

# 氦原子非次序双电离对正交双色场 强度比的依赖关系\*

童爱红<sup>†</sup> 冯国强 邓永菊

(湖北第二师范学院, 物理与电子信息学院, 武汉 430205)

(2011年6月29日收到; 2011年9月3日收到修改稿)

利用经典系综模型研究了正交双色场中氦原子非次序双电离对双色场强度比的依赖关系. 研究表明, 该依赖关系与双色场相对相位  $\phi$  有关.  $\phi = 0.25\pi$  时, 沿长波长激光偏振方向的相关动量谱随强度比的增大从相关模式转变为反相关模式.  $\phi = 0.35\pi, 0.45\pi$  时, 相关动量主要分布在第一和第三象限, 相关模式几乎不随强度比的变化而变化. 对双电离轨迹碰撞时间、碰撞角、碰撞动量的向后分析可以解释上述结果, 并显示了正交双色场对非次序双电离中碰撞时间、碰撞角的控制作用.

**关键词:** 正交双色场, 强度比, 碰撞时间, 碰撞角

**PACS:** 33.80.Rv, 33.80.Wz, 33.80.Eh

## 1 引言

非次序双电离 (NSDI) 是激光 - 物质相互作用中的一个典型过程. 实验和理论研究<sup>[1-7]</sup> 已经证实, 重碰撞模型<sup>[8]</sup> 可以解释强激光场中原子和分子的非次序双电离现象. 根据重碰撞模型<sup>[8]</sup>, 第一个电子通过隧穿方式电离后被激光场驱回并与母核碰撞, 交换一部分能量给第二个电子从而使第二个电子电离. 由于非次序双电离过程中必然存在电子相关, 而电子相关在理解强场 - 物质相互作用中发挥重要作用, 电子相关动量谱的分析在非次序双电离的研究中被广泛应用. 到目前为止, 相关动量分析已经揭示了非次序双电离中丰富的碰撞动力学, 如 (e, 2e) 碰撞电离<sup>[9]</sup>, 碰撞激发场致电离<sup>[3]</sup>.

实验和理论研究表明, 许多因素会影响电子相关过程, 如线偏振光的激光强度<sup>[10]</sup>、少周期激光脉冲的载波相位<sup>[11,12]</sup>、分子取向<sup>[13-16]</sup> 等. 除线偏振光外, 双色场也被广泛用来研究强场 - 物质相互作用中的电子动力学. 与线偏振光相比, 双

色场增加了一些可灵活调节的参数, 如双色场相对相位、相对强度、相对频率、相对偏振方向等. 这些参数的调节都会对强场 - 物质相互作用产生显著影响, 因此双色场可作为实验和理论研究中控制强场电子动力学的有效工具. 在早期的双色场控制中, 通过调节双色场的相关参数, 可以对原子电离率<sup>[17]</sup>、各级次高次谐波产生概率<sup>[18]</sup>、阿秒脉冲脉宽<sup>[19,20]</sup>、分子解离电离<sup>[21]</sup> 等进行有效控制. 近几年来, 随着激光技术的发展以及研究的深入, 双色场对强场电子动力学的控制作用与电子相关性的联系越来越紧密. 研究表明, 利用双色场, 可以控制碰撞电子的碰撞角、碰撞电子波包的时间演化<sup>[22]</sup>、电离电子的轨迹<sup>[23]</sup>、非次序双电离中电子的相关特性<sup>[24]</sup>、碰撞电子的返回碰撞时间<sup>[25]</sup> 等.

本文利用经典系综模型研究了正交双色场作用下氦原子的非次序双电离, 主要包括不同相对相位下氦原子双电离电子相关动量谱对双色场强度比的依赖关系、正交双色场对碰撞时间和碰撞角

\* 国家杰出青年科学基金 (批准号: 6092521) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: tah1979@126.com

的控制作用. 本文采用的经典模型具有一些明显的优势. 一方面, 在双电离的整个过程, 即从激光场开始到激光场结束, 两电子之间的相互作用以及电子与原子核的相互作用都很容易计算. 计算过程要比多体  $S$  矩阵理论简单很多, 计算量又要比数值求解含时薛定谔方程少几个数量级. 另一方面, 可以在任何时刻得到双电离的轨迹, 有利于深入地研究双电离的详细过程. 经典模型在非次序双电离研究中取得了很大的成功, 如重现非次序双电离的关联电子动量谱<sup>[6]</sup>, 研究重碰撞过程的细节<sup>[26]</sup>, 包括多次重碰撞机理<sup>[27]</sup>, 以及  $(e, 2e)$  过程中原子核对碰撞电子重散射的重要性<sup>[28]</sup>.

## 2 理论方法

本文采用的经典系综模型<sup>[29–31]</sup>由 Haan 和 Eberly 等首次提出. 在经典模型的使用中, 需要注意以下几点: 电子的运动从始至终遵循牛顿经典运动方程; 单个原子或分子的运动不能模拟量子波函数, 系综中原子或分子的数目要足够大; 系综的模拟结果用统计方式阐释; 研究对象的初始能量为其量子基态能量; 原子或分子势能采用软核势.

在本文中, 由于平面外运动的效应可以忽略不计<sup>[32]</sup>, 为了简化计算, 我们将电子的运动局限在  $x$ - $y$  平面内. 两个电子遵循的牛顿经典运动方程为 (本文采用原子单位)

$$\begin{aligned}\ddot{x}_i &= -\frac{2x_i}{(x_i^2 + y_i^2 + a)^{3/2}} \\ &\quad + \frac{(x_i - x_j)}{((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + b)^{3/2}} \\ &\quad - E_x(t), \\ \ddot{y}_i &= -\frac{2y_i}{(x_i^2 + y_i^2 + a)^{3/2}} \\ &\quad + \frac{(y_i - y_j)}{((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + b)^{3/2}} \\ &\quad - E_y(t),\end{aligned}$$

其中下标  $i = 1, 2$  表示两个电子.  $E_x(t)$  和  $E_y(t)$  分别表示激光场的  $x$  和  $y$  分量. 氢原子的基态能量为  $-2.9035a.u.$ , 首先给系综中的每个电子对随机选取经典条件允许的位置, 这就确定了电子对所具有的势能. 基态能量减去势能即电子对所具有的动能, 将电子对的动能随机地分配给两个电子. 在

两个电子具有开始的位置和动量后, 让它们在无外场的情况下自由运动足够长的时间 (100a.u.), 就可以得到系综稳定的位置和动量分布. 为了避免自电离, 软核参数  $a$  和  $b$  分别设为 0.75 和 0.01. 在本文的计算中, 正交双色场的波长分别为 800 nm 和 400 nm, 其中, 800 nm 激光电场的偏振方向沿  $x$  轴方向, 400 nm 激光电场的偏振方向沿  $y$  轴方向. 总场强可以表示为  $\mathbf{E}(t) = f(t)[E_x(t)\hat{x} + E_y(t)\hat{y}]$ .  $\hat{x}$  和  $\hat{y}$  为偏振向量,  $f(t)$  为梯形包络. 记 800 nm 激光电场的周期为  $T_1$ , 双色场的总脉宽为  $10 T_1$ , 前两个周期和后两个周期的场强分别线性增加和线性减小, 中间 6 个周期保持光强最大值. 其中  $\kappa = 2$ ,  $E_{x0}$ ,  $\omega_x$  分别表示 800 nm 激光电场的振幅和频率,  $E_{y0}$  表示 400 nm 激光电场的振幅.  $\phi$  为两激光电场的相对相位. 本文中, 800 nm 激光电场的强度 ( $I_x$ ) 为  $4 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ , 400 nm 激光电场的强度 ( $I_y$ ) 在  $1 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  到  $4 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  范围内变化.

## 3 结果与讨论

本文系统地研究了正交双色场强度比对氢原子非次序双电离过程中电子相关性的影响. 在计算中, 我们选定的双色场相对相位依次为  $0.25\pi$ ,  $0.35\pi$  和  $0.45\pi$ , 在每个相对相位下, 两激光电场强度比  $I_y/I_x$  在 0.25 到 1.0 的范围内变化. 图 1 给出了相关电子沿  $x$  轴方向即 800 nm 激光电场偏振方向的动量分布. 当  $\phi = 0.25\pi$ ,  $I_y/I_x = 0.25$  时, 电子相关动量谱主要分布在第一和第三象限, 即两电离电子朝同向半球出射. 随着  $I_y/I_x$  的增大, 两电子相关动量逐渐往第二和第四象限转移. 当  $I_y = I_x$  时, 相关动量谱显示出明显的反相关特性. 当  $\phi = 0.35\pi$ ,  $0.45\pi$  时, 相关动量谱随  $I_y/I_x$  的变化很小且主要分布在第一和第三象限. 比较而言,  $\phi = 0.35\pi$  时相关动量的分布范围更广.

图 2 给出了相关电子沿  $y$  轴方向即 400 nm 激光电场偏振方向的动量分布. 当  $\phi = 0.25\pi$ , 相关动量主要分布在第一象限, 表明两个电子以相近的动量朝正方向出射. 除此之外, 两电子的末动量随  $I_y/I_x$  的增大而增大. 当  $\phi$  变为  $0.35\pi$ ,  $0.45\pi$  时, 相关动量逐步扩散到第二和第四象限.

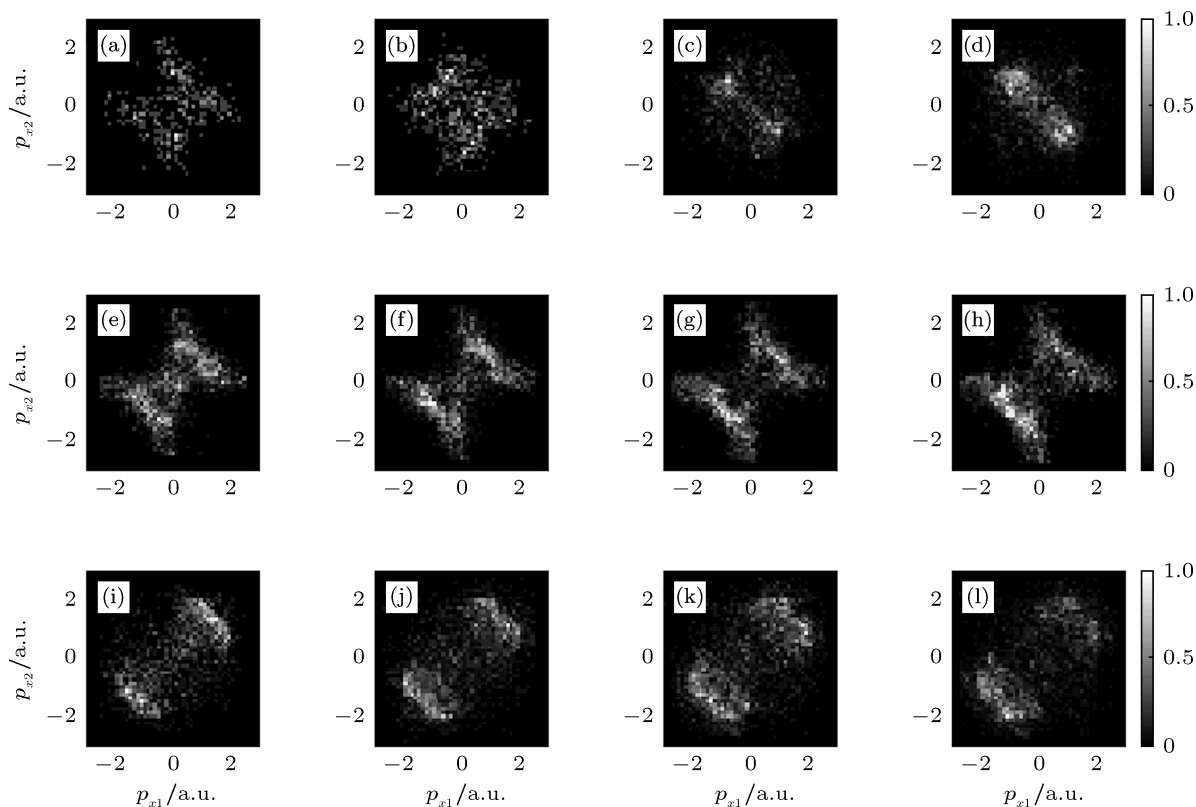


图1 氢原子双电离电子沿  $x$  轴方向即 800 nm 激光电场偏振方向的相关动量分布. 双色场相对相位 (a—d)  $\phi = 0.25\pi$ , (e—h)  $\phi = 0.35\pi$ , (i—l)  $\phi = 0.45\pi$ , 强度比  $I_y/I_x$ : (a, e, i) 0.25, (b, f, j) 0.5, (c, g, k) 0.75, (d, h, l) 1.0

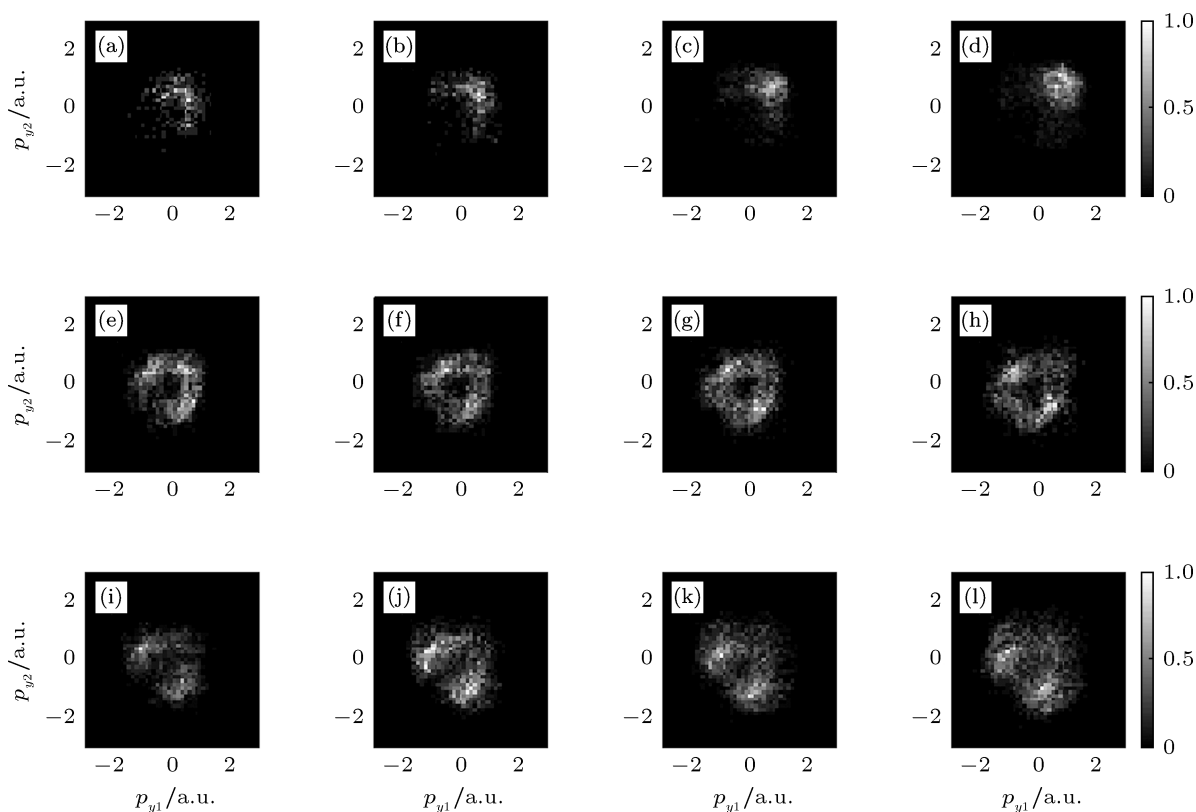


图2 氢原子双电离电子沿  $y$  轴方向即 400 nm 激光电场偏振方向的相关动量分布. 各图对应的  $\phi$  和  $I_y/I_x$  与图1 对应相同

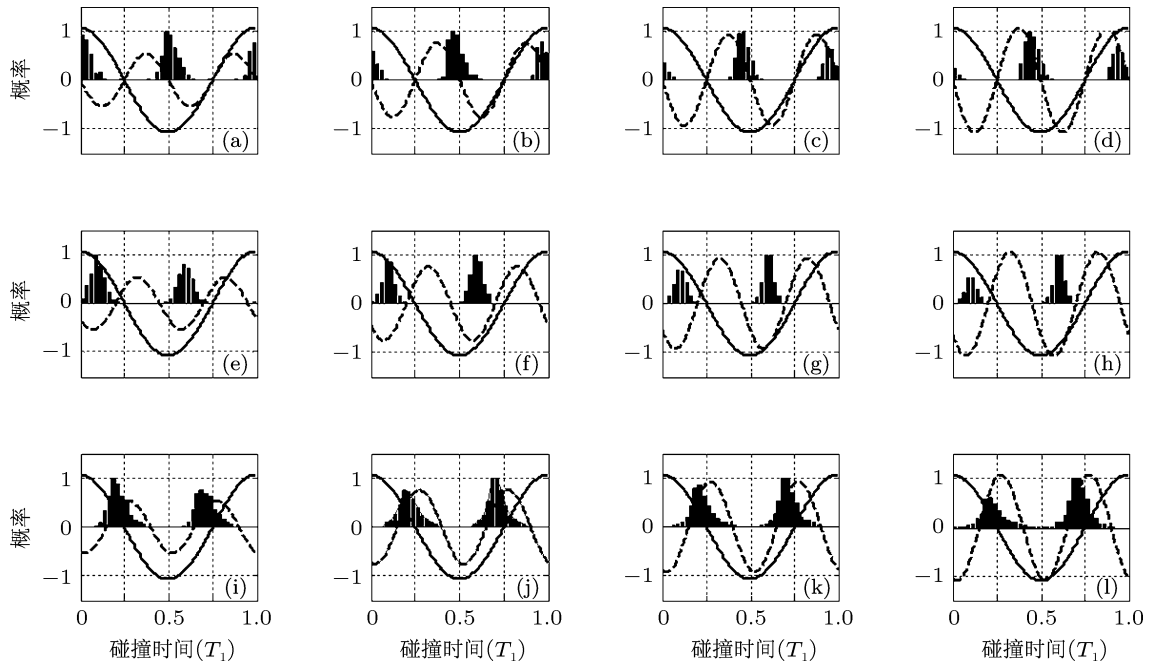


图3 双电离事件关于碰撞时间的概率分布 (黑色实线代表 800 nm 激光电场, 黑色虚线代表 400 nm 激光电场.  $T_1$  为 800 nm 激光电场周期, 各图对应的  $\phi$  和  $I_y/I_x$  与图 1 对应相同)

上述结果表明, 氦原子非次序双电离中两电子的相关性不仅与双色场相对相位有关, 也与双色场强度比有关. 为了深入了解正交双色场强度比对氦原子非次序双电离过程中电子相关性的影响, 我们对各种情况下的双电离轨迹进行了向后分析. 图 3, 4, 5 分别给出了双电离事件关于碰撞时间、碰撞角、碰撞电子碰撞动量的概率分布. 碰撞时间定义为第一个电子电离后两个电子距离最近的时刻, 碰撞角定义为碰撞时刻碰撞电子碰撞动量与  $x$  轴正方向的夹角. 由图 3, 4, 5 知, 一方面, 在不同强度比  $I_y/I_x$  下, 碰撞时间、碰撞角、碰撞动量随  $\phi$  的变化趋势相似, 随  $\phi$  的增大朝增大的方向移动. 碰撞时间、碰撞角在给定强度比下随相对相位  $\phi$  的变化规律表明, 正交双色场可作为一个有效的工具来控制非次序双电离中的相关电子动力学. 另一方面, 不同相对相位  $\phi$  下, 碰撞时间、碰撞角、碰撞动量分布随强度比  $I_y/I_x$  的变化不一致. 从图 3 可以看出,  $\phi = 0.25\pi$  时, 碰撞主要发生在 800 nm 激光电场峰值附近; 随着  $\phi$  的增大, 碰撞时刻逐渐朝 800 nm 激光场零点时刻移动;  $\phi = 0.45\pi$  时, 碰撞主要发生在 800 nm 激光场零点时刻附近. 值得注意的是,  $\phi = 0.25\pi$  时, 随着强度比  $I_y/I_x$  从 0.25 增大到 1.0, 碰撞时刻缓慢地从峰值时刻移动到峰值时刻前, 而  $\phi = 0.35\pi, 0.45\pi$  时, 碰撞时刻几乎不

随双色场强度比变化. 从图 4 可知, 在各种情况下, 碰撞角都聚集于两个峰值碰撞角.  $\phi = 0.35\pi, 0.45\pi$  时, 两峰值碰撞角不随  $I_y/I_x$  变化, 只是两峰值碰撞角的分布概率略有变化.  $\phi = 0.35\pi$  时, 两峰值碰撞角为  $0^\circ$  和  $180^\circ$ ;  $\phi = 0.45\pi$  时, 两峰值碰撞角分别略大于  $0^\circ$  和略小于  $180^\circ$ . 当  $\phi = 0.25\pi$  时, 两峰值碰撞角也分布在  $0^\circ$  和  $180^\circ$  附近, 但随着  $I_y/I_x$  的增大, 靠近  $0^\circ$  的碰撞角减小, 靠近  $180^\circ$  的碰撞角增大. 由图 5 则可以知道, 碰撞动量在各个相对相位  $\phi$  下随  $I_y/I_x$  的变化都非常小.

现在我们来解释图 1 和图 2 所示的电子相关动量分布. 如大家所知, 碰撞时间对电子末动量的影响为: 在谐振电场  $E_0 \cos(\omega t)$  中, 初速为  $v_0$  的电子在  $t_i$  时刻电离后, 最后获得的末速度为  $v_f = v_0 - (E_0/\omega \sin(\omega t_i))$ . 当碰撞时刻在 800 nm 电场零点附近时, 第二项取最大值, 对末速度起主要贡献; 当碰撞时刻在 800 nm 电场零点附近时, 第二项为零, 末速度主要由碰撞时刻两电子的初速度决定. 而碰撞角和碰撞动量共同决定碰撞电子在碰撞时刻沿  $x$  轴和  $y$  轴方向的分动量, 碰撞分动量的大小直接影响碰撞电子的碰撞效果. 例如, 碰撞动量沿  $x$  轴方向的分量较大时, 该方向对应于直接碰撞电离, 而当碰撞动量沿  $x$  轴方向的分量较小时, 则对应碰撞激发场致电离.

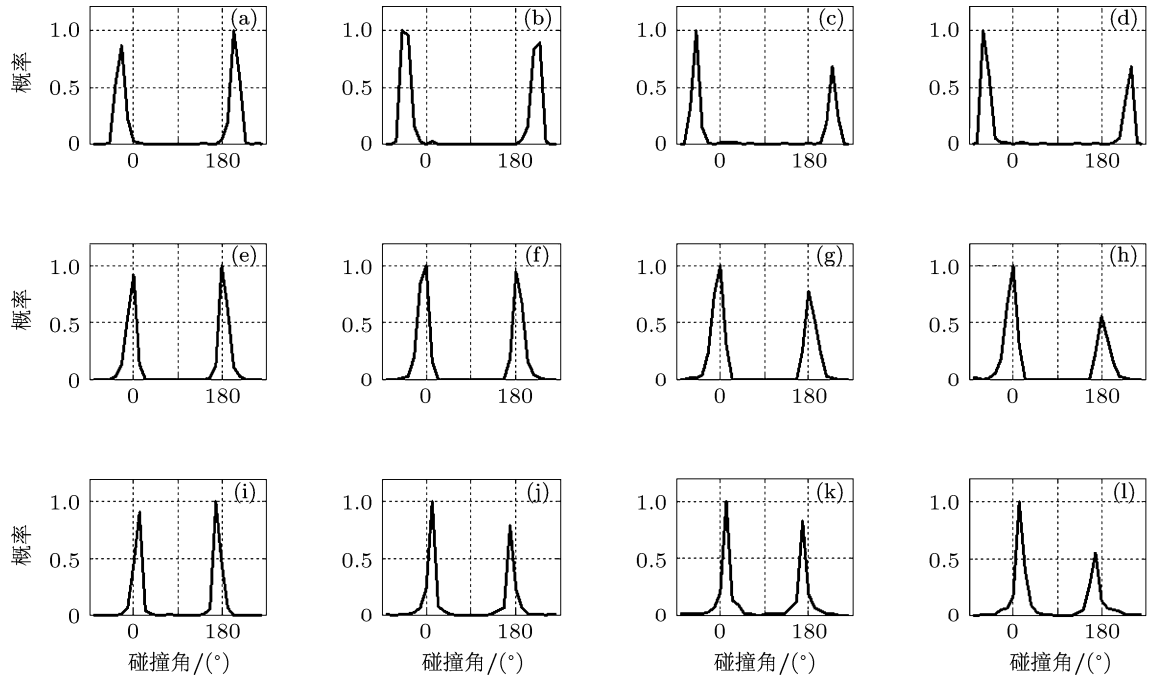


图4 双电离事件关于碰撞角的概率分布 (各图对应的  $\phi$  和  $I_y/I_x$  与图1对应相同)

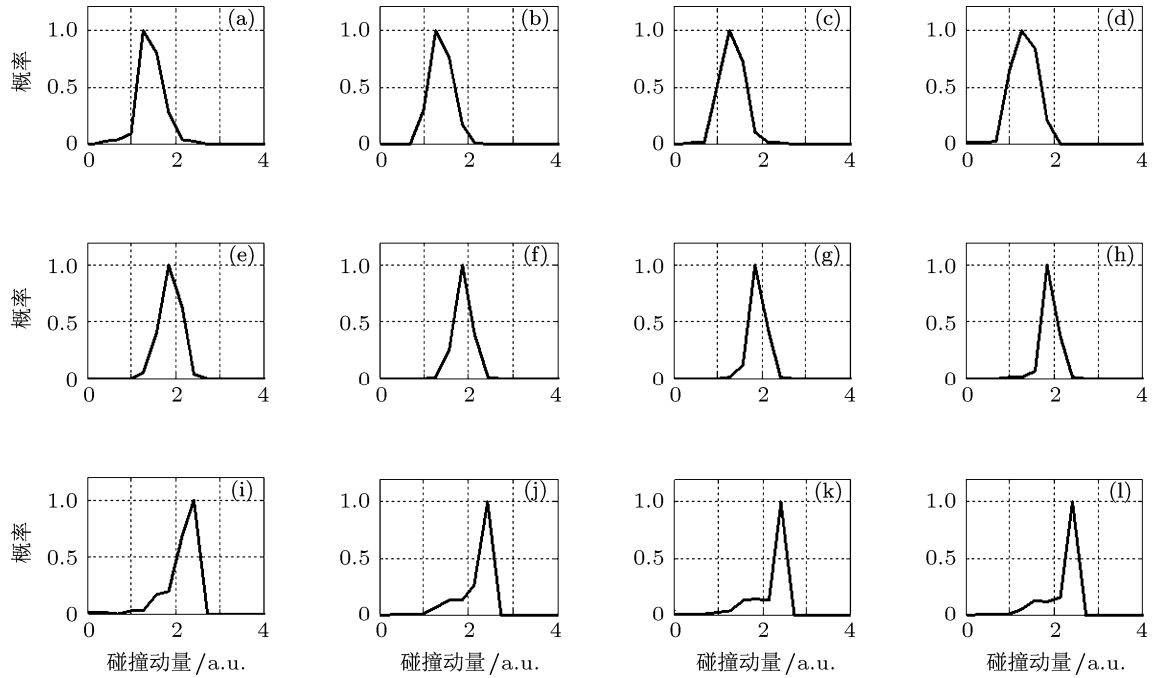


图5 双电离事件关于碰撞动量的概率分布 (各图对应的  $\phi$  和  $I_y/I_x$  与图1对应相同)

当  $\phi = 0.25\pi$ ,  $I_y/I_x = 1.0$  时, 碰撞时刻集中于 800 nm 电场峰值前, 末速度的第二项几乎为零, 末速度主要由  $v_0$  决定, 而相关动量谱呈现的反相关特性 (如图 1(d) 所示) 表明, 两个电子在碰撞中获得的初速度通常相反, 这可能是由于两个电子之

间的排斥相互作用. 另外, 碰撞动量相对较小, 且碰撞角偏离  $x$  轴正、负方向较远, 对应于碰撞动量中的  $x$  分量很小, 因此多数双电离属于碰撞激发场致电离, 这也是相关动量谱显示反相关特性的一部分原因. 随着  $I_y/I_x$  的减小, 虽然碰撞时间分布的变化

较小,对相关动量分布的影响不大.但由于碰撞方向随  $I_y/I_x$  减小朝  $x$  方向靠近,对应于碰撞动量中的  $x$  分量增大,因此直接碰撞电离的概率增大,相关动量逐渐朝第一和第三象限转移,  $I_y/I_x = 0.25$  时,相关动量谱主要分布在第一和第三象限,但分布范围较广.

$\phi = 0.45\pi$  时,一方面,碰撞时刻集中在 800 nm 电场零点附近,两电子末速度主要由第二项决定,导致两电子的末动量相近;另一方面,碰撞电子的碰撞动量较大且主要沿  $x$  轴方向,因此两电子的碰撞导致  $x$  轴方向的直接碰撞电离,对应的相关动量谱呈现相关特性.

$\phi = 0.35\pi$  时,碰撞时刻朝 800 nm 电场峰值附近移动,第二项的贡献减小,第一项的贡献相应增加.另外,与  $\phi = 0.45\pi$  相比较,碰撞动量减小,碰撞激发场致电离的概率增大.由于以上两个原因,沿  $x$  轴方向的相关动量也主要分布于第一和第三象限,但比  $\phi = 0.45\pi$  时的分布范围更广.

通过将碰撞时间关于 800 nm 电场的分布转变为关于 400 nm 电场的分布,碰撞角转变为碰撞

电子碰撞动量与  $y$  轴正方向的夹角,氦原子双电离电子沿  $y$  轴方向的相关动量分布可以类似地进行解释.

## 4 结论

本文利用经典系综模型研究了正交双色场中氦原子非次序双电离,氦原子双电离电子相关动量谱对双色场强度比有强烈的依赖关系,且该依赖关系与双色场相对相位有关.向后分析表明,强度比会影响氦原子非次序双电离中碰撞时间、碰撞角和碰撞动量的分布,利用这些影响可以解释相关动量谱对强度比的依赖关系.  $\phi = 0.25\pi$  时,碰撞时间、碰撞角随强度比的增大有明显移动,导致相关动量谱从相关模式转变为反相关模式.  $\phi = 0.35\pi, 0.45\pi$  时,双色场强度比对碰撞时间、碰撞角、碰撞动量的影响很小,相关动量谱几乎不随强度比变化.此外,在给定强度比下,碰撞时间、碰撞角随相对相位  $\phi$  的变化表明,可将正交双色场作为一种控制非次序双电离中相关电子动力学的有效工具.

- [1] Walker B, Sheehy B, Dimauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [2] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [3] 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
- [4] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [5] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053402
- [6] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [7] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 16025
- [8] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [9] 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
- [10] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [11] Baltuška A, Udem Th, Uiberacker M, Hentschel M, Goulielmakis E, Gohle Ch, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hänsch T W, Krausz F 2003 *Nature* **421** 611
- [12] Tang Q B, Zhang D L, Yu B H, Chen D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 775 (in Chinese) [汤清彬, 张东玲, 余本海, 陈东 2010 物理学报 **59** 775]
- [13] Zeidler D, Staudte A, Bardon A B, Villeneuve D M, Dörner R, Corkum P B 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203003
- [14] Liao Q, Lu P X 2009 *Opt. Express* **18** 15550
- [15] Tong A H, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 043301 (in Chinese) [童爱红, 廖青, 周月明, 陆培祥 2011 物理学报 **60** 043301]
- [16] Huang C, Zhou Y M, Tong A H, Liao Hong Q Y, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 5627
- [17] Schumacher D W, Weihe F, Muller H G, Buchsbaum P H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1344
- [18] Telnov D A, Wang J Y, Chu S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3988
- [19] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [20] Lan P F, Lu P X, Li Q G, Li F, Hong W Y, Zhang Q B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043413
- [21] Thompson M R, Thomasy M K, Tadayz P F, Posthumus J H, Langley A J, Frasiniski L J, Codrington K 1997 *J. Phys. B* **30** 5755
- [22] Kitzler M, Lezius M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 253001
- [23] Shafir D, Mairesse, Villeneuve D M, Corkum P B 2009 *Nature Phys.* **5** 412
- [24] Zhou Y M, Huang C, Tong A H, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **19** 2301
- [25] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2758

- [26] Panfili R, Haan S L, Eberly J H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113001 767  
[27] Ho P J, Eberly J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 193002 [30] Haan S L, Smith Z S, Shomsky K N, Plantinga P W 2009 *J. Phys. B* **42** 134009  
[28] Haan S L, Dyke J S V, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001 [31] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412  
[29] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2007 *Opt. Express* **15** [32] Wang X, Eberly J H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 103007

## Dependence of nonsequential double ionization of He on intensity ratio of orthogonal two-color field\*

Tong Ai-Hong<sup>†</sup> Feng Guo-Qiang Deng Yong-Ju

(Department of Physics and Electronics, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China)

(Received 29 June 2011; revised manuscript received 3 September 2011)

### Abstract

Using classical ensemble model, the dependence of nonsequential double ionization of He on intensity ratio of orthogonal two-color field is investigated. It is shown that this dependence is related to the relative phase( $\phi$ ) of two-color pulse. When  $\phi = 0.25\pi$ , with intensity ratio increasing, correlated momentum distribution along the polarization of long wavelength field changes from correlation to anticorrelation pattern; when  $\phi = 0.35\pi, 0.45\pi$ , correlated momenta are mainly distributed in the first and third quadrants, correlation pattern is nearly unchanged with the variation of intensity ratio. Back analyses of recollision time, recollision angle, recollision momentum of double ionization trajectories are responsible for the above results, and reveal the control of recollision time and the recollision angle in NSDI by orthogonally polarized two-color field.

**Keywords:** orthogonal two-color field, intensity ratio, recollision time, recollision angle

**PACS:** 33.80.Rv, 33.80.Wz, 33.80.Eh

\* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars (Grant No. 60925021).

<sup>†</sup> E-mail: tah1979@126.com