

反旋双色椭偏场中 Ar 非次序双电离电子 关联的强度依赖*

苏杰¹⁾ 刘子超¹⁾ 廖健颖¹⁾ 李盈宾^{2)†} 黄诚^{1)‡}

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

2) (信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2022 年 5 月 26 日收到; 2022 年 7 月 13 日收到修改稿)

本文利用三维经典系综模型研究了反向旋转双色椭偏 (two-color elliptically polarized, TCEP) 场中 Ar 原子非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI) 的电子关联特性和再碰撞动力学. 数值结果显示随激光强度的增大, 电子对在 x 方向的关联动量分布从位于第一象限的 V 形结构逐渐演变成主要分布于二、四象限的弧形结构, 最后过渡到主要位于第一象限的近原点分布. 其主要的关联行为从正相关演变成反相关再到正相关. 两脉冲组成的复合电场波形呈现出三叶草的形状, 即 1 个周期的电场由 3 个不同方向的“叶片”组成, 每个“叶片”称为一个波瓣, 根据时间演化的顺序分别将其称为波瓣 1、波瓣 2 和波瓣 3. 轨道分析发现, NSDI 事件中单电离主要发生在波瓣 1 和波瓣 3, 且随强度的增大波瓣 1 的贡献越来越大, 波瓣 3 的贡献越来越小. 相应地电子主要从 20° 和 175° 两个方向返回母离子, 且随强度的增大, 20° 附近返回的电子逐渐增多, 175° 附近返回的电子逐渐减少.

关键词: 双色椭偏场, 非次序双电离, 电子关联, 再碰撞

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

DOI: 10.7498/aps.71.20221044

1 引言

随着激光技术的发展, 原子分子在强激光场作用下的动力学问题越来越受到重视. 强激光场驱动原子分子产生了许多高阶非线性现象, 如高次谐波产生、阈上电离和非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI) 等. 其中 NSDI 是强激光与原子分子相互作用的一个重要过程^[1]. 在这个过程中, 一个电子越过势垒或隧穿通过势垒而发生电离, 当电场改变方向时, 该电离电子将被拉回并与母离子发生非弹性碰撞^[2], 在碰撞过程中入碰电子

将部分能量传递给另一个束缚电子, 该束缚电子获得能量后可能直接电离 (recollision-induced direct ionization, RII), 也可能先被激发随后场致电离 (recollision-induced excitation with subsequent field ionization, RESI)^[3–8]. 由于碰撞过程的存在, NSDI 产生的两个电子高度相关. 在近几十年, 对 NSDI 的电子关联行为及其潜在动力学过程进行了大量的研究^[9–19].

由于一维电场有利于电子返回和再碰撞的发生, 所以早期研究的注意力集中在诸如单个的线偏振脉冲或两个平行的双色脉冲这样的一维电场驱动的 NSDI. 二维电场能够驱动电子在二维空间运

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504302, 12074329, 12004323, 12104389)、西南大学大学生创新创业训练计划项目 (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: liyubin2008@163.com

‡ 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

动从而能够从不同角度入碰母离子^[20], 近年来二维电场驱动原子分子 NSDI 也受到广泛关注. 由两个不同频率的圆偏振 (two-color circularly polarized, TCCP) 脉冲组成二维激光场就是其中的研究热点之一. 通过改变构成复合电场的各分量的参数, 可以灵活地改变复合电场的波形. 它为在二维空间中控制电子动力学提供了一种有效的手段^[21]. 2016 年, Chaloupka 等^[22] 在理论上研究了反向旋转 TCCP 激光场中氦的双电离. 他们探索了 NSDI 产量对两脉冲幅值比的依赖, 并发现了 4 种类型的再碰撞轨迹, 其贡献取决于场幅值比. 随后反向旋转 TCCP 激光场的实验和理论证明了双电离产率的增强及其对两脉冲幅值比的依赖^[23–26]. 研究也发现多次碰撞对 TCCP 场中的 NSDI 有着显著的贡献^[27,28]. 改变两脉冲的相对相位分子的 NSDI 产量会周期性变化^[29,30]. 反向旋转 TCCP 场中电离的两电子存在强烈的角关联^[31,32]. Peng 等^[33] 发现反向旋转 TCCP 激光场中原子的 NSDI 存在与单个线偏场相似的标度定律.

两个反向旋转的圆偏脉冲组成的复合激光场具有多重对称性, 其电子运动和最终动量分布也展现出了多重对称性. 而两个反向旋转的椭圆偏振 (two-color elliptically polarized, TCEP) 激光脉冲形成的复合电场破坏了这种对称性^[34,35], 所以可以推测反向旋转的 TCEP 场中电离电子的运动、与母离子的碰撞动力学、最终动量分布和两电子的关联特性都会与 TCCP 场存在显著差别. Xu 等^[36,37] 已经利用反向旋转 TCEP 场驱动原子产生了 NSDI, 呈现了膝盖结构的产率曲线和不对称的电子动量分布, 并研究了 RESI 和 RII 机制对激光椭圆偏率和电场 z 和 y 分量相位差的依赖关系. 本文重点研究反向旋转 TCEP 场中原子 NSDI 的两电子关联特性随激光强度的变化, 以及关联特性演化的内在物理机制, 并探究强度变化对电离电子返回角度的影响.

2 理论方法

准确描述强激光场中原子的 NSDI 的三维含时薛定谔方程的数值计算需要极大计算资源, 对于本文讨论的二维电场中的两电子系统的电离更是超出了目前计算机的能力范围. 目前强场领域多采用半经典^[38] 或者全经典模型^[39] 来处理此类问题, 前期研究^[40–44] 也反复证明经典模型确实能够很好

地解释和预测强场 NSDI 现象. 因此本文将采用全经典系综模型的方法来研究反向旋转 TCEP 场中原子 NSDI 的电子关联特性、再碰撞动力学过程及其强度依赖. 在这个模型中, 双电子系统的演化遵循牛顿的运动方程 (除非另有说明, 整个模型中都使用原子单位):

$$\frac{d^2 r_i}{dt^2} = -\nabla[V_{ne}(r_i) + V_{ee}(r_1, r_2)] - E(t), \quad (1)$$

式中, 下标 i 是两个电子的标记, 取值为 1 和 2; r_1 和 r_2 是两电子的位置; $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_i)$ 分别表示电子与母核和电子与电子之间的库仑势能. 其表达式为

$$V_{ne}(r_i) = -\frac{2}{\sqrt{r_i^2 + a^2}}, \quad (2)$$

$$V_{ee}(r_1, r_2) = -\frac{1}{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}}, \quad (3)$$

其中 a 表示核与电子间的软核参数, b 为电子与电子间的软核参数. 为避免数值计算的奇异性和自电离, 设置 $a = 1.5$, $b = 0.05$; $E(t) = E_r(t) + E_b(t)$ 是 TCEP 复合激光电场, 其中 $E_r(t)$ 是 1600 nm 激光脉冲的电场, $E_b(t)$ 是 800 nm 激光脉冲的电场. 两脉冲电场的具体形式为

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

$$E_b(t) = \frac{E_0}{\sqrt{\varepsilon^2 + 1}} f(t) [\cos(2\omega t) \hat{x} + \varepsilon \sin(2\omega t) \hat{y}], \quad (5)$$

式中 ε 为脉冲椭圆偏率, 本文取 0.3, ω 为 1600 nm 激光脉冲角频率, E_0 为电场幅值, $f(t) = \sin^2[\pi t/(NT)]$ 为激光脉冲包络, T 是 1600 nm 脉冲的周期, N 是光周期数, $N = 10$.

为了获得两电子系统的初始状态, 首先将两电子随机放在原子核附近, 然后给两电子分别添加一定的动能, 使两电子的势能和动能之和等于 Ar 原子的第一和第二电离能之和, 即 -1.59 a.u. 然后两电子在没有激光场的情况下根据牛顿运动方程自由演化足够长的时间 (200 a.u.) 以获得稳定的位置和动量分布. 该分布即作为两电子系统的初始系综. 随后加入激光场, 所有轨迹都在库仑场和激光场的共同作用下演化. 脉冲结束后检查两个电子的能量, 如果两个电子能量都为正, 则认定该原子发生了双电离.

3 结果与讨论

图 1 所示为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 强度下的复合激光电场 (虚线) 和相应的负矢势 (实线). 电场和负矢势分别描绘出三叶草状图案和近三角形图案. 电场的每个波瓣刚好对应于负矢势三角形的一边. 与反向旋转的 TCCP 场不同的是, 此时复合电场的 3 个波瓣的幅值不相等, 他们两两之间的夹角也不再是 120° [22–26]. 图中分别用空心圆和实心圆标出了每个电场波瓣的极大值及其对应的负矢势. 从图 1 可以看出, 此时波瓣 2 和波瓣 3 的极大值对应的负矢势不再位于负矢势曲线边 2 和边 3 的中

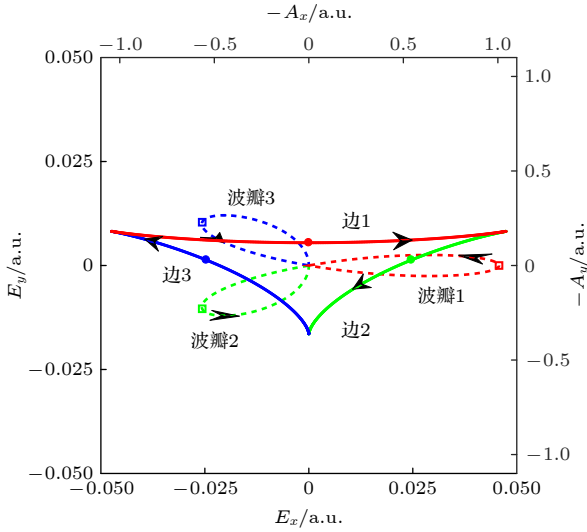


图 1 反向旋转 TCEP 复合激光电场 $E(t)$ (虚线) 和相应的负矢势 $-A(t)$ (实线), 箭头表示时间演化方向, 激光强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

Fig. 1. Combined laser electric field $E(t)$ (dashed curve) and corresponding negative vector potential $-A(t)$ (solid curve) at an intensity of $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, arrows indicate the direction of time evolution.

间, 这也与反向旋转 TCCP 激光场的情况是不相同的 [22–26], 这说明反向旋转 TCEP 复合激光电场不再具有空间上的多重对称性.

首先计算不同强度的反向旋转 TCEP 激光场中 Ar 原子双电离概率, 如图 2 所示. 强度依赖的双电离概率呈现出 NSDI 标志性的膝盖结构. 为了研究反向旋转 TCEP 激光场中原子 NSDI 电子关联特性和再碰撞动力学的强度依赖, 对 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 和 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 四个强度下的 NSDI 事件进行重点分析.

图 3 所示为两个电子在 x 方向上的相关动量分布. 对于 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, NSDI 事件主要分布在第一象限, 整体表现出正相关行为, 呈现出 V 形的结构. 当强度为 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 电子动量分布的两臂进一步分开, 主要位于两坐标轴附近, 呈现

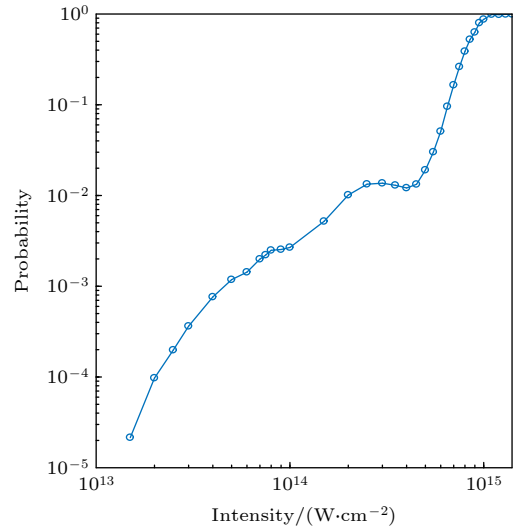


图 2 反向旋转 TCEP 场中 Ar 原子双电离概率的强度依赖
Fig. 2. Double ionization probability of Ar atoms in the counter-rotating TCEP laser field as a function of laser intensity.

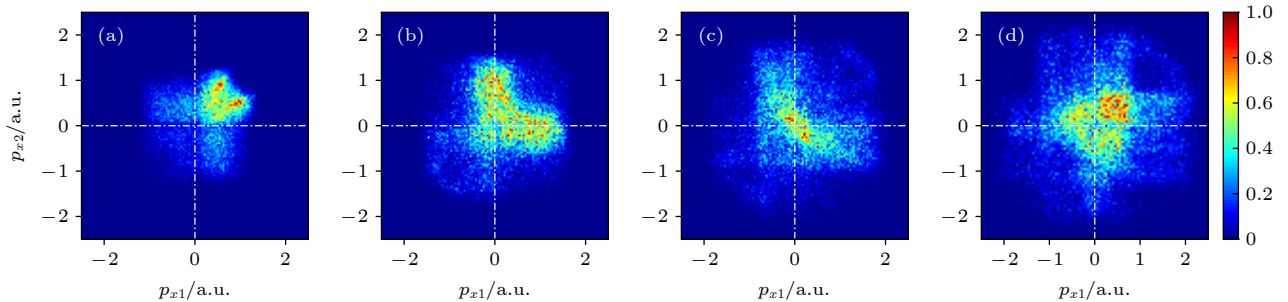


图 3 不同强度下 x 方向上的相关电子动量谱 (a) $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (b) $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (c) $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (d) $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$
Fig. 3. Correlated electron momentum distributions in the x direction for different intensities: (a) $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (b) $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (c) $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (d) $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

出一个类 L 形的直角分布, 此时两个电子主要分布在第一、二和四象限. 正相关释放的比例约为 51.5%. 强度进一步增至 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时, 动量分布呈现出一个中心在原点, 主要分布于二、四象限的弧形分布, 此时整个动量谱呈现出显著的反相关特性. 对于 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, NSDI 事件主要分布在第一象限, 同时第二、四象限也有显著分布. 此时相关释放占总 NSDI 事件的 53.9%, 即此时整个动量谱表现出正相关特性. 随着激光强度的增大, 电子对的主要行为从正相关演变为反相关再过渡为正相关.

为了解释反向旋转 TCEP 场中 NSDI 电子关联行为的强度依赖, 向后跟踪了经典的 NSDI 轨迹并做了统计分析. 通过跟踪经典轨迹, 可以确定每个 NSDI 事件的单电离时间 t_s 、碰撞时间 t_c 以及碰撞后两个电子的最终电离时间 t_1 和 t_2 . 这里, 单电离时间定义为原子中某个电子首次到达正能量的时刻. 碰撞时间定义为单电离后该电离电子与母离子最接近的时刻. 两个电子的最终电离时间定义为碰撞后它们达到正能量的时刻. 基于两电子碰撞后电离的先后顺序我们把两个电子分别称为第 1 个电子和第 2 个电子.

基于 NSDI 轨迹的统计分析, 图 4 给出了强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 1 行), $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 2 行), $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 3 行), $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 4 行) 时的单电离时间 (第 1 列)、碰撞时间 (第 2 列)、碰撞后第一个 (第 3 列) 和第 2 个电子 (第 4 列) 的最终电离时间的统计分布. 可以看出, 4 个不同强度下, 单电离事件都集中在波瓣 1 和波瓣 3. 强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时单电离事件主要在波瓣 1 和波瓣 3 峰值处. 对于 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 和 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 单电离事件主要发生在波瓣 1 和波瓣 3 的下降沿 (见图 4 的第 1 列). 在 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 的强度下, 碰撞主要发生在在波瓣 1 和小部分在波瓣 3 和波瓣 1 的交界处. 对于更高的 3 个强度, 碰撞主要发生在波瓣 1 和波瓣 2, 并且随着激光强度的增大发生在波瓣 1 碰撞事件逐渐减小, 而发生在波瓣 2 的碰撞事件逐渐增多 (见图 4 的第 2 列). 碰撞后第 1 个电子电离主要集中在波瓣 1, 并且随着强度的增大波瓣 3 的事件将增多. 在 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 和 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 强度下波瓣 2 也出现一个较大的峰 (见图 4(c) 和 (o)). 碰撞后第 2 个电子电离主要集中在波瓣 1 和

波瓣 2, 并且随强度增大波瓣 1 处的电离逐渐增多, 波瓣 2 处的电离逐渐减小. 另外, 值得注意的是, 在 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时, 第 1 个电子电离时间分布在波瓣 1 处呈现出一个双峰结构 (见图 4(c)), 分析发现这个结构中前一个峰源于波瓣 1 单电离而后在波瓣 3 和 1 交界处碰撞的轨道, 而后一个峰源于波瓣 3 单电离而后在波瓣 1 碰撞的轨道.

为了深入了解不同强度的电子相关行为和潜在动力学, 将不同波瓣的单电离触发的 NSDI 事件进行分开讨论. 图 5 显示了波瓣 1 (第 1 行) 和波瓣 3 (第 2 行) 处单电离诱导的 NSDI 事件在 x 方向的相关电子动量分布. 对于 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 波瓣 1 处单电离对应的 NSDI 事件分布在 4 个象限, 并且第二、四象限占比略多于一、三象限, 如图 5(a) 所示. 波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件主要分布在第一象限, 呈现出一个 V 形分布, 如图 5(e) 所示. 对于 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 波瓣 1 处单电离对应的 NSDI 事件主要分布在两坐标轴上, 如图 5(b) 所示. 波瓣 3 处单电离对应的 NSDI 事件主要呈现出一个较宽弧形分布, 如图 5(f) 所示. 对于 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 波瓣 1 处单电离对应的 NSDI 事件的分布类似于 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 的情况, 是一个分布在坐标轴 L 形的直角分布, 如图 5(c) 所示. 而在波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件呈现出一个弧形分布, 电子对主要分布在二、四象限, 如图 5(g) 所示. 对于 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 波瓣 1 处单电离对应的 NSDI 事件主要分布在第一象限, 且动量较低, 如图 5(d) 所示. 波瓣 3 处单电离对应的 NSDI 事件的分布仍然呈现弧形结构, 且该弧形分布已进入第三象限, 如图 5(h) 所示. 总之, 随着激光强度的增大, 波瓣 1 单电离诱导的 NSDI 事件中电子对的主要分布从 4 个象限向正方向坐标轴靠近, 最后主要聚集在第一象限. 电子对的主要行为从反相关逐渐演变为正相关. 而波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件在低强度下呈现出一个位于第一象限的 V 形结构, 强度增大时电子对向两坐标轴移动, 呈现出一个弧形结构, 并且随强度进一步增大该弧形结构逐渐向第三象限移动. 电子对的主要行为从正相关逐渐演变为反相关.

为弄清 x 方向相关电子动量分布变化的原因, 分别对波瓣 1 和波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件的单电离时间 t_s 、碰撞时间 t_c 、碰撞后第 1 个和第 2 个电子的最终电离时间 t_1 和 t_2 做了统计分析, 如图 6

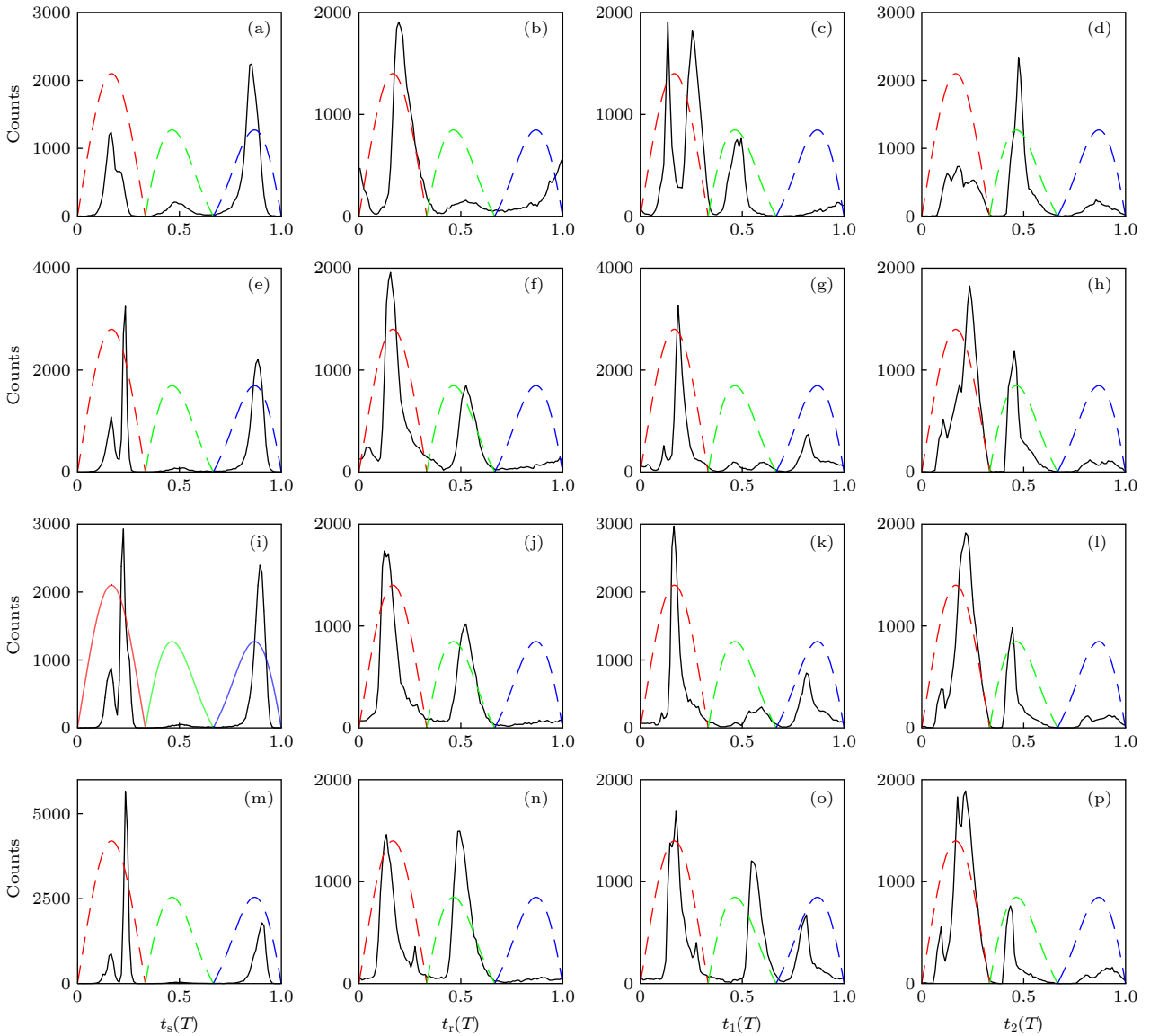


图 4 单电离时间(第 1 列)、碰撞时间(第 2 列)、碰撞后第 1 个(第 3 列)和第 2 个电子(第 4 列)的最终电离时间的统计分布. 为了更清楚显示碰撞和电离时刻的激光相位, 将碰撞时间和电离时间转换到一个激光周期, 其中彩色虚线给出了复合电场幅值的时间演化. 激光强度分别 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 1 行)、 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 2 行)、 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 3 行) 和 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (第 4 行)

Fig. 4. Distributions of single ionization time (the first column), recollision time (the second column) and final ionization times of the first (the third column) and second electron (the fourth column) after recollision for the intensities of $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (the first row), $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (the second row), $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (the third row) and $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (the fourth row). To more clearly show the laser phases of the recollision and ionization instants, the recollision and ionization times are transferred to one laser cycle. The dashed curve shows the combined electric field.

和图 7 所示. 首先讨论电场波瓣 1 处单电离诱导的 NSDI 的情况, 如图 6 所示. 强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时再碰撞发生在波瓣 3 和波瓣 1 的交界处, 碰撞后第 1 个电子主要在波瓣 1 的峰值附近稍微靠前的位置电离(见图 6(c)), 根据 simple-man 模型, 电子电离后的动量主要来自于电场的加速, 即电子电离时刻的负矢势, 所以第 1 个电子能够分布在整个 p_x 轴上, 具有负动量的电子比正动量的略多一点(见图 1 的负矢势曲线). 第 2 个电子在波瓣 1 和

波瓣 2 电离(见图 6(d)), 在波瓣 1 电离的电子能够分布在整个 p_x 轴上, 而在波瓣 2 电离的电子主要具有正方向的动量(见图 1), 所以总的来说第 2 个电子获得正动量的概率比负动量略大. 这就导致了最终关联电子对 x 方向动量分布在 4 个象限, 且二、四象限略多(见图 5(a)). 对于 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 和 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 碰撞主要发生在波瓣 2 的下降沿, 碰撞后第 1 个电子主要在波瓣 2 的下降沿和波瓣 3 的上升沿电离(见图 6(g) 和 (k)), 导致第

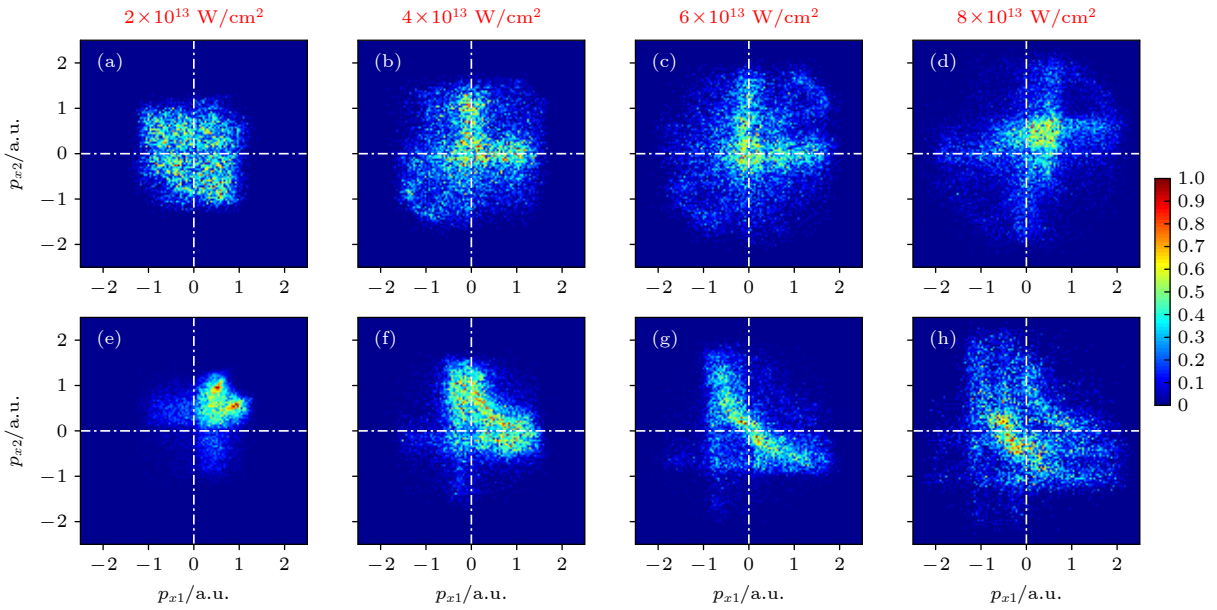

 图5 波瓣1(第1行)和波瓣3(第2行)处单电离诱导的NSDI事件在 x 方向的相关电子动量谱

Fig. 5. Correlated electron momentum distributions in x direction for NSDI events induced by single ionizations at field lobe 1 (the first row) and field lobe 3 (the second row) for four different intensities.

1个电子最终获得一个较小的动量,而第2个电子大部分在波瓣1的下降沿和波瓣2的上升沿电离(见图6(h)和(l)),所以第2个电子具有一个分布范围较大的正 x 方向的动量,最终导致两电子 x 方向的关联分布呈现出一个聚集于 $+p_x$ 轴附近的L形的直角分布(见图4(b)和(c)).最后,对于 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,第1个电子主要在波瓣2的下降沿电离(见图6(o)),所以该电子最终获得一个较小的正 x 方向的动量(见图1),而第2个电子主要在波瓣1峰值稍微靠后的位置电离(见图6(p)),这使得该电子最终同样获得一个较小的正 x 方向的动量(见图1),所以最终关联电子的动量分布集中在第一象限动量较小的一个区域内(见图4(d)).所以波瓣1处单电离诱导的NSDI事件也从反相关演变成了正相关为主.综上,随激光强度的增大,波瓣1处单电离诱导的NSDI事件中电子对 x 方向的主要关联行为由反关联逐渐向正关联演变.在低强度 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时,波瓣1电离电子波瓣2返回时没有积累足够的能量诱导第2个电子电离,所以该强度下双电离事件主要由电子在波瓣3和波瓣1的交界处返回碰撞,碰撞前电子的旅行时间约为 $0.8T$.碰后第1个电子在波瓣1峰值前一点电离,具有稍微高一点的概率达到负的 x 方向动量.由于此时激光强度很低,所以大量的第2个电子电离具有较长的时间延迟,即延迟到了波瓣

2电离,而波瓣2电离电子具有正的 x 方向电场加速,这就导致了低强度下 x 方向的关联分布以反相关为主(见图5(a)).对于另外3个更高的激光强度,波瓣1电离电子在波瓣2返回时就积累了足够的能量诱导第2个电子电离.对于 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,在波瓣2发生碰撞后,由于入碰电子能量较低,碰撞之后被原子核束缚,然后在波瓣3第1个电子才摆脱束缚发生电离,此时更多的第1个电子具有负 x 方向动量.而随着激光强度的增大,入碰电子的能量逐渐增大,这也导致了碰撞后第1个电子有更大的概率快速地在波瓣2处电离,当强度为 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时,第1个电子在波瓣2电离的概率超过了波瓣3.此时更多的第1个电子具有正 x 方向动量.这就是随激光强度增加波瓣1处单电离诱导的双电离事件中电子对 x 方向的主要关联行为由反关联逐渐演变为正关联的原因.

接下来讨论波瓣3处单电离诱导产生的NSDI事件的情况,如图7所示.对于波瓣3处单电离诱导的NSDI事件,再碰撞都发生在波瓣1处.对于 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,第1个电子主要在波瓣1的下降沿电离(见图7(c)),最终电子在 x 方向获得一个正向的加速(见图1),而第2个电子主要在波瓣2电离(见图7(d)),该电子最终也获得一个正 x 方向的加速(见图1),所以关联分布中电子对处于第一象限,呈现出明显的正相关特性(见图5(e)).对于其

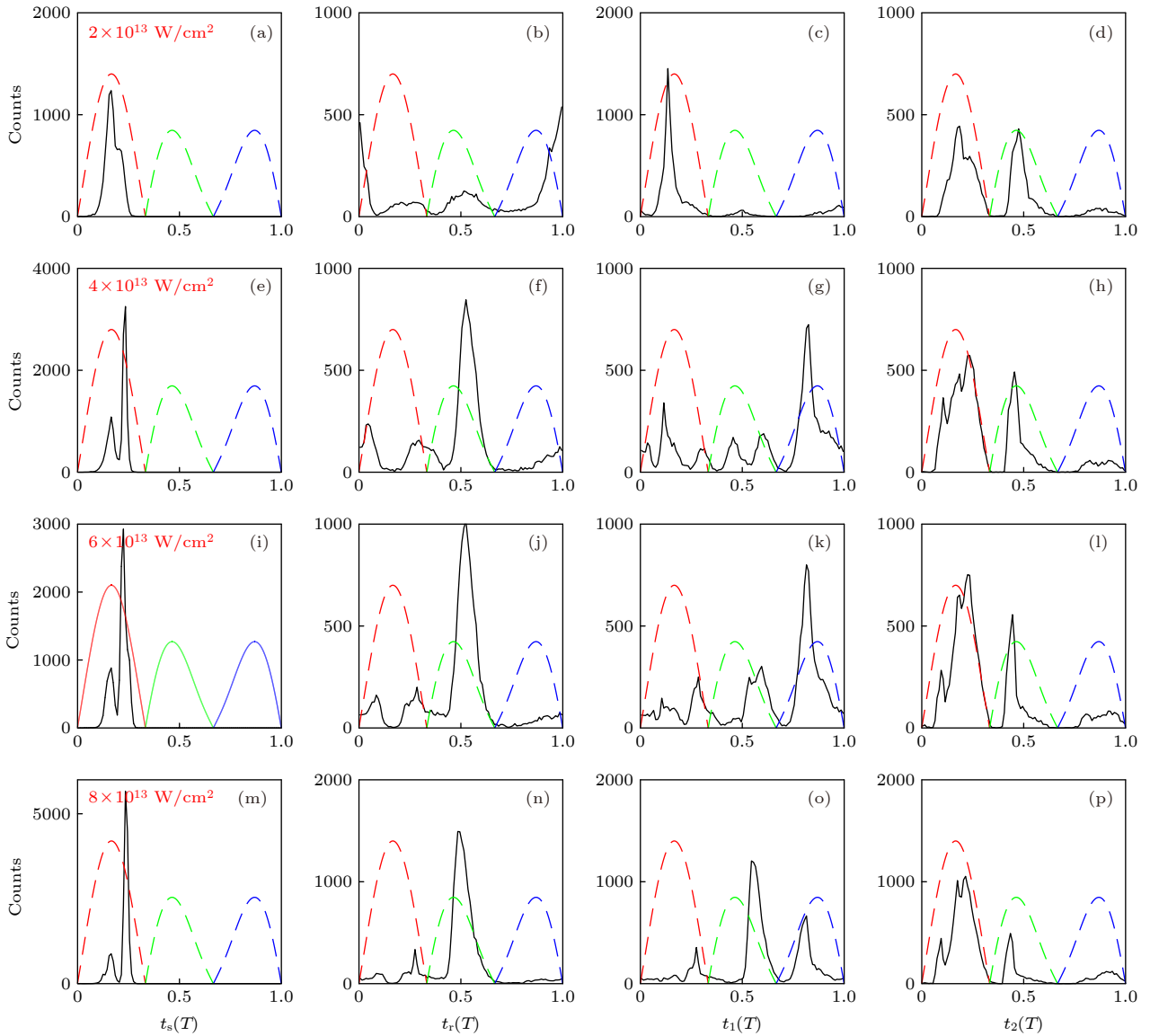


图 6 波瓣 1 处单电离诱导的 NSDI 事件的单电离时间 (第 1 列)、碰撞时间 (第 2 列)、碰撞后第 1 个 (第 3 列) 和第 2 个电子 (第 4 列) 的最终电离时间的统计分布, 其他参数与图 4 相同

Fig. 6. Distributions of single ionization time (the first column), recollision time (the second column) and final ionization times of the first (the third column) and second electron (the fourth column) after recollision for those NSDI events induced by single ionization at field lobe 1. Other parameters are the same as Fig. 4.

他 3 个强度, 即 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 和 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 两电子都在波瓣 1 处电离, 第 2 个电子的电离时间略晚于第 1 个电子, 所以最终两电子的动量大小不同, 在关联谱上呈现出一个排斥性的弧形结构 (见图 5(f)). 随着激光强度的增大, 电场强度逐渐增大, 碰撞后两电子更容易场致电离, 所以他们的电离时间都发生了前移, 第 1 个电子电离时间从波瓣 1 的下降沿向上升沿移动 (见图 7 第 3 列), 导致第 1 个电子动量从正 x 方向逐渐向负 x 方向演变. 第 2 个电子电离时间从波瓣 1 下降沿向峰值移动 (见图 7 第 4 列), 所以该电子

动量主要为正但是幅值减小, 这就导致了随强度增加两电子关联分布逐渐向负方向移动, 且反关联释放逐渐增多 (见图 5(f)—(h)).

总之, 随激光强度的增大, 波瓣 1 处单电离诱导的 NSDI 事件中电子对 x 方向的主要关联行为由反关联逐渐向正关联演变; 而波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件中电子对在 x 方向的主要关联行为由正关联逐渐向反关联演变. 最后总的关联行为则由这两部分 NSDI 事件叠加而成. 通常 NSDI 的概率由两个因素决定, 一是单电离概率, 二是电离电子的返回能量. 在低强度下电子返回能量的影响

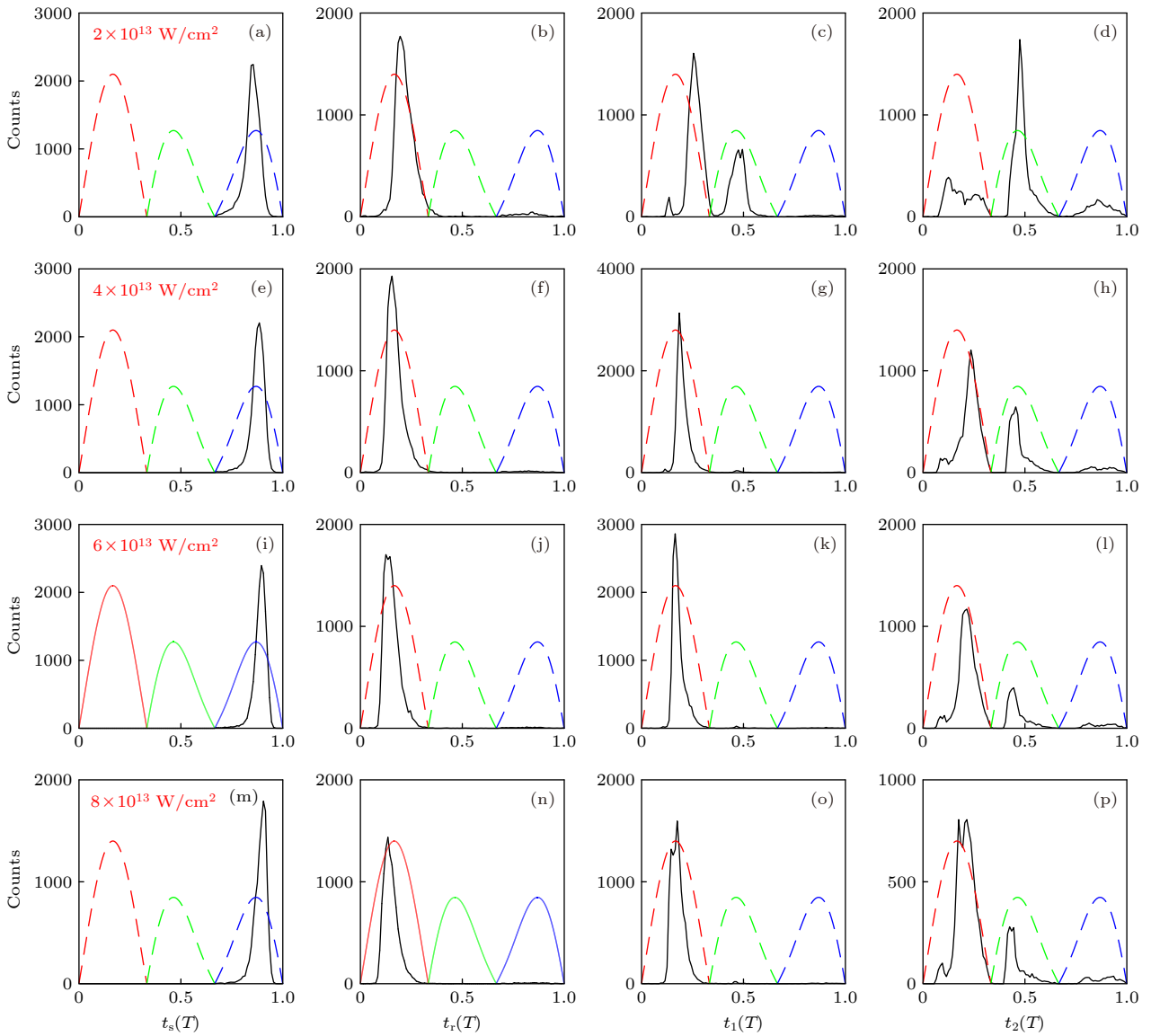


图 7 波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 事件的单电离时间 (第 1 列)、碰撞时间 (第 2 列)、碰撞后第 1 个 (第 3 列) 和第 2 个电子 (第 4 列) 的最终电离时间的统计分布, 其他参数与图 4 相同

Fig. 7. Distributions of single ionization time (the first column), recollision time (the second column) and final ionization times of the first (the third column) and second electron (the fourth column) after recollision for those NSDI events induced by single ionization at field lobe 3, other parameters are the same as Fig. 4.

更重要, 波瓣 1 电离电子后续的加速电场 (即波瓣 2) 较小, 而波瓣 3 后续的加速电场 (即波瓣 1) 较大, 所以波瓣 3 处单电离返回电子能量大, 导致的双电离事件更多. 当激光强度增大时, 所有波瓣的电场强度都会显著增大, 导致波瓣 1 处单电离的电子的返回能量也逐渐增大, 从而返回能量对于双电离发生的贡献减小, 单电离概率的贡献逐渐增大, 这就导致了随强度的增大, 波瓣 1 的单电离诱导 NSDI 的比例逐渐增大, 而波瓣 3 处单电离诱导的 NSDI 的比例逐渐减小. 随强度的增大, 两个波瓣诱导的 NSDI 彼此竞争, 最后叠加到一起, 得到的

总关联电子动量分布由正相关演变到反相关最后又过渡到正相关.

对于反向旋转 TCCP 场, 复合电场具有空间的对称性, 所以电子能够从多个方向以相同的概率返回母离子. 但是对于反向旋转 TCEP 场, 复合电场的空间对称性已经被破坏, 所以电子的返回角度和概率将与 TCCP 场明显不同. 本文统计了 NSDI 事件中电子的返回角度的分布, 如图 8 所示. 对于 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 碰撞时间主要集中在波瓣 1, 另外有一小部分在波瓣 3 和波瓣 1 的交界处, 所以电子的主要返回方向在波瓣 1 电场的反方向. 随着激

光强度的增大,再碰撞主要发生在波瓣1和波瓣2处,且波瓣1处的碰撞逐渐减小,波瓣2处的碰撞逐渐增多(见图4的第2列).电子主要从波瓣1和波瓣2的电场的反方向返回,此时的返回角约为 20° 和 175° .并且随着强度的增大, 20° 附近的返回角事件逐渐增多, 175° 附近的返回角事件逐渐减少(见图8).

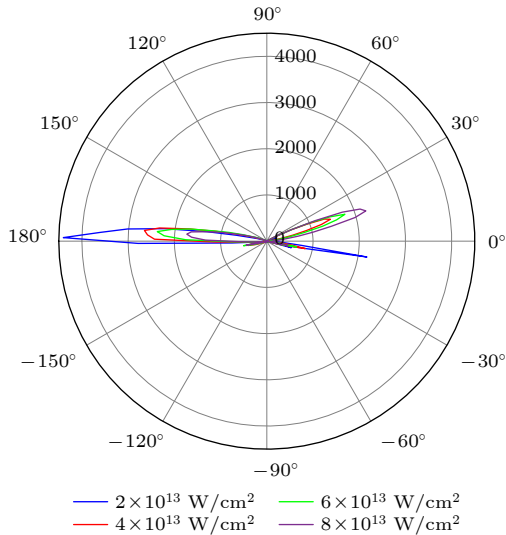


图8 不同强度下电离电子返回方向的统计分布
Fig. 8. Statistical distribution of return directions of ionized electrons for four intensities.

4 结 论

本文利用三维经典系综模型研究了反向旋转TCEP场中Ar原子的NSDI.双电离概率的强度依赖曲线呈现出标志性的膝盖结构.反向旋转TCEP复合电场呈现出一个不对称的三瓣结构.NSDI轨道的向后分析表明单电离主要发生在波瓣1和波瓣3,相应地该电离电子主要从两个不同的方向返回与母离子碰撞.随强度的增大,波瓣1处单电离诱导的NSDI事件中电子对 x 方向的主要关联行为由反关联逐渐向正关联演变;而波瓣3处单电离诱导的NSDI事件中电子对在 x 方向的主要关联行为由正关联逐渐向反关联演变.并且,随强度的增大,波瓣1处的单电离诱导NSDI的比例逐渐增大,而波瓣3处单电离诱导的NSDI的比例逐渐减小.总的关联电子动量分布随强度增加由正相关演变到反相关最后又过渡到正相关.

参考文献

[1] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992

Phys. Rev. Lett **69** 2642
 [2] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett* **71** 1994
 [3] Feuerstein B, Moshhammer R, Fischer D, Dorn A, Schröter C D, Deipenwisch J, Crespo Lopez-Urrutia J R, Höhr C, Neumayer P, Ullrich J, Rottke H, Trump C, Wittmann M, Korn G, Sandner W 2001 *Phys. Rev. Lett* **87** 043003
 [4] Chen Y B, Zhou Y M, Li Y, Li M, Lan P F, Lu P X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013428
 [5] 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
 [6] Huang C, Guo W L, Zhou Y M, Wu Z M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013416
 [7] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
 [8] Ye D F, Li M, Fu L, Liu J, Gong Q H, Liu Y Q, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. Lett* **115** 123001
 [9] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
 [10] 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
 [11] Figueira de Morisson Faria C, Liu X 2011 *J. Mod. Opt* **58** 1076
 [12] Becker W, Liu X, Jo Ho P, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys* **84** 1011
 [13] Li H, Chen J, Jiang H, Liu J, Fu P, Gong Q, Yan Z, Wang B 2009 *J. Phys. B* **42** 125601
 [14] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
 [15] Wang X, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. Lett* **105** 083001
 [16] Hao X L, Chen J, Li W D, Wang B B, Wang X D, Becker W 2014 *Phys. Rev. Lett* **112** 073002
 [17] Chen Z J, Liang Y Q, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett* **104** 253201
 [18] Huang C, Zhong M, Wu Z 2019 *Opt. Express* **27** 7616
 [19] Li Y, Yu B H, Tang Q, Wang X, Hua D, Tong A, Jiang C, Ge G, Li Y, Wan J 2016 *Opt. Express* **24** 6469
 [20] Zhou Y M, Huang C, Tong A, Liao Q, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 2301
 [21] Li M, Jiang W C, Xie H, Luo S Q, Zhou Y M, Lu P X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023415
 [22] Chaloupka J L, Hickstein D D 2016 *Phys. Rev. Lett* **116** 143005
 [23] Mancuso C A, Dorney K M, Hickstein D D, Chaloupka J L, Ellis J L, Dollar F J, Knut R, Grychtol P, Zusin D, Gentry C, Gopalakrishnan M, Kapteyn H C, Murnane M M 2016 *Phys. Rev. Lett* **117** 133201
 [24] Eckart S, Richter M, Kunitzki M, Hartung A, Rist J, Henrichs K, Schlott N, Kang H, Bauer T, Sann H, Schmidt L P H, Schoffler M, Jahnke T, Dörner R 2016 *Phys. Rev. Lett* **117** 133202
 [25] Lin K, Jia X, Yu Z, He F, Ma J, Li H, Gong X, Song Q, Ji Q, Zhang W, Li H, Lu P X, Zeng H, Chen J, Wu J 2017 *Phys. Rev. Lett* **119** 203202
 [26] Li B, Yang X, Ren X, Zhang J 2019 *Opt. Express* **27** 32700
 [27] Huang C, Zhong M, Wu Z 2018 *Opt. Express* **26** 26045
 [28] Xu T, Zhu Q, Chen J, Ben S, Zhang J, Liu X 2018 *Opt. Express* **26** 1645
 [29] Huang C, Pang H L, Huang X F, Zhong M, Wu Z 2020 *Opt. Express* **28** 10505
 [30] Peng M, Bai L, Guo Z 2021 *Commun. Theor. Phys* **73** 075501
 [31] Ma X, Zhou Y M, Chen Y, Li M, Li Y, Zhang Q, Lu P X 2019 *Opt. Express* **27** 1825
 [32] Chen Z, Su J, Zeng X, Huang X F, Li Y B, Huang C 2021

- Opt. Express* **29** 29576
- [33] Peng M, Bai L H 2020 *Chin. Opt. Lett* **18** 110201
- [34] Busuladžić M, Čerkić A, Gazibegović-Busuladžić A, Hasović E, Milošević D B 2018 *Phys. Rev. A* **98** 013413
- [35] Huang X F, Su J, Liao J Y, Li Y B, Huang C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 093202 (in Chinese) [黄雪飞, 苏杰, 廖健颖, 李盈侯, 黄诚 2022 物理学报 **71** 093202]
- [36] Xu T T, Chen J H, Pan X, Zhang H, Ben S, Liu X 2018 *Chin. Phys. B* **27** 093201
- [37] Chen J H, Xu T T, Han T, Sun Y, Xu Q, Liu X 2020 *Chin. Phys. B* **29** 013203
- [38] Chen J, Nam C H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 053415
- [39] Panli R, Eberly J H, Haan S L 2001 *Opt. Express* **8** 431
- [40] Pang H, Huang X, Huang C 2020 *Int. J. Mod. Phys. B* **34** 2050304
- [41] Su J, Liu Z, Liao J, Huang X, Li Y, Huang C 2022 *Opt. Express* **30** 24898
- [42] Li Y, Wang X, Yu B, Tang B, Wang G, Wan J 2016 *Sci. Rep* **6** 37413
- [43] Li Y, Xu J, Chen H, Li Y, He J, Qin L, Shi L, Zhao Y, Tang Q, Zhai C, Yu B 2021 *Opt. Commun* **493** 127019
- [44] Zeng X, Su J, Huang X, Pang H L, Huang C 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 243201 (in Chinese) [曾雪, 苏杰, 黄雪飞, 庞惠玲, 黄诚 2021 物理学报 **70** 243201]

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

Su Jie¹⁾ Liu Zi-Chao¹⁾ Liao Jian-Ying¹⁾ Li Ying-Bin^{2)†} Huang Cheng^{1)‡}

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

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

(Received 26 May 2022; revised manuscript received 13 July 2022)

Abstract

Electron correlation behaviors and recollision dynamics in nonsequential double ionization (NSDI) of Ar atoms in a counter-rotating two-color elliptically polarized (TCEP) field are investigated by using a three-dimensional classical ensemble model. The numerical results show that the correlated momentum distribution of electron pairs in the x -axis direction evolves from a V-shaped structure in the first quadrant at the low intensity, to an arc-shaped structure mainly located in the second and fourth quadrants at moderate intensity, finally to a distribution near the origin located in the first quadrant in the high intensity. With the laser intensity increasing, the dominant correlation behavior evolves from correlation to anti-correlation and finally reverts back to correlation. The combined electric field traces out a trefoil pattern, i.e. the waveform in a period shows three leaves in different directions. Each leaf is called a lobe. The electric field recursively evolves from lobe 1 to lobe 2 and to lobe 3. Unlike the counter-rotating two-color circularly polarized fields, the combined fields from two elliptical fields do not have the spatial symmetry. Amplitudes of the three field lobes and the angles between them are different. Furthermore, the back analysis of NSDI trajectories shows that the single ionization in NSDI events mainly occurs in lobe 1 and lobe 3, and the contribution from lobe 1 increases and that from lobe 3 decreases with the increase of the intensity. Correspondingly, the free electrons mainly return to the parent ion from 20° and 175° . With the laser intensity increasing, the electrons returning from 20° gradually increase and those returning from 175° gradually decrease. In order to further understand the correlation behaviors of electron pairs in the x -axis direction, the NSDI events triggered off by single ionization from different lobes are separately discussed. With the increase of laser intensity the correlation behavior of NSDI events triggered off by single ionization from field lobe 1 evolves from anti-correlation behavior to correlation behavior, but the correlation behavior of NSDI events induced by single ionization from field lobe 3 evolves from correlation behavior to anti-correlation behavior. With the laser intensity increasing, the NSDI events induced by single ionization from field lobe 1 increase gradually, but those from field lobe 3 decrease. This results in that the total dominant correlation behavior evolves from correlation to anti-correlation and finally reverts back to correlation as the laser intensity increases.

Keywords: two-color elliptically polarized fields, nonsequential double ionization, electron correlation, recollision

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

DOI: 10.7498/aps.71.20221044

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504302, 12074329, 12004323, 12104389), Southwest University Training Program of Innovation and Entrepreneurship for Undergraduates (Grant No. X202210635104), and Nanhu Scholars Program for Young Scholars of Xinyang Normal University.

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

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

反旋双色椭圆场中Ar非次序双电离电子关联的强度依赖

苏杰 刘子超 廖健颖 李盈宾 黄诚

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

Su Jie Liu Zi-Chao Liao Jian-Ying Li Ying-Bin Huang Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 193201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221044

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221044>

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

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>

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>

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>

基于多组态含时Hartree-Fock方法研究电子关联对于H₂分子强场电离的影响

Multiconfiguration time-dependent Hartree-Fock treatment of electron correlation in strong-field ionization of H₂ molecules

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

铁基超导体Li_{0.8}Fe_{0.2}ODFeSe的红外光谱研究

Infrared spectroscopy study of ironbased superconductor Li_{0.8}Fe_{0.2}ODFeSe

物理学报. 2018, 67(20): 207102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181401>

对氯苯腈的双色共振双光子电离和质量分辨阈值电离光谱

Two-color resonance enhanced two-photon ionization and mass analyzed threshold ionization spectroscopy of *p*-chlorobenzonitrile

物理学报. 2022, 71(10): 103301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220089>