

椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离*

余本海 李盈侯 汤清彬†

(信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2012年3月15日收到; 2012年4月8日收到修改稿)

利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离. 计算结果表明, 非次序双电离产率随着椭圆率的增大而减小; 双电离得到的电子对在激光偏振平面长轴方向的末态关联动量谱呈现正关联, 在激光偏振平面短轴方向的末态关联动量谱呈现反关联; Ar^{2+} 在激光偏振平面短轴方向的末态动量谱呈现单峰结构, 并且随着椭圆率增大而变宽. 轨迹分析显示, 椭圆偏振激光脉冲驱动下, 非次序双电离仍然是通过再碰撞而发生; 随着椭圆率的增大, 有效碰撞和单电离之间的时间延迟增加, 这是因为椭圆率较大时第一个电子需要经过多次往返才能与母核离子发生有效碰撞.

关键词: 非次序双电离, 椭圆偏振激光脉冲, 再碰撞, 电子关联

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

1 引言

原子和分子与强激光场的相互作用, 产生了很多非线性物理现象, 例如多光子电离^[1,2]、阈值上电离^[3,4]、高次谐波的辐射^[5-8]和非次序双电离^[9-14]等. 自从在实验上观测到非次序双电离现象^[12]以来, 原子和分子在强激光场作用下非次序双电离过程对应的微观动力学已经成为强场物理领域的研究热点^[15-21]. Walker等^[15]对He原子在780 nm线偏振激光脉冲驱动下的双电离产率进行了精确测量, 发现双电离产率对激光强度的依赖关系具有一个“膝盖”结构. Watson等^[16]利用一维含时Hartree-Fock方法理论研究了He原子的非次序双电离, 计算结果显示了实验上的 He^{2+} 谱的“膝盖”结构. Weber等^[17]利用冷靶反冲离子动量谱仪观察到与激光偏振方向平行的 Ar^{2+} 动量谱的双峰结构, 另外, 他们得到Ar原子与激光偏振方向平行的电子-电子动量谱, 发现在阈值上非次序双电离中两个电子电离到同一方向的可能性最大^[19].

Liu等^[20]实验观测到Ar原子在激光强度低于再碰撞阈值时, 非次序双电离的关联电子末态纵向动量主要分布在二、四象限, Ar^{2+} 离子纵向动量分布呈单峰结构, 峰值位于零动量附近. 目前, 被大家所认同的非次序双电离的物理机制能够由Corkum等^[22]提出的准经典三步再碰撞模型理论来解释. Fittinghoff等^[23]实验观测到椭圆偏振激光脉冲驱动下双电离抑制现象, 从而支持了三步再碰撞理论. 依据该理论, 在激光场的作用下, 处于基态的电子通过隧道电离到连续态, 连续态的电子在激光场的驱动下加速, 当激光场改变方向时, 电子有可能返回到母核离子附近, 如果与母核离子发生非弹性碰撞, 导致第二个电子直接被电离或者被激发到激发态, 当激光场再次达到峰值附近时通过隧道电离.

根据该理论, 原子和分子在圆偏振或椭圆偏振激光脉冲驱动下几乎不可能发生非次序双电离过程, 因为第一个电子电离之后很难返回到母核离子附近并与母核离子发生有效碰撞. Dietrich等^[24]也通过实验验证椭圆偏振激光脉冲驱动下不存在非次序双电离过程. 但这一结果却与随后的实验结

* 国家自然科学基金(批准号: 11005088, 11047145)、河南省科技计划(批准号: 102300410241, 112300410021)和河南省教育厅自然科学研究计划(批准号: 2009A140006, 2011B140018)资助的课题.

† E-mail: poat-poattqbin@163.com

果相矛盾, Gillen 等^[25]在圆偏振激光脉冲驱动下实验观测到 Mg^{2+} 的产率对激光强度的依赖呈现一个“膝盖”结构,从而说明存在非次序双电离过程. 基于半经典模型理论, Shvetsov-Shilovski 等^[26]研究指出当椭偏率较大时短量子轨道不再支配双电离产率,而起到支配作用的是长量子轨道; Hao 等^[27]研究了非次序双电离产率与椭偏率的关系. 基于经典系综模型理论, Wang 等^[28]进一步研究得出椭圆偏振激光脉冲驱动下原子非次序双电离过程仍然可以用再碰撞理论很好地解释,并且指出再碰撞过程是通过椭圆轨迹发生的.

本文利用经典系综模型研究了在椭圆偏振激光脉冲驱动下 Ar 原子非次序双电离. 计算结果显示随椭偏率的增大双电离产率降低,我们的结果与实验结果^[24]一致. 另外,关联电子末态动量沿 x 方向(激光偏振平面长轴方向)主要分布在一、三象限,即大多数电子发射到相同的方向;沿 y 方向(激光偏振平面短轴方向)主要分布在二、四象限,即大多数电子发射到相反的方向. Ar^{2+} 沿 y 方向的末态动量谱在零点呈现一个单峰结构,同时椭偏率增大时,其动量谱变宽. 轨迹分析表明,椭圆偏振激光脉冲驱动下,再碰撞仍然是非次序双电离产生的原因;线偏振激光脉冲驱动下即椭偏率 $\varepsilon = 0$ 时,大多数的有效碰撞是发生在第一个电子的单次往返(第一次返回)时;随着椭偏率 ε 的增大,第一个电子需要多次往返(两次及其以上往返)才能与母核离子发生有效碰撞. 例如,椭偏率 $\varepsilon = 0.3$ 时,第一个电子单次往返能与母核离子发生有效碰撞的概率几乎为零. 第一个电子在经过多次往返后,由于母核离子的库仑作用才能够回到核区域,与母核离子发生有效碰撞传递能量给第二个电子,最终使其电离.

2 理论方法

文献 [18, 33] 对经典系综模型做了详细的描述,该模型已经被广泛用于研究非次序双电离过程^[26–36]. 我们选取的经典系综包含 4×10^5 个 Ar 原子. 每一对电子在二维空间中的运动由耦合牛顿运动方程描述(本文除非有另外的规定,均采用原子单位 (a.u.)).

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

式中, i 取 1 或 2, \mathbf{r} 表示二维空间中电子的坐

标, $\mathbf{E}(t)$ 表示椭圆偏振激光场的场强, $\mathbf{E}(t)$ 的表达式为

$$\mathbf{E}(t) = \frac{E}{\sqrt{\varepsilon^2 + 1}} [e_x \cos(\omega t) + e_y \varepsilon \sin(\omega t)] f(t), \quad (2)$$

式中, ε 代表椭圆偏振激光脉冲的椭偏率,激光强度为 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 波长为 800 nm. e_x 代表激光偏振平面长轴方向, e_y 代表激光偏振平面短轴方向, $f(t)$ 代表梯形脉冲包络,整个脉冲包括 10 个光周期(前两个光周期线性增加,中间六个光周期保持光强最大值,后两个光周期线性减小为 0). $V_{\text{ne}}(\mathbf{r}_i)$ 和 $V_{\text{ee}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 采用软核库仑势可分别表示为

$$V_{\text{ne}}(\mathbf{r}_i) = -2 / \sqrt{\mathbf{r}_i^2 + a^2},$$

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

式中, a 代表母核与电子之间的软核参数, b 代表电子与电子之间的软核参数,为避免非物理奇点和自电离,在我们的计算中 a 取 1.5 a.u., b 取 0.05 a.u.

为了获得每一对电子的初始状态,我们先将电子放在距离母核 0.85 a.u. 的位置,其势能和动能之和等于 Ar 原子的基态能. 电子对的初始速度和方向是随机给定的,然后让电子对仅在库仑场的作用下自由运动,并让其运动足够长的时间 (100 a.u.), 直到系综内所有的电子对均达到一个稳定的状态分布,即电子对的初始位移满足高斯空间分布. 在系综处于稳定状态后加入椭圆偏振激光场,此时,每个电子对都在库仑场和激光场的共同作用下运动,其运动仍然由耦合牛顿运动方程来描述. 当激光场结束之后,检验每对电子的能量,此时,电子的能量包括电子的动能,母核与电子之间的库仑势能以及电子与电子之间的相互作用势能,如果两个电子的能量均大于零,表明发生了双电离.

3 结果和讨论

图 1 给出了非次序双电离产率随着椭偏率的变化. 从图 1 可以看出,椭偏率越大,双电离产率越低,这与实验观测的结果^[24]一致. 该结果表明非次序双电离产率与椭偏率有很强的依赖关系. 这是因为随椭偏率的增大,第一个电子电离之后在激光场的作用下能够返回母核离子附近并与母核离子发生有效碰撞的概率降低,从而导致非次序双电离产率降低.

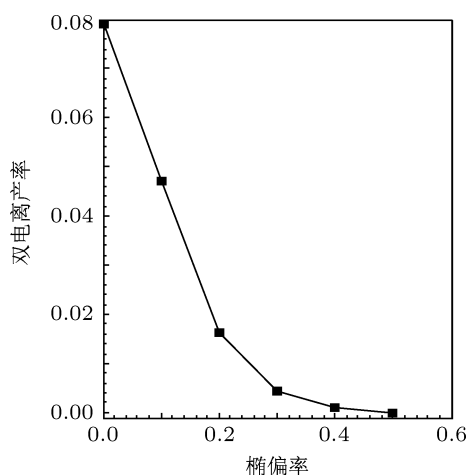


图1 正方形的点分别代表 $\epsilon = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ 时 Ar 原子非次序双电离产率

图2给出了椭偏率 $\epsilon = 0.1, 0.2, 0.3$ 时关联电

子对末态动量沿激光偏振平面长轴方向 (x 方向) 分布以及沿激光偏振平面短轴方向 (y 方向) 分布. 结果显示, 在 x 方向, 关联电子对末态动量主要分布在一、三象限, 呈现正关联, 即大多数电子对在末态发射到了相同的方向; 在 y 方向, 关联电子对末态动量主要分布在二、四象限, 呈现反关联, 即大多数电子对在末态发射到了相反的方向. 从关联电子对末态动量的分布范围看, 图 2(a), (b) 和 (c) 明显大于图 2(d), (e) 和 (f), 这是由于发生碰撞电离之后, 关联电子对主要受激光场的作用, 而 x 方向的激光场场强比 y 方向的激光场场强大, 使得电子在 x 方向获得的有质动力势能比 y 方向大, 最终导致关联电子对在 x 方向获得的动量比 y 方向大.

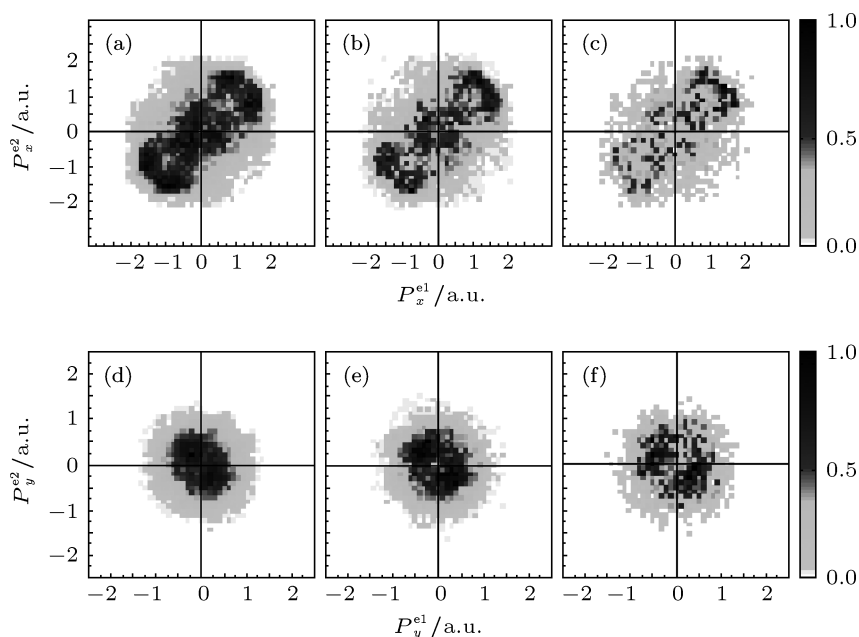


图2 (a)—(c) 是关联电子对末态动量沿 x 方向分布; (d)—(f) 是关联电子对末态动量沿 y 方向分布; 其中 (a) 和 (d), (b) 和 (e), (c) 和 (f) 分别对应椭偏率 $\epsilon = 0.1, 0.2, 0.3$

如果忽略母核离子与电子及电子与电子之间的库仑作用, 那么碰撞电离之后, 电子的末态速度可以由下面公式给出 [28]:

$$V'_{x_i} = V_{0x_i} - \frac{1}{\omega} E \sin(\omega t_{0i}), \quad (4)$$

$$V'_{y_i} = V_{0y_i} + \frac{\epsilon}{\omega} E \cos(\omega t_{0i}), \quad (5)$$

(4) 和 (5) 式中, ω 代表激光频率, V_{0x_i} 和 V_{0y_i} 分别代表碰撞电离后电子沿 x 方向和 y 方向的初速度, t_{0i} 代表电离时间. 由此可知, 电子的末态速度主要由两个因素决定: 第一是碰撞电离之后两个电子的

初速度; 第二是电离时刻电场对电子的加速. 在 (4) 式中, V_{0x_i} 往往比 $1/\omega E \sin(\omega t_0)$ 小得多, 这样 V'_{x_i} 的大小和方向主要由后一项决定, 即电场的加速对电离后的电子起到了主导作用. 发生有效碰撞之后, 通常两个电子几乎同时电离 (两个电子的电离时间间隔小于 $1/4$ 个光周期), 因此, (4) 式中后一项的符号是相同的, 导致两个电子在末态大多数发射到相同的方向, 即两个电子沿 x 方向的末态动量谱呈现正关联, 如图 2(a), (b) 和 (c) 所示; 在 (5) 式中, 碰撞电离之后 V_{0y_i} 往往比 $\epsilon/\omega E \cos(\omega t_0)$ 大得多, 这

样 V'_{y_i} 的大小和方向主要由 V_{0y_i} 决定, 由于碰撞过程中两个电子之间存在强烈的排斥作用, 导致碰撞电离之后 V_{0y_i} 的方向是相反的, 因此两个电子在末态大多数将沿相反的方向发射, 即两个电子沿 y 方向的末态动量谱呈现反关联, 如图 2(d), (e) 和 (f) 所示. 另外, 从图 2 可以看出, 椭偏率的变化并没有改变末态关联电子对在 x 方向和 y 方向的关联效应, 这是因为在 (4) 和 (5) 式中起主导作用的因素没有改变. 但是, 在 y 方向, ε 逐渐增加使得电场对电子的加速作用变得较为明显起来, 影响了关联电子对的末态动量分布, 导致 Ar^{2+} 的末态动量谱逐渐变宽, 如图 3 所示.

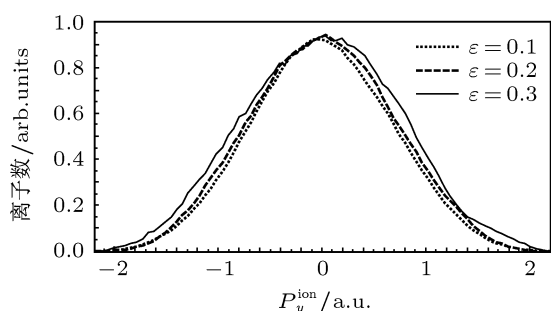


图 3 Ar^{2+} 离子沿 y 方向的末态动量谱

图 4 给出了不同椭偏率情况下有效碰撞与单电离之间的时间延迟分布. 结果显示, 在线偏振激光脉冲驱动下即 $\varepsilon = 0$ 时, 第一个峰相对较高, 其峰值的横坐标近似等于 0.6 个光周期, 该时间对应着电子的单次往返, 这说明 $\varepsilon = 0$ 时大多数电子是在单次往返时与母核离子发生了有效碰撞. 在椭圆偏振激光脉冲驱动下, 当 $\varepsilon = 0.2$ 时, 第一个峰的高度相对实线降低了很多, 第二个峰的高度相对升高了很多, 而第二个峰值的横坐标近似等于 1.1 个光周期, 该时间对应着电子的两次往返, 这表示单次往返能与母核离子发生有效碰撞的电子减少, 有效碰撞的发生大多数是在电子的多次往返时; 当 $\varepsilon = 0.3$ 时, 第一个峰和第三个峰相对较高, 而第一个峰值对应的时间近似等于 1.1 个光周期, 这说明单次往返能与母核离子发生有效碰撞的电子几乎不存在, 大多数电子需要经过多次往返才能与母核离子发生有效碰撞. 这个原因可以通过轨迹分析来解释.

图 5(a)—(f) 给出了电子从单电离时刻到有效碰撞时刻的典型运动轨迹, (a) 和 (b) 分别代表 $\varepsilon = 0, 0.1$ 时电子单次往返与母核离子发生有效碰撞的运动轨迹; (c)—(f) 均属于电子多次往返

的情况, 其中 (c) 代表 $\varepsilon = 0.3$ 时电子四次往返的情况, (d), (e) 和 (f) 依次代表 $\varepsilon = 0.1, 0.2, 0.3$ 时电子两次往返的情况; (0, 0) 处的黑点代表第二个电子在母核离子束缚下的运动轨迹 (运动时间与第一个电子一致), 箭头和数字指出了电子返回母核离子附近的先后顺序和次数. 图 5(a)—(f) 电子从单电离时刻到有效碰撞时刻的时间延迟分别约为 $0.7T, 0.7T, 2.2T, 1.2T, 1.2T, 1.2T$ (T 为光周期). 由图 5(c)—(f) 可以看出, 电子在椭圆偏振激光脉冲驱动下返回母核离子的运动轨迹是椭圆形, 并且文献 [28] 中指出电子与母核离子的有效碰撞只能通过椭圆轨迹发生, 这与线偏振激光脉冲驱动下是完全不同的 (如图 5(a) 所示). 轨迹分析表明, Ar 原子在线偏振激光脉冲驱动下, 电子返回母核离子的过程中偏离母核离子沿 y 方向的距离相对较小, 单次往返 (如图 5(a) 所示) 较容易与母核离子发生有效碰撞, 因此图 4 中实线的第一个峰相对较高; Ar 原子在椭圆偏振激光脉冲驱动下, 随着 ε 的增大, 比较图 5(d), (e) 和 (f) 可以看出, 在运动时间基本相同的条件下, 第一个电子电离之后返回母核离子附近的过程中偏离母核离子沿 y 方向的距离增大, 单次往返能与母核离子发生有效碰撞的概率降低得很快. 当 $\varepsilon \geq 0.2$ 时, 大多数电子需要经过多次往返 (如图 5(c), (e) 和 (f) 所示) 才能与母核离子发生有效碰撞, 从而导致时间延迟增加. 因此图 4 中虚线第二个峰的高度相对于实线升高了很多, 点线对应的第一个峰和第三个峰相对较高, 而点线第一个峰值对应的时间近似等于 1.1 个光周期.

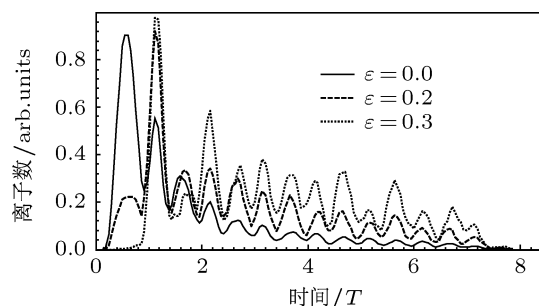


图 4 时间延迟分布

电子往返次数随椭偏率 ε 的增大而增加, 这个原因可以通过母核离子的库仑作用 [37,38] 和电子在 y 方向受到的激光场场强的大小来很好地解释. 根据 (2) 式可知, 作用在 y 方向的激光场场强与 ε 成正比关系. ε 较小时, 作用在 y 方向的激光场场强

相对较小, 第一个电子电离之后返回母核离子附近的过程中, 受到激光场沿 y 方向的作用较弱, 因此电子偏离母核离子沿 y 方向的距离较小, 单次往返较容易被母核离子吸引到核区并与母核离子发生有效碰撞, 例如, $\varepsilon = 0.1$ 时大多数电子是第一次返回时与母核离子发生了有效碰撞, 如图 5(b) 所示; ε 较大时, 作用在 y 方向的激光场场强较大, 第一个电子电离之后返回母核离子附近的过程中, 受到

沿 y 方向的激光场作用较强, 因此电子偏离母核离子沿 y 方向的距离较大, 单次往返不容易被母核离子吸引到核区并与母核离子发生有效碰撞, 而需要通过母核离子的多次吸引作用, 从而使电子每次返回时, 逐渐减小与母核离子沿 y 方向的距离, 这样才能运动到核区并与母核离子发生有效碰撞, 例如, $\varepsilon = 0.3$ 时大多数电子需要多次往返才能与母核离子发生有效碰撞, 如图 5(c) 和 (f) 所示.

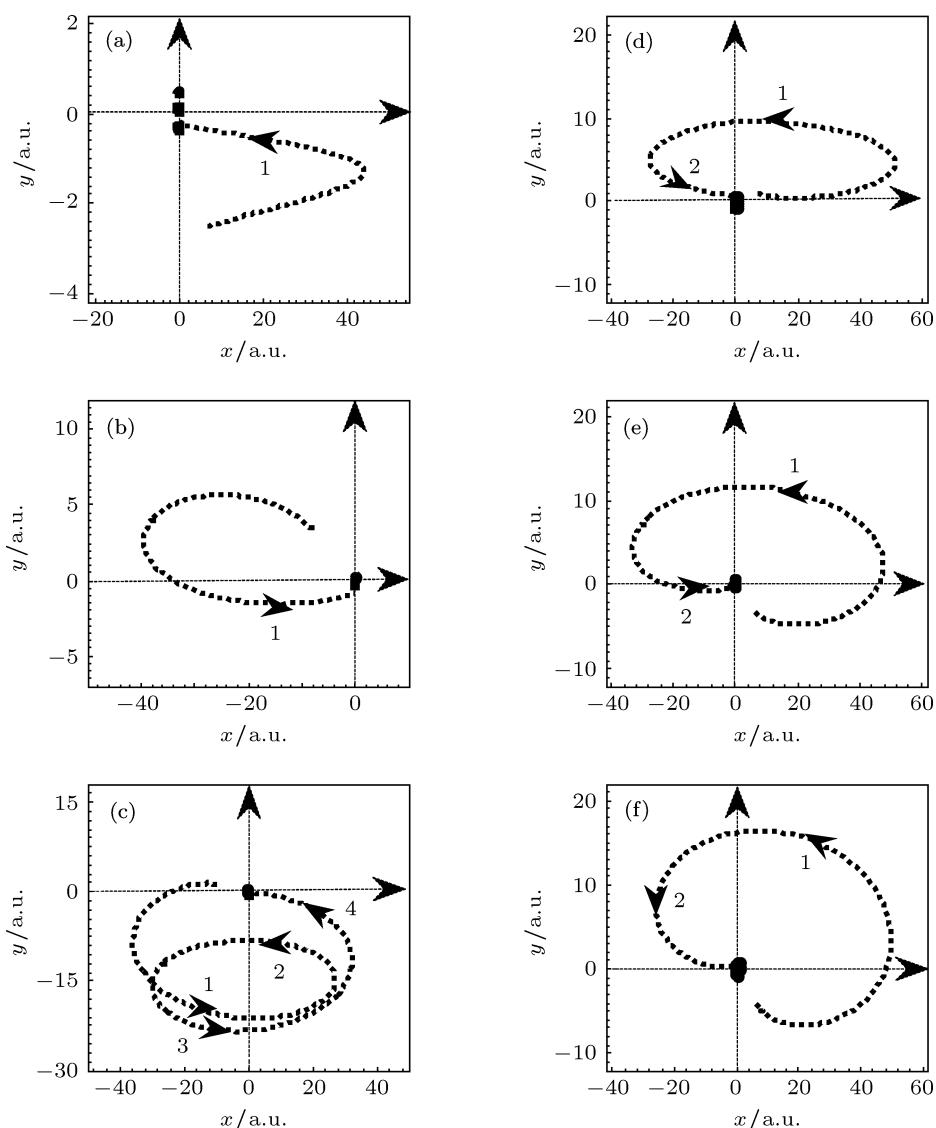


图 5 电子从单电离时刻到有效碰撞时刻的运动轨迹 (a) 和 (b) 分别代表 $\varepsilon = 0, 0.1$ 时电子单次往返的情况; (c) 代表 $\varepsilon = 0.3$ 时四次往返的情况; (d), (e) 和 (f) 依次代表 $\varepsilon = 0.1, 0.2, 0.3$ 时电子两次往返的情况; (a)—(f) 电子的运动时间依次为 $0.7T, 0.7T, 2.2T, 1.2T, 1.2T, 1.2T$ (T 为光周期)

4 结论

本文利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光脉冲驱动下 Ar 原子非次序双电离. 计算结果显示,

非次序双电离产率与椭偏率有强烈的依赖关系, 椭偏率越大, 非次序双电离产率越低. 关联电子对末态动量沿 x 方向主要分布在一、三象限, 沿 y 方向主要分布在二、四象限. 椭偏率越大, Ar^{2+} 沿 y 方

向的末态动量谱越宽. 另外, 随椭偏率的增大, 有效碰撞和单电离之间的时间延迟增加. 轨迹分析显示, 这是因为第一个电子电离之后返回母核离子附近的过程中, 受到沿 y 方向的激光场作用增强, 增大了电子与母核离子沿 y 方向的距离, 单次往返不容

易运动到母核离子附近并发生有效碰撞, 只有经过多次往返, 由于受到母核离子的吸引逐渐减小电子与母核离子沿 y 方向的距离, 最终能够使返回电子与母核离子发生有效碰撞. 因此, 母核离子的库仑吸引作用对有效碰撞的发生起到关键的作用.

- [1] Voronov G S, Delone N B 1965 *JETP Lett.* **1** 1
- [2] Liao Q, Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2012 *New J. Phys.* **14** 013001
- [3] Paulus G G, Grasbon F, Dreischuh A, Walther H, Kopold R, Becher W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3791
- [4] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408
- [5] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [6] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423 (R)
- [7] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 021801
- [8] 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) [张庆斌, 兰鹏飞, 洪伟毅, 廖青, 杨振宇, 陆培祥 2009 物理学报 **58** 4908]
- [9] Wang X, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083001
- [10] Huang C, Zhou Y M, Tong A H, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 5627
- [11] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2758
- [12] L'Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
- [13] 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
- [14] Zhou Y M, Huang C, Tong A H, Liao Q, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 2301
- [15] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [16] Watson J B, Sanpera A, Lappas D G, Knight P L, Burnett K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1884
- [17] 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
- [18] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
- [19] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [20] Liu Y Q, Tschuch S, Rudenko A, Dürr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001
- [21] Zhang D L, Tang Q B, Yu B H, Chen D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 053205 (in Chinese) [张东玲, 汤清彬, 余本海, 陈东 2011 物理学报 **60** 053205]
- [22] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [23] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2174
- [24] Dietrich P, Burnett N H, Ivanov M, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3585
- [25] Gillen G D, Walker M A, van Woerkom L D 2001 *Phys. Rev. A* **64** 043413
- [26] Shvetsov-Shilovski N I, Goreslavski S P, Popruzhenko S V, Becker W 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063405
- [27] Hao X L, Wang G Q, Jia X Y, Li W D 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023408
- [28] Wang X, Eberly J H 2010 *New J. Phys.* **12** 093047
- [29] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [30] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Lu P X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053004
- [31] Tang Q B, Zhang D L, Li Y B, Yu B H 2011 *Commun. Theor. Phys.* **56** 927
- [32] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053402
- [33] Haan S L, van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [34] 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]
- [35] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 16025
- [36] Zhou Y M, Liao Q, Zhang Q B, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Express* **18** 632
- [37] Huang C, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 14293
- [38] Bhardwaj V R, Aseyev S A, Mehendale M, Yudin G L, Villeneuve D M, Rayner D M, Ivanov M Yu, Corkum P B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3522

The nonsequential double ionization of argon atoms with elliptically polarized laser pulse*

Yu Ben-Hai Li Ying-Bin Tang Qing-Bin[†]

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

(Received 15 March 2012; revised manuscript received 8 April 2012)

Abstract

With elliptically polarized laser pulse, the nonsequential double ionization (NSDI) of argon atoms is investigated using fully classical ensemble. The results show that the yield of NSDI decreases with increase of the ellipticity, that the momentum spectrum of the correlated electron from double ionization events in the final state shows a correlated behavior along the long axis of the laser polarization plane and an anticorrelated behavior along the short axis of the laser polarization plane, and that the momentum spectrum distribution of Ar^{2+} ion exhibits a single-peak structure at the zero along the short axis of the laser polarization plane, which becomes broader with the increase of the ellipticity. Trajectory back analyses show that the happening of NSDI is still due to recollision, and that the delay time between the collision and the single ionization increases with ellipticity increasing, which is because that the first electron needs more trips shuttling back and forth, so that it can recollide with the parent ion under the more ellipticity.

Keywords: nonsequential double ionization, elliptically polarized laser pulse, recollision, electron correlation

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005088, 11047145), the Science and Technology Project of Henan Province, China (Grant Nos. 102300410241, 112300410021), and the Scientific Research Foundation of Education Department of Henan Province, China (Grant Nos. 2009A140006, 2011B140018).

[†] E-mail: poat-poattqbin@163.com