

强场非次序双电离中再碰撞动力学的强度依赖

黄诚 钟明敏 吴正茂

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

Huang Cheng Zhong Ming-Min Wu Zheng-Mao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 033201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181811

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181811>

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

低强度周期量级脉冲驱动排列分子的非次序双电离

Nonsequential double ionization of aligned molecules by few-cycle laser pulses at low intensity

物理学报. 2016, 65(8): 083301 <https://doi.org/10.7498/aps.65.083301>

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>

频域图像下的强场非序列电离过程

Frequency-domain view of nonsequential double ionization in intense laser fields

物理学报. 2016, 65(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.65.224205>

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报. 2016, 65(22): 223201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.223201>

强激光场中原子单电离的半经典方法

Semiclassical methods for strong field ionization of atoms

物理学报. 2016, 65(22): 220203 <https://doi.org/10.7498/aps.65.220203>

强场非次序双电离中再碰撞动力学的强度依赖*

黄诚[†] 钟明敏 吴正茂

(西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

(2018年10月8日收到; 2018年11月30日收到修改稿)

利用三维经典系综模型系统地研究了不同强度线偏振激光脉冲驱动下 He 原子的非次序双电离. 结果表明在非次序双电离中回碰电子的返回次数、两电子的碰撞距离和电子对的关联特性都强烈地依赖于激光强度. 对于 750 nm, 随着激光强度的增加, 单次返回诱导的非次序双电离事件逐渐减少, 而多次返回事件的比例显著增加. 对于 1500 nm, 随着激光强度的增加, 前三次返回诱导的非次序双电离事件都会减少, 返回次数大于 3 的轨道对非次序双电离的贡献逐渐增加. 这是因为在高强度下每次返回过程中母核的库仑吸引对返回电子横向偏离的补偿较弱, 所以需要更多次的返回来补偿电子的横向偏离以实现再碰撞. 轨道分析表明非次序双电离中两电子的碰撞距离随激光波长和强度的增加而逐渐减小. 最后讨论了非次序双电离中电子对的关联特性对返回次数的依赖.

关键词: 非次序双电离, 电子关联, 强激光场, 再碰撞

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

DOI: 10.7498/aps.68.20181811

1 引言

非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI) 是强激光与原子分子相互作用中最基本的过程之一^[1]. 由于其中涉及到两电子的关联运动, 在过去三十多年里 NSDI 一直是强场物理的研究热点^[2-4]. 现在人们普遍认为 NSDI 通过再碰撞过程发生^[5]. 首先, 原子中的一个电子隧穿通过被激光场压低的原子势垒进入连续态. 该电离电子在激光场的驱动下先远离母核, 激光场反向后, 该电子又被激光电场拉回并与母核发生再碰撞. 通过再碰撞, 返回电子将一部分能量转递给第二个电子. 依赖于交换能量的多少, 碰撞后, 第二个电子可能立即电离, 也可能先被激发然后通过随后电场的场电离进入连续态^[6].

近年来, 人们投入了大量的精力来研究 NSDI 中的电子关联及其潜在的超快动力学过程^[7-14], 已经发现了许多有趣且重要的电子关联行为, 并揭示

了其中潜在的微观动力学过程. 在再碰撞阈值强度以下, Ar 原子 NSDI 的两电子动量谱呈现出反关联特性^[15]. 在中等和高激光强度下, He 原子 NSDI 的关联电子动量分布呈现出手指结构 (V 型结构)^[16,17], 该结构反映了碰撞后母核对电子的库仑吸引、两电子之间的相互作用^[18,19], 以及碰撞过程的能量分配不均^[20]对 NSDI 中电子关联特性的影响. 对于周期量级的激光脉冲, 在低强度下 NSDI 的两电子动量分布呈现出平行于对角线的双线结构^[21-23], 而在高强度下两电子则显示出十字架状的动量分布^[24]. 实验和理论研究表明, NSDI 中的两电子也存在着强烈的能量关联^[25-27]. 量子模拟发现, 高强度下 NSDI 的电子能谱展现出一个间隔不等的干涉结构^[28], 该结构被归因于长短再碰撞轨道之间的干涉. 近期, Winney 等^[29]利用两电子角条纹方法完成了 NSDI 中两电子释放时延的高精度测量. 进一步的研究表明, 一些精细的裁剪激光场, 如相位稳定的周期量级脉冲^[30-36]、平行双

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504302, 61178011, 61475127, 61475132) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

色场^[37]、正交双色场^[38–40]和双色反向旋转圆偏激光场^[41–43], 可以很好地操控电子的运动进而控制电子对的关联行为.

中红外激光场的实验发现, NSDI 中电子对的动量分布呈现出一个近轴的 V 型结构^[44]. 理论研究表明, 该结构源于碰撞时两电子能量分配不均, 且在中红外波段 NSDI 主要通过多次返回再碰撞发生^[45,46]. 本文利用三维经典系综模型研究 NSDI 中再碰撞动力学和电子关联特性对激光强度的依赖, 采用 750 和 1500 nm 两个波长, 0.4, 0.6 和 0.8 PW/cm² 三个激光强度. 对于 750 nm, 三个强度的电子对都分布在主对角线附近, 而对于 1500 nm, 随着强度的增大, 电子对从对角线向坐标轴移动, 当激光强度达到 0.8 PW/cm² 时, 动量分配呈现出一个近轴的 V 型结构. 向后分析表明, 随着激光强度的增加, 单次返回诱导的 NSDI 事件逐渐减少, 而多次返回事件的比例显著增加. NSDI 中两电子的碰撞距离随激光波长和强度的增加而逐渐减小. 最后讨论了不同返回次数诱导的 NSDI 中电子对的关联特性.

2 理论方法

对强激光场中原子分子最准确的描述是数值求解含时薛定谔方程. 但是数值求解多电子体系的含时薛定谔方程计算量巨大, 所以过去几十年来大量的研究借助于半经典模型^[47]和全经典模型^[48–51]. 这些模型已经被证明是研究强场 NSDI 过程非常直观有效的方法. 本文采用三维经典系综模型来研究 He 原子 NSDI 的再碰撞动力学和电子关联. 该模型首先由 Panli 等^[48]和 Haan 等^[49]提出, 随后被广泛应用于强场 NSDI 的研究, 揭示了许多双电离过程中的超快动力学过程, 深化了人们对强场双电离过程的认识.

在三维经典系综模型中, 两个电子遵循牛顿经典运动方程 (除非另有说明, 本文均采用原子单位):

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

式中, i 是两电子的标记, 可以取值 1 和 2; r_i 为电子的坐标; $E(t)$ 是激光脉冲的电场强度. 本文采用梯形线偏振激光脉冲, 偏振方向沿 x 方向. 整个脉冲包含 12 个光周期, 前 2 个光周期强度线性增加, 中间 8 个光周期保持光强最大值, 后 2 个光周期光强线性减小为 0. $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_1, r_2)$ 分别表示核与电子及两电子之间的库仑相互作用势能, 表达式分

别为

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

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

式中, 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 and 自电离, 本文设置 $a = 0.75$, $b = 0.01$.

为获得系综的初始状态, 首先将两电子随机地放在核子附近. 然后给两电子一个确定的动能, 使得系统的总能量, 即两电子的势能和动能之和等于原子的第一、第二电离能之和. 本文设置总能量为 -2.9035 a.u. (对应 He 的第一、二电离能之和). 将动能随机地分配给两个电子, 并且这两电子的速度方向随机给定. 然后两电子系统在没有激光场的情况下, 按照牛顿运动方程自由演化. 经过一段时间后 (300 a.u.), 可以得到一个稳定的初始系综分布. 初始系综确定后, 原子在激光场的作用下演化, 直到激光脉冲结束, 即可得到系综中各个原子的最终状态, 包括位置和动量. 分析两个电子的能量, 如果两个电子的末态能量都大于零, 则认为该原子发生了双电离.

3 结果与讨论

图 1 给出了 He 原子 NSDI 的关联电子动量分布. 第一行和第二行分别对应了 750 和 1500 nm. 从左到右对应的激光强度分别为 0.4 (图 1(a)、图 1(d))、0.6 (图 1(b)、图 1(e)) 和 0.8 PW/cm² (图 1(c)、图 1(f)). 从图 1 可以看出, 对于 750 nm, 这三个激光强度的关联电子动量分布都集中在主对角线附近; 1500 nm 的结果则有所不同, 随着激光强度的升高, 电子对的分布从对角线向坐标轴移动, 当激光强度达到 0.8 PW/cm² 时, 动量分布呈现出一个近轴的 V 型结构. 实验上, 该结构已经在 3100 nm, 0.03 PW/cm² 的条件下被观察到, 被归因于高能碰撞过程中电子能量的不对称分配^[45,46].

先前的研究已经表明, 在长波长的情况下, NSDI 主要通过多次返回轨道发生^[45,46], 并且多次返回轨道的贡献随着波长的增加而逐渐增加. 那么不同返回次数的轨道对 NSDI 的贡献对激光强度的依赖如何? 为了弄清楚这个问题, 我们向后跟踪了 NSDI 轨道并做了统计分析. 通过跟踪双电离轨迹, 能够确定单电离时间、返回时间、再碰撞时间

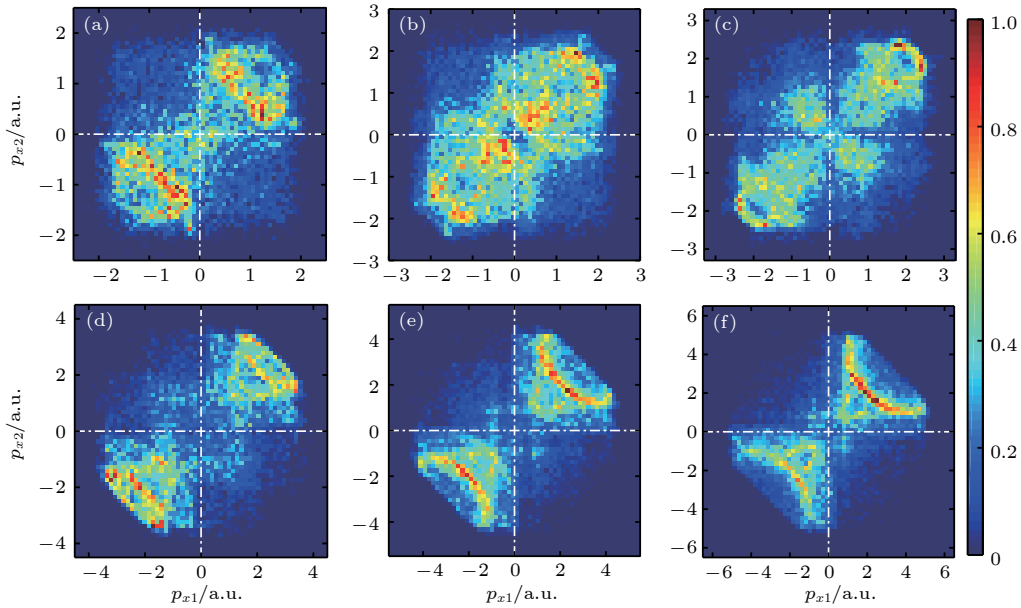


图 1 He 原子 NSDI 的关联电子动量分布 (a) 750 nm, 0.4 PW/cm²; (b) 750 nm, 0.6 PW/cm²; (c) 750 nm, 0.8 PW/cm²; (d) 1500 nm, 0.4 PW/cm²; (e) 1500 nm, 0.6 PW/cm²; (f) 1500 nm, 0.8 PW/cm²

Fig. 1. Correlated electron momentum distributions in NSDI of He: (a) 750 nm, 0.4 PW/cm²; (b) 750 nm, 0.6 PW/cm²; (c) 750 nm, 0.8 PW/cm²; (d) 1500 nm, 0.4 PW/cm²; (e) 1500 nm, 0.6 PW/cm²; (f) 1500 nm, 0.8 PW/cm².

和双电离时间. 将一个电子的能量首次为正的時刻定义为单电离时间, 其中电子的能量由电子的动能、电子与原子核相互作用的势能和电子间的排斥势能的一半组成. 把第一个电子电离之后, 它与个电子最靠近的時刻定义为再碰撞时间. 在再碰撞時刻两电子之间的距离定义为碰撞距离. 把碰撞之后第二个电子能量为正的時刻定义为双电离时间. 第一个电子电离后可能具有一个横向动量, 所以当它在纵向(激光偏振方向)返回时, 它与母核之间可能存在一个横向偏离, 导致不能发生有效的再碰撞. 把再碰撞发生前返回电子在纵向上穿过 $x = 0$ 的時刻定义为返回時刻. 这样就可以统计出再碰撞发生时, 第一个电子在纵向返回母核的总次数.

图 2 给出了各次返回诱导的 NSDI 在总的 NSDI 中所占的百分比. 图 2(a) 和图 2(b) 分别是 750 和 1500 nm 的情况. 先看 750 nm 的情况, 在 0.4 PW/cm² 时, 76% 的 NSDI 事件的再碰撞发生在第一次返回, 也就是说此时单次返回轨道对 NSDI 的贡献是主要的. 随着激光强度的增加, 单次返回轨道的贡献迅速降低. 在 0.6 PW/cm² 时, 单次返回轨道的贡献降到了 49.8%, 此时多次返回轨道的贡献已经超过了单次返回轨道, 成为了主要的 NSDI 通道. 当强度增加到 0.8 PW/cm² 时, 单次返回轨道和多次返回轨道所占的百分比分别为 36.2% 和 63.8%.

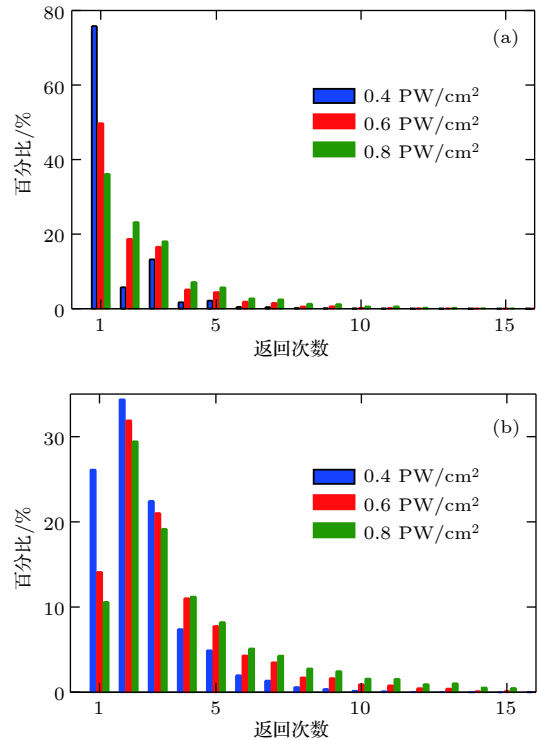


图 2 各次返回诱导的 NSDI 在总的 NSDI 中所占的百分比 (a) 750 nm; (b) 1500 nm

Fig. 2. Proportion of each return in the total NSDI yield: (a) 750 nm; (b) 1500 nm.

从图 2(a) 还可以看到, 对于 750 nm 和考虑的这三个强度, 单次返回轨道的贡献总是大于其他次返回轨道的单独贡献. 对于 1500 nm (图 2(b)), 这

个结果是不同的, 两次返回轨道的贡献总是最大, 并且随着激光强度的增加, 前三次返回轨道的贡献都在减小, 而返回次数大于 3 的那些轨道的贡献则在逐渐增加. 这就意味着对于更高的强度, 返回电子需要更长的时间调整它的运行轨道来靠近母核, 使有效的再碰撞能够发生.

另外, 从图 2 可以发现, 750 nm, 0.4 PW/cm² 时两次返回的事件数低于三次返回的事件数, 而其他情况下都是两次返回的事件数高于三次返回的事件数. 这是因为 750 nm, 0.4 PW/cm² 时电子的最大返回能量为 2.44 a.u., 仅仅略大于 He 原子的第二电离能. 在这种条件下电子的返回能量大小是影响双电离事件发生最重要的因素. 根据三步模型知道, 第三次返回时电子的返回能量大于第二次返回时电子的返回能量, 所以 750 nm, 0.4 PW/cm² 时 NSDI 中两次返回的事件数低于三次返回的事件数. 而对于其他五种条件, 电子返回能量远大于 He 原子的第二电离能, 此时电子的返回能量不再是影响双电离发生最重要的因素, 电子波包扩散成为限制双电离发生的主要因素, 所以其他条件下 NSDI 中两次返回的事件数高于三次返回的事件数.

隧穿电离理论表明大多数电离电子具有一个非零的初始横向动量. 在激光场的驱动下运动一段时间后, 当该电子在纵向第一次返回时, 它与母核之间将有一个显著的横向偏离. 当电子在纵向返回母核时, 母核对电子的库仑吸引可以显著地减小因初始横向速度带来的横向偏移, 这被称为库仑聚焦效应. 如果一次返回过程中的库仑吸引不足以抵消初始横向速度带来的偏离, 那么要使 NSDI 能够发生, 两次甚至多次返回就是必须的.

以上关于图 2 的讨论中已经知道, 除了 750 nm 和 0.4 PW/cm², 其他条件下大多数 NSDI 事件都要经历两次或者多次返回. 这是因为库仑吸引在一次返回期间不足以抵消横向偏离, 并且强度越高所需的返回次数越多. 强度越高, 第一个电子返回时的速度就会越大, 它就会更快地经过母核附近, 从而每次返回与母核相互作用的时间就会越短, 母核库仑吸引对电子横向偏离的补偿也就越弱. 因此, 在更高的强度情况下, 电子需要更多次的返回才能抵消初始横向动量带来的偏离, 实现有效再碰撞和双电离.

图 3 给出了 NSDI 事件关于碰撞距离的概率分布. 很显然, 1500 nm 情况的碰撞距离小于 750 nm 情况下的碰撞距离. 对于 750 nm, 三个强度下碰撞

距离的分布峰值处在 0.4—0.6 a.u. 之间, 而 1500 nm 的峰值则处在 0.2—0.4 a.u. 之间, 并且随着激光强度的增加两电子的碰撞距离逐渐减小. 这可以理解如下: 当波长和强度增加时, 自由电子的返回速度增大, 从而与母核相互作用的时间减小, 这对返回电子与束缚电子的能量交换是不利的. 为了保证足够的能量交换来电离第二个电子, 需要更小的相互作用距离, 即碰撞距离. 而高强度、长波长情况下回碰电子速度更快, 更能克服电子之间库仑排斥势能, 使得更短的碰撞距离得以实现.

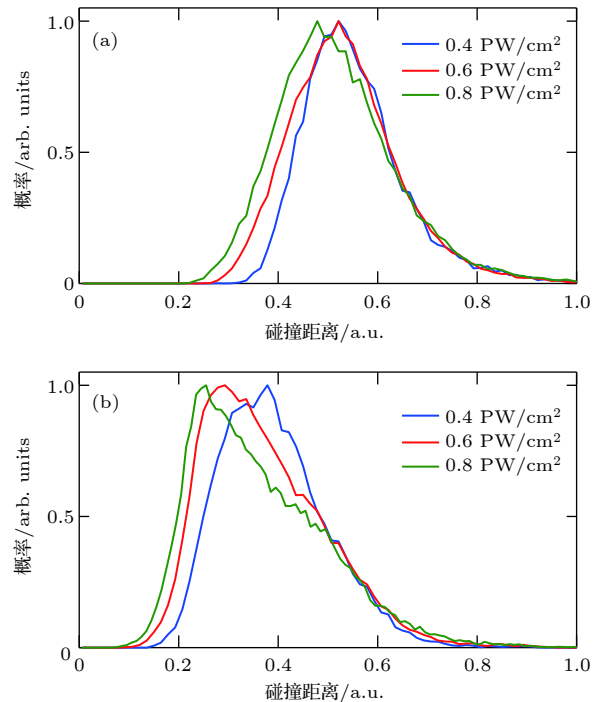


图 3 NSDI 事件关于碰撞距离的概率分布 (a) 750 nm; (b) 1500 nm.

Fig. 3. Recollision distance in NSDI for (a) 750 nm and (b) 1500 nm at the laser intensities of 0.4, 0.6 and 0.8 PW/cm².

图 4 给出了波长为 750 nm 时不同返回次数轨道诱导的 NSDI 事件的关联电子动量分布, 从左到右对应的返回次数分别为 1—5, 从上到下对应的激光强度分别为 0.4, 0.6 和 0.8 PW/cm². 对于 0.4 PW/cm², 大多数 NSDI 事件来自单次返回, 因此单次返回轨道的动量分布和总的动量分布几乎是相同的. 对于 0.6 PW/cm², 单次返回轨道的 NSDI 事件主要分布在原点附近, 多次返回轨道的 NSDI 主要分布在对角线附近. 仔细观察可以发现, 相对于 3 次和 5 次返回轨道, 2 次和 4 次返回轨道诱导的 NSDI 有更多的背离了对角线. 这是因为

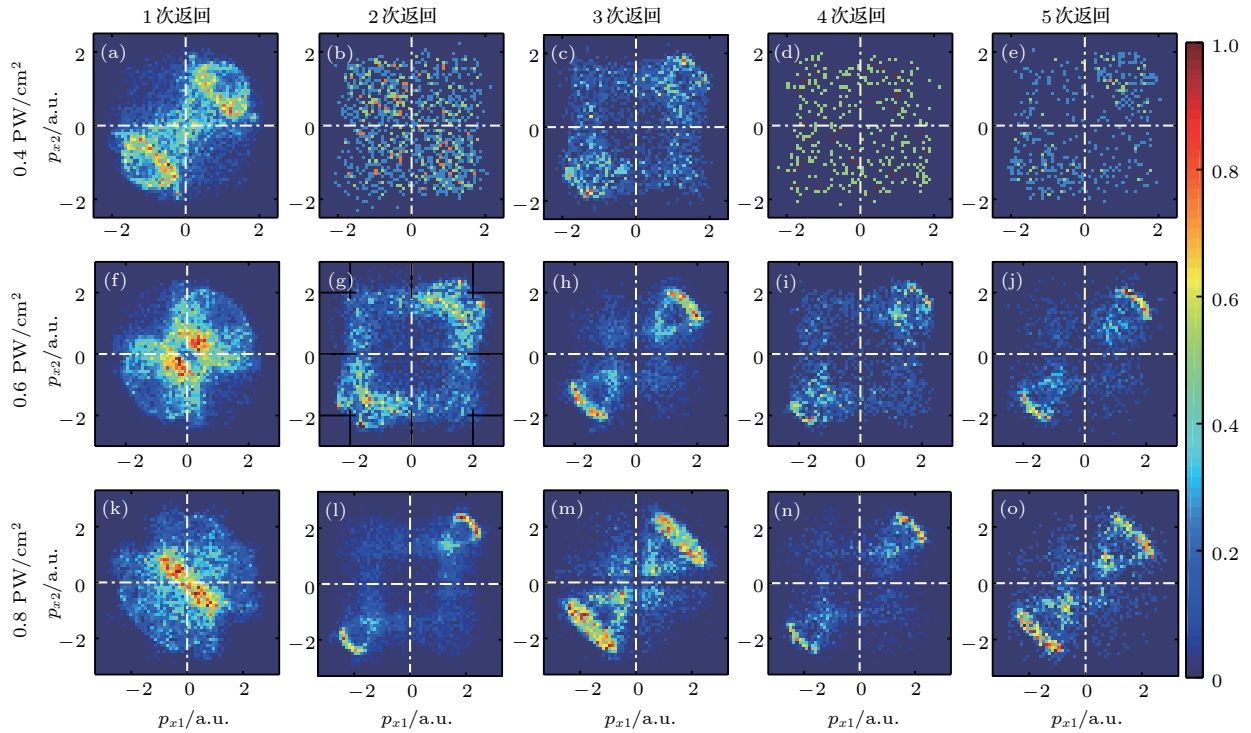


图 4 750 nm 激光脉冲驱动 He 原子 NSDI 的关联电子动量分布 (a)—(e) 0.4 PW/cm²; (f)—(j) 0.6 PW/cm²; (k)—(o) 0.8 PW/cm²; 从左到右每列对应不同返回次数诱导的 NSDI 事件

Fig. 4. Correlated electron momentum distributions in NSDI of He for 750 nm at the laser intensities of 0.4 (the first row), 0.6 (the second row) and 0.8 PW/cm² (the third row). The columns from left to right correspond to return numbers of 1 to 5.

与 3 次和 5 次返回轨道相比, 2 次和 4 次返回轨道中电子的再碰撞能量更小, 所以更多的 NSDI 通过再碰撞激发随后电离机制发生. 对于 0.8 PW/cm², 单次返回轨道诱导的 NSDI 事件呈现出反关联行为, 其他返回次数的轨道对应的动量分布则呈现出强烈的关联行为. 图 5 给出了 1500 nm 情况下不同返回次数轨道诱导的 NSDI 事件的关联电子动量分布. 对于 1500 nm, 三个强度下动量分布对返回次数的依赖都是相似的. 单次返回轨道的动量分布几乎均匀地分布在四个象限, 多次返回轨道的动量分布都分布在一三象限. 另外, 与偶数次返回轨道相比, 奇数次返回轨道的动量分布更靠近坐标轴, 这是因为奇数次返回时电子的返回能量显著地大于偶数次返回, 更大的返回能量加剧了碰撞时两电子能量分配的不对称性, 导致了奇数次返回轨道的分布更靠近坐标轴. 另外值得注意的是, 在所用的波长和强度下, 电子在第一次返回时的最大返回能量都是大于 He 原子的第二电离势能的, 回碰电子能够通过直接碰撞电离第二个电子, 然而图 4(k)、图 5(a)、图 5(f) 和图 5(k) 的动量谱却没能呈现出关联电子为主的动量分布, 这些分布中显示出了大量的反关联电子分布. 这是因为在高强

度或长波长下碰撞过程的能量分配不均导致碰撞后回碰电子仍然具有较大的沿着回碰方向的速度, 该速度与随后电场加速的方向相反, 在高强度或长波长下, 回碰电子碰后的剩余速度有很大的概率大于电场加速, 导致回碰电子的最终末速度与回碰方向相同, 而第二个电子的最终末速度主要来自电场加速, 最终两电子呈现反关联释放. 第一次返回时的返回能量是最大的, 回碰电子碰后的剩余速度大于电场加速的概率也最大, 导致的反关联释放也最多, 所以在高强度或长波长的情况下没有在一次返回碰撞的电子动量谱上观察到显著的关联分布.

4 结 论

本文利用三维经典系综模型研究了 He 原子 NSDI 中再碰撞和电子关联特性的强度依赖. 在 0.4—0.8 PW/cm² 的强度范围内, 对于 750 nm, 电子对都分布在对角线附近, 而对于 1500 nm, 随着强度的增大, 电子对从对角线向坐标轴移动, 当激光强度达到 0.8 PW/cm² 时, 动量分布呈现出一个近轴的 V 型结构. 向后分析表明, 对于 750 nm, 随着激光强度的增加, 单次返回诱导的 NSDI 事件

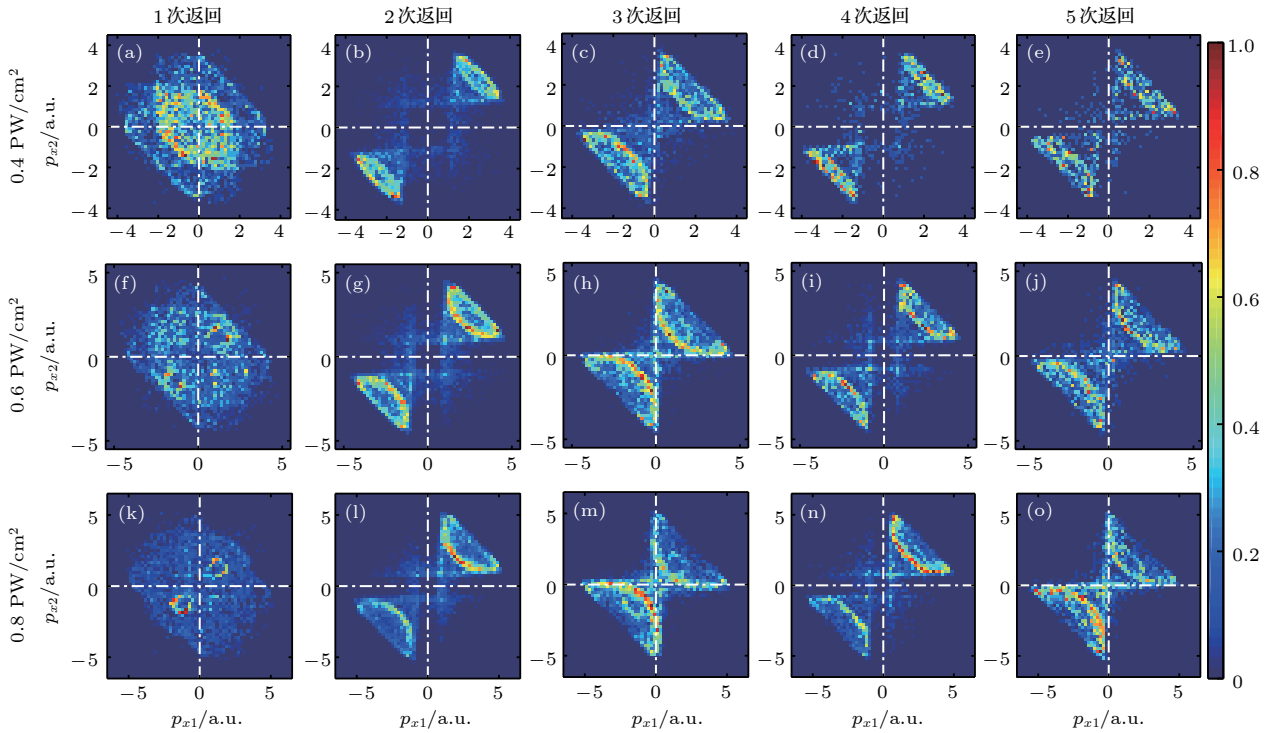


图 5 1500 nm 激光脉冲驱动 He 原子 NSDI 的关联电子动量分布 (a)—(e) 0.4 PW/cm²; (f)—(j) 0.6 PW/cm²; (k)—(o) 0.8 PW/cm²; 从左到右每列对应不同返回次数诱导的 NSDI 事件

Fig. 5. Correlated electron momentum distributions in NSDI of He for 1500 nm at the laser intensities of 0.4 (the first row), 0.6 (the second row) and 0.8 PW/cm² (the third row). The columns from left to right correspond to return numbers of 1 to 5.

逐渐减少,而多次返回事件的比例显著增加.对于 1500 nm,随着激光强度的增加,前三次返回诱导的 NSDI 事件都会减少,返回次数大于 3 的轨道对 NSDI 的贡献逐渐增加.这是因为在高强度下每次返回过程中母核的库仑吸引对返回电子横向偏离的补偿较弱,所以需要更多次的返回来补偿电子的横向偏离以实现再碰撞.轨道分析表明 NSDI 中两电子的碰撞距离随激光波长和强度的增加而逐渐减小.最后讨论了不同返回次数诱导的 NSDI 中电子对的关联特性.

参考文献

[1] L'Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
 [2] Figueira de Morisson Faria C, Liu X 2011 *J. Mod. Opt.* **58** 1076
 [3] Becker W, Liu X, Jo Ho P, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011
 [4] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
 [5] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
 [6] 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
 [7] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
 [8] 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
 [9] Wang X, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083001
 [10] Hao X L, Chen J, Li W D, Wang B B, Wang X D, Becker W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073002
 [11] Liu Y, Fu L, Ye D, Liu J, Li M, Wu C, Gong Q, Moshhammer R, Ullrich J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 013003
 [12] Chen Y, Zhou Y, Li Y, Li M, Lan P, Lu P 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013428
 [13] Wang Y, Xu S, Quan W, Gong C, Lai X, Hu S, Liu M, Chen J, Liu X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053412
 [14] Ye D, Li M, Fu L, Liu J, Gong Q, Liu Y, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 123001
 [15] Liu Y, Tschuch S, Rudenko A, Dürr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001
 [16] Staudte A, Ruiz C, Schöffler M, Schössler S, Zeidler D, Weber Th, Meckel M, Villeneuve D M, Corkum P B, Becker A, Dörner R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263002
 [17] Rudenko A, Jesus V L B, Ergler Th, Zrost K, Feuerstein B, Schröter C D, Moshhammer R, Ullrich J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263003
 [18] Chen Z J, Liang Y, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253201
 [19] Ye D F, Liu X J, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233003
 [20] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053402
 [21] Camus N, Fischer B, Kremer M, Sharma V, Rudenko A, Bergues B, Kubel M, Johnson N G, Kling M F, Pfeiffer T, Ullrich J, Moshhammer R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 073003
 [22] Huang C, Zhong M, Wu Z 2016 *J. Chem. Phys.* **145** 044302

- [23] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
- [24] Bergues B, Kubel M, Johnson N G, Fischer B, Camus N, Betsch K J, Herrwerth O, Senftleben A, Sayler A M, Rathje T, Pfeifer T, Ben-Itzhak I, Jones R R, Paulus G G, Krausz F, Moshhammer R, Ullrich J, Kling M F 2012 *Nature Commun.* **3** 813
- [25] Liao Q, Lu P X 2010 *Phys. Rev. A* **82** 021403(R)
- [26] Gong X, Song Q, Ji Q, Lin K, Pan H, Ding J, Zeng H, Wu J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 163001
- [27] Liu K, Qin M, Li Q, Liao Q 2018 *Opt. Quantum Electron.* **50** 364
- [28] Liao Q, Li Y, Qin M, Lu P 2017 *Phys. Rev. A* **96** 063408
- [29] Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Liao Q, Adhikari P, Basnayake G, Schlegel H B, Li W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 123201
- [30] He M, Li Y, Zhou Y, Li M, Cao W, Lu P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133204
- [31] Liu X, Rottke H, Eremina E, Sandner W, Goulielmakis E, Keeffe K O, Lezius M, Krausz F, Lindner F, Schatzel M G, Paulus G G, Walther H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 263001
- [32] He L, Zhang Q, Lan P, Cao W, Zhu X, Zhai C, Wang F, Shi W, Li M, Bian X, Lu P, Bandrauk A D 2018 *Nat. Commun.* **9** 1108
- [33] Tang Q B, Zhang D L, Yu B H, Chen D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7775 (in Chinese) [汤清彬, 张东玲, 余本海, 陈东 2010 物理学报 **59** 7775]
- [34] Huang C, Zhong M, Wu Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 083301 (in Chinese) [黄诚, 钟明敏, 吴正茂 2016 物理学报 **65** 083301]
- [35] Li H Y, Chen J, Jiang H B, Liu J, Fu P M, Gong Q H, Yan Z C, Wang B B 2009 *J. Phys. B* **42** 125601
- [36] Wang J, He F 2018 *Phys. Rev. A* **97** 043411
- [37] Ma X, Zhou Y, Li N, Li M, Lu P 2018 *Opt. Laser Technol.* **108** 235
- [38] Zhou Y, Huang C, Tong A, Liao Q, Lu P 2011 *Opt. Express* **19** 2301
- [39] Zhang L, Xie X H, Roither S, Zhou Y M, Lu P X, Kartashov D, Schoffler M, Shafir D, Corkum P B, Baltuska A, Staudte A, Kitzler M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 193002
- [40] Tong A H, Feng G Q, Deng Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 093303 (in Chinese) [童爱红, 冯国强, 邓永菊 2012 物理学报 **61** 093303]
- [41] Chaloupka J L, Hickstein D D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 143005
- [42] Xu T, Zhu Q, Chen J, Ben S, Zhang J, Liu X 2018 *Opt. Express* **26** 1645
- [43] Huang C, Zhong M, Wu Z 2018 *Opt. Express* **26** 26045
- [44] Wolter B, Pullen M G, Baudisch M, Sclafani M, Hemmer M, Senftleben A, Schrter C D, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 021034
- [45] Huang C, Zhong M, Wu Z 2016 *Opt. Express* **24** 28361
- [46] Li Y, Wang X, Yu B, Tang B, Wang G, Wan J 2016 *Sci. Rep.* **6** 37413
- [47] Chen J, Nam C H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 053415
- [48] Panli R, Eberly J H, Haan S L 2001 *Opt. Express* **8** 431
- [49] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [50] Dong S S, Zhang Z L, Bai L H, Zhang J T 2015 *Phys. Rev. A* **92** 033409
- [51] Huang C, Zhong M, Wu Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 8772

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

Huang Cheng[†] Zhong Ming-Min Wu Zheng-Mao

(*School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

(Received 8 October 2018; revised manuscript received 30 November 2018)

Abstract

Using the three-dimensional classical ensemble model, we systematically investigate the strong-field nonsequential double ionization (NSDI) of He atom by intense linearly polarized laser pulses at different intensities for 750 nm and 1500 nm in wavelength. In the intensity range of 0.4–0.8 PW/cm² considered in this work, for 750 nm wavelength the correlated electron pairs are always distributed mainly near the diagonal but for 1500 nm wavelength, with increasing laser intensity the population of electron pairs moves from the diagonal to the two axes, forming a near-axis V-shaped structure at 0.8 PW/cm². The analysis indicates that for 750 nm with increasing laser intensity the contribution from the single-return events to NSDI decreases sharply and the contribution from the multiple-return events increases. For 1500 nm wavelength when the laser intensity increases, the contributions from one-, two- and three-return trajectories decrease and the contributions of other trajectories increase. It is because most of ionized electrons have a non-zero initial transverse momentum. After the excursion of the ionized electron, when it returns to the parent ion at the first time there is a distance in the transverse direction between the free electron and the parent ion, which hinders the recollision and NSDI from occurring. The transverse deviation can be significantly reduced by the Coulomb attraction from the parent ion to the free electron when it returns back to the parent ion in the longitudinal direction. Higher intensity results in larger returning velocity for the free electron. The free electron faster passes by the parent ion and the Coulomb attraction has less time to pull the free electron to the parent ion. For each return the compensation of the Coulomb attraction for the transverse deviation for high intensity is weaker than for low intensity. Thus for higher intensities more returns are required to compensate for the transverse deviation. Moreover, numerical results show the recollision distance in NSDI is smaller for the longer wavelength and higher intensity. It is attributed to the larger returning velocity of the free electron at the longer wavelength and higher intensity, which can more easily overcome the strong Coulomb repulsion between the two electrons and achieve a smaller recollision distance. Finally, electron correlation behaviors for those trajectories where recollision occurs with different return times are studied.

Keywords: nonsequential double ionization, electron correlation, strong laser field, recollision

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

DOI: 10.7498/aps.68.20181811

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504302, 61178011, 61475127, 61475132).

† Corresponding author. Email: huangcheng@swu.edu.cn