

# 空间非均匀激光场驱动的非次序双电离\*

李盈侯<sup>#</sup> 张可<sup>#</sup> 陈红梅 康帅杰 李整法 程建国  
吴银梦 翟春洋 汤清彬 许景焜<sup>†</sup> 余本海<sup>‡</sup>

(信阳师范大学物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2023年4月7日收到; 2023年5月28日收到修改稿)

利用三维经典系综模型, 研究空间非均匀激光场驱动的非次序双电离, 并对比了空间均匀激光场的情况. 结果显示, 波长较短时, 空间非均匀激光场与空间均匀激光场的非次序双电离的产率较为相近. 随着波长的增大, 较高激光强度时空间非均匀激光场下非次序双电离受到越来越明显的抑制. 相比于空间均匀激光场, 空间非均匀激光场下非次序双电离两电子的末态发射角表现出更强烈的关联特性, 特别在较大的激光波长下, 两电子的末态发射角几乎全部集中在 $0^\circ$ 附近, 这意味着两电子往往是平行发射到相同方向. 此外, 波长由近红外增大到中红外时, 空间非均匀激光场下非次序双电离的有效再碰撞均由第1个电子的第1次返回主导, 而空间均匀激光场下则呈现由第1次返回主导到第2次返回主导的转变. 进一步, 通过反演分析非次序双电离的经典轨迹, 揭示了空间非均匀激光场下关联电子超快动力学过程的更多细节.

**关键词:** 非次序双电离, 空间非均匀激光场, 电子关联

**PACS:** 32.80.Rm, 31.90.+s, 32.80.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230548

## 1 引言

强飞秒激光脉冲与原子分子相互作用将会产生许多重要的物理现象, 如高次谐波的产生<sup>[1,2]</sup>、阈上电离<sup>[3-5]</sup>、强场光电效应<sup>[6,7]</sup>和非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI) 等<sup>[8-13]</sup>. 其中 NSDI 因其高度的电子-电子关联行为而受到广泛探究. NSDI 被广泛接受的物理图像为三步再碰撞模型<sup>[14]</sup>. 在此模型中, 最外层电子通过隧穿效应发生电离, 电离的电子在振荡的激光电场中有概率重新被拉回到母核离子与其发生非弹性碰撞, 并传递部分能量给另一个束缚电子. 如果传递的能量足以使束缚电子摆脱原子核的束缚作用, 此电子能够立刻电离出去. 否则, 束缚电子将会被激发, 随

后在激光电场的作用下电离. 这两种方式分别对应直接碰撞电离 (recollision impact ionization, RII) 通道和碰撞激发场致电离通道 (recollision excitation with subsequent ionization, RESI)<sup>[15]</sup>.

近年来, 超快激光技术的发展为强场物理实验探索更长激光波长驱动的 NSDI 机制奠定了基础. 2016年, Wang 等<sup>[16]</sup>在实验上观测了 2400 nm 激光脉冲下 Xe 原子发生 NSDI 沿激光偏振方向的离子动量分布, 研究表明较长波长或较高强度下, RII 通道是形成双峰结构的主要原因. Huang 等<sup>[17]</sup>研究了长波长 (1200—3000 nm) 下 He 原子的 NSDI, 结果显示, 长波长下两电子碰撞过程中的能量不均匀分配是形成实验上可观测到 V 型结构的主要原因. 2019年, Huang 等<sup>[18]</sup>研究了长波长下 He 原子的 NSDI 与激光强度的依赖关系, 研究发现随激光

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12004323, 12074329, 12247208, 12104389) 和信阳师范学院“南湖学者奖励计划”青年项目资助的课题.

<sup>#</sup> 同等贡献作者.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: 2777394244@qq.com

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: hnyubenhai@163.com

强度的增大, 单次返回诱导的 NSDI 事件逐渐减少, 多次返回事件的比例逐渐增大. 这是因为高强度下每次返回过程中母核的库仑吸引对返回电子的横向偏离补偿较弱, 因此需要更多次返回来补偿电子的横向偏离来实现再碰撞.

最近实验上将一束激光脉冲聚焦在金属纳米结构上, 金属纳米结构附近表现出光学近场增强效应<sup>[19–25]</sup>. 这种具有空间非均匀性的电场可以显著改变电子动力学, 其影响程度可以用参数  $\delta = l_F/l_q$  来表征.  $l_F$  是电场的衰减长度,  $l_q = eE/m\omega^2$  是电子的颤振振幅<sup>[19]</sup>.  $\delta \gg 1$  时, 电子在多个光周期内的运动与在均匀激光场中的运动相似;  $\delta \ll 1$  时, 电子则会迅速地从金属纳米结构附近逃逸.  $\delta \approx 1$  时, 电子在亚光周期内的运动则受到最大程度的影响. 这种独特的轨迹导致了许多有趣的现象. 例如, 空间非均匀激光场可以驱动电离电子获得近 keV 的高能量<sup>[20]</sup>, 高能量会导致高次谐波截止显著地延伸<sup>[21,22]</sup>. 同时, 势能对称性破缺会导致奇次谐波和偶次谐波同时产生<sup>[23]</sup>. 研究还发现强场电离中的高能结构敏感地依赖于  $l_F$ <sup>[24]</sup>, 而且关联电子动量分布与载波包络相位密切相关<sup>[25]</sup>. 空间非均匀激光场驱动下返回的高能电子不仅可能被母核离子再俘获诱导高次谐波的产生, 也可能与母核离子发生弹性碰撞诱导阈上电离, 还可能与母核离子发生非弹性碰撞诱导 NSDI. 然而, 空间非均匀激光场下原子 NSDI 的研究还较少<sup>[26,27]</sup>. 因此, 本文研究了空间非均匀激光场下原子 NSDI 电子关联特性, 有助于加深对空间非均匀激光场中电子超快动力学的认识.

本文利用三维经典系综模型, 从理论上研究了空间非均匀激光场由近红外到中红外下 Xe 原子的 NSDI. 结果表明较短波长下, 空间非均匀激光场与空间均匀激光场的 NSDI 产率曲线很大程度上重合. 随着波长的增大, 空间非均匀激光场 NSDI 在较高激光强度下受到越来越相对强烈的抑制, 这是因为空间非均匀激光场下电子的返回能量越来越高, 引起碰撞效率下降的愈来愈严重导致的. 反演分析显示波长从近红外增大到中红外时, 空间非均匀激光场下 NSDI 事件的有效再碰撞均以第一个电子 (最先电离的电子) 的第 1 次返回主导, 而空间均匀激光场下有效再碰撞则呈现由第 1 次返回主导转变为第 2 次返回主导. 这是由于近红外空间非均匀场和均匀场下电子有质动力势较小, 有效

再碰撞更倾向于发生在返回能量较大的第 1 次返回. 当波长增大到中红外时, 空间均匀场下电子第 1 次返回所携带的能量已远远大于第二电离能从而导致碰撞效率降低, 因此第 1 次返回被抑制, 有效再碰撞更多发生在返回能量较低的第 2 次返回. 而空间非均匀激光场下, 基于 Simple-man 模型分析显示, 第 1 个电子沿  $z$  轴正方向电离时只能返回母核离子一次, 沿  $z$  轴负方向电离时可以发生二次返回, 然而第 2 次返回时由于较大的返回动能导致了碰撞效率降低进而抑制了 NSDI 的发生, 因此空间非均匀激光场下 NSDI 均由第 1 次返回主导. 此外相比于空间均匀激光场, 空间非均匀激光场下 NSDI 两电子的末态发射角表现出更强的关联特性, 且发射角随着波长的增大越来越集中在  $0^\circ$  附近, 这意味着两电子逐渐平行地发射到相同方向.

## 2 理论方法

数值求解含时薛定谔方程能够精确描述原子、分子与强激光场相互作用过程<sup>[28]</sup>, 但是全维求解含时薛定谔方程对目前的硬件设备仍是巨大挑战. 为了克服计算量问题, Eberly 等<sup>[29–35]</sup> 提出了能够直观描述强场 NSDI 过程的经典系综方法, 其已成为研究强场 NSDI 电子关联特性的有效方法. 在经典系综方法下, 两电子在激光场下的整个演化过程均由牛顿耦合方程描述 (本文采用原子单位制, 除非特殊说明):

$$d^2\mathbf{r}_i/dt^2 = -\nabla[V_{nc}(\mathbf{r}_i) + V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] - \mathbf{E}(t), \quad (1)$$

其中  $i = 1, 2$  表示每个电子的标号,  $\mathbf{r}_i$  表示第  $i$  个电子的位置.  $V_{nc}(\mathbf{r}_i)$  和  $V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  分别表示母核离子-电子、电子-电子之间的库仑相互作用势能, 其表达式为

$$V_{nc}(\mathbf{r}_i) = -2/\sqrt{|\mathbf{r}_i|^2 + a^2}, \quad (2)$$

$$V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1/\sqrt{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2 + b^2}. \quad (3)$$

本文以 Xe 原子为目标原子, 为避免自电离和数值计算中的数值奇点, 设置软核参数  $a = 2.0$ ,  $b = 0.1$ . 空间非均匀激光场的电场形式如下<sup>[24,36–40]</sup>:

$$\mathbf{E}(t) = E_0(1 + 2\varepsilon z)f(t)\sin(\omega t)\hat{z}, \quad (4)$$

式中  $E_0$  是激光电场振幅,  $f(t) = \sin^2(\pi t/10T)$  是具有 10 个光周期的正弦方包络脉冲,  $\hat{z}$  是激光电场偏振方向.  $\varepsilon = 1/2l_F$  为描述激光电场非均匀性的参

数, 本文设置非均匀性参数  $\varepsilon = 0.003$ . 需要注意的是为了防止非物理上激光电场方向的转变, 这里把  $z < -1/2\varepsilon$  区域内激光强度设置为 0.

为了获得系综的初始分布, 首先在原子核附近随机放置两电子, 然后两电子随机分配一定的动能, 使得系统的总能量等于两电子的动能与势能之和, 该系统的总能量为 Xe 原子的第一、二电离能之和, 即  $-1.23$  a.u.. 需要注意的是, 所有原子的初始位置均位于空间坐标的原点处. 随后该系统在没有激光场情况下遵循牛顿耦合方程演化足够长的时间 (200 a.u.) 以获得稳定的初始位置和动量分布, 该分布即作为系综的初始分布. 随后加入激光场, 两电子在库仑场和激光场的共同作用下演化. 激光脉冲关闭后, 如果两电子的末态能量均大于零, 则该原子发生了双电离. 电子能量包括动能、离子核-电子势能和电子-电子库仑相互作用势能的一半.

### 3 结果与讨论

图 1 分别给出了 4 种不同波长下, 空间非均匀激光场 ( $\varepsilon = 0.003$ ) 和空间均匀激光场 ( $\varepsilon = 0$ ) 下 Xe 原子双电离产率随激光强度的变化曲线, 其中图 1(a)—(d) 对应的波长分别为 800, 1600, 3200, 4800 nm. 结果显示, 当激光波长为 800 nm 时 (图 1(a)), 空间非均匀激光场和空间均匀激光场中 DI 产率曲线很大程度上重合, 并呈现 NSDI 特有的“膝盖状”结构. 当激光波长增大到 1600 nm 时 (图 1(b)), 空间非均匀激光场和空间均匀激光场中 DI 产率曲线在激光强度较高时出现明显的分离, 且两者的 DI 产率曲线在  $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> 左右有一个交叉点 (黑色箭头), 这意味着空间非均匀激光场在较低激光强度下 DI 产率更高, 而较高激光强度下 DI 产率明显被抑制. 当波长继续增大到 3200 nm 和 4800 nm 时, 空间非均匀激光场和空

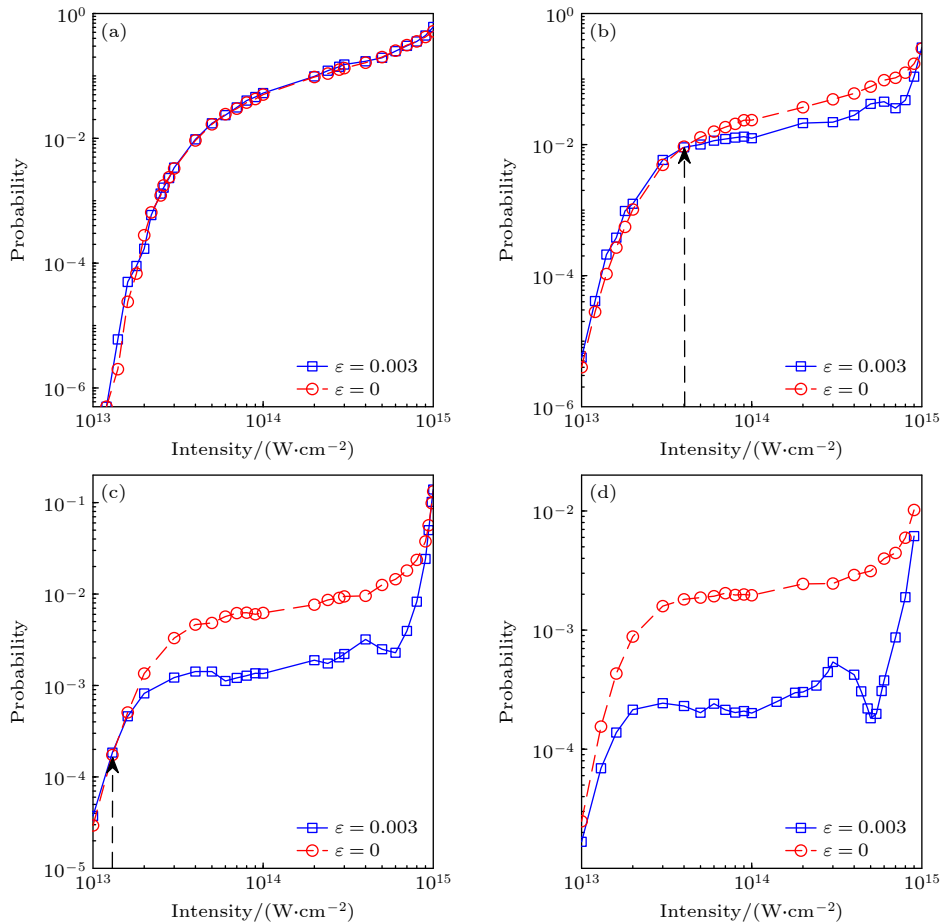


图 1 对于不同波长, 空间非均匀激光场 (蓝色方块) 和空间均匀激光场 (红色圆圈) 下 DI 产率随激光强度的变化 (a) 800 nm; (b) 1600 nm; (c) 3200 nm; (d) 4800 nm

Fig. 1. Probabilities of DI as a function of laser intensity for the spatially inhomogeneous (blue squares) and spatially homogeneous (red circles) laser fields at different wavelengths: (a) 800 nm; (b) 1600 nm; (c) 3200 nm; (d) 4800 nm.

间均匀激光场的 DI 产率曲线在较高激光强度时分离地愈加明显. 可以看到当波长为 3200 nm 时 (图 1(c)), 空间非均匀激光场和空间均匀激光场 DI 产率曲线交叉点出现在更低的激光强度. 当波长为 4800 nm 时 (图 1(d)), 空间均匀激光场的 DI 产率均高于空间非均匀激光场中的 DI 产率.

为理解不同波长下空间非均匀激光场和空间均匀激光场下 DI 产率的强度依赖, 反演分析了相应的 NSDI 事件的经典轨迹. 在反演分析过程中, 记录每个 NSDI 事件的单电离时间  $t_{si}$ , 有效再碰撞时间  $t_r$  和双电离时间  $t_{i2}$ . 这里将原子中某个电子能量值首次由负到正的時刻定义为单电离时间, 第 1 个电子电离之后两个电子之间距离最近的時刻定义为有效再碰撞时间. 把碰撞之后两电子能量同时首次为正的時刻定义为双电离时间. 图 2 为不同波长下空间非均匀激光场和空间均匀激光场下返回电子在碰撞前  $0.03T$  的动能与再碰撞时间的关系, 激光强度均为  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . 结果显示, 800 nm 波长下 (图 2(a), (e)), 空间非均匀激光场和空间均匀激光场中电子的返回动能大致相同, 均低于 Xe 原子的第二电离能 ( $I_{p2} = 0.77 \text{ a.u.}$ ), 这是因为短波长下电子的颤振振幅  $l_q = eE/m\omega^2$  较小, 空间非均匀激光场下电子电离到再碰撞过程中运动的空间范围内电场强度变化很弱. 这种相似的返回能量导致了空间非均匀激光场和空间均匀激光场 DI 产率曲线基本相同, 如图 1(a) 所示. 当波长增大到 1600 nm 时 (图 2(b), (f)), 空间非均匀激光场下

电子的返回动能较空间均匀激光场中显著增大, 这是因为随着颤振振幅  $l_q$  的增大, 电子可以运动到离原子核更远的位置, 当电场反向时电子在更强的电场驱动下返回并具有较大的动能. 当激光强度较低时, 空间非均匀激光场中较大的返回动能可以提高碰撞传递给第二个电子的能量从而增大 NSDI 的产率; 但在较高激光强度下, 电子所获得的过高返回动能反而降低了碰撞效率导致 NSDI 产率降低. 这种返回动能与碰撞效率的竞争导致了图 1(b) 中 DI 产率曲线中交叉点的形成<sup>[27]</sup>. 当波长继续增大到 3200 nm 和 4800 nm 时 (图 2(c), (d)), 空间非均匀激光场中电子返回动能已远远超过 Xe 原子第二电离能. 此时过高的返回动能导致碰撞效率进一步降低从而导致 NSDI 的产率进一步下降, 因此较长波长时, 空间非均匀激光场和空间均匀激光场下 DI 产率曲线分离地愈加明显.

图 3 给出了空间非均匀激光场 (图 3(a)—(d)) 和空间均匀激光场 (图 3(e)—(h)) 下关联电子对在激光脉冲结束时的发射角分布, 其中第 1 列至第 4 列对应激光波长分别为 800, 1600, 3200 和 4800 nm. 激光强度均为  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . 结果显示空间非均匀激光场下, 波长为 800 nm 时 (图 3(a)), 关联电子对的发射角分布较为分散, 然而随着波长的逐渐增大 (图 3(b)—(d)), 关联电子对的末态发射角明显地逐渐向  $0^\circ$  附近集中. 特别当激光波长为 4800 nm 时, 两电子的末态发射角几乎全部集中在  $0^\circ$  附近, 这意味着两个电子几乎平行地发射到相同

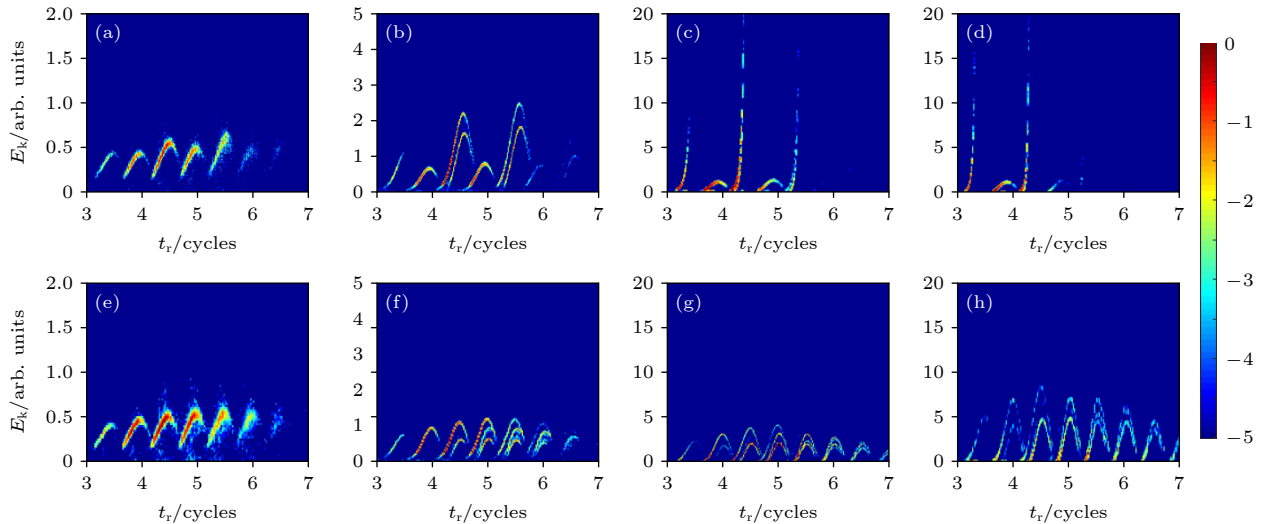


图 2 空间非均匀激光场和空间均匀激光场中返回电子在碰撞前  $0.03T$  的动能与再碰撞时间的关系 (激光强度均为  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ) (a)—(d)  $\epsilon = 0.003$ ; (e)—(h)  $\epsilon = 0$

Fig. 2. Kinetic energy of the returning electron before the recollision  $0.03T$  vs. the recollision time for the spatially inhomogeneous and spatially homogeneous laser fields (Laser intensities are both  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ): (a)—(d)  $\epsilon = 0.003$ ; (e)—(h)  $\epsilon = 0$ .

方向. 均匀激光场下, 随波长的增大 (图 3(e)—(h)), 关联电子对的发射角同样有逐渐向右半球附近集中的趋势, 但相比于空间非均匀激光场, 关联电子对的发射角分布得更加分散. 为了理解上述现象, 图 4(a), (b) 分别给出了波长为 4800 nm 时, 空间非均匀激光场和空间均匀激光场下末态电子的横向动量和纵向动量分布. 可以看出空间非均匀激光场下末态电子的横向动量  $p_{\perp}$  较小, 主要集中分布在零值附近, 而末态电子的纵向动量  $p_z$  全部集中分布在负方向上, 且远离零值附近 [41]. 这意味着电子在激光脉冲结束时均以较大的速度发射到  $z$  轴负方向, 且很小的横向动量导致关联电子对的发射角集中在  $0^{\circ}$  附近. 而空间均匀激光场下末态电子的纵

向动量  $p_z$  和横向动量  $p_{\perp}$  都主要分布在零值附近, 从而导致两电子的末态发射角分布更加分散. 因此, 中红外空间非均匀激光场能够高效地调控关联电子对的发射角.

为了进一步理解空间非均匀激光场下电子超快动力学对波长的依赖特性, 图 5(a), (c) 分别给出了激光强度为  $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> 时, 波长为 800 nm 和 3200 nm 的空间非均匀激光场和空间均匀激光场下飞行时间 ( $t_r - t_{si}$ ) 的统计分布. 这里将第 1 个电子发生电离后到返回母离子核发生有效碰撞的这段时间定义为该电子的飞行时间. 可以看出在空间非均匀激光场下, 波长为 800 nm 时, 如图 5(a) 中的蓝色实线所示, 飞行时间的统计分布主峰位于

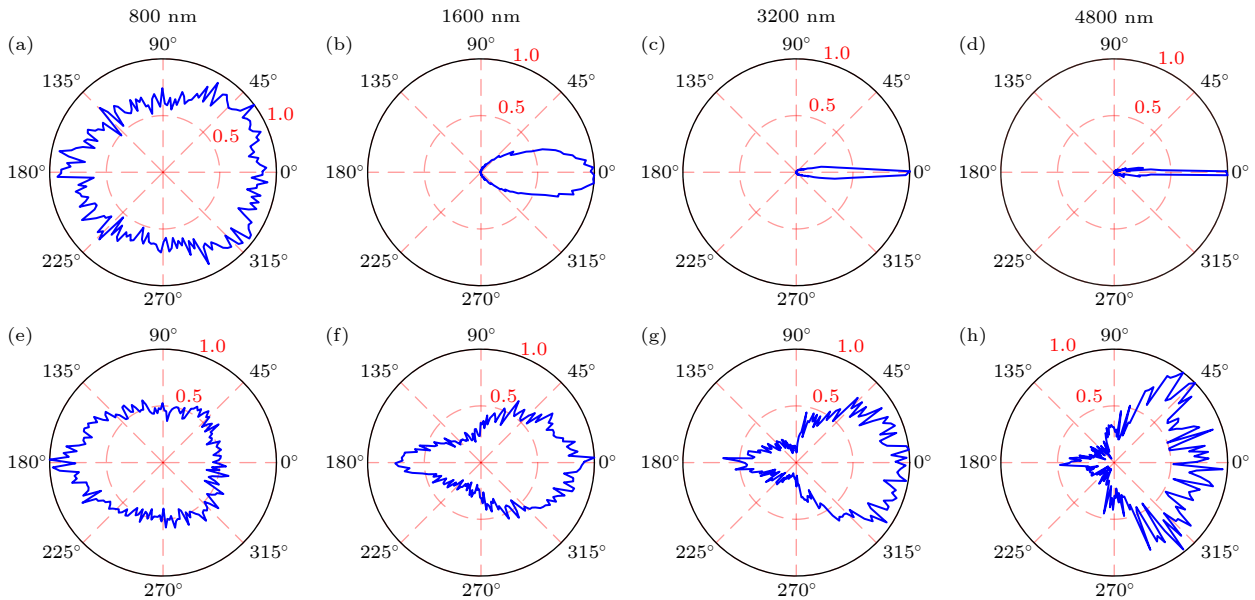


图 3 关联电子对在激光脉冲结束时的发射角分布 (a)—(d) 空间非均匀激光场; (e)—(h) 空间均匀激光场

Fig. 3. Distribution of the emitting angle between the correlated electron pairs at the end of the laser pulses: (a)—(d) Spatially inhomogeneous laser fields; (e)—(h) spatially homogeneous laser fields.

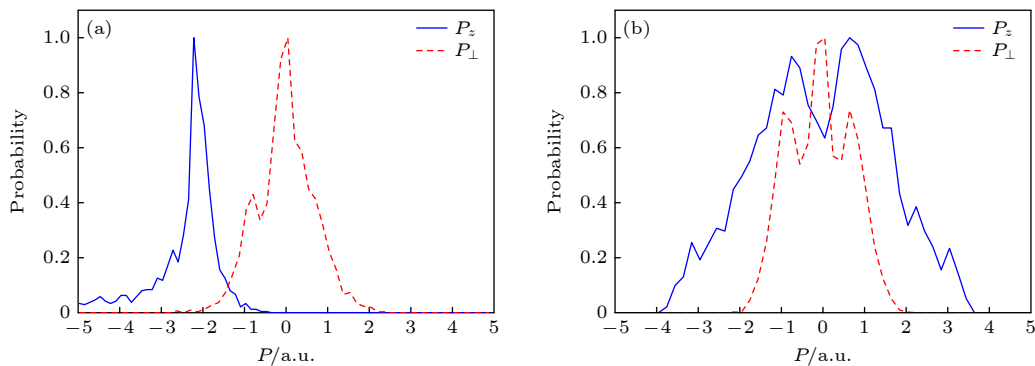


图 4 空间非均匀激光场和空间均匀激光场下末态电子的横向动量和纵向动量分布 (激光波长均为 4800 nm) (a)  $\epsilon = 0.003$ ; (b)  $\epsilon = 0$

Fig. 4. Transverse and longitudinal momentum distributions of final state electrons for the spatially inhomogeneous and spatially homogeneous laser fields (Laser wavelengths are both 4800 nm): (a)  $\epsilon = 0.003$ ; (b)  $\epsilon = 0$ .

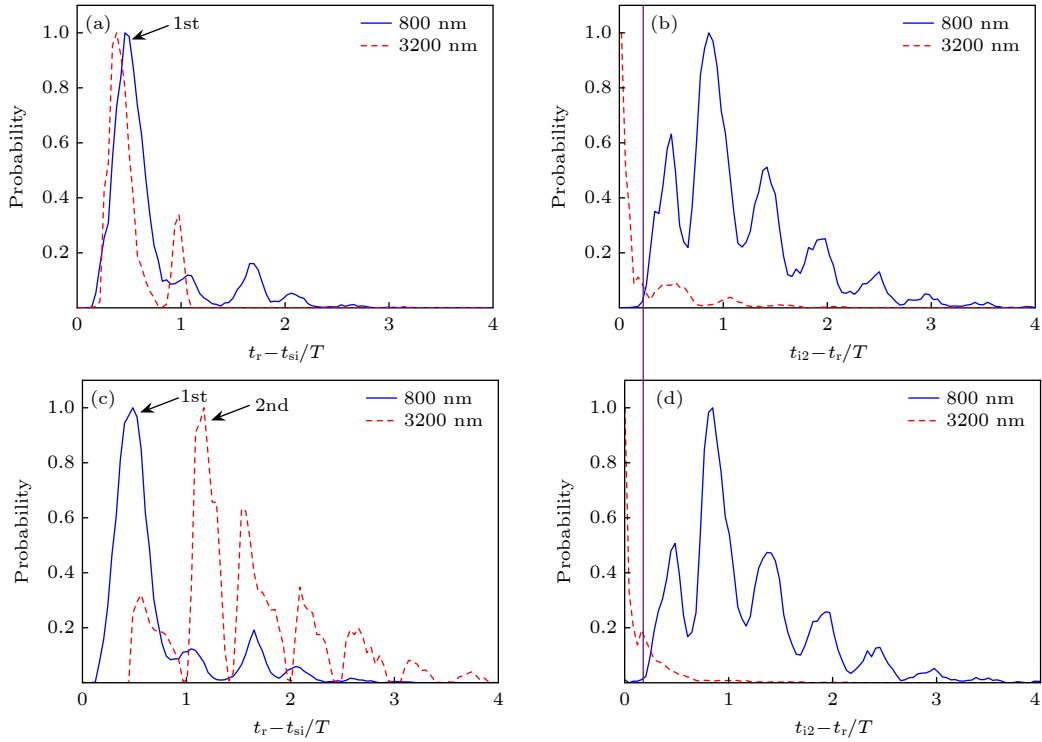


图 5 空间非均匀激光场和空间均匀激光场下飞行时间 (a), (c) 及时间延迟 (b), (d) 的统计分布 (a), (b)  $\varepsilon = 0.003$ ; (c), (d)  $\varepsilon = 0$  (图 (b), (d) 中竖直实线对应 0.25 个光周期)

Fig. 5. Distributions of travel time (a), (c) and time delay (b), (d) for the spatially inhomogeneous and spatially homogeneous laser fields: (a), (b)  $\varepsilon = 0.003$ ; (c), (d)  $\varepsilon = 0$  (Vertical solid line in panels (b) and (d) corresponds to 0.25 cycles).

0.46 个光周期, 对应的轨迹为有效再碰撞发生在电离电子第 1 次返回 (1st), 所占总 NSDI 事件的 87%, 此外还可以看到 3 个次峰从左到右分别对应第 2 次、第 3 次、第 4 次返回轨迹. 当波长为 3200 nm 时, 如图 5(a) 中的红色虚线所示, 飞行时间的统计分布主峰位于 0.38 个光周期, 对应的轨迹同样为有效再碰撞发生在电离电子第 1 次返回 (1st), 所占总 NSDI 事件的 84%, 此外仅存在第 2 次返回对应的次峰. 空间均匀激光场下, 如图 5(c) 所示, 激光波长为 800 nm 时, 飞行时间的统计分布与空间非均匀场分布相似, 但波长增大到 3200 nm 时, NSDI 主导的有效再碰撞转变为第 2 次返回 (2nd), 其中第 1 次返回受到强烈抑制, 且存在多次返回<sup>[18,42]</sup>. 这是因为空间均匀激光场下, 较短的波长导致电子有质动力势  $U_p = E_0^2 / (4\omega^2)$  较小, 有效再碰撞更倾向于发生在返回能量较大的第 1 次返回. 当波长增大到 3200 nm, 此时电子第 1 次返回所携带的能量已远远大于第二电离能从而导致碰撞效率降低, 因此第 1 次返回被抑制, 有效再碰撞更多发生在返回能量较低的第 2 次返回. 图 5(b), (d) 分别给出了空间非均匀激光场和空间均匀激光场下的双电

离与再碰撞之间时间延迟的统计分布. 结果显示空间非均匀激光场和空间均匀激光场下, 波长为 800 nm 时双电离事件几乎都是通过 RESI 通道发生电离, 这里 RESI 事件定义为时间延迟大于 0.25 个光周期, 反之为 RII 事件. 这是因为电子的返回动能均低于 Xe 原子的第二电离能 (图 2(a), (e)). 当激光波长增大为 3200 nm, 空间非均匀激光场中通过 RII 通道发生的双电离事件占总 NSDI 事件的 65% (图 4(b)), 这一比例略小于空间均匀激光场中的 74% (图 4(d)).

为理解中红外空间非均匀激光场下 NSDI 事件有效再碰撞仅有一次返回和二次返回 (图 5(a)), 利用 Simple-man 模型, 图 6(a), (b) 分别给出了波长为 800 nm 和 3200 nm 空间非均匀激光场下电子沿  $z$  轴正方向 (红线) 和负方向 (蓝线) 电离的演化轨迹. 图中 1st, 2nd 和 3rd 分别代表电子第 1 次、第 2 次和第 3 次返回母离子核. 可以看到波长为 800 nm 时, 如图 6(a) 所示, 电子沿  $z$  轴正方向和负方向电离时均可多次返回母离子核. 当波长增大为 3200 nm 时 (图 6(b)), 电子沿  $z$  轴负方向电离并返回到母核离子的次数有两次, 而沿  $z$  轴正

方向电离相应的返回次数仅为一次. 这是由于沿着  $z$  轴正方向运动的电子发生电离后, 电子返回母核离子时具有很大的动量, 而  $z$  轴负方向的电场强度很小, 此时方向反转的电场不足以拉回电子, 无法形成二次返回. 同理沿着  $z$  轴负方向运动的电子在二次返回后也无法形成更多次返回.

为了进一步理解中红外空间非均匀激光场下 NSDI 事件有效再碰撞为一次返回主导, 图 7 给出了中红外空间非均匀激光场中沿  $z$  轴负方向电离并发生一次返回 (图 7(a), (c)) 和二次返回 (图 7(b), (d)) 的电子运动轨迹. 图 7(a), (b) 为两个电子与母离子核的距离随时间的演化, 图 7(c), (d) 为两

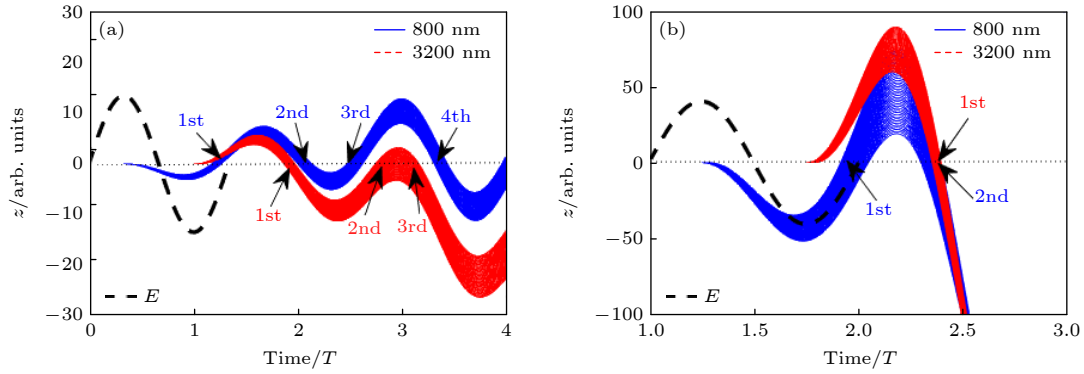


图 6 电子沿  $z$  轴正方向 (红线) 和负方向 (蓝线) 电离的演化轨迹. 1st, 2nd 和 3rd 分别代表电子第 1 次、第 2 次和第 3 次返回母离子核, 黑色虚线代表原点处振荡的激光电场 (a), (b) 对应的激光波长分别为 800 nm 和 3200 nm, 激光强度均为  $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>.  
Fig. 6. Evolution trajectories of electron ionization along positive  $z$  direction (red lines) and the negative  $z$  direction (blue lines). 1st, 2nd and 3rd represent the first, second and third returns of the electrons to the parent ion core. The black dashed lines show the oscillating laser electric field at the origin: (a), (b) Correspond to wavelengths of 800 nm and 3200 nm, respectively and the laser intensities are both  $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>.

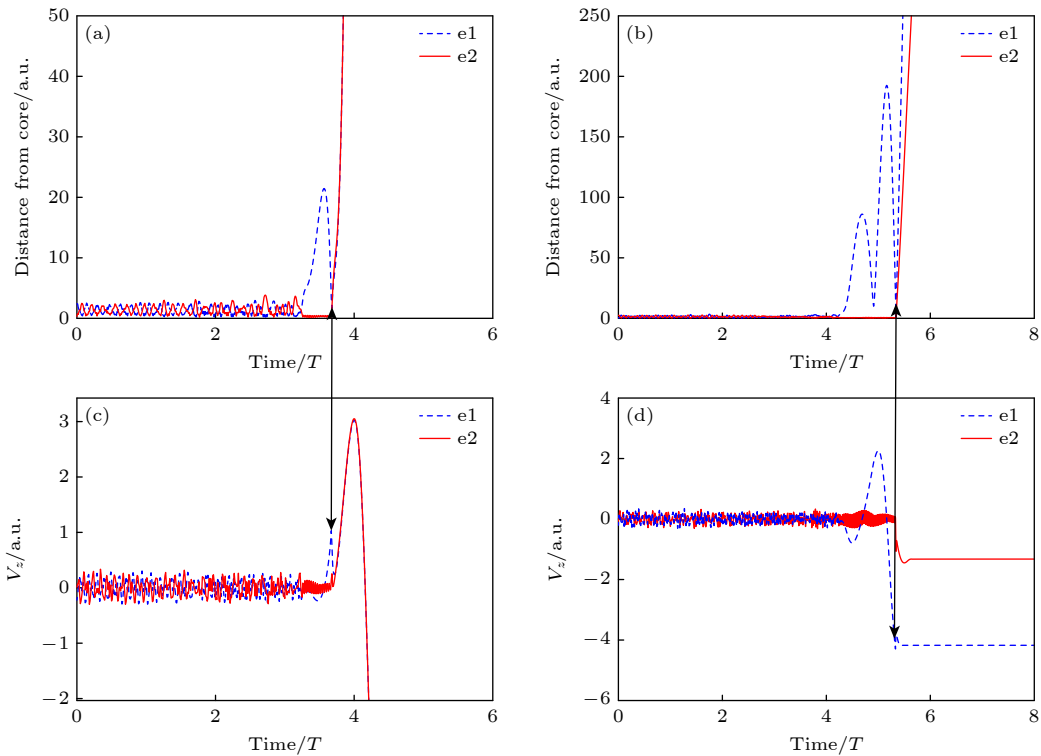


图 7 (a), (b) 两个电子与母离子核的距离随时间的演化; (c), (d) 两个电子沿  $z$  轴的速度随时间的演化; (a), (c) 沿  $z$  轴负方向电离并发生一次返回的电子运动轨迹; (b), (d) 沿  $z$  轴负方向电离发生二次返回的电子运动轨迹  
Fig. 7. (a), (b) Distance of two electrons from the parent ion core as a function of time; (c), (d) velocity of two electrons along the  $z$  direction as a function of time; (a), (c) trajectory of electron ionization along negative  $z$  direction with one return; (b), (d) trajectory of electron ionization along negative  $z$  direction with secondary return.

个电子沿  $z$  轴的速度随时间的演化. 结果显示, 对于沿  $z$  轴负方向电离并发生一次返回的电子, 由于负方向的电场更小, 因此返回时携带的速度较小 (图 7(c)). 统计显示这部分返回电子占总 NSDI 事件的 34%, 其平均返回动能为 0.61 a.u.. 而沿  $z$  轴负方向电离并发生二次返回的电子从  $z$  轴正方向上更强的电场返回, 它携带的动能远大于一次返回的电子 (图 7(d)), 统计显示这部分返回电子占总 NSDI 事件的 16%, 其平均返回动能为 3.13 a.u.. 由于更高的返回能量降低了 NSDI 的碰撞效率, 因此发生二次返回的概率明显低于一次返回. 综上所述, 当电子沿  $z$  轴正方向发射时, NSDI 仅能发生一次返回, 当电子沿  $z$  轴负方向发射时, 二次返回中较大的动能导致碰撞效率降低, 进而抑制了 NSDI 的发生, 因此中红外空间非均匀激光场中 NSDI 主要是一次返回诱导的有效再碰撞主导.

## 4 结 论

利用三维经典系综模型研究了空间非均匀激光场由近红外到中红外下 Xe 原子的 NSDI, 结果显示, 较短波长下, 空间非均匀激光场与空间均匀激光场的 NSDI 产率相近. 随着波长的增大, 较高激光强度下空间非均匀激光场 NSDI 较空间均匀激光场中越来越受到抑制. 此外, 波长由近红外增大到中红外时, 空间非均匀激光场下 NSDI 的有效再碰撞始终由第 1 个电子的一次返回主导. 这是由于短波长下电子有质动力势较小, 有效再碰撞更倾向于发生在返回能量较大的第 1 次返回. 而长波长下电子仅沿  $z$  轴负方向电离时才有概率发生二次返回, 但二次返回中较大的返回动能导致碰撞效率降低, 进而抑制了 NSDI 的发生. 研究还发现, 空间非均匀激光场下, NSDI 两电子的发射角表现出更强的关联特性. 特别是较长波长下, 两电子的发射角几乎全部在  $0^\circ$  附近, 这为更精确地操控关联电子超快动力学, 进而更深入地认识电子关联特性提供了一种可行的实验方案.

## 参考文献

- [1] Lein M, Hay N, Velotta R, Marangos J P, Knight P L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 183903
- [2] Ghimire S, Reis D A 2019 *Nat. Phys.* **15** 10
- [3] Yang B, Schafer K J, Walker B, Kulander K C, Agostini P, DiMauro L F 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3770
- [4] Milošević D B, Paulus G G, Becker W 2003 *Opt. Express* **11** 1418
- [5] Busuladi M, Gazibegović-Busuladi A, Milošević D B, Becker W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 203003
- [6] He M R, Li Y, Zhou Y M, Li M, Cao W, Lu P X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133204
- [7] Zhou Y, Tolstikhin O I, Morishita T 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 173001
- [8] Rudenko A, Jesus V, Ergler T, Zrost K, Ullrich J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263003
- [9] Quan W, Hao X L, Wang Y L, Chen Y J, Yu S G, Xu S P, Xiao Z L, Sun R P, Lai X Y, Hu S L, Liu M Q, Shu Z, Wang X D, Li W D, Becker W, Liu X J, Chen J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 032511
- [10] Huang C, Zhou Y M, Zhang Q B, Lu P X 2013 *Opt. Express* **21** 11382
- [11] Tong A H, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 9064
- [12] Shaaran T, Augstein B B, Figueira D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013429
- [13] Wang Y L, Xu S P, Chen Y J, Kang H P, Lai X Y, Quan W, Liu X J, Hao X L, Li W D, Hu S L, Chen J, Becker W, Chu W, Yao J P, Zeng B, Cheng Y, Xu Z Z 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063415
- [14] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [15] Feuerstein B, Moshhammer R, Fischer D, Dorn A, Schroter C D, Deipenwisch J, Crespo Lopez-Urrutia J R, Hohr C, Neumayer P, Ullrich J, Rottke H, Trump C, Wittmann M, Korn G, Sandner W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 043003
- [16] 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
- [17] Huang C, Zhong M M, Wu Z M 2016 *Opt. Express* **24** 28361
- [18] 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, 李盈侯, 黄诚 2022 物理学报 **71** 193201]
- [19] Herink G, Solli D R, Guide M, Ropers C 2012 *Nature* **483** 190
- [20] Ortmann L, Landsman A S 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023420
- [21] Husakou A, Im S J, Herrmann J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043839
- [22] Yavuz I, Bleda E A, Altun Z, Topcu T 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013416
- [23] Ciappina M F, Biegert J, Quidant R, Lewenstein M 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033828
- [24] Ortmann L, Pérez-Hernández J A, Ciappina M F, Schötz J, Chacón A, Zeraouli G, Kling M F, Roso L, Lewenstein M, Landsman A S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 053204
- [25] Ciappina M F, Pérez-Hernández J, Shaaran T, Roso L, Lewenstein M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013409
- [26] Chacón A, Ortmann L, Cucchietti F, Suárez N, Pérez-Hernández J A, Ciappina M F, Landsman A S, Lewenstein M 2017 *Appl. Phys. B* **123** 116
- [27] Xu J K, Li Y B, Zhou Y B, Chen Y M, Li M, Yu B H, Lu P X 2022 *Opt. Express* **30** 15951
- [28] Liang J T, Zhou Y M, Liao Y J, Jiang W C, Li M, Lu P X 2022 *Ultrafast Sci.* **2022** 9842716
- [29] Ho P J, Eberly J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 193002
- [30] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [31] Li Y B, Xu J K, Yu B H, Wang X 2020 *Opt. Express* **28** 7341
- [32] Chen Z H, Su J, Zeng X, Huang X F, Li Y B, Huang C 2021 *Opt. Express* **29** 29576
- [33] 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

- [34] Li Y B, Qin L L, Liu A H, Zhang K, Tang Q B, Zhai C Y, Xu J K, Chen S, Yu B H, Chen J 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 093201
- [35] Li Y B, Qin L L, Chen H M, Li Y H, He J J, Shi L K, Zhai C, Y Tang Q B, Liu A H, Yu B H 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 043201 (in Chinese) [李盈滨, 秦玲玲, 陈红梅, 李怡涵, 何锦锦, 史璐珂, 翟春洋, 汤清彬, 刘爱华, 余本海 2022 物理学报 **71** 043201]
- [36] Ciappina M F, Pérez-Hernández J, Shaaran T, Biegert J, Quidant R, Lewenstein M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023413
- [37] Wang Z, Lan P F, Luo J H, He L X, Lu P X 2013 *Phys. Rev. A* **88** 063838
- [38] Chacón A, Ciappina M F, Lewenstein M 2016 *Phys. Rev. A* **94** 043407
- [39] Gao X Z, Landsman A S, Wang H, S Huang P, Zhang Y P, Wang B, Wang Y S, Cao H B, Fu Y X, Pi L W 2021 *New J. Phys.* **23** 113017
- [40] Yavuz I, Ciappina M F, Chacón A, Altun Z, Kling M F, Lewenstein M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 033404
- [41] Chen Y K, Zhou Y M, Tan J, Li M, Cao W, Lu P X 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043107
- [42] Li Y, Wang X, Yu B, Tang Q, Wang G, Wan J 2016 *Sci. Rep.* **6** 37413

## Nonsequential double ionization of atoms driven by spatially inhomogeneous laser fields<sup>\*</sup>

Li Ying-Bin<sup>#</sup> Zhang Ke<sup>#</sup> Chen Hong-Mei Kang Shuai-Jie Li Zheng-Fa  
 Cheng Jian-Guo Wu Yin-Meng Zhai Chun-Yang Tang Qing-Bin  
 Xu Jing-Kun<sup>†</sup> Yu Ben-Hai<sup>‡</sup>

(College of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China)

( Received 7 April 2023; revised manuscript received 28 May 2023 )

### Abstract

Using a three-dimensional classical ensemble method, we investigate the nonsequential double ionization (NSDI) of xenon atoms from the near infrared wavelength to the mid-infrared wavelength in spatially inhomogeneous laser fields, and compare the results with those from spatially homogeneous laser fields. The results show that the NSDI probability curves from spatially inhomogeneous laser field and spatially homogeneous laser field at short wavelength are similar to each other. With the laser wavelength increasing, NSDI at the high intensities is more and more suppressed for spatially inhomogeneous laser field.

Compared with the result from the spatially homogeneous laser field, the final emission angle of two electrons from the NSDI exhibits a very strongly correlated characteristic in the spatially inhomogeneous field, especially at a longer laser wavelength, the final emission angles of two electrons are almost both concentrated around 0°, meaning that the two electrons are always emitted into the same direction parallelly. Moreover, effective recollision of the NSDI is always dominated by first return of the first electron from the near infrared to the mid-infrared inhomogeneous laser fields, however, the transition from the first return dominance to the second return dominance occurs in the spatially homogeneous laser fields. Further, we reveal the more details of the ultrafast dynamics of the correlated electrons in the spatially inhomogeneous laser field by back-tracing the classical trajectories of NSDI.

**Keywords:** nonsequential double ionization, spatially inhomogeneous laser fields, electron correlation

**PACS:** 32.80.Rm, 31.90.+s, 32.80.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230548

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12004323, 12074329, 12247208, 12104389) and the Nanhu Scholars Program for Young Scholars of Xinyang Normal University, China.

<sup>#</sup> These authors contributed equally.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: 2777394244@qq.com

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: hnyubenhai@163.com

## 空间非均匀激光场驱动的原子非次序双电离

李盈宾 张可 陈红梅 康帅杰 李整法 程建国 吴银梦 翟春洋 汤清彬 许景焜 余本海

### Nonsequential double ionization of atoms driven by spatially inhomogeneous laser fields

Li Ying-Bin Zhang Ke Chen Hong-Mei Kang Shuai-Jie Li Zheng-Fa Cheng Jian-Guo Wu Yin-Meng  
Zhai Chun-Yang Tang Qing-Bin Xu Jing-Kun Yu Ben-Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 163201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230548

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230548>

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

反旋双色椭偏场中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>

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>

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>

铁基超导体Li<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>ODFeSe的红外光谱研究

Infrared spectroscopy study of ironbased superconductor Li<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>ODFeSe

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

Ar原子和K<sup>+</sup>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<sup>+</sup> ion

物理学报. 2022, 71(6): 063201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211905>