

周期量级激光脉冲驱动下非次序双电离的 三维经典系综模拟*

汤清彬 张东玲 余本海[†] 陈 东

(信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2009 年 12 月 9 日收到; 2009 年 12 月 23 日收到修改稿)

利用三维经典系综模型研究了周期量级激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离, 所得结果表明, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布与载波包络相位有很强的依赖关系, 随载波包络相位 φ 的增加, 具有不对称双峰结构的离子纵向动量分布重心从负动量转移到正动量, 并且 φ 每改变 π 时 Ar^{2+} 离子的纵向动量呈现相反的分布. 在重碰撞过程中核与电子之间的库仑势发生变化后, 计算得到的 Ar^{2+} 离子纵向动量分布随载波包络相位的变化与实验结果定量上一致.

关键词: 非次序双电离, 周期量级激光脉冲, 载波包络相位

PACC: 3280, 7220H

1. 引 言

自 1983 年在实验上观测到非次序双电离 (NSDI) 现象^[1]以来, 原子和分子在强激光场作用下的非次序双电离逐渐成为原子分子物理的重要研究方向^[2-4]. 电子相互作用关联动量分布显示强场非次序双电离过程包含了丰富的物理过程^[1,5,6], 这引起了许多研究小组的极大兴趣, 他们在实验^[3,7-9]和理论^[10-14]上做了一系列的研究工作. Weber 等人利用冷靶反冲离子动量谱仪观察到了与激光偏振方向平行的离子动量谱在非零位置呈现一双峰结构^[7]. 后来又发现非次序双电离中两电子电离到同一方向的可能性最大^[8]. 文献[9]指出非次序双电离有两种电离机理, 分别是直接碰撞电离 (RCI) 和碰撞激发场致电离 (RESI). 目前, 强场非次序双电离过程的物理机理可以用 Corkum 等人提出的准经典重碰撞三步模型^[10]来理解: 基态的电子通过多光子电离或隧道电离进入连续态, 连续态的电子在激光场的驱动下可能返回到母离子附近, 并与母离子发生非弹性碰撞, 如果碰撞后第二个电子立即电

离, 称为 (e, 2e) 电离, 即直接碰撞电离. 若母离子与回复电子碰撞后第二个电子没有立即电离, 而是被激发到激发态, 并在激光场再次达到峰值附近时通过隧道电离被电离, 就是所谓的碰撞激发场致电离. 在激光强度较弱的情况下, 碰撞激发场致电离主导着氩原子非次序双电离, 此时, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布呈现一位于零动量附近的单峰结构^[8]. 如果激光强度较强, (e, 2e) 碰撞电离占主导, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布会呈现一双峰结构^[3,9].

非次序双电离的理论研究相当广泛. Watson 等人利用一维含时 Hartree-Fock 方法研究了 He 原子非次序双电离, 得到了实验上的 He²⁺ 离子谱的“膝盖”结构^[11]. Lein 等人使用 (1 + 1) 维双电子含时薛定谔方程研究了 He 原子的双电离^[12], 得到的 He²⁺ 离子动量谱与实验结果定性一致. Faria 等人利用一种基于非弹性重散射的量子力学 S 矩阵理论对稀有气体原子的非次序双电离做了大量研究^[13], 分析了不同的电子-电子相互作用势和不同的电子-离子相互作用势对电子-电子动量谱的影响. 一种基于牛顿运动方程的微正则系综模型^[14]也被广泛应用于原子非次序双电离的分析. 这种模型在重现非次序双

* 河南省科技计划 (批准号: 082300410050, 10230041005), 河南省高等学校青年骨干教师资助计划, 河南省教育厅自然科学研究计划 (批准号: 2009A140006) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: hnyubenhai@163.com

电离的关联电子动量谱,研究重碰撞过程的细节^[6]等方面都取得了很大的成功.

随着激光技术的进一步发展,最近实验室里已经可以得到单脉冲能量为 400 μJ ,脉宽为 3.5 fs 的激光脉冲^[15],对于 760 nm 的波长来说,一个光周期的宽度为 2.5 fs,如此短的脉冲实际上只有几个光周期.因此,周期量级的激光脉冲在时间上的变化依赖于其载波包络相位.具有稳定相位的周期量级激光脉冲在产生阿秒脉冲^[16-19]和相干软 X 射线^[20,21]等应用上具有很大的优势,还为研究原子或分子在强场激光场中的一些非线性现象,如高次谐波的产生(HHG)^[22-25]、阈值上电离(ATI)^[26,27]和非次序双电离^[3,28-31]等,提供了更为有效的研究手段.

2004 年, Liu 等人^[3]在实验上研究了强度为 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 波长为 760 nm, 脉宽约等于 5 fs 的周期量级激光脉冲驱动下的氩原子非次序双电离,发现沿激光偏振方向, Ar^{2+} 离子的动量分布与载波包络相位 φ 有很强的依赖关系.他们用一维经典理论定性解释了实验结果,指出在载波包络相位 $\varphi = 0.2\pi$ 时, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布呈现一个接近等值的双峰结构.2008 年, Liao 等人^[30]利用数值求解一维含时薛定谔方程也研究了周期量级激光脉冲驱动下的氩原子非次序双电离,通过修正二、四象限的双电离产率,氩原子非次序双电离与载波包络相位的依赖关系与实验结果^[3]定性一致.同时,他们指出在载波包络相位 $\varphi = 0.4\pi$ 时, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布呈现接近等值的双峰结构.但是,用上述两种模型得到的模拟结果中, Ar^{2+} 离子零点动量分布和动量分布范围与实验结果^[3]之间存在有较大的偏差.本文采用三维经典系综模型^[14]模拟了在周期量级激光驱动下的氩原子非次序双电离.计算得到的 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布与文献^[3]中实验结果符合得相当好.第一个电子电离之后,在考虑核与电子之间的库仑势发生变化的基础上, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布与载波包络相位的依赖关系和实验结果^[3]定量一致.

2. 理论方法

本文采用的三维经典系综包含 2×10^5 个氩原子.初始的系综是它的双电子基态分布.基态是选取一定条件下两个电子仅在库仑场中运动足够长

的时间的轨迹.电子对的初始动量是随机的,任一电子对在三维空间中的运动遵循耦合牛顿运动方程(本文除非作另外规定,均采用原子单位(a. u.))

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

(1)式中, i 取 1 或 2. $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_1, r_2)$ 分别表示核与电子及电子与电子之间的库仑势能. $E(t)$ 是周期量级激光脉冲沿偏振方向的电场强度,设电场沿 x 轴方向偏振. $E(t)$ 的表达式为

$$E(t) = E_0 \sin^2(\pi t / N_1 T) \cos[\omega(t - N_1 T / 2) + \varphi], \quad (2)$$

其中, $T = 2\pi / \omega$ 为光周期, φ 为载波包络相位, N_1 表示光周期个数. $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_1, r_2)$ 采用软核库仑势可分别表示为

$$V_{ne}(r_i) = -2 / \sqrt{r_i^2 + a^2} \quad \text{和} \quad (3)$$

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

上式中, 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.氩原子的第一和第二电离能分别为 0.58 a. u. 和 1.01 a. u.. 为避免非物理奇点和自电离, a 应大于 1.26, 我们的计算中 a 取 1.5, b 取 0.05.

为获得每一个电子对的初始状态,先将电子对放置在核的附近,其势能与动能之和等于氩原子的基态能.然后让电子对仅在库仑场中自由运动,并让其运动足够长的时间,直至系综内的所有电子对达到一个稳定的状态分布,即系综的位移初始分布满足高斯空间分布.在系综处于稳定状态后加入激光场,每个电子对都在库仑场和激光场中运动,其运动仍然遵循耦合牛顿方程.激光场结束之后,检验每对电子的能量,如果两个电子的能量均大于 0,即

$$-2 / \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 + a^2} + (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2) / 2 + 1 / \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + b^2} > 0,$$

表明发生了双电离.此时,电子的总能量包括母核与电子间的库仑势能、电子动能和电子间的相互作用势能.另外,在激光场结束后,我们还统计了双电离的电离产率,电离产率比一维计算结果低很多.向后分析电子对的运动轨迹发现,三维模拟计算结果与一维模拟计算结果相比,三维模拟几乎不发生多次重碰撞,而一维计算中多次重碰撞发生的概率很大^[32],从而导致一维模拟计算的双电离产率过高.因此,本文用三维系综模型模拟准确的呈现了

重碰撞机理.

3. 结果和讨论

由于激光光子携带的动量可以忽略不计, 因

$$P_{\parallel \text{ion}} = -(P_{\parallel \text{e1}} + P_{\parallel \text{e2}}). \quad (4)$$

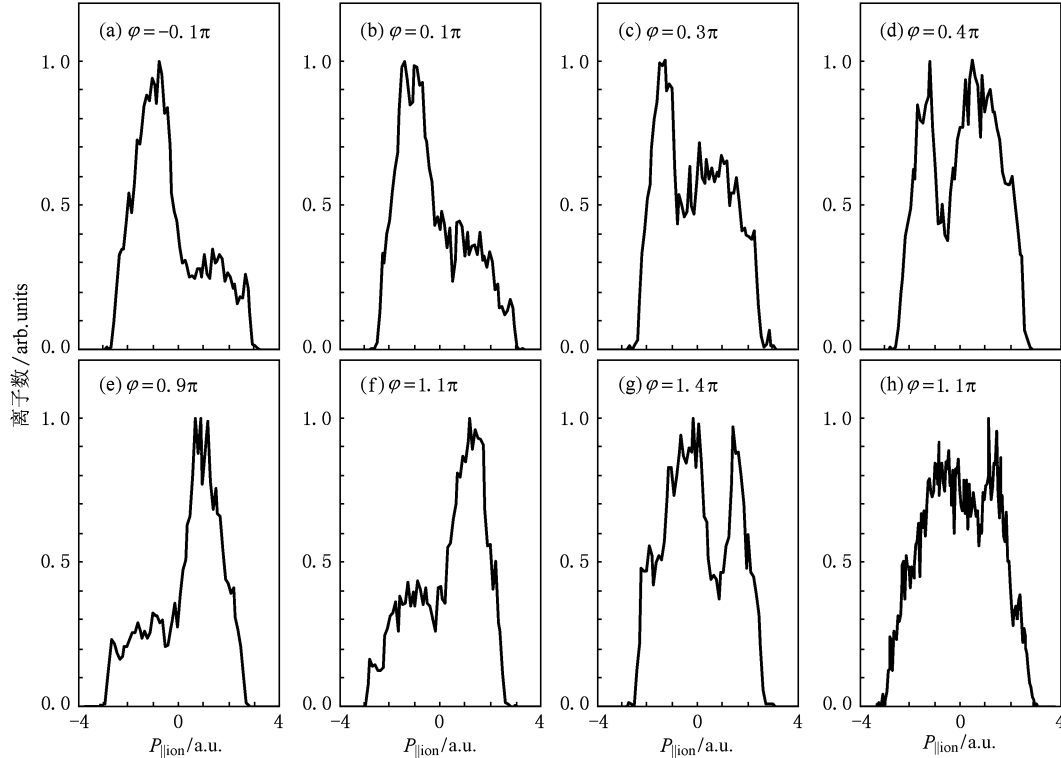


图1 (a)到(g)是载波包络相位 φ 取不同值时的 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,核与电子之间的软核参数 a 等于1.5.激光包包含4个光周期,波长 $\lambda = 760 \text{ nm}$ ($w = 0.0578 \text{ a.u.}$),强度 $I = 3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,激光脉宽约等于4 fs;(h)是 φ 取1.1 π 时 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,激光包包含8个光周期,激光脉宽约等于8 fs,其他参数同(a)到(g).

为与文献[3]的实验结果进行比较,计算中,我们采用的周期量级激光脉冲的参数与实验参数一致,即 $\lambda = 760 \text{ nm}$, $I = 3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.图1(a)到(g)是在周期量级激光脉冲驱动下,核与电子间软核参数等于1.5,载波包络相位 φ 取不同值时, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布.图1(h)是在多光周期激光脉冲驱动下, $\varphi = 1.1\pi$ 时的 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,核与电子间软核参数也等于1.5.图1(a)到(g)中所用的激光脉冲包含4个光周期,激光脉宽约等于4 fs,图1(h)中激光脉冲包含8个光周期,激光脉宽约等于8 fs.由图1(a)到(g)可以看出, Ar^{2+} 离子的纵向动量呈现明显的不对称双峰结构分布.随载波包络相位 φ 的增加,具有不对称双峰结构的离子动量分布重心从负动量转移到正动量,在 $\varphi = -0.1\pi$ 和 $\varphi = 0.9\pi$ 时,双峰不对称度达到最大;在 $\varphi = 0.4\pi$ 和 $\varphi = 1.4\pi$ 时,双峰的峰高基本相同.并

此, Ar^{2+} 离子沿激光偏振方向的反冲动量 $P_{\parallel \text{ion}}$ 与两电子沿激光偏振方向的动量之和($P_{\parallel \text{e1}} + P_{\parallel \text{e2}}$)大小相等,方向相反^[32],即

且 φ 每改变 π 时 Ar^{2+} 离子的纵向动量呈现相反的分佈,如图1(a)和(e),图1(b)和(f)及图1(d)和(g).比较图1和文献[3]中的图2,可以看出: Ar^{2+} 离子纵向动量分布随载波包络相位的变化和文献[3]中的实验结果在定性上符合得相当好.

上述模拟中,核与电子间的软核参数是根据原子的基态能量确定的,计算过程中,其值保持不变.而第一个电子电离后,在激光场驱动下返回母核离子附近时,核与电子间相互作用的库仑势 $V_{\text{ne}}(r_i)$ 将变大^[14].此时核与电子间的软核参数也应随之改变,才能准确反映出重碰撞过程中核与电子间的库仑相互作用.文献[6,14]利用三维系综模型研究了氦原子非次序双电离,在第一个电子电离后,为准确反映出重碰撞过程中核与电子间的库仑相互作用,将核与电子之间软核参数 a 的数值变小,得到的计算结果和实验结果能很好的符合.因此,为了从

定量上模拟实验结果,我们在第一个电子电离后,将核与电子间的软核参数 a 的数值变为 1.0. 计算

过程中,仍保持电子与电子之间的软核参数 $b = 0.05$ 不变.

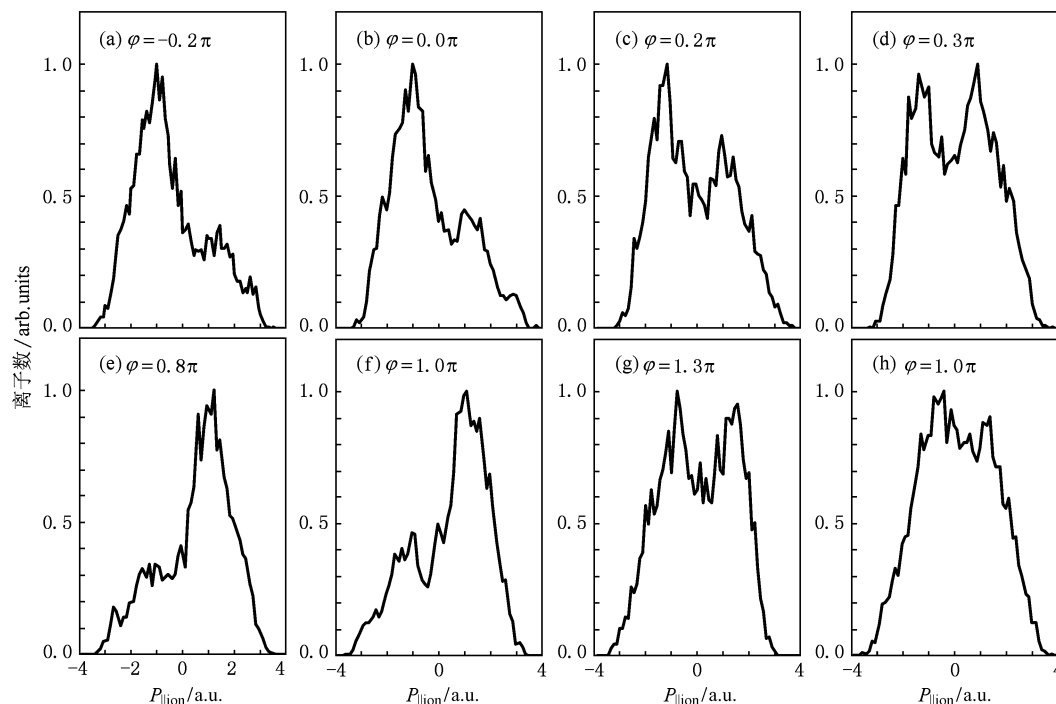


图2 (a)到(g)是载波包络相位 φ 取不同值时的 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,第一个电子电离后,核与电子之间的软核参数 a 等于 1.0,激光参数同图 1(a)到(g);(h)是 φ 取 π 时 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,激光参数同图 1(h)

图 2 是在第一个电子电离后,考虑了核与电子之间的势能的改变后, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布,激光参数与图 1 对应一致. 图 2(a)到(g)显示,沿激光偏振方向, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布与载波包络相位 φ 有很强的依赖关系. 随载波包络相位 φ 的增加,具有不对称双峰结构的 Ar^{2+} 离子纵向动量分布重心从负动量转移到正动量,在 $\varphi = -0.2\pi$ 和 $\varphi = 0.8\pi$ 时双峰的不对称度达到最大,在 $\varphi = 0.3\pi$ 和 $\varphi = 1.3\pi$ 双峰的峰高基本相同. 图 2 与图 1 相比,计算结果有三方面更接近实验结果的变化:一是 Ar^{2+} 离子纵向动量的变化范围变宽,达到 $-4\sqrt{U_p}$ 到 $4\sqrt{U_p}$, 其中, $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$ 是激光场的有质动力势能,本文中, $\pm 4\sqrt{U_p} \cong \pm 3.33\text{a.u.}$; 二是零点动量分布概率增加,图 2(d)与图 1(d)相比尤为明显;第三,图 2(d)和图 2(g) 的双峰的对称性远好于图 1(d)和(g)的双峰对称性. 这主要是由于图 2 的计算中,我们充分考虑了第一个电子电离之后核与电子之间库仑势的改变,其结果应与实验结果更接近. 比较图 2 与文献[3]中的图 2,可以看出:考虑重碰撞过程中核与电子之间势能改变后计算得

出的 Ar^{2+} 离子纵向动量分布与文献[3]给出的实验结果都符合的非常好,特别是图 2(a),(d),(e)与文献[3]的图 2(a),(c),(d)在定量上符合得相当好. 因此,对比我们的模拟,可以确定文献[3]的图 2(c)和(d)的载波包络相位分别是 0.3π 和 0.8π . 而在文献[3]中一维经典模拟结果是 0.2π 和 0.7π ,在文献[30]中一维量子模拟结果是 0.4π 和 0.9π . 此外,我们的模拟得到的 Ar^{2+} 离子纵向动量的变化范围和零点动量分布概率都与实验结果定量上符合. 而此前一维经典和一维量子模型中, Ar^{2+} 离子动量分布范围和零点动量分布概率与实验结果都存在较大的偏差. 这说明本文采用的三维经典系综模型与以前的一维量子模型和一维经典模型相比,计算结果更接近实验结果.

另外,由图 1 和图 2 容易看出,不同光周期强场激光脉冲驱动下的氩原子非次序双电离, Ar^{2+} 离子纵向动量分布的对称性有明显不同. 以图 2 为例,当载波包络相位 $\varphi = 1.0\pi$ 时,图 2(h)显示,在多光周期激光脉冲驱动下, Ar^{2+} 离子的纵向动量呈对称分布;而在周期量级激光脉冲驱动下, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布则呈现明显的不对称分布,如图 2(f). 出

现这种差别的主要原因是：氩原子在多光周期激光脉冲驱动下，第一个电子电离后，将会在激光场中运动多个光周期，第二个电子的电离是第一个电子与母核离子发生两次或多次重碰撞的结果的概率很大，从而使 Ar^{2+} 离子纵向动量分布不再呈现明显的不对称分布。而氩原子在周期量级激光脉冲驱动下，第一个电子在激光场的第一个或者第二个强度

峰值附近电离，电离后的电子在激光场中加速、返回碰撞是在一个光周期内发生^[31]，第二个电子的电离是第一个电子与母核离子一次重碰撞的结果，因此 Ar^{2+} 离子纵向动量分布呈现明显的不对称分布。并且在多光周期激光脉冲驱动下的氩原子双电离产率，远高于在周期量级激光脉冲驱动下的双电离产率。

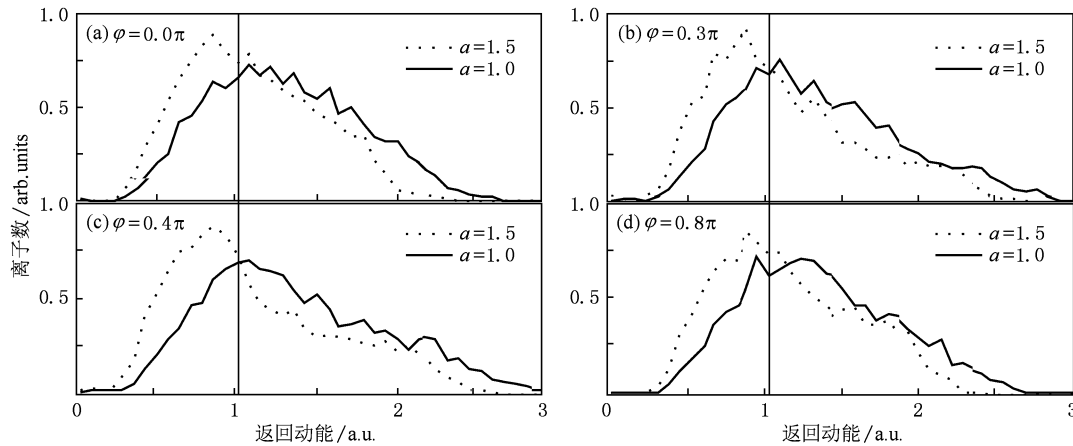


图3 (a)到(d)分别是载波包络相位 $\varphi = 0.0, 0.3\pi, 0.4\pi, 0.8\pi$ 时，碰撞时刻第一个电子的返回动能。虚线对应核与电子之间的软核参数 a 的值始终等于 1.5，实线对应第一个电子电离后， a 等于 1.0。图中竖线位置对应第二个电子的电离能大小。激光参数同图 1(a)到(g)

轨迹分析表明，由于考虑了第一个电子电离后核与电子间库仑势的改变，碰撞时刻第一个电子的返回动能发生了明显的改变。图 3 是以载波包络相位 $\varphi = 0.0, 0.3\pi, 0.4\pi, 0.8\pi$ 为例给出碰撞时刻第一个电子的返回动能分布。虚线是软核参数 a 始终等于 1.5 时，碰撞时刻第一个电子的返回动能分布，实线是第一个电子电离后， a 等于 1.0 的碰撞时刻第一个电子的返回动能分布。实竖线位置对应第二个电子的电离能大小。比较两曲线可以看出， a 为

1.0 时，具有高返回动能的电子的分布概率明显增加。表明在碰撞时刻前后，电子受到的库仑力发生了明显的变化。碰撞前，由于库仑引力增加，使碰撞时刻电子的动能变大。碰撞后，核对电子的库仑引力增加，使碰撞后电子的离开速度 v_0 降低，电子动量 $P_{ie} = v_0 - eE_0 \cos \omega t$ 增大，导致电子末态纵向动量变大，进而使 Ar^{2+} 离子纵向动量分布范围变宽。

虽然碰撞时刻返回的高动能电子数增加，但这并没有导致直接碰撞电离产率上升，反而由于库仑

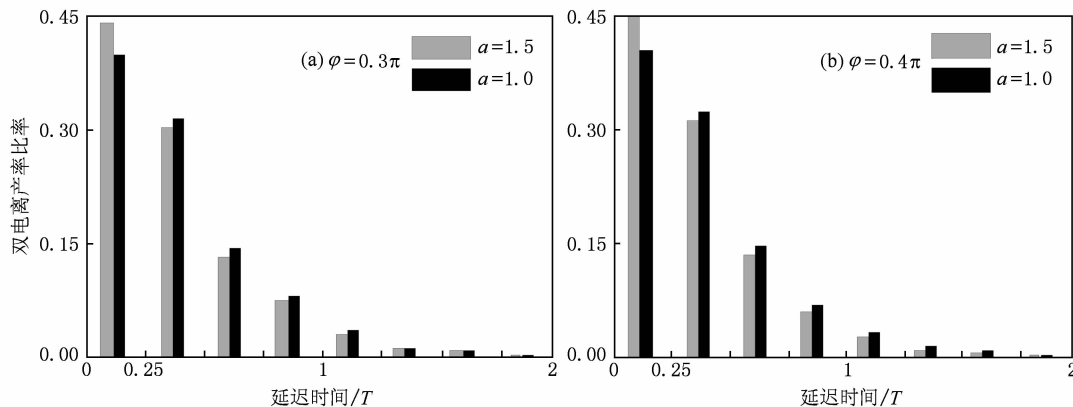


图4 (a)和(b)分别是载波包络相位 $\varphi = 0.3\pi$ 和 $\varphi = 0.4\pi$ ，不同延迟时间段的双电离产率比率。灰色条柱对应核与电子之间的软核参数 a 的值始终等于 1.5，黑色条柱对应第一个电子电离后， a 等于 1.0。激光参数同图 1(a)到(g)

引力变大,直接碰撞电离产率有所下降^[14,33].图4是以 $\varphi = 0.3\pi$ 和 $\varphi = 0.4\pi$ 为例,给出了不同延迟时间段内双电离数目与双电离总数目的比值即双电离产率比率的统计结果.灰色条柱表示 a 始终等于1.5时的结果,黑色条柱是第一个电子电离后,考虑核与电子之间的库仑势的变化, a 的值为1.0时的结果.由图4可以看出,当延迟时间小于0.25个光周期时,黑色条柱的高度低于灰色条柱的高度;随延迟时间的增加,当其大于0.25个光周期时,黑色条柱的高度高于灰色条柱高度.统计结果显示,不考虑库仑势的变化,延迟时间小于0.25个光周期的直接碰撞电离^[33]产率约为45%;考虑库仑势的变化后,延迟时间大于0.25个光周期的碰撞激发场致电离产率大于60%.因此,在第一个电子电离之后,考虑核与电子之间库仑势的变化后,一、三象限双电离产率将减少,二、四象限双电离产率将增加,

这导致了 Ar^{2+} 离子零点纵向动量分布概率的增加.

4. 结 论

本文利用三维经典系综模型研究了在周期量级激光脉冲驱动下的氩原子非次序双电离,得到了 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布.计算结果表明, Ar^{2+} 离子纵向动量分布与载波包络相位 φ 有很强的依赖关系.重碰撞过程中,核与电子间的库仑势的改变后,得到的模拟结果与实验结果^[3]定量符合.并且, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布范围与文献[34]给出的实验结果也是相符的.说明本文采用的三维经典系综模型与一维量子模型及经典模型相比,模拟结果更接近实验结果.这对利用强场非次序双电离准确测量周期量级激光载波包络相位 φ 提供了可靠的参考依据.

- [1] Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
- [2] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [3] 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
- [4] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [5] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [6] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
- [7] Weber T, Weckenbrock M, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Afaneh F, Urbasch G, Vollmer M, Giessen H, Dörner R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 443
- [8] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [9] 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
- [10] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [11] Watson J B, Sanpera A, Lappas D G, Knight P L, Burnett K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1884
- [12] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [13] Morisson Faria C F, Liu X, Becker W 2004 *Phys. Rev. A* **69** 021402
- [14] Haan S L, Van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [15] Cavalieri A L, Goulielmakis E, Horvath B, Helml W, Schultze M, Fieß M, Pervak V, Veisz L, Yakovlev V S, Uiberacker M, Apolonski A, Krausz F, Kienberger R, 2007 *New. J. Phys.* **9** 242
- [16] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423
- [17] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 021801
- [18] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [19] Lan P F, Lu P X, Cao W, 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2482 (in Chinese) [兰鹏飞、陆培祥、曹伟 2007 物理学报 **56** 2482]
- [20] Spielmann C, Burnett N H, Sartania S, Koppitsch R, Schnürer M, Kan C, Lenzner M, Wobrauschek P, Krausz F 1997 *Science* **278** 661
- [21] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016622
- [22] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423
- [23] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [24] Lan P F, Lu P X, Li F, Li Y H, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 5868
- [25] Zhang Q B, Lan P F, Hong W Y, Liao Q, Yang Z Y, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4908 (in Chinese) [张庆彬、兰鹏飞、洪伟毅、廖青、杨振宇、陆培祥 2009 物理学报 **58** 4908]
- [26] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408
- [27] Paulus G G, Lindner F, Walther H, Baltuska A, Goulielmakis E, Lezius M, Krausz F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 253004

- [28] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Yang Z Y, Li Y H 2008 *Opt. Express* **16** 6455
- [29] 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
- [30] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *J. Phys. B* **41** 125601
- [31] Zhou Y M, Liao Q, Lan P F, Lu P X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3950
- [32] Kreß M, Löffler T, Thomson M D, Dörner R, Gimpel H, Zrost K, Ergler T, Moshhammer R, Morgner U, Ullrich J, Roskos H 2006 *Nature Phys.* **2** 327
- [33] Haan S L, Breen L, Karim A 2007 *Opt. Express* **15** 767
- [34] Becker A, Dörner R, Moshhammer R 2005 *J. Phys. B* **38** S753

Three-dimensional classical micro-canonical simulation of nonsequential double ionization with a few-cycle laser pulse^{*}

Tang Qing-Bin Zhang Dong-Ling Yu Ben-Hai[†] Chen Dong

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

(Received 9 December 2009; revised manuscript received 23 December 2009)

Abstract

A three-dimensional classical micro-canonical model is used to investigate the ion momentum distributions of Ar atom in nonsequential double ionization with a few-cycle laser pulse. It is found that the momentum distribution has a strong dependence on the carrier-envelope phase of the few-cycle pulse. The centre of gravity of the asymmetry distribution shifts from negative to positive ion momenta with carrier-envelope phase increasing and it is reversed when the carrier-envelope phase changes by π . The momentum distributions of the Ar²⁺ ion show excellent agreement with the experimental results when we take into account the change in Coulomb potential between the nucleus and electron in the recollision process.

Keywords: nonsequential double ionization, few-cycle laser pulse, carrier-envelope phase

PACC: 3280, 7220H

^{*} Project supported by the Henan Province Science and Technology Department, China (Grant Nos. 082300410050, 10230041005), The Excellent Youth Teachers Program of Universities in Henan Province, the Scientific Research Foundation of Education Department of Henan Province in China (Grant No. 2009A140006).

[†] Corresponding author. E-mail: hnyubenhai@163.com