

分子双电离对激光偏振性的依赖关系*

童爱红[†] 冯国强

(湖北第二师范学院物理与机电工程学院, 武汉 430205)

(2013年9月4日收到; 2013年10月8日收到修改稿)

利用经典系综模型研究了氢分子双电离对激光场椭圆率的依赖性. 研究发现, 氢分子双电离机制对激光的椭圆率有强烈的依赖关系. 随着激光场椭圆率的增加, 双电离机制由非次序双电离转变为次序双电离. 在大椭圆率情况的次序双电离中, 电子关联动量分布随椭圆率的灵敏变化显示了电子出射时间对椭圆率的强烈依赖关系.

关键词: 双电离, 椭圆率, 关联动量分布, 出射时间

PACS: 33.80.Rv, 33.80.Wz, 34.80.Gs

DOI: 10.7498/aps.63.023303

1 引言

在众多的强场非线性光学现象(如高次谐波的产生^[1-4]、阈值上电离^[5,6]、汤姆孙散射^[7-9]和双电离等)中, 双电离是其中最基本和最重要的现象之一. 通常情况下, 双电离可分为次序双电离^[10-12]和非次序双电离^[13-24]两类. 在次序双电离中, 两个电子在电场作用下依次隧穿电离, 因此可以采用单活跃电子模型对其进行研究. 在非次序双电离中, 由于两个电子之间存在强烈的相关性, 因此两个电子的电离过程不能分离处理. 目前, 被实验结果所支持且被人们广泛认可的非次序双电离机制是由Corkum^[25]提出的准经典重碰撞模型: 第一个电子通过隧穿方式电离后可能在激光场的驱动下返回到母离子附近, 在其与母离子发生非弹性碰撞的过程中将传递部分能量给第二个电子从而使第二个电子电离.

早期主要利用中等强度的线偏振场开展有关原子(分子)非次序双电离的研究. 这是因为当激光强度很高时, 第二个电子可以直接在电场作用下电离, 不需要第一个电子的返回碰撞, 所以在高强度的激光场中次序双电离占主导; 在椭圆偏振场中,

先电离的电子由于获得了横向动量而不能返回到母核附近^[26], 所以碰撞及非次序双电离被阻止. 自从在圆偏振场中观测到某些分子(如NO, O₂^[27])和某些原子(如Mg原子^[28])的非次序双电离现象后, 对椭圆偏振场中非次序双电离的研究引起了物理学家们越来越多的关注. 研究发现^[29,30], 重碰撞模型也适用于椭圆偏振场中的非次序双电离. 与线偏振情况^[31]不同的是, 电子返回碰撞的轨迹是椭圆形^[28]. 由于一些新现象的发现(如实验测得的第二个电子的电离时间比独立电子模型预言的结果提前^[11]、随激光强度的增加电子同向出射和反向出射的比例在1附近振荡变化^[32]), 椭圆偏振场中次序双电离的研究也获得了人们足够的重视. 利用经典模型, 文献^[10,12]很好地重现了文献^[11,32]中的实验结果. 此外, 椭圆偏振场中双电离的研究可以揭示线偏振情况下无法获得的电离信息, 如出射电子的电离时间^[11,33-35]. 国内学者已经开展了许多有关椭圆偏振场中原子(分子)双电离的研究, 如文献^[36]研究了电子初始动量对椭圆偏振场中非次序双电离的影响, 文献^[37]研究了椭圆偏振场中Ar原子非次序双电离的电子关联.

本文利用经典模型研究了氢分子在中等强度

* 湖北省教育厅杰出青年基金(批准号: Q20133001)、湖北省自然科学基金(批准号: 2013CFB015)和理论物理专款基金(批准号: 11347189)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: tah1979@126.com

线偏振场、椭圆偏振场及圆偏振场中的双电离. 计算结果表明, 随着激光场椭圆率的增加, 氢分子双电离率快速减小, 且双电离模式由非次序双电离转变为次序双电离. 当激光场椭圆率大于0.4时, 几乎所有的双电离都属于次序双电离. 在次序双电离中, 随着激光场椭圆率的增大, 平行于分子轴方向的电子关联动量从原点周围逐渐扩散到以原点为中心的四个顶点的四个顶点周围, 这表明电子出射时间对驱动激光的偏振性有强烈的依赖关系.

2 理论方法

本文采用的经典系综模型在文献[38]中已有详细介绍, 并被广泛地应用于非次序双电离^[39-42]甚至次序双电离^[10,12]研究. 利用经典模型, 本文研究了氢分子在线偏振场、椭圆偏振场和圆偏振场中的双电离. 在经典模型中, 两个电子的运动由下列经典牛顿方程(采用原子单位)描述:

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

其中, t 为时间, \mathbf{r}_i 为第 i 个电子的坐标矢量, $i = 1, 2$, $E(t)$ 为椭圆偏振激光场的场强, $V_{ne}(\mathbf{r}_i)$, $V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 分别表示电子与核、电子与电子之间的势能. 由于平面外电子运动的效应可以忽略^[43], 本文将电子的运动限制于二维平面内, 采用定核模型, 两个氢原子的原子核分别固定在 $(-R/2, 0)$ 和 $(R/2, 0)$ 处, R 为分子核间距. 在计算中, 由于圆偏振场驱动的氢分子在平衡核间距(1.4 a.u.)处的电离率太小, 我们取核间距为3 a.u., 分子轴取向沿 x 轴方向. 因此,

$$V_{ne}(\mathbf{r}_i) = -1/\sqrt{(x_i - R/2)^2 + y_i^2 + a^2},$$

$$V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1/\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + b^2},$$

其中, a 为氢核与电子之间的软核参数, b 为电子与电子之间的软核参数. 为了获得初始系综, 先将两个电子固定在经典条件允许的两个位置上, 再由两个原子核的位置及两个电子的位置得到双电子系统的势能, 两个电子的总动能等于系统总能量(氢分子对应核间距的基态能量)减去系统的势能. 两个电子的总动能在两个电子之间随机分配, 并随机选取电子初速度的方向. 接着, 两个电子在没有外场的作用下自由运行足够长时间, 直到获得稳定的位置分布和动量分布. 为了避免自电离并获得一个稳定的初始系综, 软核参数 a 和 b 分别取1.25和

0.1. 计算中, 我们采用的激光脉冲表达式为

$$\mathbf{E}(t) = E_0 f(t) \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \sin(\omega t) \mathbf{e}_y \right],$$

其中, ω 为激光频率, ε 为激光脉冲的椭圆率, $f(t)$ 为激光脉冲的包络, E_0 为椭圆偏振激光场的峰值场强, \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别表示 x 轴方向和 y 轴方向的单位矢量. 本文取 E_0 为0.0754 a.u., 对应的激光强度是 2×10^{14} W/cm², 激光脉冲的波长为800 nm, 采用 $(2T + 6T + 2T)$ 的梯形包络^[44,45], T 为激光脉冲的周期. 当 $\varepsilon = 0$ 时, 激光脉冲为偏振方向沿 x 轴的线偏振场; 当 $0 < \varepsilon < 1$ 时, 激光脉冲为椭圆偏振场, 其长轴和短轴分别沿 x 轴方向和 y 轴方向; 当 $\varepsilon = 1$ 时, 激光脉冲为圆偏振场.

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. 激光场消失后, 统计系综的双电离产额和非次序双电离产额. 当两个电子的能量都大于零时, 认为分子发生了双电离. 当任意一个电子的能量首次大于零时, 则认为分子发生了单电离. 电子的能量包含电子的动能、电子与核之间的势能以及电子与电子之间的二分之一势能. 在第一个电子电离后, 如果两个电子的距离 d 小于3 a.u., 则认为两者发生了重碰撞. 根据双电离过程中是否有重碰撞发生, 我们将双电离区分为非次序双电离和次序双电离. 当 d 在2—5 a.u. 范围内变化时, 非次序双电离的统计结果变化非常小.

3 结果与讨论

图1给出了椭圆率 ε 取不同值时氢分子的双电离电子沿 x 轴方向(椭圆偏振场长轴方向)的关联动量分布. p_{x1} 和 p_{x2} 分别表示第一个电子平行于 x 轴方向的动量和第二个电子平行于 x 轴方向的动量. 从图1可以看出: 当椭圆率 $\varepsilon = 0$ (线偏振)时, 双电离电子的关联动量主要分布于第一、第三象限; 当椭圆率 $\varepsilon = 0.2$ 时, 关联动量在第二、第四象限的分布增多; 当椭圆率 ε 继续增大时, 关联动量先往原点附近汇聚, 然后又逐渐向外扩散. 当 $\varepsilon = 0.8$ 时, 关联动量分布在以原点为中心的矩形区域内; 当 $\varepsilon = 1.0$ 时, 关联动量继续向外扩散, 主要分布在矩形区域的四个顶点周围. 在非次序双电离中, 由于发生碰撞过程, 两个电子的电离时间相近且电离

方向相同. 所以, 在非次序双电离中两个电子的关联动量主要分布在第一、第三象限. 在次序双电离中两个电子在电场作用下独立电离, 它们在电离后沿相同方向出射的概率与沿相反方向出射的概率相同. 因此, 次序双电离中两个电子的关联动量分布在 (p_{x1}, p_{x2}) 平面的四个象限内. 由于原子中的电子沿各个方向的电离概率相同, 所以两个电子的

关联动量均匀地分布在以原点为中心的矩形区域内; 对于分子中的电子倾向于沿分子轴方向电离, 所以两个电子的关联动量通常分布在矩形区域的四个顶点周围. 从图 1(a) 可以看出, 当 $\varepsilon = 0$ 时关联动量主要分布在第一、第三象限, 显示了非次序双电离的特征. 从图 1(f) 可以看出, $\varepsilon = 1.0$ 时关联动量分布是典型的次序双电离关联动量分布.

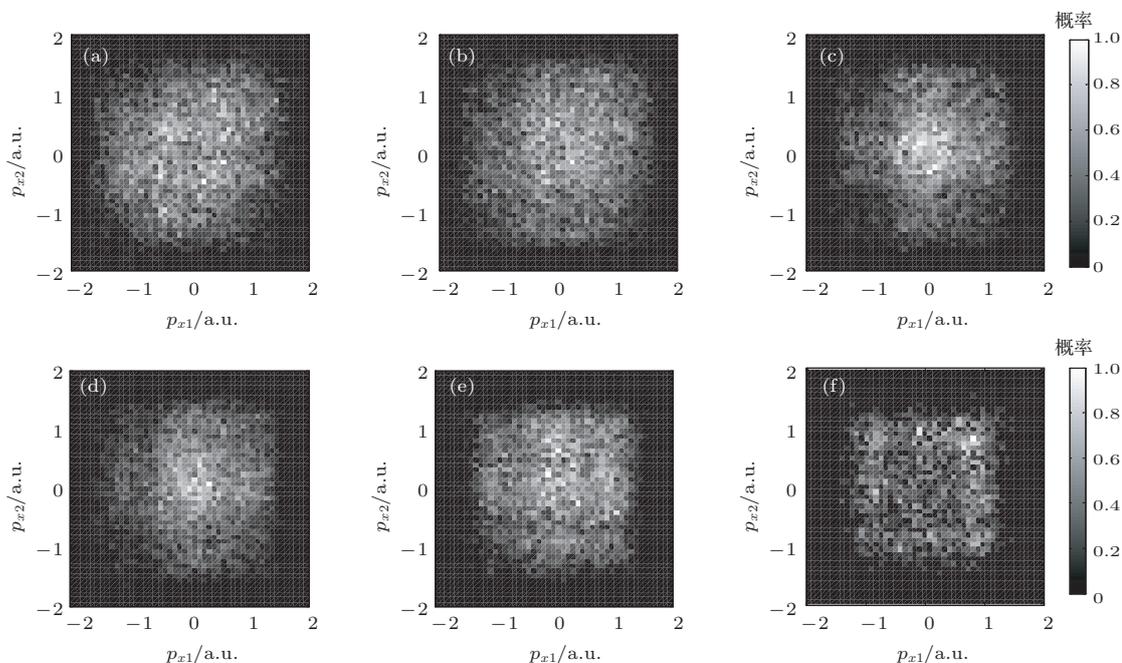


图 1 椭圆率 ε 取不同值时氢分子的双电离电子沿 x 轴方向 (椭圆偏振场长轴方向) 的关联动量分布 (a) $\varepsilon = 0$; (b) $\varepsilon = 0.2$; (c) $\varepsilon = 0.4$; (d) $\varepsilon = 0.6$; (e) $\varepsilon = 0.8$; (f) $\varepsilon = 1.0$

图 2 给出了椭圆率 ε 取不同值时氢分子的双电离电子沿 y 轴方向 (椭圆偏振场短轴方向) 的关联动量分布. p_{y1} 和 p_{y2} 分别表示第一个电子平行于 y 轴方向的动量和第二个电子平行于 y 轴方向的动量. 从图 2 可以看出: 当 $\varepsilon = 0$ 时, 关联动量主要分布在第二、第四象限, 显示反相关性; 当 ε 不为零时, 关联动量主要分布在以原点为中心的矩形区域的四个顶点附近. 并且随着 ε 的增大, 矩形的边长增加. 这是因为当 ε 增大时, 椭圆偏振激光沿 y 轴方向的电场增加, 导致电子在电场中漂移运动时获得沿 y 轴方向的末动量增大. 另外, 关联动量在四个顶点附近的分布显示出不均匀性, 如第三象限的分布居多.

上述结果表明, 分子双电离机制强烈地依赖于驱动激光场的偏振性. 图 3 给出了椭圆率在 0 到 1 之间变化时氢分子双电离率及非次序双电离率与双电离率的比值随椭圆率的变化曲线. 从图 3(a) 可以看出, 分子双电离率随激光场椭圆率的增加而迅速减小, 表明驱动激光场的偏振性对分子双

电离有强烈影响. 从图 3(b) 可以看出, 分子双电离机制对驱动激光的偏振性也有强烈的依赖关系. 当 $\varepsilon = 0$ 时, 非次序双电离率与双电离率的比值约为 0.7, 表明氢分子在强度为 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的线偏振场中非次序双电离占主导地位. 随着 ε 的增大, 双电离中非次序双电离的贡献迅速减小. 当 $\varepsilon > 0.4$ 时, 几乎所有的双电离都属于次序双电离. 因此, 当 ε 增加时, 分子双电离机制由非次序双电离向次序双电离转变. 图 3 更清晰地表明分子双电离机制对驱动激光场的偏振性有强烈的依赖性.

我们具体分析了氢分子双电离特性随激光偏振性变化的物理起源. 利用向后分析方法统计出在非次序双电离中的碰撞时间、双电离时间、双电离和碰撞之间的时间延迟以及在次序双电离中的单电离时间、双电离时间、双电离和单电离之间的时间延迟. 这里, 我们定义当单个电子的能量首次大于零的时刻为单电离时间, 两个电子的能量同时大于零的时刻为双电离时间, 碰撞过程中两个电子距离最近的时刻为碰撞时间.

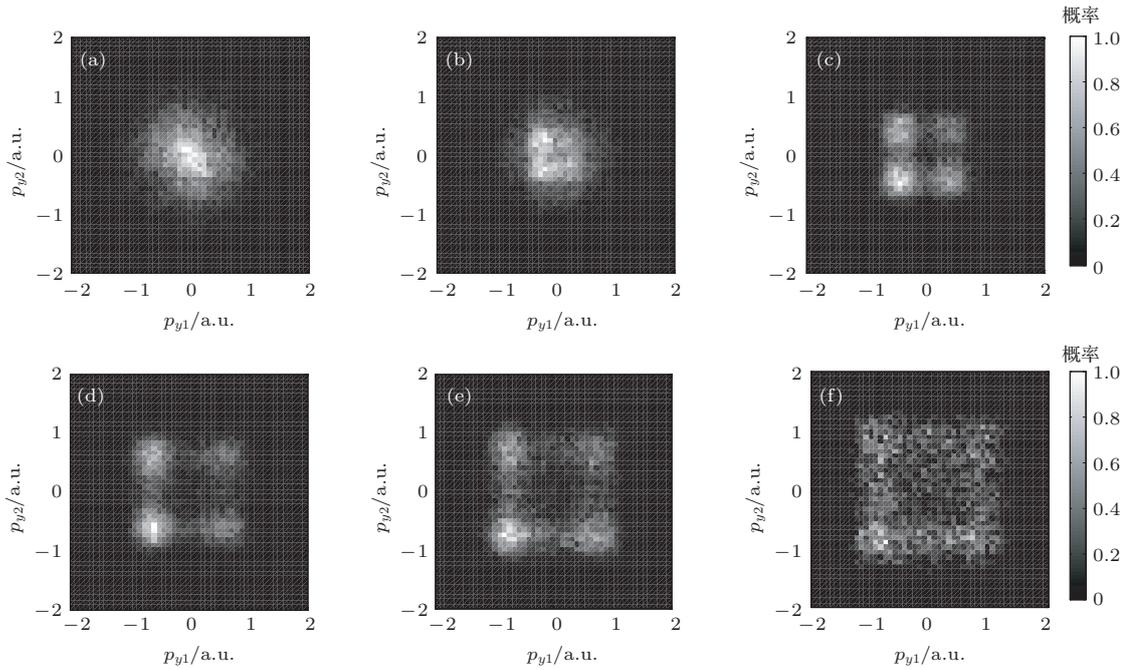


图2 椭圆率 ε 取不同值时氢分子的双电离电子沿 y 轴方向(椭圆偏振场短轴方向)的关联动量分布 (a) $\varepsilon = 0$; (b) $\varepsilon = 0.2$; (c) $\varepsilon = 0.4$; (d) $\varepsilon = 0.6$; (e) $\varepsilon = 0.8$; (f) $\varepsilon = 1.0$

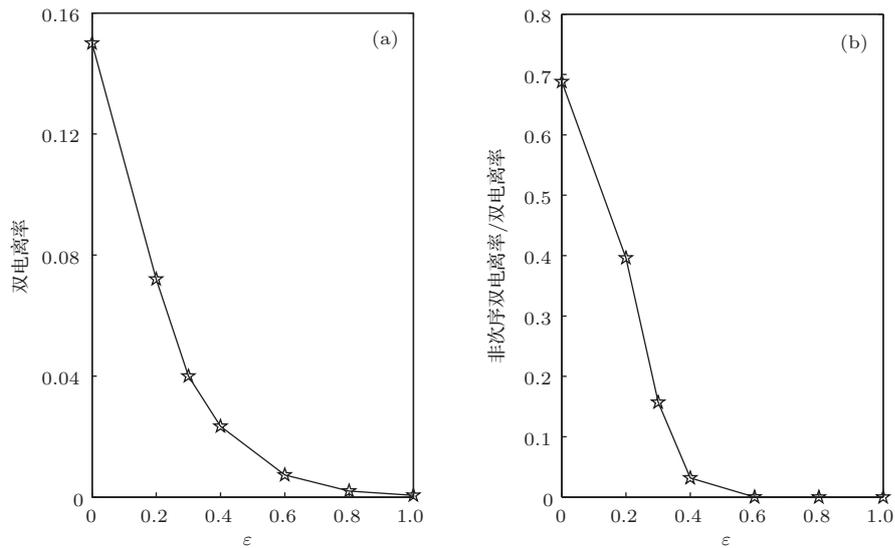


图3 椭圆率 ε 在 0 到 1 之间变化时氢分子双电离率及非次序双电离率与双电离率的比值随 ε 的变化 (a) 氢分子双电离率; (b) 非次序双电离率与双电离率的比值

首先分析线偏振情况. 由于 $\varepsilon = 0$ 时非次序双电离和次序双电离的贡献都不可忽略, 根据定义我们将总双电离事件分离为非次序双电离事件和次序双电离事件. 图 4 给出了 $\varepsilon = 0$ 时非次序双电离和次序双电离中的双电离电子沿 x 轴方向和 y 轴方向的关联动量分布. 从图 4 可以看出: 非次序双电离沿 x 轴方向的关联动量主要分布在第一、第三象限, 沿 y 轴方向的关联动量主要分布在第二、第四象限; 次序双电离沿 x 轴方向的关联动量分布在四个象限, 而沿 y 轴方向的关联动量聚集在原点附近.

如果电子以初动量 p_0 于时刻 t_i 在振荡电场中电离, 则电子将获得的末动量为 $p_f = p_0 - A(t_i)$, $A(t_i)$ 是电场在电子电离时刻 t_i 的矢势. 所以, 电子的末动量取决于电离时刻的初动量和电离时刻的电场矢势两个因素. 在非次序双电离中, 两个电子沿 x 轴方向(线偏振光偏振方向)的初动量均很小, 以致于可忽略, x 方向的末动量主要取决于电离时刻的电场矢势. 由于两个电子在碰撞后电离时间的间隔很小, 通常小于 $0.25 T$ (图 5 (a)), 因此两个电子沿同向出射, 则 x 轴方向的关联动量主要分布在第一、

第三象限, 呈现正相关(图 4(a)); 在非次序双电离中, 由于沿 y 轴方向(垂直于线偏振光的偏振方向)电场为零, 两个电子的末动量主要取决于该方向的初动量. 由于碰撞过程中两个电子之间存在强烈的排斥作用, 导致碰撞之后两个电子沿 y 轴方向的初动量是相反的, 因此两个电子沿 y 轴方向的末动量相反, 关联动量主要分布在第二、第四象限, 呈现反相关(图 4(b)). 在次序双电离中, 两个电子在电场

峰值附近电离, 两个电子电离时间间隔的分布范围较宽(图 5(b)), 所以两个电子沿 x 轴方向(线偏振光偏振方向)的关联动量较均匀地分布在四个象限(如图 4(c)); 在次序双电离中, 由于电场沿 y 轴方向(垂直于线偏振光偏振方向)为零, 电子电离时刻电场矢势为零, 并且电子电离时刻的初动量可以忽略, 所以两个电子沿 y 轴方向的末动量都很小, 相关动量聚集在原点附近(图 4(d)).

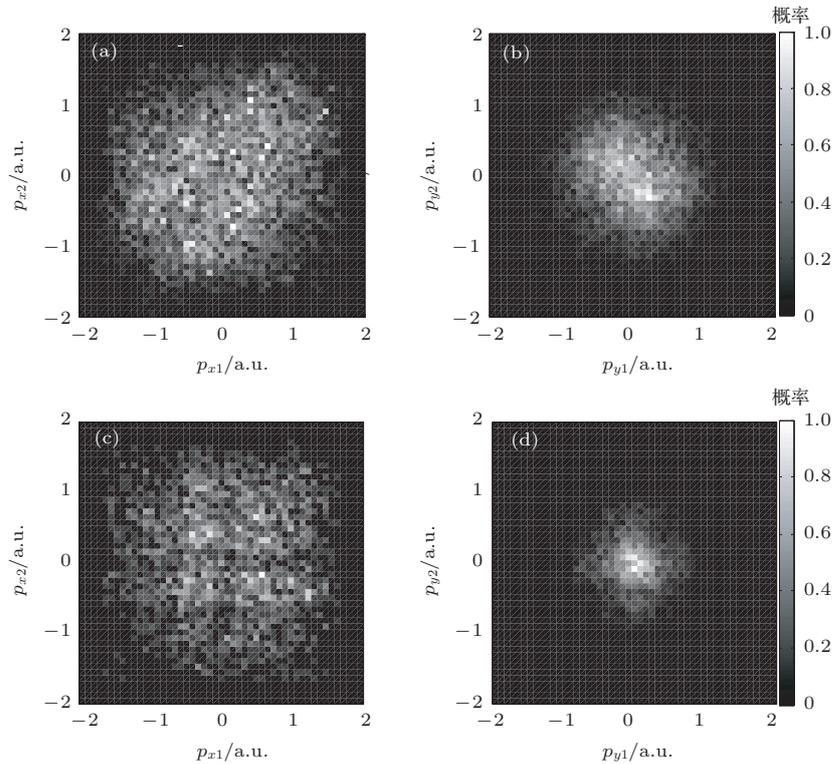


图 4 $\varepsilon = 0$ 时非次序双电离和次序双电离中的双电离电子沿 x 轴方向和 y 方向的关联动量分布 (a) 非次序双电离, 沿 x 轴方向; (b) 非次序双电离, 沿 y 轴方向; (c) 次序双电离, 沿 x 轴方向; (d) 次序双电离, 沿 y 轴方向

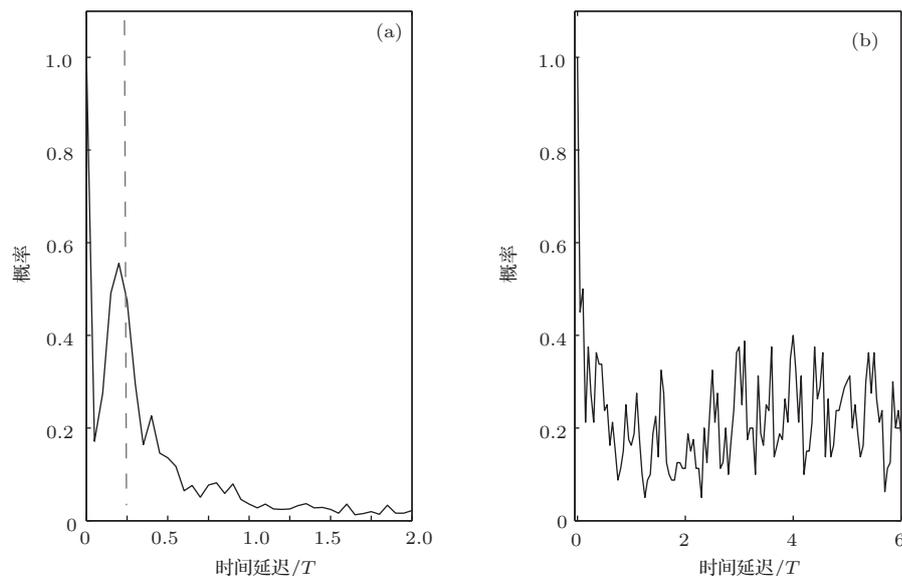


图 5 $\varepsilon = 0$ 时, 非次序双电离中双电离与碰撞之间的时间延迟分布以及次序双电离中双电离与单电离之间的时间延迟分布 (a) 非次序双电离中双电离与碰撞之间的时间延迟分布; (b) 次序双电离中双电离与单电离之间的时间延迟分布

当椭圆率增加时, 先电离的电子由于在 y 轴方向上获得了横向动量而无法返回到母核附近进行碰撞, 从而导致返回碰撞概率和非次序双电离率的降低, 使沿 x 轴方向的关联动量在第一、第三象限分布的主导性降低. 当椭圆率增加到 0.4 后, 几乎所有的双电离都属于次序双电离.

下面我们重点分析大椭圆率情况下次序双电离关联动量分布的变化. 在椭圆偏振场中, 由于角追踪^[46], 电子末动量的方向与电子电离时刻电场的方向垂直. 当电离时刻发生在电场方向平行于 x 轴 (t_{xm} 表示电场平行于 x 轴的时刻) 时, 电子末动量的 x 分量趋于零而 y 分量取较大值, 反之亦然. 当电子在 t_{xm} 和 t_{ym} (t_{ym} 表示电场平行于 y 轴的时刻) 之间电离时, 电子末动量的两个分量都不为零. 对于次序双电离, 如果两个电子都在 t_{xm} 时刻电离, 则 y 方向的关联动量分布在四个象限, 且聚集在四边形的四个顶点周围, 而 x 方向的关联动量聚集在原点附近. 如果双电离与单电离之间的时间延迟为半周期的奇数(偶数)倍, 则 y 方向的关联动量主要分布在第一、第三(第二、第四)象限.

图 6 给出了椭圆率 $\varepsilon = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 时双电离事件的单电离时间、双电离时间、双电离与单电离之间的时间延迟的归一化分布曲线, 图中两条垂直短划线分别表示 t_{xm} 时刻和 t_{ym} 时刻, 点划线表示时间延迟为半周期的整数倍. 从图 6 可以看出, 当 $\varepsilon = 0.4, 0.6$ 时, 单电离时间和双电离时间恰在 t_{xm} 后, 双电离与单电离之间的时间延迟主要分布于半周期的整数倍处(既包含奇数倍半周期, 也包含偶数倍半周期), 所以两个电子末动量的 x 分量较小而 y 分量较大. 相应地, x 轴方向的关联动量聚集在原点附近, y 轴方向的关联动量分布在四个象限内. 当 $\varepsilon = 0.8$ 时单电离时间和双电离时间的分布范围变宽, 单电离时间和双电离时间处于 t_{xm} 和 t_{ym} 之间的双电离事件增多. 相应地, 两个电子的末动量的 x 分量和 y 分量都不为零的双电离事件增多, 所以 x 轴方向的关联动量向外扩散, 分布在矩形区域内. 当 $\varepsilon = 1.0$ 时, 主要的单电离时间和双电离时间都分布在 t_{xm} 和 t_{ym} 之间, 所以两个方向的关联动量都分布在矩形区域的四个顶点周围(图 1(f) 和图 2(f)).

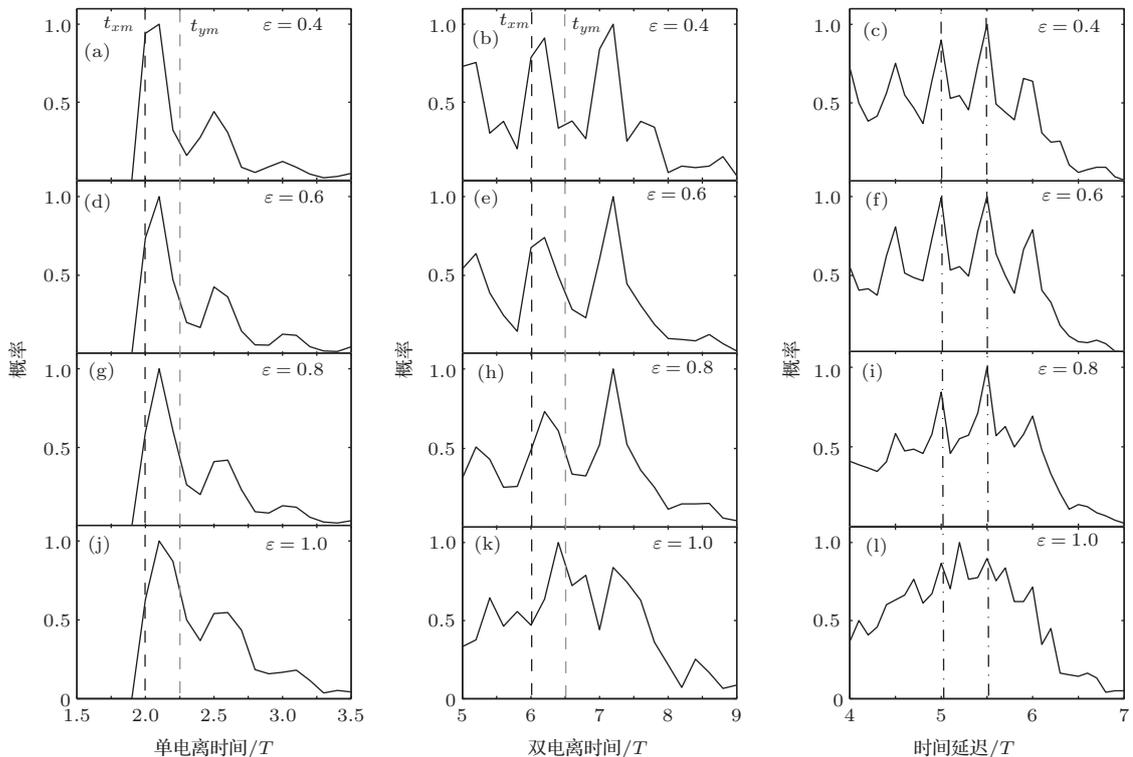


图 6 椭圆率 $\varepsilon = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 时, 双电离事件的单电离时间、双电离时间、双电离与单电离之间的时间延迟的归一化分布 (a) $\varepsilon=0.4$, 单电离时间; (b) $\varepsilon = 0.4$, 双电离时间; (c) $\varepsilon = 0.4$, 双电离与单电离之间的时间延迟; (d) $\varepsilon = 0.6$, 单电离时间; (e) $\varepsilon = 0.6$, 双电离时间; (f) $\varepsilon = 0.6$, 双电离与单电离之间的时间延迟; (g) $\varepsilon = 0.8$, 单电离时间; (h) $\varepsilon = 0.8$, 双电离时间; (i) $\varepsilon = 0.8$, 双电离与单电离之间的时间延迟; (j) $\varepsilon = 1.0$, 单电离时间; (k) $\varepsilon = 1.0$, 双电离时间; (l) $\varepsilon = 1.0$, 双电离与单电离之间的时间延迟

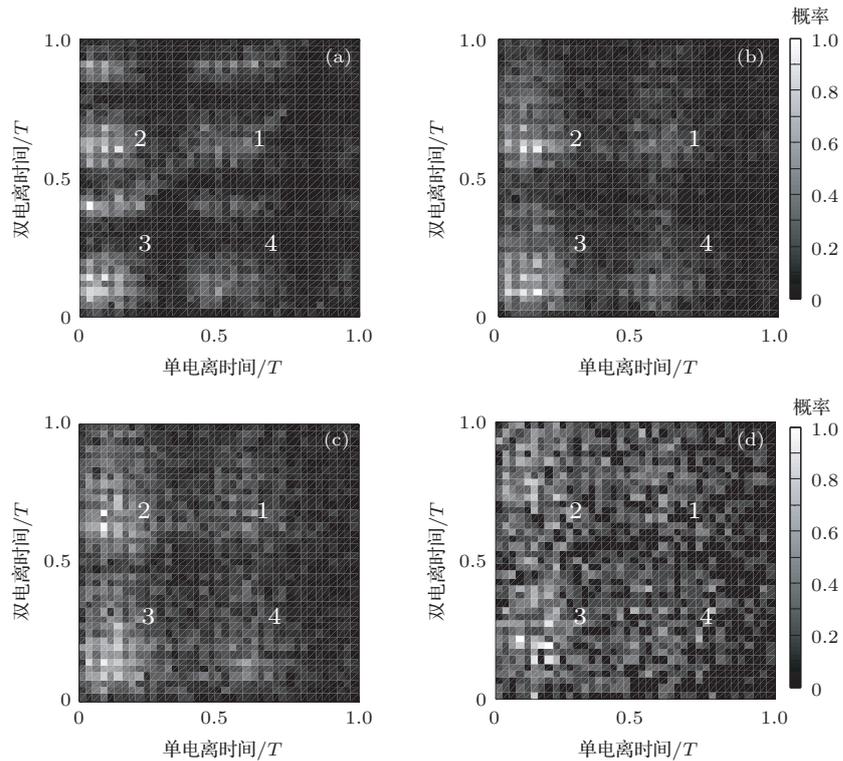


图7 椭圆率 $\varepsilon = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 时双电离时间相对于单电离时间的分布 (a) $\varepsilon = 0.4$; (b) $\varepsilon = 0.6$; (c) $\varepsilon = 0.8$; (d) $\varepsilon = 1.0$

最后, 我们分析了 $\varepsilon = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 时沿 y 轴方向的关联动量在四个象限分布的不均匀性. 虽然图 6 给出了四种情况下单电离时间和双电离时间的分布, 但无法得到单电离时间和双电离时间之间的相互关系. 图 7 给出了 $\varepsilon = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 时双电离时间相对于单电离时间的分布. 从图 7 可以看出, 相关时间主要分布在四个相同区域, 且随着椭圆率的增加四个区域的分布范围不断扩散, 这与前面提到的单电离时间和双电离时间的分布范围变宽相对应. 由分析可知, 图 7 中四个区域 1, 2, 3, 4 正好与沿 y 轴方向的关联动量在 (p_{y1}, p_{y2}) 平面内第一、第二、第三、第四象限内的分布区域相对应, 即关联动量分布的不均匀性与相关电离时间分布的不均匀性相对应. 在一定的激光强度下, 可以发生双电离的分子数由双电离率确定. 由图 6 知, 双电离事件的单电离时间分布和双电离时间分布的相邻峰值之间均相隔半个周期. 此外, 单电离时间主要分布在第一峰值附近, 后续峰值附近的分布概率越来越低; 双电离时间在各个峰值附近的分布概率先增加后减小, 即单电离时间和双电离时间在各个峰值附近的分布是不均匀的. 双电离事件的单电离时间和双电离时间在后面峰值处分布概率降低是由于双电离的饱和. 这说明关联动量分布和相关

电离时间分布的不均匀性均起源于电子双电离的饱和性.

我们还计算了在其他激光强度的椭圆偏振场中氢分子的双电离情况, 此处不做详细阐述. 计算结果表明, 在各种激光强度下双电离模式均随椭圆率的增大由非次序双电离转变为次序双电离. 并且两种双电离模式发生转变的椭圆率临界值与激光强度有关, 该临界值随激光强度的增大而减小. 当激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 椭圆率临界值约为 0.5; 当激光强度为 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 椭圆率临界值约为 0.3.

4 结 论

本文利用经典系综模型研究了氢分子双电离对驱动激光偏振性的依赖关系. 计算结果表明, 氢分子双电离率和双电离模式都对激光椭圆率有强烈的依赖关系. 随椭圆率的增加, 双电离率快速减小, 双电离模式由非次序双电离转变为次序双电离; 当椭圆率超过 0.4 时, 几乎所有的双电离模式都属于次序双电离. 在此范围内, 电子关联动量分布随椭圆率的变化源于电子电离时间随椭圆率的变化. 椭圆率越大, 电子电离时间的分布范围越宽.

参考文献

- [1] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [2] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 11402
- [3] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063821
- [4] 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]
- [5] Paulus G G, Lindner F, Walther H, Baltuska A, Goulielmakis E, Lezius M, Krausz F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 253004
- [6] Huang C, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 14293
- [7] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066501
- [8] Andrea L K, Paul N, John C, Tilo D, Roger W F, Otto L L, Hae J L, Richard W L, Edward C M, Andrew N, Steve P, Dwight P, Siegfried H G 2008 *Science* **322** 69
- [9] Lan P F, Lu P X, Cao W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013106
- [10] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Lu P X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053004
- [11] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Döner R, Keller U 2011 *Nat Phys.* **7** 428
- [12] Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2012 *Opt. Express* **20** 20201
- [13] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [14] Liu Y Q, Tschuch S, Rudenko A Dürr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001
- [15] Liu J, Ye D F, Chen J, Liu X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 013003
- [16] Weckenbrock M, Zeidler D, Staudte A, Weber T, Schöffler M, Mecke M, Kammer S, Smolarski M, Jagutzki O, Bhardwaj R V, Rayner D M, Villeneuve D M, Corkum P B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 213002
- [17] Zhou Y M, Huang C, Tong A H, Liao Q, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 2301
- [18] 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
- [19] 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
- [20] Tong A H, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 9064
- [21] Chen J, Nam C H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 053415
- [22] Liao Q, Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2012 *New J. Phys.* **14** 013001
- [23] 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]
- [24] Tong A H, Feng G Q, Deng Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 093303 (in Chinese)[童爱红, 冯国强, 邓永菊 2012 物理学报 **61** 093303]
- [25] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [26] Zhang Q B, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 9795
- [27] Guo C, Li M, Nibarger J P, Gibson G N 1998 *Phys. Rev. A* **58** R4271
- [28] Gillen G D, Walker M A, van Woerkom L D 2001 *Phys. Rev. A* **64** 043413
- [29] Wang X, Eberly J H 2010 *New J. Phys.* **12** 093047
- [30] Mauger F, Chandre C, Uzer T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083002
- [31] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063411
- [32] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Wang X, Eberly J H, Döner R, Keller U 2011 *New J. Phys.* **13** 093008
- [33] Maharjan C M, Alnaser A S, Tong X M, Ulrich B, Ranitovic P, Ghimire S, Chang Z, Litvinyuk I V, Cocke C L 2005 *Phys. Rev. A* **72** 041403
- [34] Zhou Y M, Zhang Q B, Huang C, Lu P X 2012 *Phys. Rev. A* **86** 043427
- [35] Wang X, Eberly J H 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013421
- [36] Hao X L, Li W D, Liu J, Chen J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 083304
- [37] Yu B H, Li Y B, Tang Q B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 013206
- [38] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [39] Haan S L, van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [40] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
- [41] Huang C, Zhou Y M, Tong A H, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 5627
- [42] Tong A H, Deng Y J, Feng G Q 2012 *Opt Commun.* **285** 2368
- [43] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 16025
- [44] Hong W Y, Lu P X, Li Q G, Zhang Q B 2009 *Opt. Lett.* **34** 2102
- [45] Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2011 *Phys. Rev. A* **84** 023405
- [46] Eckle P, Smolarski M, Schlup P, Biegert J, Staudte A, Schöffler M, Muller H G, Dörner R, Keller U 2008 *Nat. Phys.* **4** 565

Laer polarization dependence of double ionization of molecules*

Tong Ai-Hong[†] Feng Guo-Qiang

(*Department of Physics and Mechanical and Electrical Engineering, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China*)

(Received 4 September 2013; revised manuscript received 8 October 2013)

Abstract

Using classical ensemble method, we investigate the laser ellipticity dependence of double ionization (DI) of H₂ molecules. The results show that DI mechanism of H₂ molecules depends strongly on laser polarization. As the ellipticity increases, the DI mechanism changes from nonsequential DI to sequential DI. For sequential DI in the case of large ellipticity, the momentum distribution of the two electrons depends sensitively on ellipticity, which indicates the sensitive dependence of the release time of two electrons on ellipticity.

Keywords: double ionization, ellipticity, correlated momentum distribution, release time

PACS: 33.80.Rv, 33.80.Wz, 34.80.Gs

DOI: [10.7498/aps.63.023303](https://doi.org/10.7498/aps.63.023303)

* Project supported by the Distinguished Young Scholars Foundation of Education Department of Hubei Province, China (Grant No. Q20133001), the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2013CFB015), and the Special Fund of the Theoretical Physics, China (Grant No. 11347189).

[†] Corresponding author. E-mail: tah1979@126.com