该电子有较高的概率返回母离子, 通过碰撞将能量传递给另一个束缚电子, 从而诱导双电离发生, 该过程被称为非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI)^[1-6]. 由于再碰撞, NSDI 中两电子具有强烈的关联性^[7-9]. 在圆偏或椭圆激光场中, 电离电子很难在激光电场的驱动下返回母离子附近, 此时第二个电子通常也通过隧穿或过垒

的方式逃离原子核的束缚. 该过程称为次序双电离 (sequential double ionization, SDI)^[10,11]. 此时两电子的电离过程是相对独立的, 一般认为两电子之间不具有关联性. 激光的强度越高, 椭圆率越大, NSDI 越难发生, SDI 的概率就会越大.

由于 SDI 的过程简单, 两电子之间没有关联, 电子的末态动量与电子的电离时间之间的映射关系更加简单和准确. 因此可以通过测量 SDI 的电子或离子动量谱以获取电离时间的信息. Pfeiffer 等^[12] 测量了椭圆激光场中 Ar 原子的 SDI, 从电子动量谱中获得了两电子的电离时间, 并进一步测量了两电子电离时间对激光强度的依赖. 他们发现第 2 个电子的电离时间早于传统的独立电子模型的预测.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074329, 12004323, 12104389)、西南大学大学生创新创业训练计划 (批准号: X202210635104) 和信阳师范学院“南湖学者奖励计划”青年项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liyingbin2008@163.com

‡ 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

随后人们开展了大量的工作来研究电离时间与独立电子近似模型的背离是否与电子关联有关^[13-17]. 在椭圆场驱动的原子的 SDI 中, 随着激光强度的增大, 双电荷离子在激光偏振面内的动量分布从三带结构转变为四带结构^[10,11,13-15], 这被解释为两电子的同向释放导致外侧动量带而反向释放导致内侧动量带. 这个解释默认了每个电子分别具有一个主要的动量, 但是椭圆场每半个周期经历一个电场极大值, 所以每半个周期产生一个电离脉冲 (ionization burst), 通常情况下电子 (尤其是第 2 个电子) 的电离会持续一段较长的时间, 故而将有多个电离脉冲发出, 这些电离脉冲发射的电子将具有多个动量且方向随电离时间而变, 可以预计两电子不同的电离时间组合, 将会导致离子动量分布呈现更多的带状结构. 随后通过调节激光脉冲的脉宽, 研究者在椭圆激光驱动原子的 SDI 的数值模拟和实验中均观测到了六带结构的离子动量分布^[18,19]. 这便是电子亚光周期电离的体现, 这说明激光的脉宽会影响亚光周期电子电离动力学的观测.

本文利用海森伯势经典系综模型研究不同波长椭圆偏振激光场中氩原子的 SDI. 结果显示离子动量分布中的带状结构敏感的依赖于激光波长和相位. 相位随机时, 随波长的增加, 离子动量分布从六带结构转变成八带结构. 而当相位固定时, 长波长下离子动量谱更是呈现出十带结构. 这些带状结构反映了电子亚光周期的电离动力学. 本文对这些带状结构对应的亚周期电离脉冲进行分析. 这些结果表明长波长和相位稳定的激光更容易观测到原子次序双电离的亚光周期动力学.

2 理论方法

研究强激光场中多电子系统的电离动力学, 最准确的理论模型是数值求解全维含时薛定谔方程. 但是数值求解多电子系统的全维含时薛定谔方程的计算需求非常大, 目前仅能实现短波长或低强度线偏光场中氩原子的数值解^[20]. 对于长波长高强度下的二维电场的情况尚无法完成. 因此通常采用经典系综模型的方法来研究强激光场中多电子系统的电离问题^[21-26]. 为了避免因无法束缚电子能量下限而导致的自电离问题, 通常会在经典系综模型中引入软核势^[22]或者海森伯势. 海森伯势最早由 Willets 和 Kirschbaum 等^[27,28]引入经典模型来

模拟海森伯不确定性原理, 避免电子进入量子力学禁止的相空间区域. 相比软核势经典模型, 海森伯势经典系综模型能够更准确地模拟原子中各电子的电离能. 目前海森伯势经典系综模型已被广泛用于多体碰撞^[29,30]、强激光场中原子分子的电离^[31-34]和解离^[35]等研究中. 本文利用海森伯势经典系综模型来研究椭圆偏振激光场中原子次序双电离的超快动力学. 该模型中, 两电子系统的时间演化由哈密顿方程决定 (本文使用原子单位制):

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (1)$$

其中, \mathbf{r}_i 和 \mathbf{p}_i 分别表示电子的位置和动量, i 代表电子的序号, 取 1 或 2. 系统哈密顿量 H 表示为

$$H = \sum_{i=1,2} \left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2} - \frac{2}{r_i} + V_H(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) \right] + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \cdot \mathbf{E}(t), \quad (2)$$

式中, $V_H(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)$ 为海森伯势能, 用来模拟量子力学中的海森伯不确定性原理. 其表达形式为

$$V_H(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \frac{\xi^2}{4\alpha r_i^2} \exp \left\{ \alpha \left[1 - \left(\frac{r_i \mathbf{p}_i}{\xi} \right)^4 \right] \right\}, \quad (3)$$

其中 α 表征海森伯势的刚性. 给定一个 α , 可以通过调节 ξ 来匹配靶材原子的第二电离势能. 这里取 $\alpha = 2$ 和 $\xi = 1.225$ 来匹配 Ar 原子第二电离能 (1.01 a.u.). 本文采用椭圆偏振的激光脉冲驱动原子电离, 其电场形式为

$$\mathbf{E}(t) = E_0 f(t) \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + 1}} \cos(\omega t + \phi) \hat{\mathbf{x}} + \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + 1}} \sin(\omega t + \phi) \hat{\mathbf{y}} \right], \quad (4)$$

式中 E_0 , ε , ω 和 ϕ 分别表示激光脉冲的振幅、椭圆率、角频率和载波包络相位 (carrier-envelope phase, CEP), $f(t) = \sin^2(\pi t/\tau)$ 是激光脉冲的包络, τ 为激光脉冲全宽.

首先将两电子随机放置在原子核附近经典允许的位置, 给予其一定的动能, 使两电子系统的总能量等于 -1.59 a.u., 对应于 Ar 原子的第一和第二电离能之和. 然后让该系统在无激光场的情况下自由演化一段足够长的时间, 以得到稳定的位置和动量分布. 然后开启激光场, 让两电子在激光场和库仑场共同作用下按照方程 (1) 演化. 激光脉冲结束后, 检查两电子的动量, 如果两电子的能量都大

于零, 则该原子发生双电离. 本文计算中激光的强度为 6 PW/cm^2 , 椭偏率为 0.75. 如此高的强度和大的椭偏率的激光场中, 再碰撞被抑制, 所有的双电离均为次序双电离事件.

3 结果与讨论

图 1 为 800, 1200 和 1600 nm 椭偏激光驱动下 Ar 原子的离子动量分布. 这些离子动量分布都呈现出带状分布特征. 对于 800 nm 波长, 离子动量分布在电场椭圆短轴方向 (y 方向) 正负动量区域均显示出 3 个带, 整体呈现出一个六带结构. 其中内带 (A_1 和 A'_1) 较窄, 而中带 (A_2 和 A'_2) 和外带 (B 和 B') 较宽. 随着激光波长的增加, 中带逐渐拓宽, 当激光波长增至 1600 nm 时, 中间带分离成为两个界限清晰的细长的带 (A_2 和 A_3). 此时的离子动量分布呈现出清晰的八带结构. 另外, 800 nm 的动量谱相对于横轴有个明显的偏转, 这是母离子库仑势的影响, 这种影响随着波长的增加而减小, 所

以 1600 nm 的动量谱几乎没有偏转.

为了更清楚地显示离子动量分布中带状结构随激光波长的变化, 选取 $p_{x, \text{ion}}$ 在 -0.5 — 0.5 a.u. 范围内的双电离事件进行积分, 得到图 2 所示 y 方向的离子动量分布. 波长为 800 nm 时, 电场椭圆短轴方向的离子动量分布呈现出了 6 个峰, 这与图 1(a) 中二维离子动量分布中的六带结构相对应. 随着脉冲波长的增加, 中峰 A_2 (峰 A'_2) 开始分裂, 1200 nm 时出现了很弱的 A_3 峰 (A'_3 峰), 当激光波长继续增至 1600 nm 时, A_2 峰和 A_3 峰 (A'_2 峰和 A'_3 峰) 完全分开, 此时短轴方向的动量分布呈现出清晰的八峰结构, 如图 2(c) 所示, 对应二维离子动量分布的八带结构. 长波长下显示的八带结构是之前短波长 (800 nm) 的实验和理论研究中没有被观测到的 [18,19].

为了深入理解离子动量分布随波长增加中带分裂形成八带结构的物理机制, 计算了相位锁定的情况. 图 3(a) 和图 3(b) 展示了相位为 0 时, 不同激光波长情况下激光偏振平面内的离子动量分布.

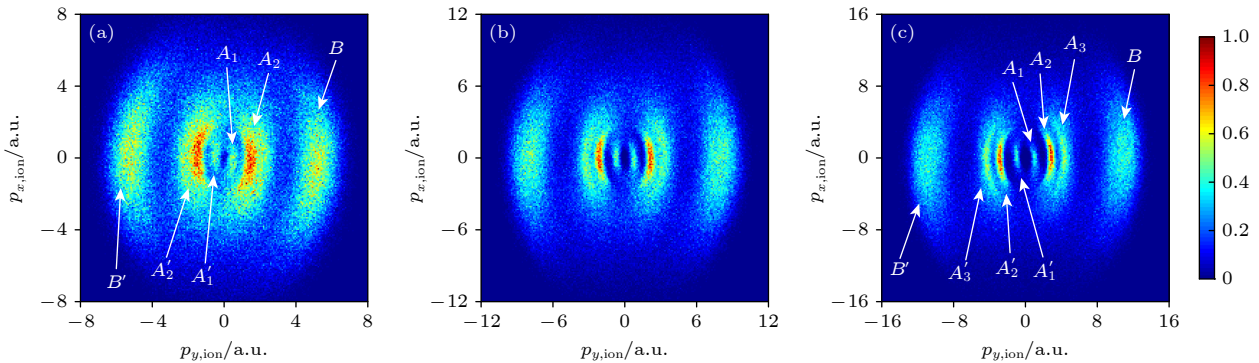


图 1 不同波长情况下激光偏振平面内的离子动量分布, 其中激光相位随机, 脉宽为 14 个光周期 (a) 800 nm; (b) 1200 nm; (c) 1600 nm.

Fig. 1. Ion momentum distributions in the laser polarization plane for different wavelength, where the CEP is randomly chosen for each trajectory, and the pulse duration is 14 cycles: (a) 800 nm; (b) 1200 nm; (c) 1600 nm.

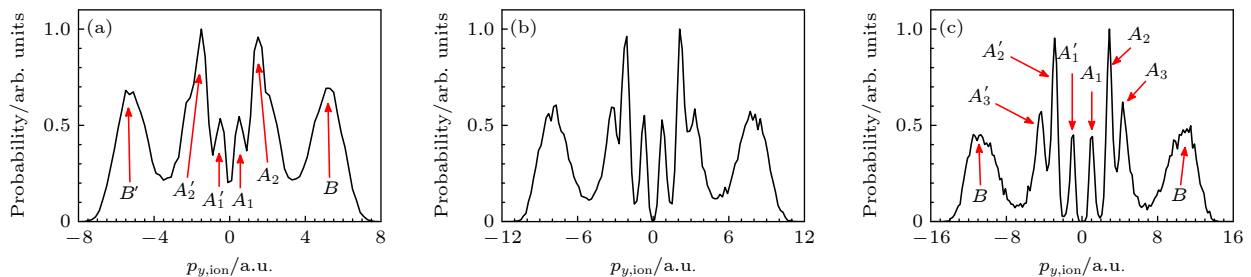


图 2 不同波长情况下沿椭圆短轴的离子动量分布, 其中分布通过对图 1 $p_{x, \text{ion}} \in (-0.5 \text{ a.u.}, 0.5 \text{ a.u.})$ 的双电离事件积分获得, 脉宽为 14 个光周期 (a) 800 nm; (b) 1200 nm; (c) 1600 nm.

Fig. 2. Ion momentum distributions along the minor elliptical axis for different wavelength, where the distribution is obtained by integrating the distributions of Fig. 1 over $p_{x, \text{ion}}$ from -0.5 a.u. to 0.5 a.u., the pulse duration is 14 cycles: (a) 800 nm; (b) 1200 nm; (c) 1600 nm.

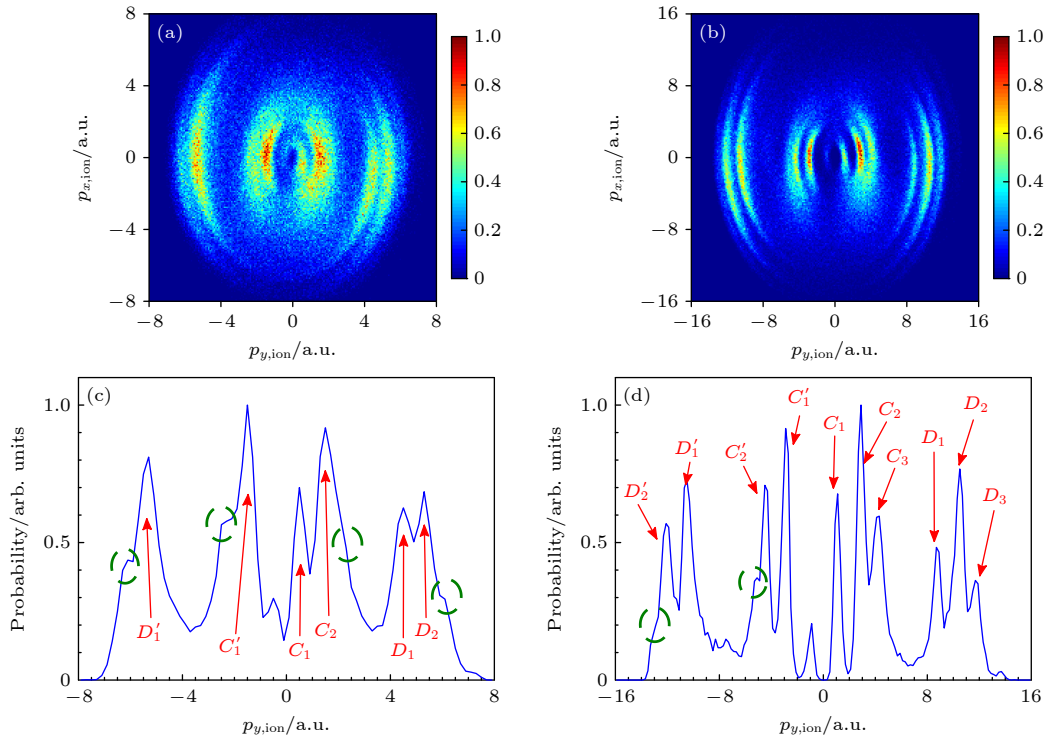


图3 相位为0时,不同波长下激光偏振平面内的离子动量分布(a),(b)和 $p_{x,\text{ion}} \in (-0.5 \text{ a.u.}, 0.5 \text{ a.u.})$ 的双电离事件对应的沿椭圆短轴的离子动量分布(c),(d),其中脉宽为14个光周期 (a),(c) 800 nm; (b),(d) 1600 nm

Fig. 3. Ion momentum distributions in the laser polarization plane (a), (b) and ion momentum distributions along the minor elliptical axis corresponding to $p_{x,\text{ion}} \in (-0.5 \text{ a.u.}, 0.5 \text{ a.u.})$ double ionization events (c), (d) for different wavelength of the CEP is 0, where the pulse duration is 14 cycles: (a), (c) 800 nm; (b), (d) 1600 nm.

与相位随机相同,随激光波长的增加中间部分从一个带分裂成两个带.令人惊讶的是,与相位随机时不同,相位固定为0时,动量分布的外部区域不再呈现出一个较粗的单带结构.对于800 nm的动量分布的外部区域,右侧呈现出一个两带结构,而左侧仍是一个单带结构.对于1600 nm的动量分布的外部区域,右侧呈现出一个三带结构,而左侧是一个两带结构.整体上,800 nm的动量分布是一个六带结构,而1600 nm的动量分布是一个十带结构.这些带状结构以峰的形式呈现在了对应的椭圆短轴的离子动量分布中,用不同的符号标注这些峰,如图3(c)和图3(d)所示.

根据动量守恒,离子的动量等于两电子动量和的相反数,所以离子动量分布的带状结构实际是电子次序释放时间信息的体现.为了解释离子动量分布中中间带随波长增加的分裂和外部区域子带结构的出现,进一步通过检查双电离轨道,分析了两电子的电离动力学过程,统计了两电子的电离时间.这里电子的电离时间定义为电子能量由负转正的时刻.先电离电子的电离时间记为 t_{11} ,后电离电子的电离时间记为 t_{12} .

图4为800 nm和1600 nm情况下相位为0时两个电子的电离时间.在椭圆激光场驱动的次序双电离中,电子主要在电场极大值附近电离.即椭圆偏光的瞬时电场指向电场椭圆的长轴方向时大量电子释放产生一个电离脉冲.因此每个光周期会发出两次电离脉冲信号.相位为0时, $t = KT$ 或 $KT + T/2$ (其中 K 为整数)时,瞬时电场指向椭圆长轴的方向,此时电离脉冲产生,如图4所示.因为第一电离能小于第二电离能,第1个电子先于第2个电子电离.且在本文的高强度情况下两电子均在激光脉冲峰值强度之前达到电离饱和,后续不再有电离事件发生.第1个电子主要在 $t = 3T$ 和 $3.5T$ 处电离,这两个电离脉冲分别记为 F_1 和 F_2 ,最终他们分别飞往负 y 和正 y 方向.第2个电子在 $t = 4T, 4.5T, 5T, 5.5T, 6T$ 和 $6.5T$ 处电离,共发出6个电离脉冲,记为 S_3 — S_8 .其中 S_3, S_5 和 S_7 电离的电子最终漂移到负 y 方向, S_4, S_6 和 S_8 电离的电子最终漂移到正 y 方向.电子都是在激光脉冲的上升沿电离,随着时间的推移电子电离时刻有效激光光强逐渐增大.所以后电离电子将具有更大的末态动量.第2个电子的末态动量大于第1个电子的末

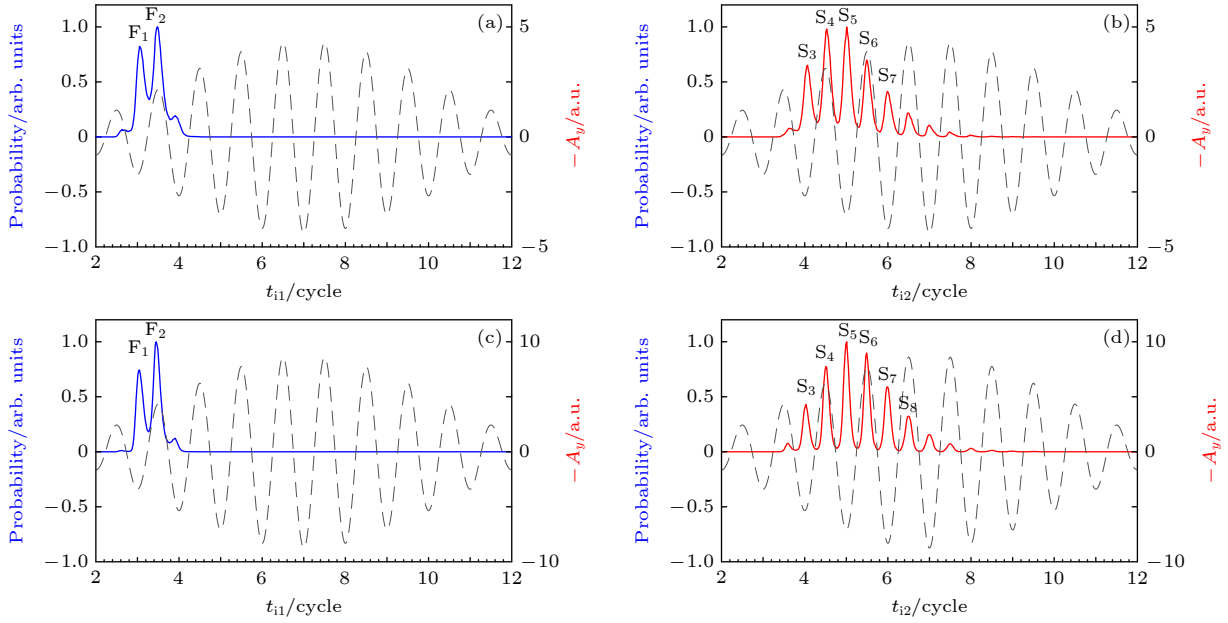


图 4 不同波长下第 1 个电子 (a), (c) 和第 2 个电子 (b), (d) 的电离时间分布 (灰色虚线为 y 方向的负矢势, 激光相位为 0, 脉宽为 14 个光周期) (a), (b) 800 nm; (c), (d) 1600 nm

Fig. 4. Distributions of the ionization times for the first electron (a), (c) and the second electron (b), (d) for different wavelength (The gray dashed curves represent the laser negative potential vector in y direction, the CEP is 0, the pulse duration is 14 cycles): (a), (b) 800 nm; (c), (d) 1600 nm.

表 1 不同电子电离脉冲组合对应的离子动量

Table 1. Ion momentums for different combinations of electron ionization bursts.

波长/nm	D'_3 (F ₂ , S ₈)	D'_2 (F ₂ , S ₆)	D'_1 (F ₂ , S ₄)	C'_3 (F ₁ , S ₈)	C'_2 (F ₁ , S ₆)	C'_1 (F ₁ , S ₄)	C_1 (F ₂ , S ₃)	C_2 (F ₂ , S ₅)	C_3 (F ₂ , S ₇)	D_1 (F ₁ , S ₃)	D_2 (F ₁ , S ₅)	D_3 (F ₁ , S ₇)
800	—	-6.04	-5.28	—	-2.18	-1.42	0.51	1.39	1.99	4.38	5.26	5.86
1600	-12.93	-12.09	-10.57	-5.20	-4.35	-2.83	1.02	2.77	3.99	8.757	10.51	11.73

态动量. 根据动量守恒定律可以得到离子动量和电子动量之间的关系式 $p_{y, \text{ion}} = -(p_{y, e1} + p_{y, e2})$, 可以利用第 1 个电子两个电离脉冲和第 2 个电子 6 个电离脉冲之间的组合求出离子的动量. 在此忽略库仑势和电子电离时刻初始动量的影响, 电子的末态动量等于激光脉冲的负矢势. 所以离子的动量为 $p_{y, \text{ion}} = A_y(F_i) + A_y(S_j)$, $A_y(F_i)$ 和 $A_y(S_j)$ 表示发射该电离脉冲时刻对应的电场矢势.

为了获得离子动量分布的带状结构与次序双电离中电子亚光周期电离动力学之间的关系, 利用动量守恒, 采用两电子电离脉冲发射时刻对应的矢势, 估算不同电离脉冲组合情况下对应的离子动量, 如表 1 所示. 电离脉冲 F_1 , S_3 , S_5 和 S_7 发射的电子最终释放到负 y 方向, 而电离脉冲 F_2 , S_4 , S_6 和 S_8 发射的电子最终释放到正 y 方向. 当第 1 个电子在 F_1 电离, 第 2 个电子在 S_3 , S_5 和 S_7 电离时, 两电子电离时间间隔为偶数个半周期, 都被释放

到负方向, 对应的离子具有较大的正向动量. 当第 1 个电子在 F_2 电离, 第 2 个电子在 S_3 , S_5 和 S_7 电离时, 两电子电离时间间隔为奇数个半周期, 被释放到相反方向, 且第 2 电子动量大于第 1 个电子, 最终离子具有较小的正向动量. 同理, 当第 1 个电子在 F_2 电离, 第 2 个电子在 S_4 , S_6 和 S_8 电离时, 两电子电离时间间隔为偶数个半周期, 都被释放到正方向, 对应的离子具有较大的负向动量. 当第 1 个电子在 F_1 电离, 第 2 个电子在 S_4 , S_6 和 S_8 电离时, 两电子电离时间间隔为奇数个半周期, 被释放到相反方向, 对应的离子具有较小的负向动量. 表 1 列出了各种电离脉冲组合情况下对应的离子动量具体数值.

对比表 1 中不同电离脉冲组合得到的离子动量和图 3 中离子动量峰的位置, 可以确定离子动量分布中各个峰值对应的电子电离脉冲组合. 对于 800 nm, 椭圆短轴方向离子动量分布呈现的六峰

结构, 分别对应于电离脉冲组合 (F_2, S_4) , (F_1, S_4) , (F_2, S_3) , (F_2, S_5) , (F_1, S_3) 和 (F_1, S_5) . 对于 800 nm, 第 1 个电子两个电离脉冲, 第 2 个电子 5 个电离脉冲, 一共有 10 中电离脉冲组合. 以上 6 种形成了 6 个明显的峰. 另外 4 种组合 (F_2, S_6) , (F_1, S_6) , (F_2, S_7) 和 (F_1, S_7) 所产生的离子动量与相邻的峰间隔太小没能完全分离, 最后在峰 D'_1 , C'_1 , C_2 和 D_2 的旁边表现出一个“肩”状结构, 如图 3(c) 绿圈所示. 表 1 中对于 1600 nm, 第 1 个电子两个电离脉冲, 第 2 个电子 6 个电离脉冲, 一共有 12 种电离脉冲组合. 其中组合 (F_2, S_8) 和 (F_1, S_8) 对应的离子动量与相邻的峰较小且概率偏低, 未能在离子动量谱中形成独立的峰, 以“肩”状结构存在于相邻的峰 D_2 和 C'_2 , 如图 3(d) 绿圈所示.

通过以上分析可知, 当相位为 0 时, 800 nm 的离子动量谱呈现出 6 个峰, 1600 nm 的离子动量谱呈现出 10 个峰. 那么为什么相位随机的离子动量分布中, 1600 nm 时只有 8 个峰, 而 800 nm 时虽然还是 6 个峰, 但它们位置发生了变化. 这是由于激光相位对电子亚光周期电离动力学影响的结果.

如图 5 所示, 当激光相位为 0.5π 时, 电子电离脉冲发生在 $t = KT + T/4$ 或 $KT + 3T/4$, 即相对于零相位时移动了 $1/4$ 个光周期. 这是由于相位的改变导致电场极大值相对于激光脉冲中心移动引起的. 相应地, 每个电离脉冲对应的有效激光强度改变, 每个电离脉冲发射的电子的最终动量也就会改变. 假设相位的一个改变, 导致电离脉冲右移, 那么各电离脉冲对应电子的动量都会增大, 由于外部区域各带 (D'_2 , D'_1 , D_1 , D_2 和 D_3) 是由同向释放的两电子导致的, 所以离子动量随相位变化改变较大, 这就导致外部区域各峰的位置随相位显著移动, 如图 6 所示. 而内部区域各带 (C'_2 , C'_1 , C_1 , C_2 和 C_3) 是由反向释放的两电子导致, 两电子动量求和时, 他们的改变量相互抵消, 所以最终离子动量几乎不变, 所以内部区域各峰的位置不随相位改变, 如图 6 所示. 正因为如此, 在相位随机的离子动量谱中, 外部区域不再显示出细长的多带结构, 而是仅仅在正负动量部分各呈现出一个较粗的单带 (见图 1 中 B 和 B' 带). 另外, 对于相位差为 π 的两种情况, 电场的波形正好反号, 此时离子动量分布左

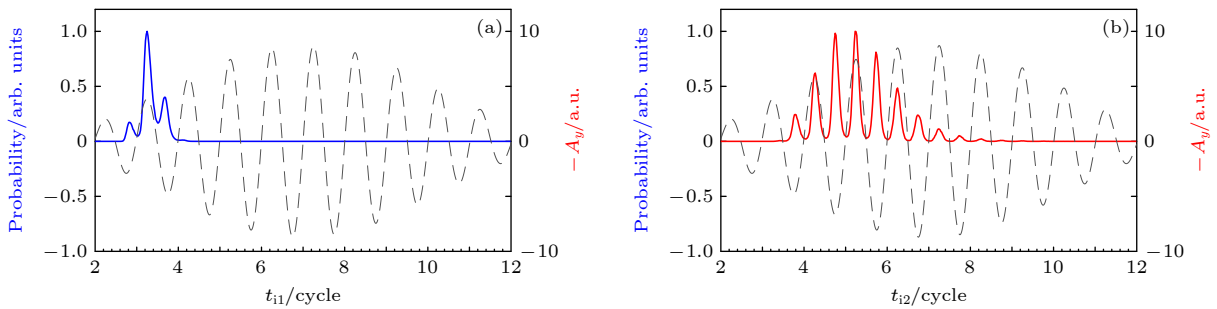


图 5 1600 nm 情况下第 1 个电子 (a) 和第 2 个电子 (b) 的电离时间分布. 灰色虚线为 y 方向的负矢势, 激光相位为 0.5π , 脉宽为 14 个光周期

Fig. 5. Distributions of the ionization times for the first electron (a) and the second electron (b) for the wavelength of 1600 nm. The gray dashed curves represent the laser negative potential vector in y direction, the CEP is 0.5π , the pulse duration is 14 cycles.

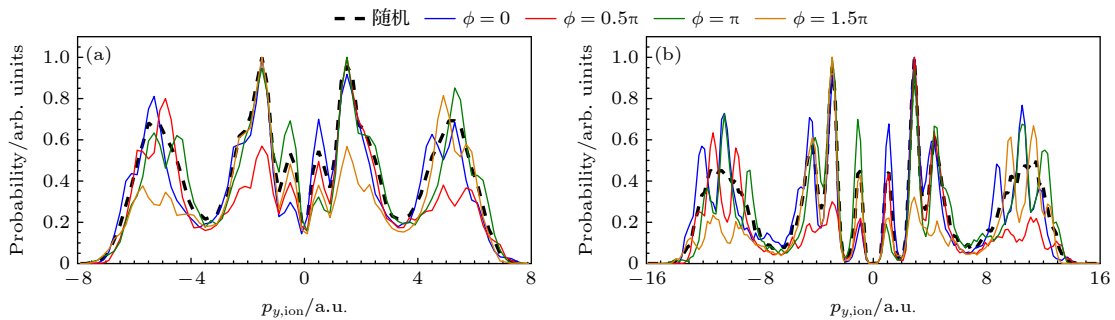


图 6 不同相位情况下沿椭圆短轴的离子动量分布 (脉宽为 14 个光周期) (a) 800 nm; (b) 1600 nm

Fig. 6. Ion momentum distributions along the minor elliptical axis for different CEPs (Pulse duration is 14 cycles): (a) 800 nm; (b) 1600 nm.

右交换, 因此 0 相位下的 C_1 带最终对应相位随机情况下图 1(c) 中的 A_1 和 A'_1 两带. 相位为 0 时, 峰 C_2 和 C'_1 的动量大小接近, 峰 C_3 和 C'_2 的动量大小接近, 所以在相位随机的情况下这 4 个峰得以保留, 形成 1600 nm 离子动量谱中的 A_2 , A'_2 , A_3 和 A'_3 的 4 个带 (图 1(c)). 最终 1600 nm 相位随机情况下离子动量谱具有 8 个带. 对于 800 nm 的情况, 0 相位时, 由于动量差太小, 峰 C_3 和 C'_2 未能形成, 所以最终相位随机情况下离子动量谱的内部区域仅 4 个带, 加外部区域 2 个带, 共 6 个带.

基于以上两电子电离时序的分析可知, 相位随机时, 离子动量谱中的内带来源于时间差为 0.5 个光周期的电离脉冲组合, 而外带来源于时间差为 1, 2 和 3 个光周期的电离脉冲的组合. 对于 800 nm, 中间的一个带源于时间差为 1.5 和 2.5 个光周期的电离脉冲组合. 对于 1600 nm, 中间的两个带, 分别源于时间差为 1.5 个光周期和时间差为 2.5、3.5 个光周期的电离脉冲组合.

对于椭偏光场中的次序双电离, 激光相位随机时, 如果两电子无关联地独立释放, 那么两电子最终平行和反平行释放的概率应该完全相同. 但是先前的实验发现平行和反平行释放的比值不等于 1, 并且依赖于激光强度 [13]. 激光强度较高时比值趋于 1. 这被认为是次序双电离中独立电子近似模型失效, 两电子之间存在关联的证据. 后来 Zhou 等 [17] 利用单电子近似的经典方法, 计算发现排除电子关联后得到的结果与包括电子电联的结果相同, 从而证明平行和反平行释放数目的不同不能作为椭偏场次序双电离存在电子关联的证据. 他们将这种释放的不对称性解释为电子亚光周期电离动力学的结果. 在本研究中, 对于波长 1600 nm 相位 0.5π

的情况, 平行和反平行释放比为 0.98. 为了更清晰地显示两电子电离的亚光周期动力学和它们之间的电离时序关系, 图 7 给出了两电子的电离时间分布. 当两电子电离时间间隔为整数个光周期时, 两电子平行释放, 如图中红色方框所示. 当两电子电离时间间隔为半整数个光周期时, 两电子反平行释放, 如图中白色方框所示.

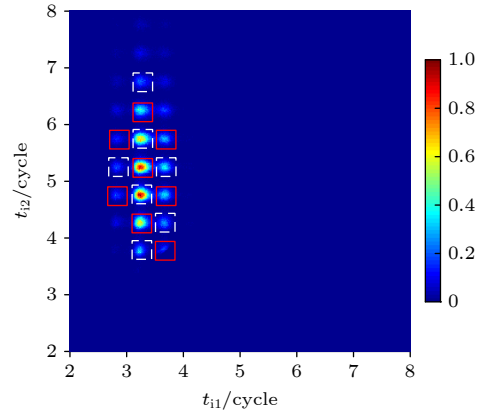


图 7 1600 nm 情况下两电子的电离时间分布, 激光相位为 0.5π , 脉宽为 14 个光周期

Fig. 7. Ionization time distributions of the first electron versus the second electron for the wavelength of 1600 nm, the CEP is 0.5π , the pulse duration is 14 cycles.

图 8 为 1600 nm 相位随机情况下不同脉宽时激光偏振平面内的离子动量分布. 可以看出, 脉宽为 6 个光周期时, 离子动量分布呈现出四带结构, 10 个光周期时, 呈现出一个六带结构. 当脉宽为 14 和 18 个光周期时, 整个动量谱呈现出八条带状分布, 并且随激光脉宽的增大, 中间和外侧的带的宽度有所增大. 动量谱上带状结构随脉宽的这些变化规律与先前波长 800 nm 的实验和理论研究结果相似 [18,19], 所以本文不再对其进行详细分析.

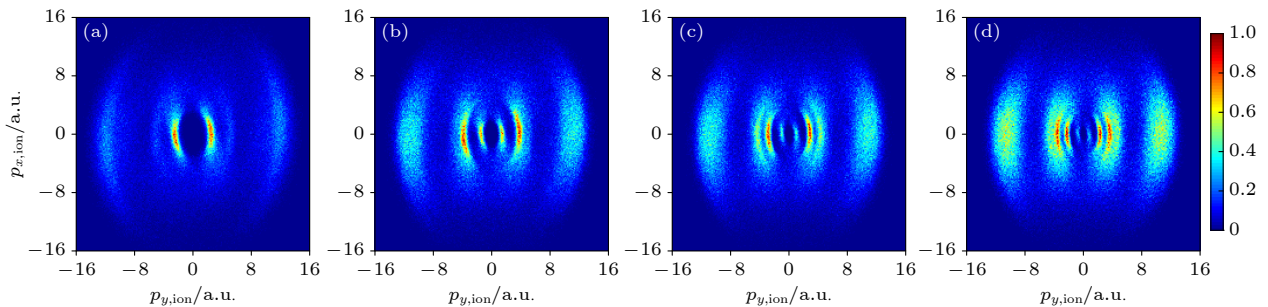


图 8 不同脉宽情况下激光偏振平面内的离子动量分布 (a) 6 个光周期; (b) 10 个光周期; (c) 14 个光周期; (d) 18 个光周期. 激光相位随机, 波长为 1600 nm

Fig. 8. Ion momentum distributions in the laser polarization plane for different pulse durations: (a) 6 cycles; (b) 10 cycles; (c) 14 cycles; (d) 18 cycles. The CEP is randomly chosen for each trajectory, the laser wavelength is 1600 nm.

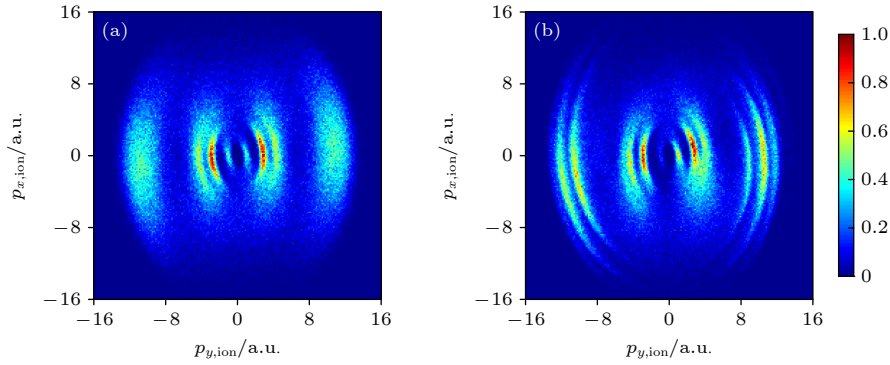


图 9 考虑磁场影响时激光偏振平面内的离子动量分布, 波长为 1600 nm, 脉宽为 14 个光周期 (a) 激光相位随机; (b) 相位为 0
 Fig. 9. Ion momentum distributions in the laser polarization plane for the wavelength of 1600 nm and the pulse duration of 14 cycles, the laser magnetic field is included: (a) CEP is random; (b) CEP is 0.

在强场电离中, 随着激光强度和波长的增大, 激光磁场对电子运动轨道的影响增大. 为了探究磁场对本文研究的椭偏场中原子次序双电离的影响, 进一步计算了 1600 nm 波长激光电场和磁场共同作用下次序双电离的离子动量谱, 如图 9 所示. 图 9(a) 为激光相位随机的情况, 图 9(b) 对应激光相位固定为 0 的情况. 对比图 1(c), 图 3(b) 和图 9, 发现激光磁场对于次序双电离离子动量谱中带状结构的数目和宽度均无影响. 激光磁场仅使得离子动量分布发生很小的沿逆时针方向的偏移.

4 结 论

本文利用海森伯势经典系综模型研究了不同波长椭偏脉冲驱动 Ar 原子的次序双电离. 离子动量谱呈现出多带结构, 这些结构直接反映了电子亚光周期电离动力学. 相位随机时, 波长为 800 nm 的离子动量谱呈现出六带结构, 随着波长的增大, 中间带分裂, 最后形成一个八带结构. 该分裂是由于长波长下电子和离子具有更大的最终漂移动量, 使得不同组合的亚光周期电离脉冲对应的离子动量间隔变大, 从而实现相互分离. 另外, 相位固定时, 同向释放电子的亚光周期电离脉冲的组合将会在大动量区域形成多个带, 这些带的位置会随相位移动, 所以相位随机时不能观测到. 以上结果表明, 长波长和相位稳定的椭偏脉冲是研究亚光周期电子电离动力学更有效的手段.

参考文献

[1] L' Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1814

[2] Wang Y L, Xu S P, Quan W, Gong C, Lai X Y, Hu S L, Liu M Q, Chen J, Liu X J 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053412
 [3] Liu Y Q, Fu L B, Ye D F, Liu J, Li M, Wu C Y, Gong Q H, Moshhammer R, Ullrich J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 013003
 [4] Ye D F, Li M, Fu L B, Liu J, Gong Q H, Liu Y Q, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 123001
 [5] Lin K, Jia X Y, Yu Z Q, He F, Ma J Y, Li H, Gong X C, Song Q Y, Ji Q Y, Zhang W B, Li H X, Lu P F, Zeng H P, Chen J, Wu J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 203202
 [6] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
 [7] Hao X L, Chen J, Li W D, Wang B B, Wang X D, Becker W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073002
 [8] Chen Z J, Liang Y Q, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253201
 [9] Li B Q, Yang X, Ren X H, Zhang J T 2019 *Opt. Express* **27** 32700
 [10] Maharjan C M, Alnaser A S, Tong X M, Ullrich B, Ranitovic P, Ghimire S, Chang Z, Litvinyuk I V, Cocke C L 2005 *Phys. Rev. A* **72** 041403
 [11] Wang X, Eberly J H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 103007
 [12] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Döner R, Keller U 2011 *Nature Phys.* **7** 428
 [13] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Wang X, Eberly J H, Döner R, Keller U 2011 *New J. Phys.* **13** 093008
 [14] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Lu P X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053004
 [15] Zhou Y M, Zhang Q B, Huang C, Lu P X 2012 *Phys. Rev. A* **86** 043427
 [16] Wang X, Eberly J H 2011 *arXiv: 1102.0221v1* [physics. atom-ph]
 [17] Zhou Y M, Li M, Li Y, Tong A H, Li Q G, Lu P X 2017 *Opt. Express* **25** 8450
 [18] Tong A H, Zhou Y M, Lu P X 2015 *Opt. Express* **23** 15774
 [19] Schöffler M S, Xie X, Wustelt P, Moller M, Roither S, Kartashov D, Sayler A M, Baltuska A, Paulus G G, Kitzler M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063421
 [20] Parker J S, Doherty B J S, Taylor K T, Schultz K D, Blaga C I, DiMauro L F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 133001
 [21] Chen J, Liu J, Fu L B, Zheng W M 2000 *Phys. Rev. A* **63** 011404(R)
 [22] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
 [23] Su J, Liu Z C, Liao J Y, Huang X F, Li Y B, Huang C 2022 *Opt. Express* **30** 24898

- [24] Xu T T, Zhu Q Y, Chen J H, Ben S, Zhang J, Liu X S 2018 *Opt. Express* **26** 1645
- [25] Li Y B, Yu B H, Tang Q B, Wang X, Hua D Y, Tong A H, Jiang C H, Ge G X, Li Y C, Wan J G 2016 *Opt. Express* **24** 6469
- [26] Su J, Liu Z C, Liao J Y, Li Y B, Huang C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 193201 (in Chinese) [苏杰, 刘子超, 廖健颖, 李盈缤, 黄诚 2022 物理学报 **71** 193201]
- [27] Wilets L, Henley E M, Kraft M, Mackellar A D 1977 *Nucl. Phys. A* **282** 341
- [28] Kirschbaum C L, Wilets L 1980 *Phys. Rev. A* **21** 834
- [29] Cohen J S 2006 *J. Phys. B* **39** 1517
- [30] Liu S W, Ye D F, Liu J 2020 *Phys. Rev. A* **101** 052704
- [31] Huang C, Li Z H, Zhou Y M, Tang Q B, Liao Q, Lu P X 2012 *Opt. Express* **20** 11700
- [32] Yuan J Y, Liu S W, Wang X C, Shen Z J, Ma Y X, Ma H Y, Meng Q X, Yan T M, Zhang Y Z, Dorn A, Weidemüller M, Ye D F, Jiang Y H 2020 *Phys. Rev. A* **102** 043112
- [33] Jiang H, He F 2021 *Phys. Rev. A* **104** 023113
- [34] Sarkadi L 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053113
- [35] Lötstedt E, Kato T, Yamanouchi K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 203001

Ion momentum distributions from sequential double ionization of Ar in elliptically polarized laser fields*

Liao Jian-Ying¹⁾ He Tong-Tong¹⁾ Su Jie¹⁾ Liu Zi-Chao¹⁾ Li Ying-Bin^{2)†}
Yu Ben-Hai²⁾ 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 27 April 2023; revised manuscript received 23 August 2023)

Abstract

In this paper, we utilize a classical ensemble model with Heisenberg-core potential to study sequential double ionization (SDI) of Ar atom by an elliptically polarized laser field. The results show that for random laser phases, as the laser wavelength increases, the ion momentum distribution gradually evolves from a six-band structure at 800 nm to an eight-band structure at 1600 nm. When the laser phase is stable, the ion momentum distribution from 1600 nm laser field exhibits a ten-band structure. These multi-band structures directly reflect the subcycle ionization dynamics of electrons in an elliptically polarized laser field. There is a significant shift among the outer three bands of ion momentum distributions from different laser phases, which leads to the fact that only one band is observed in the outer region of the ion momentum distribution for the case of random laser phases. By analyzing the ionization times of the two electrons, it is found that for the case of random phases, the inner bands of the ion momentum distributions originate from those combinations of electron ionization bursts with the ionization time difference of 0.5 cycle, and the outer bands arise from those combinations of ionization bursts with the ionization time difference of 1, 2 and 3 cycles. For 800 nm, the middle band corresponds to those combinations of ionization bursts with the ionization time differences of 1.5 and 2.5 cycles. For 1600 nm, there are two bands in middle regime. One is from the combination with the ionization time difference of 1.5 cycles, and the other is from those combinations with the ionization time difference of 2.5 and 3.5 cycles. These results indicate that in the case of long wavelength and phase-stable laser, the subcycle dynamics in sequential double ionization of atoms is more likely to be observed.

Keywords: elliptically polarized fields, sequential double ionization, ion momentum distribution, subcycle dynamics

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

DOI: [10.7498/aps.72.20230683](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230683)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074329, 12004323, 12104389), the Southwest University Training Program of Innovation and Entrepreneurship for Undergraduates, China (Grant No. X202210635104), and the Nanhu Scholars Program for Young Scholars of Xinyang Normal University, China.

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

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

椭圆激光场中原子次序双电离的离子动量分布

廖健颖 贺佟佟 苏杰 刘子超 李盈宾 余本海 黄诚

Ion momentum distributions from sequential double ionization of Ar in elliptically polarized laser fields

Liao Jian-Ying He Tong-Tong Su Jie Liu Zi-Chao Li Ying-Bin Yu Ben-Hai Huang Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 193202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230683

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230683>

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

反旋双色椭圆场中Ar非次序双电离电子关联的强度依赖

Intensity-dependent electron correlation in nonsequential double ionization of Ar atoms in counter-rotating two-color elliptically polarized laser fields

物理学报. 2022, 71(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221044>

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>

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>

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>

强场非次序双电离中再碰撞动力学的强度依赖

Intensity-dependent recollision dynamics in strong-field nonsequential double ionization

物理学报. 2019, 68(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181811>

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>