少周期飞秒激光场下Ne原子的非顺序双电离

全威¹, 肖智磊^{1,2}, 陈永菊^{1,2}, 许松坡^{1,2}, 赖炫扬¹, 华林强¹, 龚成¹, 陈京^{3*}, 柳晓军^{1*}

1. 中国科学院武汉物理与数学研究所, 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, 北京 100080;

3. 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

*联系人, 陈京, E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn; 柳晓军, E-mail: xjliu@wipm.ac.cn

收稿日期: 2016-06-05; 接受日期: 2016-07-28; 网络出版日期: 2016-12-09

国家自然科学基金(编号: 11274050, 11204356, 11334009, 11374329, 11425414, 11474321)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2013CB922201)和中国科学院青年创新促进会(编号: 2011242)资助项目

摘要 本文实验测量了少周期飞秒激光场下惰性气体Ne原子非顺序双电离引起的 Ne^{2+} 离子动量分布, 发现该分布强烈依赖于激光场的载波-包络相位(Carrier-Envelope Phase, CEP), 在某些CEP条件下呈现出明显不对称的双峰结构. 半经典理论计算可以定性地重现实验结果. 理论分析表明, 二价离子的不对称动量分布来自于非顺序双电离过程中碰撞直接电离(Recollision-Impact-Ionization, RII)与碰撞-激发电离(Recollision-Excitation and Subsequent Ionization, RESI)两个通道的贡献, 其中不对称双峰结构来自于RII通道, 而RESI通道影响的是低动量部分, 导致双峰结构变平. RII通道中产生的 Ne^{2+} 离子动量分布对CEP有较强的依赖性, 而RESI通道中 Ne^{2+} 离子动量分布随CEP的变化不明显. 进一步的计算表明, 离子实库仑势在非顺序双电离过程中起到非常重要的作用, 它将引起RESI通道产量增大.

关键词 少周期飞秒激光场, 惰性气体原子, 载波-包络相位, 非顺序双电离

PACS: 32.80.Fb, 42.50.Hz, 31.15.xg

超快激光技术的发展使研究强激光-物质相互作用成为可能, 尤其是少周期飞秒激光脉冲技术的发展为人们阿秒时间尺度上理解和控制电子动力学提供了强有力的手段^[1]. 对于少周期脉冲, 激光电场的形状依赖于载波-包络相位(Carrier-Envelope Phase, CEP)^[2,3]. 通过改变CEP, 可以控制少周期激光脉冲的电场从而操控超快电子动力学. 2001年, Paulus等人^[4]在实验中第一次观测到载波-包络相位对光电子发射的影响. 之后, 人们使用载波-包络相位稳定的少周期激光脉冲研

究了高次谐波(High-Harmonic Generation, HHG)^[5,6]、阈上电离(Above-Threshold Ionization, ATI)^[7,8]和非顺序双电离(Nonsequential Double Ionization, NSDI)^[9,10]等强场超快原子物理现象.

由于涉及电子关联这一基本物理问题, 强激光场下的原子非顺序双电离过程受到了人们的广泛关注^[11-13]. 目前一般认为非顺序双电离可以用三步模型^[14]来描述: 在激光场的作用下, 原子的基态电子隧穿成为自由电子; 随后, 电子在激光场中被加速并获

引用格式: 全威, 肖智磊, 陈永菊, 等. 少周期飞秒激光场下Ne原子的非顺序双电离. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 033007
Quan W, Xiao Z L, Chen Y J, et al. Nonsequential double ionization of Ne subject to few-cycle femtosecond laser pulses (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 033007, doi: 10.1360/SSPMA2016-00283

得能量, 部分电子可能返回到离子实附近; 返回电子与离子实发生碰撞, 将部分能量转移给离子实中的另一个电子, 引起双电离, 即非顺序双电离. 实验观测到, 在长脉宽激光场的作用下, He^[15], Ne^[16], Ar^[17]的二价离子平行动量分布是一个双峰结构, 即在分布的中间区域(平行动量为零处)存在一个最小值. 从实验结果中可以看到, 无论何种光强下, Ne的双峰结构都特别明显; Ar的双峰结构都不明显; 而He的双峰结构在高光强时更明显^[18]. 研究发现, 出现这种现象的原因在于He原子和Ar原子的碰撞-激发电离(RESI)截面有较大的比重, 而Ne原子的碰撞直接电离(RII)截面远大于RESI截面. 最近, Hao等人^[19]利用S-矩阵理论研究发现, 不同激发态通道之间的量子干涉对Ar原子非顺序双电离过程有显著影响.

与长脉宽不同, 2004年, Liu等人^[9]的实验研究发现在少周期激光场下, 通过改变CEP, 可以控制隧穿时间、电离几率和返回能量, 从而导致Ar²⁺离子平行动量谱对CEP有很强的依赖性. 2008年, Li等人^[20]利用半经典理论研究了少周期激光场中二价离子平行动量的不对称性随CEP的依赖关系, 发现在激光脉冲不同半周期内隧穿电子, 其电离几率以及返回离子实时的动能都是不同的, 且对最终的离子动量分布的影响程度也是不同的. 考虑到RII和RESI截面的比值是碰撞电子的能量的函数, 改变CEP的过程中不仅回碰电子的能量发生变化, 同时, RII和RESI的比值也在发生变化. Liu等人^[9]的实验测量其实反映的是两个通道随CEP演化的复杂过程. 实验上, 如果选取RESI贡献较小的Ne原子非顺序双电离过程进行研究, 则可以直接得到RII通道随CEP的演化情况. 同时, 结合半经典理论计算可以揭示出每一个通道随CEP的演化情况.

基于以上考虑, 在实验上利用少周期飞秒激光和冷靶反冲离子动量谱仪(Cold Target Recoil-Ion Momentum Spectroscopy, COLTRIMS)^[21,22], 研究非顺序双电离中Ne²⁺离子动量分布随载波-包络相位CEP的变化; 理论上, 利用半经典方法得到二价离子动量分布随着CEP的演化, 并对RESI通道和库仑势在双电离过程中的影响分别开展了研究. 研究表明: 二价离子动量分布中观察到的不对称双峰结构来自于RII通道的贡献; RESI通道贡献的是低动量部分, 会导致离子动量分布的双峰之间的“凹陷”变浅, 使双峰结构变平; 而库仑势在非顺序双电离过程中扮演了非常重要的角色, 它将使

RESI通道的贡献增多.

1 实验装置

实验中使用的激光器系统是Femtolasers公司的飞秒多通放大器(Femtopower Compact PRO). 放大器输出单脉冲能量可达800 μJ , 重复频率5 kHz, 中心波长为800 nm, 脉冲宽度(半高全宽)约25 fs. 为了产生少周期飞秒激光, 实验中利用强激光在充氖气的空心光纤内传播过程中产生的自相位调制进行光谱展宽, 再利用啁啾镜将激光脉冲的脉宽压缩为5 fs. 少周期飞秒激光的最大输出脉冲能量为400 μJ , 中心波长为760 nm. 通过使用f-2f自参考技术^[23,24], 并分别对振荡器和放大器使用快环和慢环两套伺服环路, 实现了少周期飞秒激光场CEP的锁定. 产生的CEP稳定的少周期激光脉冲被引入COLTRIMS中且被安装在真空腔体中焦距为75 mm的凹面镜聚焦在超声分子束上.

在进入COLTRIMS之前, 经压缩之后的激光脉冲依次经过半波片和宽带偏振片(调节脉冲能量)、1/4波片(调节偏振状态)及1对石英三角斜劈(引入可调节的载波-包络相位差). 激光脉冲与分子束相互作用产生的离子受到均匀电场(约6 V/cm)的加速, 飞行到离子探测器上, 利用探测器测得的离子位置和飞行时间可以推算出离子的三维动量.

2 理论方法

为了理解实验测量结果, 利用半经典模型进行计算模拟. 在这个模型里, 最外层的束缚电子(电子1)通过库仑势和激光电场叠加形成的势垒隧穿到连续态. 随后, 这个隧穿电子和第2个束缚电子(电子2)在激光场和库仑势作用下遵循牛顿运动方程演化(如无特殊说明, 本文中均采用原子单位制)

$$\frac{d^2 r_i}{dt^2} = -E(t) - \nabla_i (V_{ne}^i + V_{ee}^i), \quad (1)$$

在这里电场为

$$E(t) = (0, 0, \varepsilon_0 f(t) \cos(\omega t + \varphi_0)), \quad (2)$$

其中包络函数 $f(t)$ 的表达式为

$$f(t) = \begin{cases} \cos^2(\frac{\pi t}{4T}), & -2T \leq t \leq 2T, \\ 0, & t > 2T. \end{cases} \quad (3)$$

第一电离势和第二电离势依次用 I_{p1} 和 I_{p2} 表示. 下标1和2分别表示电子1和电子2. 离子实与电子和两个电子之间的库仑势分别表示为

$$V_{ne}^i = -\frac{Z_{\text{eff}}}{|r_i|}, \quad V_{ee}^i = \frac{1}{|r_1 - r_2|}, \quad (4)$$

$Z_{\text{eff}} = \sqrt{2I_{p2}}$ 表示二价离子的有效核电荷数, r_i ($i=1,2$)表示第 i 个电子与原子核之间的距离.

为了求解运动方程, 必须首先确定两个电子的初始位置和初始速度. 电子1的初始位置可以由隧穿理论求出, 对于一个不变的场强 E 其隧穿过程在抛物坐标系中的一维薛定谔方程表示为^[25]

$$\frac{d^2\phi}{d\eta^2} + \left(\frac{I_{p1}}{2} + \frac{1}{2\eta} + \frac{1}{4\eta^2} + \frac{E\eta}{4} \right) \phi = 0. \quad (5)$$

方程描述了能量为 $K=I_{p1}/4$ 的电子通过一维有效势阱隧穿成为自由电子, 势阱的表达式

$$U(\eta) = -\left(\frac{1}{4\eta} + \frac{1}{8\eta^2} + \frac{E\eta}{8} \right). \quad (6)$$

因此, 电子1的隧穿出口 η_0 可以由 $K=U(\eta)$ 来确定. 电子1的初始横向速度为高斯分布, 纵向速度为0^[26]. 每一条轨道的权重由Ammosov-Delone-Krainov (ADK) 隧穿公式给出^[27].

对于电子2, 假设它处在一价离子的基态, 在初始坐标空间和动量空间的分布由微正则分布模拟. 随后的演化通过龙格-库塔方法求解.

3 结果与讨论

实验中测量了脉宽5 fs、光强800 TW/cm²三个不同CEP的激光场下Ne²⁺离子平行激光偏振方向的动量分布, 如图1(a), (c)和(e)所示. 通过对比可以发现离子动量分布随着CEP的改变有明显变化, 在 $\varphi = \varphi_0$ (实验中只能测量CEP的相对变化, 选取图1(c)的CEP为 φ_0)时分布接近对称, 其中图1(a)和(e)中两个CEP (相差 π)的离子动量分布中的双峰结构明显不对称, 且关于 $P_{\parallel} = 0$ 镜像对称. 利用半经典方法计算得到与实验定性相符合的离子动量分布如图1(b), (d)和(f), 由计算结果可以推

图1 (网络版彩图)非顺序双电离中Ne²⁺平行激光偏振方向的动量随CEP的分布. (a), (c), (e) 实验测量结果, 激光光强800 TW/cm², 脉冲宽度为5 fs; (b), (d), (f) 理论计算结果, (f) 中A为短程势下计算结果, B为库仑势的结果

Figure 1 (Color online) Experimental (a), (c), (e) and calculated (b), (d), (f) Ne²⁺ ion momentum distributions along the laser polarization direction from NSDI with respect to CEP. In panel (f), the calculation results employed short-range potential (A) and Coulomb potential (B) are depicted, respectively. The pulse duration is 5 fs and the laser intensity is 800 TW/cm².

断出 φ_0 对应的绝对载波-包络相位为 -0.5π . 无论实验结果还是理论模拟的结果, 二价离子平行动量在零动量处都有一个“凹陷”, 该结果与我们所研究样品的原子种类有关. 为了研究库仑势在双电离过程中的影响, 引入一个短程势 $V(r) = -Z_{\text{eff}}e^{-\frac{1}{2}r}/r$ 取代离子实与电子之间的库仑作用计算出 $\varphi = 0$ 下的Ne²⁺动量, 如图1(f)中的A所示. 可以发现, 换成短程势后二价离子动量分布中零动量处的“凹陷”变得更深, 不对称性变强.

为了进一步分析非顺序双电离过程中电子的运动行为, 这里定义3个重要的时刻: 将双电离中电子1摆脱核的束缚成为自由电子的时刻定义为隧穿时刻A; 两个电子相距最近的时刻定义为重碰撞时刻B (在少周期激光场下, 电子发生多次碰撞的几率可以忽略, 因此这里只考虑了第一次碰撞); 两个电子能量都大于0且不再为负的时刻定义为双电离时刻C. 从半经典计算结果中提取出电子产量随这3个重要时刻的分布. 图2(a)中显示了 $\varphi=0$ 时的少周期激光场下这3个特殊时

图2 (网络版彩图) (a) A, B, C分别为双电离电子产量随着隧穿时刻、重碰撞时刻和电离时刻的分布, D, E分别为延迟时间小于和大于0.17的双电离电子产量随着电离时刻的分布, F为激光电场; (b) 双电离电子产量随电离时刻相对于重碰撞时刻的延迟时间的分布

Figure 2 (Color online) (a) A, B and C indicate the double ionization yields with respect to the tunneling moment, the recollision moment and the double ionization moment, respectively. D/E indicate the distributions of less/larger than the time delay (between the recollision moment and the double ionization moment) of 0.17. F indicates the electric field; (b) double ionization yields with respect to the time delay between the recollision moment and the double ionization moment.

刻的统计分布. 由图可以看到, 隧穿时刻A主要分布在激光场最大值之后大约 17° 的区域, 其峰值位置与Simple-Man模型预言的重散射过程最高能量轨道的初始隧穿相位一致. 对于每一个双电离事件, 重碰撞时刻B和双电离时刻C并不是重合的, 双电离时刻相对于碰撞时刻有延迟, 其分布如图2(b)所示. 根据时间延迟的大小将双电离分成两个通道: 时间延迟较短的RII和时间延迟较长的RESI. 时间延迟较短(小于0.17)的电离过程, 认为发生了RII: 碰撞过程中电子1给了电子2足够的能量克服电离势束缚, 从而导致两电子几乎同时电离; 时间延迟大于0.17的是RESI: 由于电子1通过碰撞传递给电子2的能量较小, 不足以使电子2发生电离, 因此电子2在碰撞过程中先被激发到激发态再在激光场的作用下发生电离. 由图2(a)可见, 重碰撞时刻分布恰好是在隧穿时刻沿激光场作切线的相交区域, 与Simple-Man模型的预言一致. RII电离时刻主要分布在激光场为零附近; 而对于RESI通道, 处于激发态的原子在较强的电场下电离几率更大, 因此电离时刻分布在激光场峰值区域.

接下来分别分析RII和RESI两种通道对 Ne^{2+} 离子动量分布的贡献. 如图3所示, 可以看到RII通道的离子动量分布具有很明显的双峰结构, 并且中心零动量处“凹陷”比总的离子动量分布更加明显. 这一特征使

图3 (网络版彩图) RII和RESI两种通道的 Ne^{2+} 平行激光偏振方向的动量随着CEP的分布. (a), (c)和(e)为RII通道; (b), (d)和(f)为RESI通道

Figure 3 (Color online) Ne^{2+} ion parallel momentum distributions with respect to CEP from RII (a), (c), (e) and RESI (b), (d), (f), respectively.

得RII通道的二价离子动量分布, 相对于包含RESI通道的总分布而言, 与实验结果更加接近. 同时不对称分布随CEP的变化情况也与实验一致. 而RESI通道的离子动量分布是在零附近的单峰, 可见RESI通道主要贡献的是低动量部分, 它随着CEP的变化不如RII通道明显, RESI通道的贡献导致总的离子动量分布零动量处“凹陷”变浅.

为了得到更多双电离过程的细节, 分别对电子1

图4 (网络版彩图)库仑势下, RII通道的电子1($p_1^||$, 实线)和电子2($p_2^||$, 虚线)分别在重碰撞时刻(a)、双电离时刻(c)和激光场结束时(e)的平行动量分布. RESI通道的两电子分别在重碰撞时刻(b)、双电离时刻(d)和激光场结束时(f)的平行动量分布. 激光场在RII (g)和RESI (h)两通道双电离时刻的矢势分布

Figure 4 (Color online) Calculation results with Coulomb potential. Parallel momentum distributions of the first ($p_1^||$, solid (black) curves) and the second electron ($p_2^||$, dashed (red) curves) of RII process at the the recollision moment (a), the double ionization moment (c) and the moment right after the laser field ends (e). Parallel momentum distributions of the two electrons of RESI process at the the recollision moment (b), the double ionization moment (d) and after the laser field ends (f). Double ionization yields with respect to the vector potential of the laser fields at the double ionization moments in RII (g) and RESI (h) process.

和电子2在3个重要时刻(重碰撞时刻、双电离时刻、激光场结束时刻)的动量分布进行分析. 电子1隧穿时刻分布是间隔约为 $0.5T$ 且电场方向相反的两个峰, 如图2(a)所示, 它经过激光场加速返回离子实时两个通道的电子1动量分布均呈双峰结构(图4(a)和(b)). 在碰撞时刻, RII和RESI两个电离通道中的电子2仍处于束缚态, 动量分布在零附近. RESI通道的电子1动量分布除了这个双峰结构以外在零位置有一个尖峰. 轨道分析表明经过库仑中心的散射, 在碰撞时刻电子1在 z

图5 (网络版彩图)短程势下, RII通道的电子1($p_1^||$, 实线)和电子2($p_2^||$, 虚线)分别在重碰撞时刻(a)、双电离时刻(c)和激光场结束时(e)平行动量分布. RESI通道的两电子分别在重碰撞时刻(b)、双电离时刻(d)和激光场结束时(f)平行动量分布. 激光场在RII(g)和RESI(h)两通道双电离时刻的矢势分布

Figure 5 (Color online) Calculation results with short-range potential. Parallel momentum distributions of the first ($p_1^||$, solid (black) curves) and the second electron ($p_2^||$, dashed (red) curves) of RII process at the the recollision moment (a), the double ionization moment (c) and after the laser field ends (e). Parallel momentum distributions of the two electrons of RESI process at the the recollision moment (b), the double ionization moment (d) and after the laser field ends (f). Double ionization yields with respect to the vector potential of the laser fields at the double ionization moments in RII (g) and RESI (h) process.

方向以外的其他方向上具有较大的速度,因而可以通过碰撞将能量较低电子2激发,然后再通过RESI通道电离. 因为碰撞过程中两电子发生能量交换,所以无论RII通道还是RESI通道,电子1的动量分布中大动量的电子数目减小,并在动量为 ± 0.6 a.u.处出现双峰结构(与电子2类似),如图4(c)和(d)所示. 电离时刻的矢势 $A(t)$ 表示双电离时刻之后电子从激光场中获得的动量,如图4(g)和(h)所示. 两电子电离后经过激光场作用,在脉冲结束时的动量分布如图4(e)和(f). 具有较大动量的电子1,在反向后激光场的减速作用下动量减少,最终形成零附近的分布. 而电子2在电离时刻动量较小,被激光电场加速后,最终动量主要由激光场的矢势(如图4(g)和(h)所示)决定,因此形成了不对称双峰分布,且负动量的电子数目较多. 双电离过程中,二价离子和两电子组成的体系满足动量守恒原理,由激光场结束时刻两电子动量分布得到 Ne^{2+} 动量分布,如图1(f)所示.

进一步得到了短程势下对应的两种通道3个时刻下两电子的动量分布以及电场电离时刻的矢势分布,如图5所示. 对比图4与5中相同参数下的电子动量分布可见,短程势下的RESI通道所占比重很小:短程势下RESI通道电子产量约为RII通道产量的1/4,而库仑势下两通道产量约为1:1. 其背后的物理原因可以这样

来理解,相对于短程势,库仑势下电子的激发态状态数目要多得多. 两个电子碰撞后,第2个电子能够跃迁到更多的中间激发态再被电场电离,从而导致RESI通道比重变大. 因此在图1(f)中库仑势下离子动量分布中零动量处的“凹陷”比短程势浅. 所以,库仑势对于双电离过程中RII和RESI的比例有重要影响.

4 结论

本文分别从实验和理论两个方面研究了波长760 nm、脉宽5 fs的少周期激光场下Ne的非顺序双电离过程. 实验得到非顺序双电离中 Ne^{2+} 平行激光偏振方向的动量随CEP的分布,结果表明少周期激光场下的非顺序双电离过程对CEP有很强的依赖性. 利用这一特性,通过改变CEP可以实现对双电离中关联电子动力学的调控. 半经典理论模拟定性地重复了实验结果. 通过提取并分别分析RII和RESI两个双电离通道对最终离子动量分布的贡献,可得出结论: RESI通道主要对低动量部分有贡献,会导致离子动量分布的双峰之间的“凹陷”变浅,使双峰结构变平. 通过进一步比较短程势和库仑势条件下 Ne^{2+} 离子的动量分布,发现库仑势在非顺序双电离过程中扮演着非常重要的角色,对双电离过程中RII和RESI通道的贡献比例有重要影响.

参考文献

- Brabec T, Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. *Rev Mod Phys*, 2000, 72: 545–591
- Jones D J. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 2000, 288: 635–639
- Apolonski A, Poppe A, Tempea G, et al. Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 740–743
- Paulus G G, Grasbon F, Walther H, et al. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses. *Nature*, 2001, 414: 182–184
- Baltuška A, Udem T, Uiberacker M, et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields. *Nature*, 2003, 421: 611–615
- Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, et al. Single-cycle nonlinear optics. *Science*, 2008, 320: 1614–1617
- Paulus G G, Lindner F, Walther H, et al. Measurement of the phase of few-cycle laser pulses. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 253004
- Rathje T, Johnson N G, Möller M, et al. Review of attosecond resolved measurement and control via carrier-envelope phase tagging with above-threshold ionization. *J Phys B-At Mol Opt Phys*, 2012, 45: 074003
- Liu X, Rottke H, Eremina E, et al. Nonsequential double ionization at the single-optical-cycle limit. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 263001
- Bergues B, Kübel M, Johnson N G, et al. Attosecond tracing of correlated electron-emission in non-sequential double ionization. *Nat Commun*, 2012, 3: 813
- Becker A, Dörner R, Moshhammer R. Multiple fragmentation of atoms in femtosecond laser pulses. *J Phys B-At Mol Opt Phys*, 2005, 38: S753–S772
- De Morisson Faria C F, Liu X. Electron-electron correlation in strong laser fields. *J Modern Optics*, 2011, 58: 1076–1131
- Becker W, Liu X J, Ho P J, et al. Theories of photoelectron correlation in laser-driven multiple atomic ionization. *Rev Mod Phys*, 2012, 84: 1011–1043

- 14 Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. [Phys Rev Lett](#), 1993, 71: 1994–1997
- 15 Weber T, Weckenbrock M, Staudte A, et al. Recoil-ion momentum distributions for single and double ionization of helium in strong laser fields. [Phys Rev Lett](#), 2000, 84: 443–446
- 16 Moshhammer R, Feuerstein B, Schmitt W, et al. Momentum distributions of Ne^{n+} ions created by an intense ultrashort laser pulse. [Phys Rev Lett](#), 2000, 84: 447–450
- 17 Feuerstein B, Moshhammer R, Fischer D, et al. Separation of recollision mechanisms in nonsequential strong field double ionization of Ar: The role of excitation tunneling. [Phys Rev Lett](#), 2001, 87: 043003
- 18 Jesus V L B, Feuerstein B, Zrost K, et al. Atomic structure dependence of nonsequential double ionization of He, Ne and Ar in strong laser pulses. [J Phys B-At Mol Opt Phys](#), 2004, 37: L161–L167
- 19 Hao X L, Chen J, Li W D, et al. Quantum effects in double ionization of argon below the threshold intensity. [Phys Rev Lett](#), 2014, 112: 073002
- 20 Li H, Chen J, Jiang H, et al. Carrier-envelope phase dependence of non-sequential double ionization in few-cycle pulses. [Opt Express](#), 2008, 16: 20562–20570
- 21 Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, et al. Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: Reaction-microscopes. [Rep Prog Phys](#), 2003, 66: 1463–1545
- 22 Chen Y J, Yu S G, Sun R P, et al. Double ionization dynamics of molecular hydrogen in ultrashort intense laser fields. [Chin Phys Lett](#), 2016, 33: 043301
- 23 Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W, et al. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. [Phys Rev Lett](#), 2000, 85: 2264–2267
- 24 Kakehata M, Takada H, Kobayashi Y, et al. Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry. [Opt Lett](#), 2001, 26: 1436–1438
- 25 Delone N B, Krainov V P. Energy and angular electron spectra for the tunnel ionization of atoms by strong low-frequency radiation. [J Opt Soc Am B](#), 1991, 8: 1207–1211
- 26 Chen J, Liu J, Zheng W M. Characteristic photoelectron spectra and angular distributions of single and double ionization. [Phys Rev A](#), 2002, 66: 043410
- 27 Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. [Sov Phys JETP](#), 1986, 64: 1191–1194

Nonsequential double ionization of Ne subject to few-cycle femtosecond laser pulses

QUAN Wei¹, XIAO ZhiLei^{1,2}, CHEN YongJu^{1,2}, XU SongPo^{1,2}, LAI XuanYang¹,
HUA LinQiang¹, GONG Cheng¹, CHEN Jing^{3*} & LIU XiaoJun^{1*}

¹ State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan
Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China;

² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China;

³ Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China

We investigate experimentally and theoretically the evolution of Ne^{2+} ion momentum distributions from Nonsequential Double Ionization (NSDI) in few-cycle laser pulses with respect to the Carrier Envelope Phase (CEP). The distributions depend strongly on the CEP and exhibit an asymmetric double-hump structure at some CEPs. A semiclassical calculation can reproduce the experimental observations qualitatively, where the rescattering scenario is identified as the main mechanism of double ionization. Analysis based on this semiclassical model reveals that double ionization happens a little later than the collision. Depending on the time difference between the ionization moment and the collision moment, we can distinguish two ionization pathways involved, i.e., Recollision Impact Ionization (RII) (with time difference below 0.1 optical cycle) and Recollision-Excitation and Subsequent Ionization (RESI) (with time difference above 0.1 optical cycle) pathways. The asymmetric pattern results from both RII and RESI: RII leads to the asymmetric double-hump structure, while RESI contributes to the low momentum part and makes the dip of the double-hump structure shallower. Furthermore, Ne^{2+} ion momentum distributions from RII depend strongly on the CEP and the distributions from RESI seem to be not very sensitive to the CEP. To shed more light on physical mechanism of the asymmetric momentum distribution, the momentum distributions from two ionized electrons are presented at the collision moment, the ionization moment and the moment right after laser field ends for each pathway, respectively. The comparison unravels that the asymmetry comes from the asymmetric acceleration from the laser electric field after the double ionization moments. To demonstrate the significant role of long range Coulomb potential in NSDI process, we replace the Coulomb potential with a short-range model potential in the calculation and the results show appreciable distinctions from the case of Coulomb potential. It is clarified that the Coulomb potential raises the yields of RESI process, which, in turn, makes the dip shallower.

few-cycle laser field, noble gas atom, carrier-envelope phase, nonsequential double ionization

PACS: 32.80.Fb, 42.50.Hz, 31.15.xg

doi: [10.1360/SSPMA2016-00283](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00283)