

文章编号: 0253-2239(2010)02-0551-06

电离光电子动力学特征及其成像图谱

李永放 樊 荣 刘 娟 任立庆 马瑞琼

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710062)

摘要 基于抛物线坐标系的电离光电子运动方程, 分析了具有不同动能光电子运动轨道及其特征, 给出了光电子投射到探测器上的半径表示。结果表明, 快电子成像图谱既反映了光电子的能量特点, 也反映了所处轨道的空间分布信息; 慢电子的成像图谱则与其所具有的能量密切相关, 光电子主要集中在成像图谱的中心区域。

关键词 光电子学; 光电子成像图谱; 慢电子; 快电子

中图分类号 O562.4; O562.3 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103002.0551

Study on Kinetic Characteristic and Imaging Pattern of Ionized Photoelectrons

Li Yongfang Fan Rong Liu Juan Ren Liqing Ma Ruiqiong

(School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710062, China)

Abstract Based on the equation of the movement of the photoelectrons in the parabola coordinates, the trajectory and movement characteristic of the photoelectrons are analyzed for the various cases. The radiuses of the photoelectrons projecting onto the detector are investigated for the photoelectrons taking various kinetic energies. The results show that the fast photoelectron imaging pattern shows the energy feature of the photoelectrons, as well as the information of the space distribution of the photoelectron orbital. The slowing photoelectron imaging pattern is correlative with the energy of the photoelectron, and the photoelectrons focus mostly on the center of the photoelectron imaging pattern.

Key words optoelectronics; photoelectron imaging pattern; slowing photoelectrons; fast photoelectrons

1 引 言

光电离的过程是光与原子、分子作用时量子态上的光电子从束缚态到连续态(束缚态和自由态)的跃迁过程。被电离的光电子会携带着它在束缚态的能量信息, 同时从不同运行轨道电离也会携带着其轨道信息。因此人们不但关注光电子的能量状态, 也希望获得和电子运行轨道相关的空间分布信息。光电子角分布成像光谱技术是一种新型的光电子探测手段, 是探索原子、分子结构的重要方法之一。这种光谱技术具有较高的探测效率, 并能同时研究光电子的能量和空间角分布情况。这种二维检测的新型成像光谱技术在 1993 年由 Helm 等^[1]引入。Bordas^[2]对这种光谱仪做过分析, Bordas 等^[3]对这种

种技术的原理给出了更为细致的描述。

光电离过程与光电子所处的能态相关, 处于不同能态的光电子电离过程会有所不同。如处于里德堡态的光电子被电离时, 由于有加速电场的作用, 光电子既会受到外电场的作用, 同时也会受到原子核库仑场的作用, 这样被电离光电子的运动轨迹会十分复杂。Freeman 等^[5,6]研究了位于里德堡态的电子被电离后的状态, 直接观察波函数震荡结构。Kondratovich 等^[7,8]讨论了类氢系统处在在外场中光电子的经典运动问题。

本文基于抛物线 ξ 和 η 坐标系中光电子的运动方程, 讨论了各种条件下方程的解, 以及光电子的运动特征。在考虑和不考虑库仑势的两种情况下, 研

收稿日期: 2009-02-10; 收到修改稿日期: 2009-04-08

基金项目: 陕西省自然科学基金(2007A04)资助课题。

作者简介: 李永放(1958—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事激光光谱、非线性光学和量子光学等方面的研究。

E-mail: yfli@snnu.edu.cn

究了具有不同动能的光电子投射到探测器上的半径表示。讨论了慢光电子成像图谱与一般光电子成像图谱的差异。研究发现慢电子成像图谱,它不仅受到初始能量的影响,同时也受到外场的影响;当能量小于零时,光电子主要集中在图像的中心位置。而介于慢电子与快电子之间时,图像最为复杂。

2 经典电离轨道

在光电离实验的宏观信息中,出射光电子所包含的物理信息与临近核的光电子微观状态有关,从而在宏观状态下可以看出原子系统的光电子波函数的本质。在孤立的氢原子中,光电子的势能可以写为 $-1/r$ (a. u.) [(a. u.) 是原子单位, 1 (a. u.) = 27.2114 eV]。当原子置于外电场 F (方向沿 z 轴) 中时,原子的势能为 $V = -1/r - Fz$ (a. u.)^[4]。库仑场和 Stark 场共同作用产生鞍点,鞍点能量为

$$E_{\text{sp}} = -2\sqrt{F}. \quad (1)$$

而自由场电离线定义为零点能,如图 1 所示。在鞍点临界能量以上时,库仑势和斯塔克势对光电子电离后的运行轨迹会有明显影响。

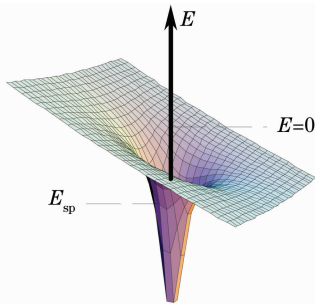


图 1 由库仑场和 Stark 场共同引起的势能 E 的示意图(参数 $F=1$)

Fig. 1 Sketch of the potential E induced by Coulomb and Stark fields

当电离的光电子能量较低时(通常称为慢电子,反之为快电子),光电子和离子核之间的库仑势则不能忽略。不考虑库仑势时,光电子成像显示出一个环,它对应一个电离通道。但当初始动能小,即考虑库仑势时,光电子成像显示出较为复杂的结构^[8]。在这种情况下,光电子发射受静电势 ($-qFz$) 和库仑势 ($-q/r$) 二者共同作用,不是以简单的轨道运行。把经典运动方程在抛物线坐标下分解, $\xi = r + z$, $\eta = r - z$, $\varphi = \arctan(y/x)$ 。这样根据关系 $(dr/dt)^2 = E + (1/r) - Fz$ 得到 $dr/dt = [E + (1/r) - Fz]^{1/2}$, 约化时间变量 τ 和关系 $d\tau = dt/r$, 以及上面提及的坐标表示,在原子单位下,光电子在静电场 F 中总动能为 E 的

运动方程可写为^[4,8,9]

$$\begin{cases} \frac{d\xi}{d\tau} = 2\xi \left(\frac{1}{2}E + \frac{Z_1}{\xi} - \frac{1}{4}F\xi \right)^{1/2}, \\ \frac{d\eta}{d\tau} = 2\eta \left(\frac{1}{2}E + \frac{Z_2}{\eta} + \frac{1}{4}F\eta \right)^{1/2}, \end{cases} \quad (2)$$

因为轨道角动量 p_ϕ 对光电子运动的影响不大,因此这里忽略了它的影响。其中常数 Z_1 和 Z_2 ($Z_1 + Z_2 = Z$, 原子的核电荷数) 与光电子初始速度和电场轴之间的夹角 β 有关:

$$Z_1 = Z\cos^2(\beta/2), \quad Z_2 = Z\sin^2(\beta/2), \quad (3)$$

它们分别代表着在 ξ 和 η 方向的核电荷数的权重比例。(2) 式的解是抛物线坐标 ξ 和 η 关于时间变量 τ 的雅可比椭圆函数。

2.1 光电子沿着 ξ 方向的运动

考虑光电子沿着 ξ 方向的运动,在这个方向上,光电子的经典运动在有限区域内随时间 τ 周期变化。对于不同的初始动能,光电子逃离前沿 ξ 轴可能会出现一次或几次振荡。其解表示为

$$\xi(\tau) = \frac{|\xi_-| \operatorname{sn}^2(\varphi | m_\xi)}{m_\xi^{-1} - \operatorname{sn}^2(\varphi | m_\xi)}, \quad (4)$$

其中 sn 表示椭圆的正弦函数。可以看出(4)式由雅可比正弦椭圆函数所确定,因而呈周期性变化。其中

$$\begin{aligned} |\xi_-| &= p \left[\left(1 + \frac{Z_1}{Z_c} \right)^{1/2} - \operatorname{sgn} E \right], \\ p &= \frac{|E|}{F}, \quad \varphi = 2^{-1/2} \left(1 + \frac{Z_1}{Z_c} \right)^{1/4} x, \\ m_\xi &= \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{sgn} E \left(1 + \frac{Z_1}{Z_c} \right)^{-1/2} \right]. \end{aligned}$$

各参量所含的 Z_c 和 x 分别表示为

$$Z_c = \frac{E^2}{4F}, \quad x = |E|^{1/2} \tau.$$

显然 p 和 Z_c 反映的是光电子能量和所受电场间的关系,对于不同 p 和 Z_c ,光电子的运动轨迹会有所不同。

2.2 光电子沿着 η 方向的运动

光电子沿 η 轴电离受总能量的影响很大,所具有的能量不同,光电子可能会处于束缚态不发生电离或者 $\eta(\tau)$ 随着时间单调增加。此时鞍点能量 $E_{\text{sp}} = -2\sqrt{ZF}$, 其位置如图 1 所示。引进约化能量 $\varepsilon = E / |E_{\text{sp}}| = \operatorname{sgn} E (Z_c/Z)^{1/2}$, 它反映的是光电子的动能 E 与鞍点能量 E_{sp} 间的关系。当 $E < E_{\text{sp}}$ 时光电子处于束缚态,例如:在 η 方向上 $E_{\text{sp}} = -2\sqrt{Z_2F}$, 其位置如图 1 所示,这时 $E \leq -2\sqrt{Z_2F}$, 光电子处于束缚态。同样根据 $Z_2 = Z\sin^2(\beta/2)$ 和 $E = -2\sqrt{Z_2F}$,

可定义临界角为 $\beta_c = 2\arcsin(-E/2\sqrt{ZF})$ 。当光电子以角 $\beta < \beta_c$ 发射时,即使能量大于鞍点能量,光电子也无法逃离离子的作用场。因而关于 η 的解会随着光电子的动能 E 不同而不同。当 $|E| \leq 2\sqrt{Z_2F}$ 时,光电子沿着 η 方向的运动满足关系

$$\eta(\tau) = |\eta_+| \left[\frac{1 - \operatorname{cn}(\theta | m_\eta)}{\operatorname{sn}(\theta | m_\eta)} \right]^2, \quad (5)$$

式中

$$|\eta_+| = p \left(\frac{Z_2}{Z_c} \right)^{1/2}, \quad \theta = \left(\frac{Z_2}{Z_c} \right)^{1/4} x,$$

$$m_\eta = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{sgn} E \left(\frac{Z_2}{Z_c} \right)^{-1/2} \right].$$

其中 cn 表示椭圆的余弦函数。这是光电子能量低于鞍点能量时,光电子沿着 η 方向的轨迹方程。而当光电子的动能大于鞍点能量时 $E \geq 2\sqrt{Z_2F}$,光电子沿着 η 方向的运动规律则满足关系

$$\eta(\tau) = |\eta_+| \frac{\operatorname{sn}^2(\psi | m_\eta)}{1 - \operatorname{sn}^2(\psi | m_\eta)}, \quad (6)$$

式中

$$|\eta_+| = p \left[1 - \left(1 - \frac{Z_2}{Z_c} \right)^{1/2} \right],$$

$$\psi = \frac{1}{2} \left[1 + \left(1 - \frac{Z_2}{Z_c} \right)^{1/2} \right]^{1/2} x,$$

$$m_\eta = 2 \left[1 + \left(1 - \frac{Z_2}{Z_c} \right)^{-1/2} \right]^{-1}.$$

显然对于光电子能量小于和大于鞍点能量情况,其光电子运动轨迹方程会完全不同。这种不同的运动轨迹会直接影响到光电子到达探测器的位置,从而会影响到光电子成像谱的结构。

2.3 光电子到达探测器上的半径大小

了解了光电子的运动轨迹,就可以确定它到达探测器上的位置或半径的大小。利用光电子光谱成像技术能够直接观测到光电离过程中,光电子发射的初始速度和角分布。这个技术的原理是:在静电场 F 中光电子以动能 E 在确定的位置发射,投影到距离为 L 的探测器上,其图像外环的半径 $R \approx 2L\sqrt{E/qFL}$ (L 是原子到探测器的距离, F 表示电场, q 表示被电离的光电子或离子的带电量)^[2]。从(4)~(6)式中可知,光电子轨道分布只与动能 E 和无量纲的参量 Z_c 有关。考虑中性原子的光致电离,即 $Z = 1$, 此时 $\epsilon = \operatorname{sgn} E \sqrt{Z_c}$ 。因此参量 Z_c 是库仑场和 Stark 场的相关强度的量度标准。通过(4)式和(6)式可推导出探测器上图像的最大半径 $R_{\max} = 2L\sqrt{1+\rho}/\rho(\rho = qFL/E)$ ^[10,11]。光电子能否处于自由状态或脱离离子

核束缚,分以下三种情况:

1) 忽略库仑力相互作用, $E \geq 0$ 时其最大半径为

$$R_{\max}^0 = 2(pL + p^2)^{1/2}, \quad (7)$$

而 $E < 0$ 时,光电子不能离开离子核。

2) 考虑库仑力相互作用,且 $E \leq -2\sqrt{F}$ 时光电子处于束缚态,光电子也不能离开离子核。但是,对于 $-2\sqrt{F} \leq E \leq 0$,光电子可以离开离子核,其最大半径为

$$R_{\max}^c = (-p + 2F^{-1/2})^{1/2} (2L)^{1/2}. \quad (8)$$

3) 考虑库仑力相互作用,且 $E \geq 0$ 时最大半径为

$$R_{\max}^c = \left[p + \left(p^2 + \frac{4}{F} \right)^{1/2} \right]^{1/2} (2L)^{1/2}. \quad (9)$$

探测器上图像的最大半径与约化能量 ϵ 的关系如图 2 所示。显然 ϵ 值比较大时 R_{\max}^0 和 R_{\max}^c 的区别不大,而 $-1 \leq \epsilon \leq 1$ 时,二者之间有明显差异,这时与库仑力的相互作用不能忽略。通过以上分析,光电子分布图的大小不是与 $F^{-1/2}$ 线性相关的,而是和 $F^{-1/4}$ 成比例,表明了这时是满足(7),(8)式所表示的关系。

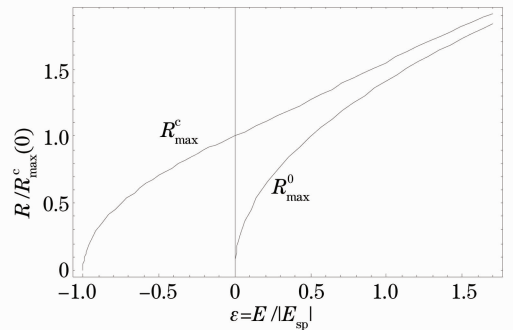


图 2 光电子到达探测器的最大半径随约化能量 ϵ 的变化曲线

Fig. 2 Maximum radiuses of the photoelectrons projecting onto the detector versus ϵ

2.4 直接电离轨道和间接电离轨道

当光电子能量低于鞍点能量时,光电子的运动轨道对应于(5)式的形式

$$\eta(\tau) = |\eta_+| \left[\frac{1 - \operatorname{cn}(\theta | m_\eta)}{\operatorname{sn}(\theta | m_\eta)} \right]^2.$$

可以看到,当 $\operatorname{sn}(\theta | m_\eta) = 0$ 时,对应的 $\theta = 2K(m_\eta)$, $K(m_\eta)$ 是第一类完全椭圆积分,这时 $\eta(\tau) \rightarrow \infty$ 。这表明光电子能够逃离到无限远。令光电子投射到无限远时的时间 $\tau = T_\eta$:

$$T_\eta = 2K(m_\eta) \left(\frac{Z_c}{Z_2} \right)^{1/4} (-E)^{-1/2}. \quad (10)$$

同样在(3)式中,对于 $\xi(\tau) = 0$ 时,则 $\text{sn}(\varphi | m_\xi) = 0$, τ 所应满足的周期值可用 T_ξ 表示为

$$T_\xi = 2K(m_\xi) \left(1 + \frac{Z_1}{Z_c}\right)^{-1/4} (-E)^{-1/2}, \quad (11)$$

这是光电子运动穿过 z 轴的时间周期,也叫做沿 ξ 方向运动的零点个数(N_ξ)。因此光电子从发射点到无限远处光电子轨道穿过 z 轴的次数是比率 T_η/T_ξ 的整数部分。根据光电子轨道穿过 z 轴的次数不同可将光电子发射过程分为直接电离轨道和间接电离轨道两类。直接电离轨道是光电子发射过程不穿过 z 轴而直接到达探测器(即 ξ 无零点);相反,间接电离轨道则是光电子发射过程至少有一次穿过 z 轴(即 ξ 有一个或多个零点存在)。因此在光致电离时($Z = 1$),低能光电子会产生一个明显的同心结构。内部结构对应着直接穿过势阱的光电子(直接电离);外环则是发射的光电子远离势阱(间接电离)。间接电离轨道与电场强度以及光电子发射能量有关。

根据(1)式和 $Z_c = E^2/4F$,当 $Z_1 \rightarrow 0$ 时, $T_\xi = T_\eta$,此时 ξ 只有一个零点存在,这样定义的能量 E 为 E_{dir} ,可以得到 $E_{\text{dir}} = kE_{\text{sp}}$,其中 k 满足关系 $\sqrt{2}K(m)(1/2 + k/2)\sqrt{k} = \pi$ 。因此,当能量低于 E_{dir} 时,无论发射角 β 为何值,直接电离轨道都不存在,只有能量高于 E_{dir} 才在有限的发射角 β 区域内存在直接电离轨道。这样分析经典轨道可分为四个能量区域

- 1) 低于鞍点能量($E < E_{\text{sp}}$),经典运动处于束缚态,即光电子不能被电离;
- 2) $E_{\text{sp}} \leq E < E_{\text{dir}}$,只存在间接电离轨道,也就是光电子发射过程中至少穿过 z 轴一次,产生的是慢电子;
- 3) $E_{\text{dir}} \leq E < 0$,直接和间接电离轨道同时存在,慢电子、快电子同时存在;
- 4) $E \geq 0$,光电子总是沿着 η 方向运动,可以产生快电子。

当能量介于鞍点能量和零场电离能之间时,即同时满足条件 2),3)时,光电子在 ξ 方向上处于束缚态;在 η 方向上, $\beta < \beta_c$ 时,光电子也处于束缚态, $\beta \geq \beta_c$ 时,光电子则沿着 η 方向运动。

3 经典电离轨道的性质和光电子成像图谱

根据前面的分析,外场作用下的快慢电子和参量 Z_c (或 ϵ) 有关。 Z_c 值介于 $0 \sim 1$ ($-1 \leq \epsilon \leq 1$) 的

是慢光电子, Z_c 值大于 100 ($\epsilon \geq 10$) 即为快光电子。当 $Z_c = 1000$ 时,精确轨道和抛物线轨道基本没有区别。也就是说,此时在光电子光谱投影时可以忽略库仑场的作用。而当考虑慢光电子的情况($Z_c = 0.1$) 时,两种电离轨道则截然不同。

对于快光电子,只有当发射方向几乎平行于外场方向时,即发射角 β 很小的情况。定义一个临界角 $\beta_c(\epsilon)$,对于任意的 $E > E_{\text{sp}}$ 的能量,光电子能够以能量 $E = \epsilon |E_{\text{sp}}|$ 发射。当 $\beta > \beta_c(\epsilon)$ 时,经典电离轨道与简单的抛物线轨道几乎相同($N_\xi = 0$ 或 1);当 $\beta < \beta_c(\epsilon)$ 时,二者的差距则很明显,此时沿 ξ 方向的拐点(N_ξ) 严格大于 1 。随着 ϵ 的增加, $\beta_c(\epsilon)$ 逐渐变小。所以,根据发射角 β 给定的能量值被分为三个区域

- 1) 当 $\beta < \beta_c$ 时, $N_\xi \rightarrow \infty$,光电子处于束缚态;
- 2) 当 $\beta_c \leq \beta < \beta_0(\epsilon)$ 时, $N_\xi \geq 2$,光电子运动轨迹很复杂;
- 3) 当 $\beta \geq \beta_0(\epsilon)$ 时, $N_\xi \leq 1$,光电子运动轨迹很简单。

根据光电子光谱成像原理,光电子投射到探测器上的图像半径 R 是发射角 β 的函数。前面的(3)式和(5)式说明了光电子电离轨道的布局与参量 Z_c 和能量有关。也就是说,极坐标 $R(\beta)$ 的形状和 ϵ 值有关,大小则受 p 的影响。当电离区域与探测器间的距离 L 无穷远时,这个结论非常准确。但实际条件 L 是有限的,极坐标 $R(\beta)$ 对于给定的 Z_c 随着 E 有轻微的变化,当 $L \gg R(\beta)$ 时这种变化可以忽略。下面各图分别是在不同的 Z_c 值情况下,对应的探测器上图像的半径 $R(\beta)$ 的极坐标变化关系。

图 3 是极坐标 $R(\beta)$ 随 β 的变化关系。当参量 Z_c 很大时($Z_c = 100$), $R(\beta)$ 的变化几乎不受库仑势的影响,即 $R(\beta) \approx R_{\text{max}}^0 \sin \beta$,这时对应的是快光电子。当 Z_c 减小时,在 $\beta = 0$ 周围出现一个细长的线条,这种现象是由于光电子在小角度发生散射的结果。随着 Z_c 变得越小这种现象就越明显,对于能量为负值时 $Z_c = 0.3, 0.9$ 对应的极坐标 $R(\beta)$ 随 β 的变化关系,只有当角度大于一定值时电子才能投影到探测器上,这个值随着参量 Z_c 的增加而变大,这个角度即为前面所说的临界角 β_c 。图 3 中的(b)和(c)过程中既包含有快光电子也包含有慢光电子。而图 3(d),(e),(f)所示的结果对应着的是慢电子过程。

光电子成像图谱实验是反应光电子从电离区域飞到探测器上的分布状况,计算和画图方法可参考文献[10~12]。这种二维图形包含初始动能和角分布。当忽略库仑场时,在二维图形中一个单能量通

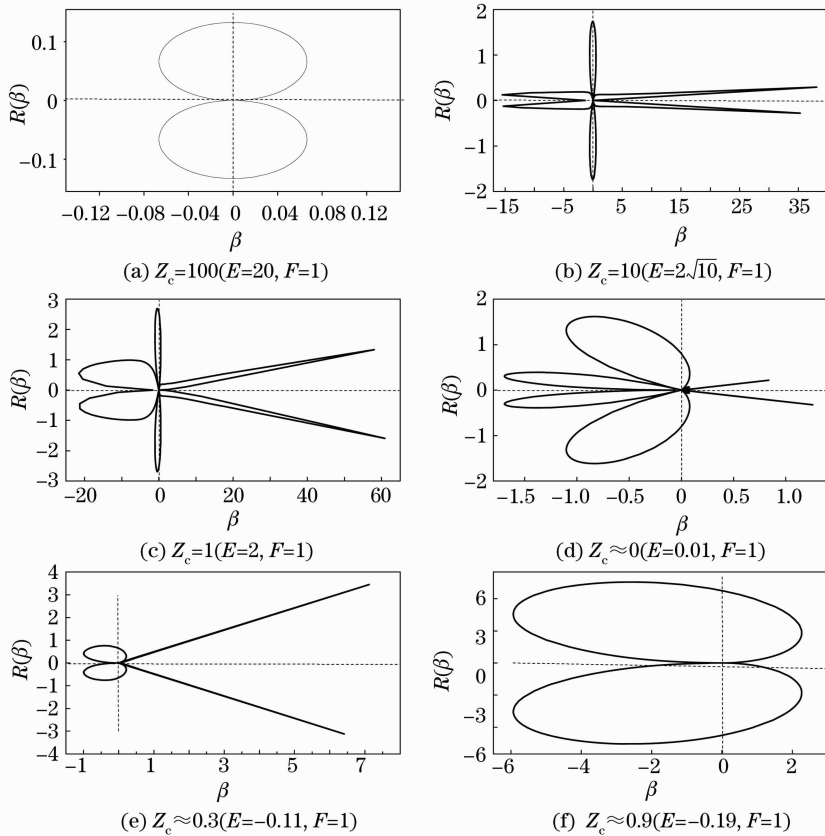


图 3 光电子具有能量为正、负值时,对于不同 Z_c 值极坐标 $R(\beta)$ 随 β 的变化关系

Fig. 3 Radiuses of the photoelectrons projecting onto the detector versus β in the polar coordinates when the photoelectrons take on the positive and negative energy.

道 W_0 (W_0 是光电子的初始能量) 对应一个半径与 $\sqrt{W_0}$ 成比例的单环。考虑库仑场时,初始角分布则与 $R(\beta)$ 函数结合得到模拟图像。

当 $Z_c=100$ 时,光电子成像图有一个单环。随着 Z_c 的减小,图形出现中心点,并随着 Z_c 减小越来越强度 ($Z_c=1$)。当光电子发射能量减小到零场电离能时 ($Z_c=0$),中心强度更强,并且出现了两个外环。图像明显的分为三个区域:强度很大的中心区域是不同的发射角度 β 的光电子的叠加,与间接电离相关;内环对应直接电离过程,外环则对应最大半径 R_{\max}^c ,这时的光电子则介于直接和间接电离过程中间。对于能量为负值 $E=-0.11$ ($Z_c=0.3$) 的情况时,中心点强度比外环强度大得多,说明是以间接电离为主,但仍有少量直接电离。当能量的达到 $E=-0.19$ ($Z_c=0.9$) 时外环消失,只存在中心点强度,即只有间接电离。图 4 中各图分别是图 3 中各图在探测器上的投影,两者一一对应。直接电离轨道对应着快电子的运动规律,其光电子成像光谱图仅仅是一个环状图形,它的半径与光电子的能量相关,而环状图形则与光电子的空间分布相对应。而

间接电离轨道则与慢电子相对应,其光电子成像光谱图结构比直接电离情况要更加复杂,它受到多种因素的影响。对于纯粹的慢电子而言,它在成像光谱图中位于中心位置。

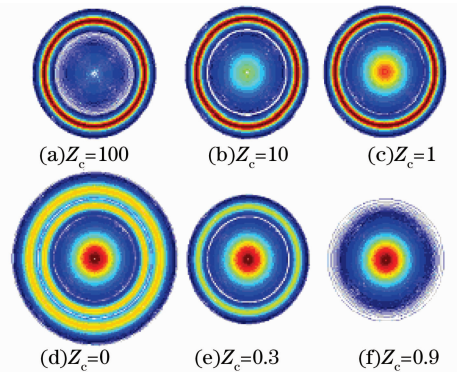


图 4 能量为正、负值时,不同 Z_c 值的光电子成像图

Fig. 4 Photoelectron imaging pattern with the various Z_c when the photoelectrons have positive and negative energy

4 结 论

讨论了抛物线坐标下光电子运动方程在各种情

况下的解,以及光电子运动的特征。介绍了慢光电子与快电子成像光谱图的不同。从光电子的图谱中可直接判断处于中心位置的图像是间接电离过程的贡献,而处于直接和间接电离过程之间时是无法从图谱中给出明确的结论。这要看具体的激发过程以及所激发样品的能级特点做出综合判断。更为详细的结论则一定要结合理论的计算和分析而获得。但对于简单的快电子电离过程,其光电子成像光谱即反映了光电子的能量特点,也反映了与电子轨道空间分布相关的信息。慢电子的光电子成像图谱则截然不同。当外加电场一定时,它的图像与其电子的能量密切相关。

参 考 文 献

- 1 H. Helm, N. Bjerre, M. J. Dyer *et al.*. Images of photoelectrons formed in intense laser fields[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(21): 3221~3224
- 2 Christian Bordas. Classical motion of a photoelectron interacting with its ionic core: slow photoelectron imaging[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(1): 400~410
- 3 C. Bordas, F. Paulig, H. Helm *et al.*. Photoelectron imaging spectrometry: principle and inversion method[J]. *Rev. Scient. Instrum.*, 1996, **67**(6): 2257~2268
- 4 David A. Harmin. Theory of the stark effect[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1982, **26**(5): 2656~2681
- 5 R. R. Freeman, N. P. Economou, G. C. Bjorklund *et al.*. Observation of electric-field-induced resonances above the ionization limit in a one-electron atom[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**(21): 1463~1467
- 6 S. Feneuille, S. Liberman, J. Pinard *et al.*. Observation of fano profiles in photoionization of rubidium in the presence of a dc field [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**(21): 1404~1406
- 7 V. D. Kondratovich, V. N. Ostrovsky. Resonance and interference phenomena in the photoionisation of a hydrogen atom in a uniform electric field: resonances below and above the potential barrier[J]. *J. Phys. (B)*, 1984, **17**: 1981~2010
- 8 V. D. Kondratovich, V. N. Ostrovsky. Resonance and interference phenomena in the photoionisation of a hydrogen atom in a uniform electric field: overlapping resonances and interference [J]. *J. Phys. (B)*, 1984, **17**: 2011~2038
- 9 V. D. Kondratovich, V. N. Ostrovsky. Resonance and interference phenomena in the photoionisation of a hydrogen atom in a uniform electric field: comparison with recent experimental and theoretical results[J]. *J. Phys. (B)*, 1990, **23**: 21~43
- 10 Fan Rong, Liu Juan, Qiu Xu *et al.*. Angular distribution and interference pattern of photoelectrons[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1632~1636
樊荣,刘娟,仇旭等. 光电子的干涉效应及角分布状态分析[J]. *光子学报*, 2009, **38**(7): 1632~1636
- 11 Liu Juan, Fan Rong, Cheng Jianjun *et al.*. Analyses of the interference pattern for the photoelectronic angular distribution [J]. *J. Shaanxi Normal University*, 2010, **37**(2): 29~33
刘娟,樊荣,程建军等. 多通道电离过程中光电子角分布干涉图分析[J]. *陕西师范大学学报*, 2010, **37**(2): 29~33
- 12 Li Yongfang, Liu Juan, Fan Rong *et al.*. Ionization photoelectron interference and space angular distribution of the photoelectron[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2865~2868
李永放,刘娟,樊荣等. 电离光电子的干涉效应与空间角分布[J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2865~2868