DOI:10.19789/j.1004-9398.2017.03.007

激光极化方向对 H^- 剥离电子通量的影响*

唐田田[1]** 朱子亮[2] 姚建刚[1] 孔德斌[1] 尹登峰[1]
(1. 烟台南山学院数理部,山东 烟台 265713; 2. 潍坊科技学院,山东 寿光 262700)

摘 要

利用杜、赵等人的半经典开轨道理论方法,我们研究激光的极化方向对氢负离子在电场和金属面附近的电子通量分布和干涉图样的影响. 研究结果发现,固定氢负离子到金属面的距离,保持电场强度和偏振角 θ_L 不变,改变方位角 φ_L 大小对电子通量分布的影响不明显. 相反保持方位角 φ_L 不变,改变偏振角 θ_L,电子通量分布和震荡幅度变化明显,即偏振角 θ_L 比方位角 φ_L 对电子通量分布的影响更重要. 此研究有助于理解负离子在外场和表面附近的电子通量问题,可以为将来实验研究负离子的光剥离显微问题提供一定的参考.

关键词: 剥离电子通量,金属面,激光极化方向,电场.
中图分类号: O562.2

0 引 言

利用光电离显微成像技术,我们可以在宏观尺度上直接观察到电子波函数的振荡结构,借助于激光将置于外电场中的负离子进行剥离,可以作为发射具有确定能量的电子源,由于光剥离电子和原子之间通过一个短程势相联系,当剥离电子距离原子核的距离比较远时,他们之间几乎没有相互作用,电子只在电场的作用下加速,在空间每一点,都有从电子源发出的两条轨道. 由于电子的波粒二象性,当电子同时沿着两条路径传播时,它将与自身发生干涉,放置在垂直于电场平面上的探测器将可以宏观地探测到一系列同心的环状电子流分布,即干涉图样[1-4],这就是光剥离显微镜的工作原理,如图1(a)所示,每一点都有两条路径到达. 图1(b)给出了一些我们找到的到达观测平面同一点的半经典轨道. 显然,干涉图样的质量决定了光剥离显微镜的观测精度,所以研究外部环境对干涉图样的影响对进一步开发高精度的光剥离显微镜有很大的意义. 利用杜、赵等人的半经典理论方法[5-11],我们研究了氢负离子在电场和金属面附近的剥离电子通量分布和干涉图样. 结果发现探测器上的剥离电子通量分布和干涉图样与激光极化方向有关. 本文我们研究激光的极化方向对氢负离子在电场和金属面附近的电子通量分布和干涉图样的影响. 此研究有助于理解负离子在外场和表面附近的电子通量问题,可以为将来实验研究负离子的光剥离显微问题提供一定的参考.

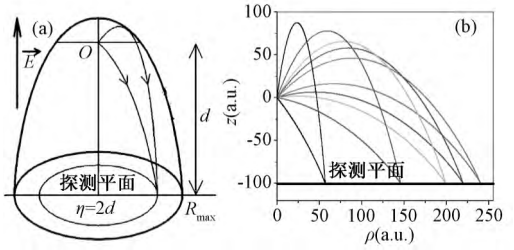


图1 (a)光剥离显微镜原理图[2];(b)到达观测平面同一点的半经典轨道

1 理论方法与公式推导

1.1 剥离电子的经典轨道和出射波函数

该体系的物理模型如图2所示,假设氢负离子处在原点,金属面垂直于 z 轴并放置在 $z=-d$ 的平面,激光偏振方向任意. 外电场 F 平行 z 轴即垂直于金属面. 一个高分辨率的探测器放置在垂直电场 $z=z_0$ 的平面. 在电场和金属面附近的氢负离子的哈

收稿日期: 2016-04-29
* 山东省自然科学基金(批准号: ZR2014AQ022),山东省科技发展计划项目(批准号: 2014GGX102006),山东省高等学校科技计划项目(批准号: J16LJ51).
**通讯作者 E-mail: tangtiantian198512@163.com

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

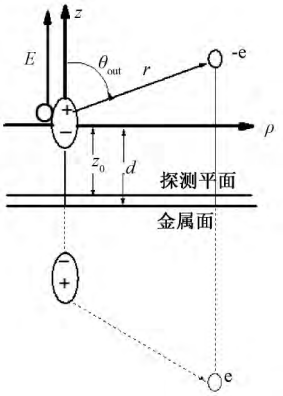


图 2　氢负离子在电场和金属面附近光剥离的物理模型

密顿量具有以下形式(在柱坐标系)[12-16]:

$$H = \frac{1}{2}P_\rho^2 + \frac{1}{2}P_z^2 - \frac{1}{4(d+z)} + \frac{1}{4d} + Fz, \quad (1)$$

其中 d 是氢负离子到金属面的距离,F 是电场强度. 处在这个体系中的氢负离子光剥离过程可以描述如下: 当激光照射到氢负离子上,离子吸收光子. 电子获得能量变成向外传播的 P 波. 根据半经典理论,当波传播到离离子足够远时,与经典轨迹相联系. 电子在电场和金属面的影响下通过两条不同的路径到达探测器上的同一点,两条出射波在探测面上产生干涉而使通量中出现振荡.

氢负离子可以看成是一个电子被松散的囚禁在一个短程的球对称势 $V_b(r)$ 中. 电子的结合能 E_b 为 0.754 eV,激光光子的能量 $E_{ph} = E + E_b$,E 为剥离电子能量. 假设氢负离子的初态为 $\varphi_i(r) = \frac{B_0\exp(-k_b r)}{r}$,归一化常数 $B_0 = 0.315\ 52$,动量 $k_b = 0.234\ 488\ 3$[2-3,11]. 电场和金属面附近剥离电子的出射波满足非齐次薛定谔方程:

$$(E - H)\psi_f = D\varphi_i. \quad (2)$$

θ_L,φ_L 是偶极算符. 我们假设激光偏振是沿(θ_L,φ_L)方向. 偶极算符 D 可以写成如下形式:

$$\begin{aligned} D &= \vec{r}\cdot\vec{\varepsilon} \\ &= r(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)\cdot \\ &\quad (\sin\theta_L\cos\varphi_L, \sin\theta_L\sin\varphi_L, \cos\theta_L) \\ &= rf(\theta,\varphi;\theta_L,\varphi_L), \end{aligned} \quad (3)$$

$f(\theta,\varphi;\theta_L,\varphi_L)$ 与剥离电子在出射方向(θ,φ)的出射波函数相联系[10]:

$$f(\theta,\varphi;\theta_L,\varphi_L) = \cos\theta\cos\theta_L + \sin\theta_L\cos(\varphi - \varphi_L). \quad (4)$$

假设探测器垂直于 z 轴并在 $z<0$ 的平面,该探测器上的剥离电子通量分布由下式计算[13]:

$$\frac{d^2\sigma(\rho,z,\varphi)}{\rho d\rho d\varphi} = -\frac{2\pi(E_b + E)}{c}\vec{j}\cdot\vec{k}, \quad (5)$$

其中

$$\vec{j} = \frac{i}{2}(\psi_f\nabla\psi_f^* - \psi_f^*\nabla\psi_f), \quad (6)$$

ψ_f 是剥离电子波函数,k 是单位矢量.

在电场和金属面附近的氢负离子的出射电子波函数 $\psi_{out}(r)$ 满足:

$$\left[E + \frac{1}{2}\nabla^2 - V_p(r)\right]\psi_{out}(\vec{r}) = D\varphi_i, \quad (7)$$

其中 $V_p(r)$ 是氢原子的极化中央场. ϕ_i 是氢负离子的 s 态,很容易证明在外源区 $\psi_{out}(r)$ 满足:

$$\psi_{out}(\vec{r}) = \left[\sum_{m=-1}^{1} C_m(k)\, Y_{1m}(\theta,\varphi)\right] h_1^{(1)}(kr), \quad (8)$$

其中

$$C_m(k) \equiv -2ki\int j_1(kr)\, Y_{1m}^*(\theta,\varphi)\, D(r)\, \phi_i(r)\, dV, \quad (9)$$

$j_1(kr)$ 和 $h_1^{(1)}(kr)$ 分别是出射球 Bessel 函数和 Hanker 函数. 使用积分 $\int_0^\infty j_1(kr)\, e^{-k_b r} r^2 dr = \frac{2k}{(k_b^2 + k^2)^2}$,则式(8)变为:

$$\psi_{out}(\vec{r}) = -\frac{4k^2 Bi}{(k_b^2 + k^2)^2} f(\theta,\varphi;\theta_L,\varphi_L)\, h_1^{(1)}(kr). \quad (10)$$

Hanker 函数在 r 趋于无穷远时的渐近形式为:

$$h_1^{(1)}(kr) \to \frac{1}{kr}[\exp i(kr - \pi)], \quad r \to \infty \quad (11)$$

最后,我们得到 $\psi_{out}(r)$ 的表达形式为:

$$\psi_{out}(r,\theta,\varphi) = -\frac{4k^2 Bi}{(k_b^2 + k^2)^2} f(\theta,\varphi;\theta_L,\varphi_L)\, \frac{\exp(ikr)}{kr}. \quad (12)$$

当(12)式的电子波传播到大于 r 处,电场和金属面的影响变得重要. 因此,我们忽略剥离电子与氢原子之间的短程势的影响,并用半经典的理论方法计算与剥离电子的经典轨迹相联系的出射波波函数. 在柱坐标系中,电场和金属面附近的剥离电子的经典运动方程可以写为:

$$\rho(t) = r(\sin\theta) + k(\sin\theta)\, t. \quad (13)$$

$$z(t) = \int_0^t \sqrt{2\left(E\cos^2\theta + \frac{1}{4(d+z)} - \frac{1}{4d} - Fz\right)}\, dt. \quad (14)$$

由于金属面和电场的作用,剥离电子沿着两条轨迹传播到探测平面的同一点. 因此,在给定点(ρ,z,φ)处的波函数可以写为[3,11]:

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

$$\psi_f(\rho,z,\varphi) = \sum_{j=1}^{2}\psi_{\text{out}}(r,\theta_j,\varphi)\,A_j(\rho,z,\varphi)\cdot \exp\left\{i\left[S_j(\rho,z,\varphi) - \frac{\mu_j\pi}{2}\right]\right\}, \quad (15)$$

在上述公式中，$A_j = \left|\frac{\det J_j^{(2)}(\rho,z,0)}{\det J_j^{(2)}(\rho,z,t)}\right|^{\frac{1}{2}}\left|\frac{\rho(0)}{\rho(t)}\right|^{\frac{1}{2}}$ 是相应的振幅[3]，其中 $J^{(2)}(\rho,z,t) = \begin{pmatrix}\frac{\partial\rho}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t}\\ \frac{\partial\rho}{\partial\theta} & \frac{\partial z}{\partial\theta}\end{pmatrix}$ 是一个两维的雅可比矩阵[3]，相应的振幅表达式:

$$A_j = \sqrt{\frac{kr^2\sin\theta_j}{\rho(t)\left(\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial\rho}{\partial\theta} - \frac{\partial\rho}{\partial t}\frac{\partial z}{\partial\theta}\right)}}, \quad (16)$$

$S_j = \int p_\rho \mathrm{d}\rho + \int p_z \mathrm{d}z$ 是经典作用量，μ_j 是第 j 条轨道的马斯洛夫指数.

1.2 剥离电子通量分布的推导

假设探测器垂直电场，并在 $z<0$ 的平面，由式(15)定量给出的波函数是两项的总和. 当把式(15)代入式(5)，得到这个探测平面上的电子通量分布为:

$$\frac{d^2\sigma(\rho,z,\varphi)}{\rho d\rho d\varphi} = -\frac{2\pi(E_b+E)}{c}\left[|\psi_{f1}|^2 v_{1z} + |\psi_{f2}|^2 v_{2z} + (v_{1z}+v_{2z})\,\mathrm{Re}(\psi_{f1}\psi_{f2}^*)\right], \quad (17)$$

其中

$$\psi_{fj} = -\frac{4k^2Bi}{(k_b^2+k^2)}f(\theta_j,\varphi;\theta_L,\varphi_L)\,\frac{e^{ikr}}{k}\cdot \sqrt{\frac{k\sin\theta_j}{\rho(t)\left(\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial\rho}{\partial\theta} - \frac{\partial\rho}{\partial t}\frac{\partial z}{\partial\theta}\right)}}e^{i\left(S_j-\frac{\mu_j\pi}{2}\right)} \quad j=1,2, \quad (18)$$

v_{1z} 和 v_{2z} 分别是电子轨迹 1 和 2 在 z 方向的速度分量.

2 结果与讨论

利用式(17)，我们计算了电场和金属面附近氢负离子的电子流通量分布. 研究负离子在不同激光偏振(θ_L,φ_L)方向下的电子通量分布. 我们保持离子到金属面的距离 $d=300$ a. u.，激光光子的能量 $E_{ph} = E + E_b = 1.014$ eV 和电场强度 $F=500$ kv/cm 不变. 探测器平面放置在 $z=-290$ a. u. 的平面. 由于该体系的柱对称性，为方便计算，我们令 φ 为零. 首先，我们保持方位角 $\varphi_L = \pi/6$ 不变，改变偏振角 θ_L，结果如图 3 所示. 从图 3(a) ~(e) 电子通量的变化情况我们发现存在一个临界角度 $\pi/4$ 使通量振荡幅度变化相反. 当 θ_L 值小于 $\pi/4$ 时，例如图 3(a) ~

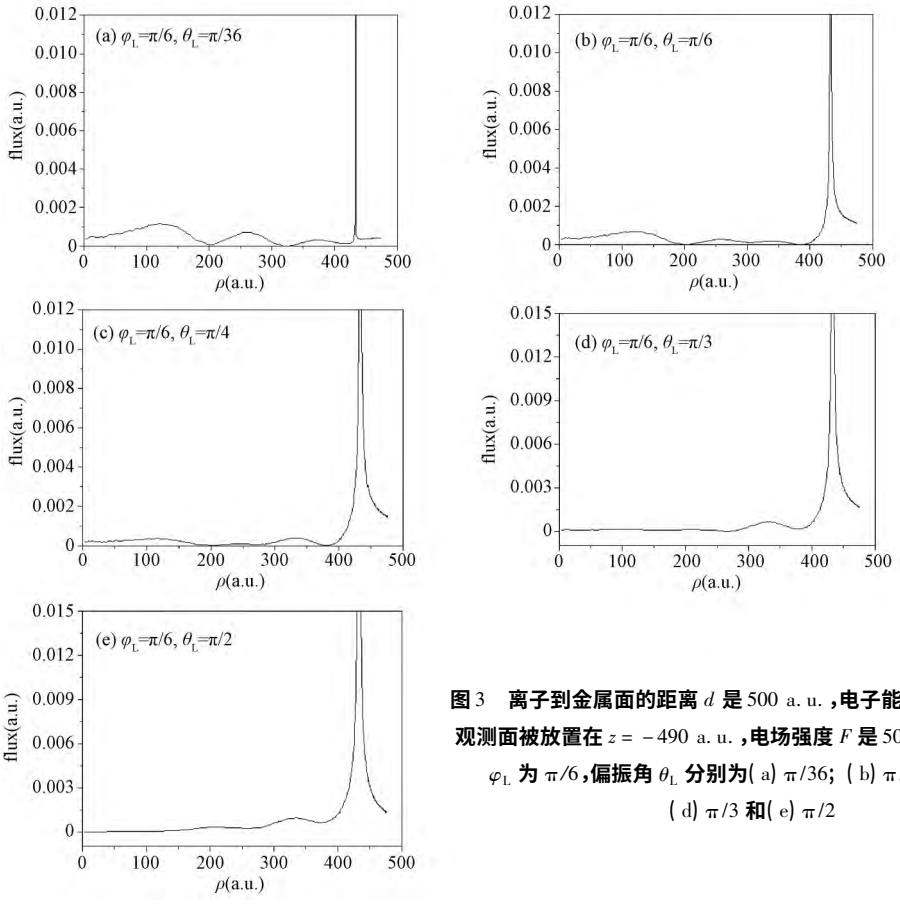


图 3 离子到金属面的距离 d 是 500 a. u.，电子能量 E 是 0.26 eV. 观测面被放置在 $z=-490$ a. u.，电场强度 F 是 500 kv/cm，方位角 φ_L 为 $\pi/6$，偏振角 θ_L 分别为(a) $\pi/36$; (b) $\pi/6$; (c) $\pi/4$; (d) $\pi/3$ 和(e) $\pi/2$

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(b) 时电子通量振荡幅度先减少后增加,直到出现一个大的振荡. 然而当 θ_L 值大于 $\pi/4$ 后,如 3(d) ~ (e),电子通量振荡幅度起先几乎不可见,随后增加,直到出现一个大的振荡.

然后,我们固定偏振角 $\theta_L = \pi/6$,改变方位角 φ_L. 如图 4 所示. 图 4(a) ~ (e) 变化情况表明,随着方位角改变电子通量的振荡形状相似,变化非常小. 由此说明,方位角的变化对电子通量分布的影响不明显. 图 3 与图 4 相比,我们发现偏振角比方位角对电子通量分布的影响更明显. 换句话说,偏振角对电子通量分布的影响更重要.

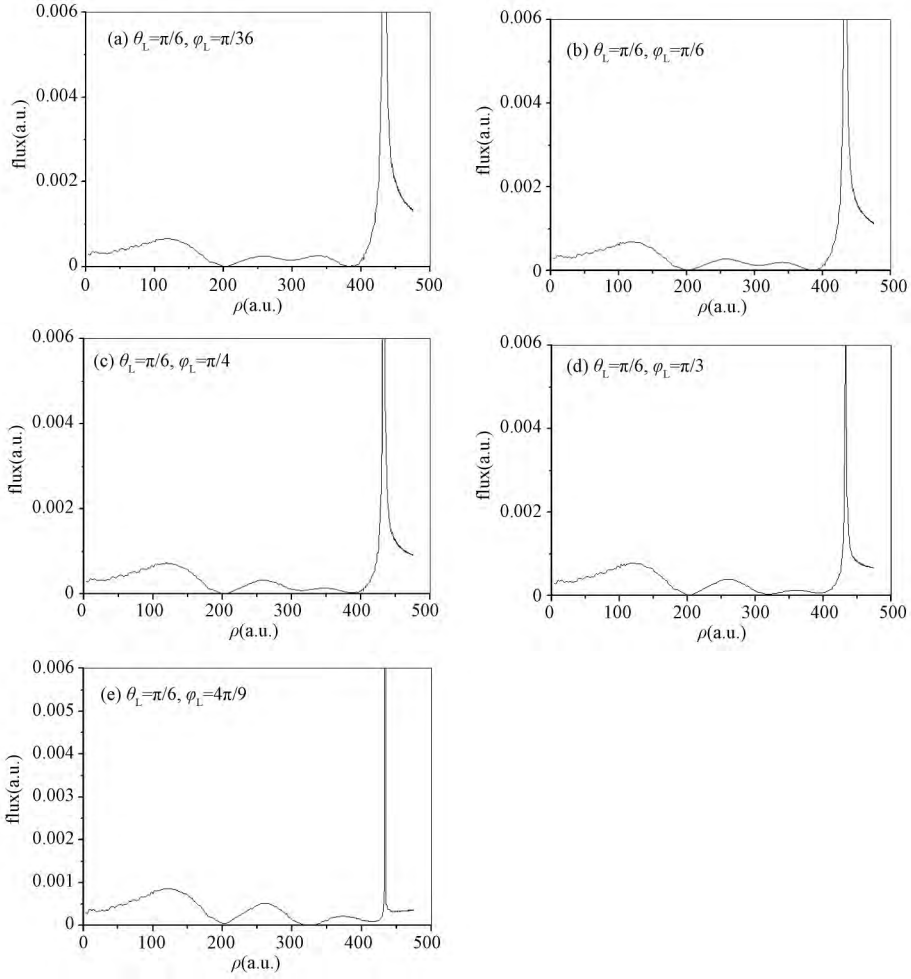


图 4　离子到金属面的距离 d 是 500 a. u.,电子能量 E 是 0.26 eV. 观测面被放置在 $z = -490$ a. u.,电场强度 F 是 500 kv/cm,偏振角 θ_L 为 $\pi/6$,方位角 φ_L 分别为(a) $\pi/36$; (b) $\pi/6$; (c) $\pi/4$; (d) $\pi/3$ 和(e) $4\pi/9$

3　总　结

利用杜、赵等人的半经典开轨道理论方法,推导出了该体系的光剥离电子通量公式,研究了激光的极化方向对氢负离子在电场和金属面附近的电子通量分布和干涉图样的影响. 研究结果表明: 固定氢负离子到金属面的距离,保持电场强度和偏振角 θ_L 不变,改变方位角 φ_L 大小对电子通量分布的影响不明显. 相反保持方位角 φ_L 不变,改变偏振角 θ_L,电子通量分布和震荡幅度变化明显. 换句话说,偏振角 θ_L 比方位角 φ_L 对电子通量分布的影响更重要. 此研究有助于理解负离子在外场和表面附近的电子通量问题,可以为研究光剥离显微镜问题提供一定的参考.

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参 考 文 献

[1] Holle A,Wiebusch G,Main J,et al. Diamagnetism of the hydrogen atom in the quasi-landau regime [J]. Phys Rev Lett,1986,56(24):2594 - 2597.

[2] Blondel C,Delsart C,Dulieu F. The photodetachment microscope [J]. Phys Rev Lett,1996,77(18):3755 - 3758.

[3] Blondel C,Delsart C,Valli C,et al. Electron affinities of ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O, the fine structure of $^{16}O^-$, and the hyperfine structure of $^{17}O^-$ [J]. Phys Rev A,2001,64(5):052504.

[4] Du M L. Oscillation of electron flux in photodetachment of H^- in an electric field [J]. Phys Rev A,1989,40(9):4983 - 4987.

[5] Zhao L B,Delos J B. Dynamics of electron wave propagation in photoionization microscopy. I. Semiclassical open-orbit theory [J]. Phys Rev A,2010,81(5):053417.

[6] Du M L,Delos J B. Effect of closed classical orbits on quantum spectra: Ionization of atoms in a magnetic field [J]. Phys Rev Lett,1987,58(17):1731 - 1733.

[7] Du M L,Delos J B. Effect of closed classical orbits on quantum spectra: ionization of atoms in a magnetic field. I. Physical picture and calculation [J]. Phys Rev A,1988,38(4):1896 - 1912.

[8] Du M L,Delos J B. Effect of closed classical orbits on quantum spectra: ionization of atoms in a magnetic field. II. Derivation of formulas [J]. Phys Rev A,1988,38(4):1913 - 1930.

[9] Zhao H J,Du M L. Photodetachment near a metal surface [J]. Phys Rev A,2009,79(2):023408.

[10] Du M L. Photodetachment of H^- in a static electric field [J]. Eur Phys J D,2006,38(3):533 - 536.

[11] Du M L,Delos J B. Effects of an electric field on the photodetachment of H^- [J]. Phys Lett A,1989,134(8-9):476 - 479.

[12] Peters A D,Jaffé C,Delos J B. Closed-orbit theory and the photodetachment cross section of H^- in parallel electric and magnetic fields [J]. Phys Rev A,1997,56(1):331 - 344.

[13] Yang G C,Zheng Y Z,Chi X X. Photodetachment of H^- in a static electric field near an elastic wall [J]. Phys Rev A,2006,73(4):043413.

[14] Gao S,Yang G C,Lin S L,et al. Electron flux distributions in photodetachment of H^- in parallel electric and magnetic fields [J]. Eur Phys J D,2007,42(2):189 - 196.

[15] 黄凯云,王德华. 氢负离子在均匀电场和金属面附近的光剥离研究 [J]. 物理学报,2010,59(2):932 - 936.

[16] Tang T T,Wang D H,Huang K Y,et al. Magnetic field effect in photodetachment from negative ion in electric field near metal surface [J]. Chin Phys B,2011,20(6):063205.

The Effect of the Laser Polarization Direction on the Detached Electron Flux of H^-

Tang Tiantian[1] Zhu Ziliang[2] Yao Jiangang[1] Kong Debin[1] Yin Dengfeng[1]

(1. Department of Mathematical Physics Education, Yantai Nanshan University, Yantai Shandong 265713;
2. Weifang University of Science and Technology, Shouguang Shandong 262700)

Abstract

By using the closed orbit theory, the effect of the laser polarization direction on the detached electron flux of H^- in electric field near metal surface has been studied. The result suggests that the azimuth angle φ_L has a little effect on the electron flux distribution. We find that the influence of polarization angle θ_L on electron flux distribution is more obvious than the influence of the azimuth angle φ_L. In other word, the effect of the polarization angle θ_L on electron flux distribution is more important. We hope that our study will provide a new understanding on the electron flux distribution of negative ion in external field and surfaces, and it can be used to guide the future experiment research on the negative ion photo-detachment microscopy.

Key words: detached electron flux, metal surface, laser polarization direction, electric field.

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net