

氢负离子在电介质球面附近的光剥离研究

陈强 王德华

Study on the photodetachment of H^- ion near a dielectric sphere

Chen Qiang Wang De-Hua

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 233201 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.233201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.233201>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氢负离子在变形球面附近的光剥离

李绍晟, 王德华

2013, 62(4): 043201. 全文: [PDF](#) (2211KB)

氢负离子在磁场和电介质表面附近光剥离的研究

唐田田 王德华 黄凯云 王姗姗

2012, 61(6): 063202. 全文: [PDF](#) (529KB)

激光脉冲对氢负离子在金属面附近光剥离的影响

王姗姗, 王德华, 唐田田, 黄凯云

2011, 60(5): 053402. 全文: [PDF](#) (1265KB)

氢负离子在微腔中的光剥离研究

唐田田, 王德华, 黄凯云

2011, 60(5): 053203. 全文: [PDF](#) (1268KB)

氢负离子在电介质球面附近的光剥离研究*

陈强 王德华†

(鲁东大学物理与光电工程学院, 烟台 264025)

(2014年6月18日收到; 2014年8月12日收到修改稿)

利用镜像法结合半经典闭合轨道理论, 对氢负离子在电介质球面附近的光剥离进行了研究. 首先利用镜像法分析了剥离电子在电介质球内的镜像电荷分布情况, 然后给出了体系的哈密顿量. 通过求解哈密顿正则方程, 找到了剥离电子在电介质球面附近运动时的闭合轨道. 借助于半经典闭合轨道理论, 推导出了体系的光剥离截面, 并且对光剥离截面进行了计算和分析. 计算结果表明, 氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面不仅与入射光子的能量有关, 而且还与电介质球面的介电常数有关. 对于给定的电介质球面, 随着入射光子的能量增加, 光剥离截面的振荡振幅减小、振荡频率增加. 当入射光子的能量增加到某一临界值时, 光剥离截面的振荡结构消失. 除此之外, 随着电介质球面介电常数的增大, 光剥离截面的振荡结构变得更加复杂. 当电介质常数增大到无穷大时, 体系的光剥离截面和氢负离子在金属球面附近的光剥离截面一致. 因此, 可以通过改变入射光子的能量及电介质球面的介电常数对氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面进行调控研究. 研究结果对负离子体系在电介质球面附近的光剥离的实验研究可以提供一定的理论指导和参考价值.

关键词: 电介质球面, 光剥离截面, 镜像法, 闭合轨道理论

PACS: 32.80.Gc, 34.35.+a, 33.80.Eh

DOI: 10.7498/aps.63.233201

1 引言

在过去的几十年中, 对氢负离子体系在外场中光剥离的理论和实验研究引起了人们的广泛关注. 与不存在外场情况下的光剥离截面相比, 氢负离子在外场中的光剥离截面会呈现出比较复杂的振荡结构. 例如: 1987年, Bryant^[1]首先从实验上观察到了氢负离子在静电场中的光剥离截面会出现振荡结构, 研究结果表明, 在剥离域以上, 氢负离子的光剥离截面随着入射光子的能量变化出现了振荡结构, 并且随着能量的增加, 振荡的频率增加. 随后Rau和Wong^[2]应用“坐标系变换理论”对光剥离截面中的振荡结构进行了分析. 1988年, Du^[3]运用量子力学的方法对氢负离子在电场中的光剥离截面进行了计算和分析, 计算结果和实验符合得比较好. 后来, Du^[4]进一步发展了半经典闭合轨

道理论, 并且对氢负离子在电场中的光剥离截面的振荡结构给出了清晰的物理图像描述. 随着半经典闭合轨道理论的发展, 相继报道了氢负离子在其他外场中光剥离的研究^[5-9]. 近年来, 随着表面物理的发展, 氢负离子在表面附近的光剥离研究也取得了很大的进展. 文献^[10-13]利用半经典闭合轨道理论和理论模型成像方法研究了氢负离子在弹性表面附近的光剥离问题. 文献^[14-23]进一步将氢负离子在弹性表面附近光剥离的研究推广到金属和电解质平面附近. 在前期的这些研究中, 主要针对的是氢负离子在平面附近的光剥离问题, 对于氢负离子在曲面或球面附近光剥离的研究报道的相对较少. 在2011—2013年, 文献^[24, 25]利用理论模型成像方法, 研究了氢负离子在弹性球面附近的光剥离. 我们课题组将弹性球面推广到了金属球面, 研究了氢负离子在金属纳米球面附近的光剥离^[26, 27]. 而对于氢负离子在电介质球面附近光剥

* 国家自然科学基金(批准号: 11374133)和山东省高等学校科技计划(批准号: J13LJ04)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lduwdh@163.com

离的理论或实验研究, 还未见报道. 与金属球面不同的是, 电介质球面的介电常数会对氢负离子的光剥离产生很大的影响. 本文采用静电成像和闭合轨道理论相结合的方法, 对氢负离子在电介质表面附近的光剥离截面进行了计算和分析. 研究表明, 氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面不仅与入射光子的能量有关, 而且还与电介质球面的介电常数有关. 因此, 可以通过改变入射光子的能量及电介质球面的介电常数对氢负离子在球面附近的光剥离截面进行调控研究. 本文的研究对负离子体系在电介质表面附近的光剥离的实验研究可以提供一定的理论指导和参考价值. 在本文中, 除非特别说明, 所有的单位均采用原子单位制(缩写为 a.u.).

2 理论模型和公式推导

2.1 镜像势和体系的哈密顿量

氢负离子在电介质球面附近光剥离的物理图像如图 1 所示.

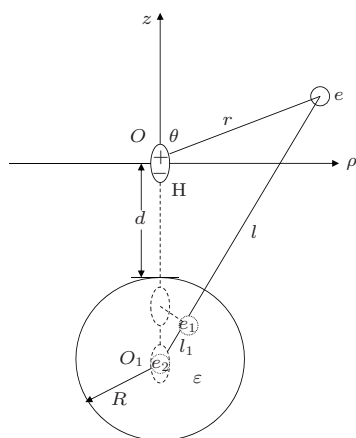


图 1 电介质球面附近氢负离子光剥离的物理模型

氢负离子与球面顶端的距离为 d . 电介质球面半径为 R , 电介质常数为 ϵ . 采用柱坐标系, H^- 离子处在 ρ - z 平面之中, 激光极化方向与 z 轴平行. 氢负离子可以看作是一个电子被一个短程势(吸引势) $V_b(r)$ 束缚在氢原子周围形成的. 其中 r 是电子与氢原子之间的距离. 当用一束激光照射 H^- 离子时, H^- 离子吸收入射光子的能量, 如果入射光子的能量大于电子和氢原子之间的结合能, 电子将会脱离氢原子核的束缚, 从而获得一定的动能向远离氢原子核的地方运动. 这就是氢负离子的光剥离

过程.

根据镜像法^[28], 电介质球面对剥离电子的作用可以用一个镜像势来代替. 假设剥离电子到球面圆心之间的距离用 l 表示, 根据几何关系我们可以求得 $l = \sqrt{\rho^2 + (z + d + R)^2}$. 对于电介质球外的剥离电子而言, 电子的像电荷有两部分组成. 一部分是位于距离球心为 l_1 处、电量大小为 e_1 的点电荷. 其中,

$$l_1 = R^2/l, \quad e_1 = \alpha e \frac{R}{l}, \quad \alpha = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1}.$$

第二部分是一段分布于球心到 l_1 处线段上的线电荷, 线电荷的密度为 $\lambda(l') = -\beta(l_1/l')^{1-\beta}e$, 其中 $\beta = \frac{1}{\epsilon + 1}$. 因此, 电介质球面对球外剥离电子的作用可以用像电荷对电子的作用势来表示:

$$V_i = \frac{e_1}{l - l_1} - \int_0^{l_1} \frac{\lambda(l') dl'}{l - l'}. \quad (1)$$

当剥离电子距离球心的距离比较远时, 线电荷对剥离电子的作用可以用位于球心的、带电量为 e_2 的点电荷来代替, 其中 $e_2 = -e_1 = -\alpha e \frac{R}{l}$. 因此, 剥离电子所受到的镜像势可以简化为

$$V_i = \frac{\alpha e R}{l^2} - \frac{\alpha e R}{l(l - l_1)} = \frac{\alpha e R}{l^2} - \frac{\alpha e R}{l^2 - R^2}. \quad (2)$$

从 (2) 式可以看出, 由于第二项静电吸引势大于第一项静电排斥势的作用, 因此剥离电子所受到的镜像势是一个吸引势.

对于电介质球面附近的氢负离子体系, 由于电子之间的作用势是相互的, 因此剥离电子的哈密顿量可以表示为

$$H = \frac{P^2}{2} + \frac{V_i}{2} + V_b(r) + V_c(r), \quad (3)$$

其中, V_b 是剥离电子和氢原子核之间的短程势, V_c 是氢原子的镜像电荷与剥离电子之间的作用势, 也是一个短程势. 根据闭合轨道理论, 当电子发生剥离以后, 短程势的影响可以忽略不计. 因此, 采用柱坐标系和原子单位制, 剥离电子在电介质球表面附近的哈密顿量可以写为

$$H = \frac{1}{2} \left(P_\rho^2 + \frac{L_z^2}{\rho^2} \right) + \frac{1}{2} P_z^2 + \frac{R}{2} \left[\frac{\alpha}{\rho^2 + (z + d + R)^2} - \frac{\alpha}{\rho^2 + (z + d + R)^2 - R^2} \right] + V_0, \quad (4)$$

其中,

$$V_0 = -\frac{R}{2} \left[\frac{\alpha}{(d+R)^2} - \frac{\alpha}{(d+R)^2 - R} \right]$$

是一个常数, 对剥离电子的运动不会产生影响, 这样可以保证 $V(\rho = 0, z = 0) = 0$; L_z 是体系角动量的 z 分量, 在具体计算中, 为了简化计算, 我们取 $L_z = 0$.

2.2 剥离电子的经典运动和闭合轨道

氢负离子在电介质球面附近的光剥离可以用半经典闭合轨道理论来描述: 当一束激光照射到氢负离子时, 离子吸收光子后, 处于束缚态 S 态的电

子变成向外传播的 p 波. 在远离原子处, 波的传播沿着经典轨道进行. 由于电介质球面的镜像吸引势的作用, 剥离电子波不能传播到无限远处, 最终在镜像势的作用下返回到原子附近. 与返回轨道相联系的返回波与出射波发生干涉, 从而在光剥离截面中出现振荡. 因此, 为了计算体系的光剥离截面, 首先要找出体系的闭合轨道.

假设剥离电子从坐标原点出发, 通过求解体系的哈密顿正则方程, 可以找到从原点出发, 经过一段时间后返回到原点附近的闭合轨道. 体系的哈密顿正则方程可以写为

$$\begin{cases} \dot{\rho} = \frac{\partial H}{\partial P_\rho} = P_\rho, & \dot{z} = \frac{\partial H}{\partial P_z} = P_z, \\ \dot{P}_\rho = -\frac{\partial H}{\partial P_\rho} = R\rho \left\{ \frac{\alpha}{[\rho^2 + (z+d+R)^2]^2} - \frac{\alpha}{[\rho^2 + (z+d+R)^2 - R^2]^2} \right\}, \\ \dot{P}_z = -\frac{\partial H}{\partial z} = R(z+d+R) \left\{ \frac{\alpha}{[\rho^2 + (z+d+R)^2]^2} - \frac{\alpha}{[\rho^2 + (z+d+R)^2 - R^2]^2} \right\}. \end{cases} \quad (5)$$

采用五阶龙格-库塔对方程组 (5) 进行积分, 借助于数值计算找到体系的闭合轨道. 由于电介质球面对剥离电子的镜像势是吸引势, 所以剥离电子以一定的动能出射后, 由于吸引势的存在, 剥离电子的动能会逐渐地减少直到为零, 此时, 剥离电子到达距离原点最远的位置, 即最高点. 接着, 剥离电子会在吸引势的作用之下, 重新向氢原子核运动, 最终再重新回到原点. 这个过程就形成了一条闭合轨道. 在剥离电子运动的过程中, 如果电子沿 $+z$ 轴方向出射, 由于电介质球面的吸引势的作用, 电子运动一段时间后将返回到原点, 从而形成一条闭合轨道. 如果电子沿其他方向出射, 电子会在 z 方向和 ρ 方向都产生位移, 其运动轨迹是一条在 ρ - z 平面内的曲线. 我们可以将这两个方向的运动分开, 一个是沿着 z 方向, 一个是沿着 ρ 方向. 由于电介质球面吸引势的存在, 若剥离电子初始动量 $k_{z0} = \sqrt{2E} \cos \theta_{\text{out}} < 0$ (θ_{out} 是剥离电子出射方向与 $+z$ 轴方向的夹角), 则剥离电子在 z 方向的位移 $z(t)$ 会一直小于零, 说明剥离电子不会再返回到原点, 此时无法形成闭合轨道. 若 $k_{z0} > 0$, 则剥离电子初始出射动量有沿着 $+z$ 轴的分量, 此时由于电介质球面吸引势的作用, 在经过一段时间之后, 剥离电子会重新返回到坐标原点. 剥离电子沿着 z 方

向和 ρ 方向的周期分别定义为 T_ρ 和 T_z . 当 $T_z = T_\rho$ 时, 可以形成闭合轨道.

我们以 GaAs 电介质球面为例, 对剥离电子的经典运动进行了分析和计算. GaAs 电介质的介电常数 $\varepsilon = 13.18$, $\alpha = 0.86$ [17]. 假设剥离电子的能量 $E = 0.046$ eV, 氢负离子到球面距离 $d = 50$ a.u., 电介质的球面半径 $R = 500$ a.u.. 图 2 给出了剥离电子在 ρ - z 平面内运动时的周期 T_ρ 和 T_z 随出射角的变化曲线. 通过计算可以看出, 当电子在 ρ - z 平面内运动时, 沿 ρ 方向的周期 T_ρ 始终大于沿 z 方向的周期 T_z , 因此在 ρ - z 平面内没有闭合轨道.

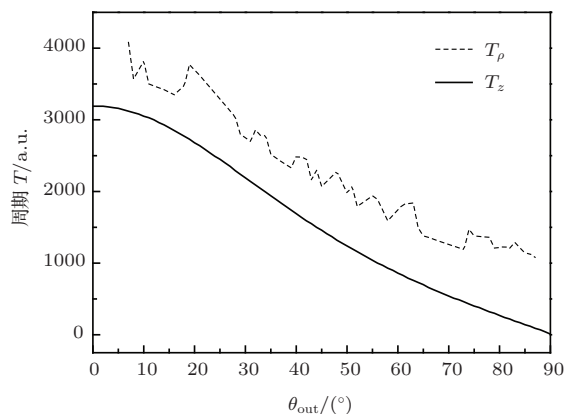


图2 剥离电子在 GaAs 电介质球面附近运动的周期 (虚线代表 ρ 方向的周期 T_ρ , 实线代表 z 方向的周期 T_z)

图3给出了剥离电子在GaAs电介质球面附近的一些经典运动轨迹. 从图3可以清楚地看出, 只有沿 $+z$ 轴方向出射的电子才能在电介质球面的吸引势的作用下返回到原点, 形成一条闭合轨道. 在图3中用粗实线表示.

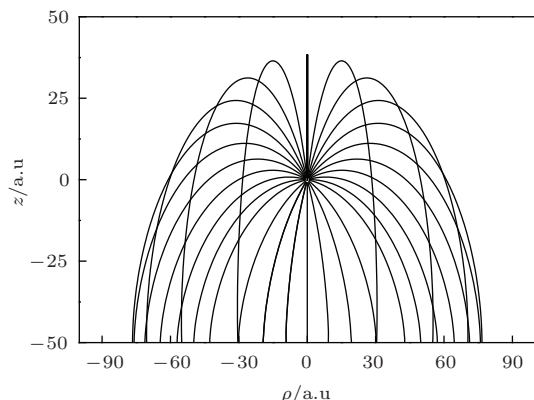


图3 剥离电子在GaAs电介质球面附近的经典运动轨迹 (闭合轨道用粗实线表示)

2.3 闭合轨道的周期和作用量

当剥离电子沿 $+z$ 轴方向出射时, 出射角 $\theta_{\text{out}} = 0$. 因此, 电子沿 $+z$ 轴方向的动量为

$$P_z = \left\{ 2 \left\{ E - V_0 - \frac{R}{2} \left[\frac{\alpha}{(z+d+R)^2} - \frac{\alpha}{(z+d+R)^2 - R^2} \right] \right\} \right\}^{1/2}.$$

从上式可以看出, 剥离电子的能量有一个临界值 $E_c = V_0$. 如果剥离电子的能量 E 大于临界能量 E_c , 剥离电子的动量 $P_z > 0$ 恒成立, 剥离电子将一直沿 z 轴正方向运动而不能返回到原子核附近, 此时没有闭合轨道产生. 只有当 $E < E_c$ 时, 剥离电子的动量 P_z 才可能等于0, 此时电子达到最高点. 然后电子在电介质球面的镜像吸引势的作用下发生转折, 经过一段时间后返回到原点, 从而形成闭合轨道.

令 $P_z = 0$, 可以求解出电子在 z 轴方向运动所能达到的最远距离:

$$z_{\text{max}} = \sqrt{\frac{R^2 + \sqrt{R^4 - \frac{2\alpha R^3}{E + V_0}}}{2}} - d - R \quad (0 < E \leq E_c). \quad (6)$$

假设闭合轨道的周期用 T 表示, 可得

$$T = 2 \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{1}{P_z} dz. \quad (7)$$

闭合轨道的经典作用量 S 由下式给出:

$$S = 2 \int_0^{z_{\text{max}}} P_z dz. \quad (8)$$

3 光剥离截面

根据闭合轨道理论, 氢负离子在电介质球面附近的光剥离散射截面可以表示为

$$\sigma(E) = \sigma_0(E) + \sigma^{\text{osc}}(E), \quad (9)$$

其中,

$$\sigma_0(E) = \frac{16\sqrt{2}\pi^2 B^2 E^{3/2}}{3c(E_b + E)^3}, \quad (10)$$

$\sigma_0(E)$ 为氢负离子在自由空间中的光剥离截面; E_b 为氢负离子的束缚能, $E_b = 0.754$ eV; 归一化常数 $B = 0.31552$; 光速 $c = 137$ a.u..

$\sigma^{\text{osc}}(E)$ 是与返回的电子波相关的振荡部分:

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = -\frac{4\pi}{c} (E + E_b) \text{Im} \langle D\psi_i / \psi_{\text{ret}} \rangle, \quad (11)$$

其中, $\psi_i = Be^{-k_b}/r$ 为电子的初态波函数; D 为偶极算符, 对于沿 z 轴的极化光, $D = z$; $\psi_{\text{ret}}(r)$ 是剥离电子波函数的返回部分. 选取以氢原子的中心为球心, 半径为 R_0 的球面, 则球面上出射波函数为

$$\psi_{\text{out}} = i \frac{4Bk^2}{(k_b + k^2)^2} \cos\theta \frac{e^{ikR_0}}{kR_0}. \quad (12)$$

在球面外部传播的剥离电子的波函数可以用半经典方法给出:

$$\psi(r) = \sum_j \psi_{\text{out}}(r) A_j e^{i(S_j - \mu_j \pi/2)}, \quad (13)$$

其中, 沿第 j 个轨道的作用量 $S_j = \int p_j dq_j$; μ_j 是Maslov指数; A_j 为振幅,

$$A_j(\rho, z, \phi) = |J_j(\rho, z, 0) / J_j(\rho, z, t)|^{1/2},$$

$J_j(\rho, z, t)$ 是雅克比行列式. 当返回波到达原子核附近时, 可以近似用一平面波描述:

$$(\psi)_{\text{ret}}^j(r) = N_j e^{ik_{\text{ret}}^j \cdot r}, \quad (14)$$

其中, N_j 为归一化因子,

$$N_j = \tilde{A}_j e^{i(S_j - \mu_j \pi)} \frac{i4Bk \cos\theta}{(k_b + k^2)^2}, \quad (15)$$

式中 $\tilde{A}_j = \frac{1}{R_0} A_j$.

将以上各式代入(11)式, 对出射波函数和返回波函数进行积分, 并取所得结果的虚部可得到与反射波函数相关的光剥离截面的振荡项

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = \frac{16\pi^2 B^2 E}{c(E_b + E)^3}$$

$$\times \sum_j \tilde{A}_j \cos^2 \theta_{\text{out}}^j \left(S_j - \mu_j \frac{\pi}{2} \right). \quad (16)$$

通过前面的理论分析以及轨道模拟, 可知光剥离电子只有一条闭合轨道且沿 z 轴正方向, 因此, $\theta_{\text{out}} = 0$. Maslov 指数 μ 对应闭合轨道上的奇异点的个数. 在这种情况下 $\mu = 1$. 闭合轨道振幅可以化简为 $A = 1/kT$, T 为闭合轨道的周期. 因此, (16) 式可以化简为

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = \frac{8\pi^2 B^2 \sqrt{2E}}{c(E_b + E)^3 T} \cos(S) \quad (0 < E \leq E_c), \quad (17)$$

其中, T 与 S 分别是沿 z 轴正方向闭合轨道的周期与经典作用量, 已由 (7), (8) 两式给出. 由闭合轨道理论可知, 当剥离电子能量 $E > E_c$ 时不存在闭合轨道, 此时氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面与自由空间中相同. 因此总的光剥离截面可以表示为

$$\sigma(E) = \begin{cases} \sigma_0(E) + \frac{8\pi^2 B^2 \sqrt{2E}}{c(E_b + E)^3 T} \cos(S) & (0 < E \leq E_c), \\ \sigma_0(E) & (E > E_c). \end{cases} \quad (18)$$

4 结果分析与讨论

利用 (18) 式, 我们首先计算了氢负离子在 GaAs 电介质球面附近的光剥离截面, 计算结果如图 4 所示. 其中, 氢负离子到球面距离 $d = 50 \text{ a.u.}$, 电介质的球面半径 $R = 500 \text{ a.u.}$. 对于这一体系, 剥离电子的临界能量 $E_c = 0.092 \text{ eV}$, 相应的入射光子的临界能量 $E_{\text{pc}} = E_c + E_b = 0.846 \text{ eV}$. 计算结果表明, 当 $E_b < E_p < E_{\text{pc}}$ 时, 光剥离截面中出现了振荡结构. 振荡是由沿闭合轨道返回的电子波和出射的电子波发生干涉形成的. 随着光子能量的增加, 光剥离截面的振荡振幅减小, 振荡频率增加. 当光子的能量 $E_p > E_{\text{pc}}$ 时, 光剥离截面中的振荡结构消失.

图 5 为氢负离子在不同电介质球面附近的光剥离截面. 在计算中我们固定氢负离子到球面的距离 $d = 50 \text{ a.u.}$, 电介质的球面半径 $R = 500 \text{ a.u.}$, 与电介质的介电常数有关的参量 α 在 0.5 到 1.0 之间发生变化. 从图 5 可以看出, 当介电常数较小时, 入射光子的临界能量也比较小, 因此光剥离截

面只在很小的区间内发生振荡. 例如, 当 $\alpha = 0.5$ 时, 入射光子的临界能量 $E_{\text{pc}} = 0.807 \text{ eV}$, 此时光剥离截面的振荡能量区间仅限制在 $0.754 \text{ eV} < E_p < 0.807 \text{ eV}$. 当能量大于 E_{pc} (0.807 eV), 光剥离截面的振荡消失. 随着介电常数的增大, 入射光子的临界能量进一步增加, 相应的光剥离截面的振荡区域进一步增大. 例如, 当 $\alpha = 0.9$ 时, 入射光子的临界能量 $E_{\text{pc}} = 0.850 \text{ eV}$, 光剥离截面的振荡能量范围增大到 $0.754 \text{ eV} < E_p < 0.850 \text{ eV}$. 从图 5 还可以看出, 随着介电常数的增大, 光剥离截面的振荡振幅进一步增加. 当 $\alpha = 1.0$ 时, 此时所对应的电介质常数 $\varepsilon \rightarrow \infty$, 在这种情况下, 电介质球面可以看作是一个金属球面, 光剥离的振荡振幅最大. 此时氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面和在金属球面附近的光剥离截面一致.

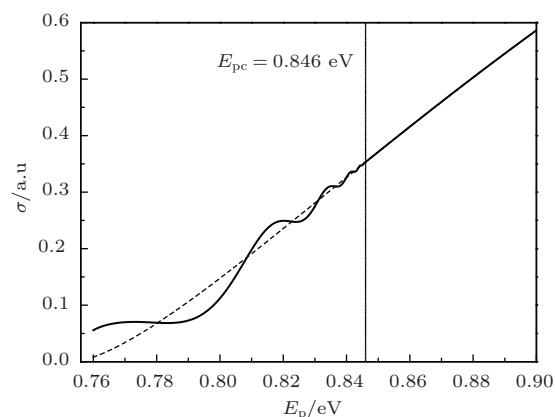


图 4 氢负离子在 GaAs 电介质球面附近的光剥离截面 (图中虚线表示氢负离子在自由空间中的光剥离截面, 实线表示在 GaAs 电介质球面附近的光剥离截面)

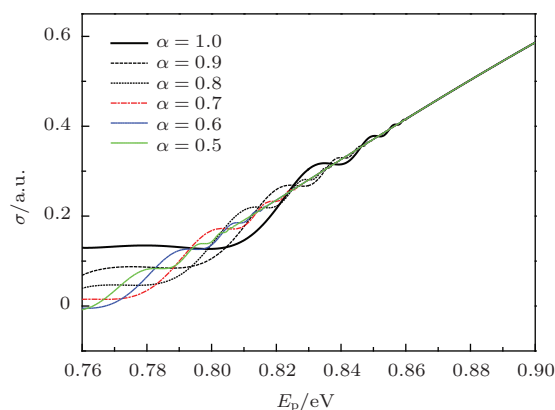


图 5 (网刊彩色) 氢负离子在不同电介质球面附近的光剥离截面 (入射光子的能量 $E_p = E + E_b$, 黑色粗实线代表氢负离子在金属球面 ($\alpha = 1.0$) 附近的光剥离截面)

为了更清楚地看出光剥离截面随电介质球面的介电常数的变化, 我们只给出了光剥离截面的振

荡部分, 如图6所示.

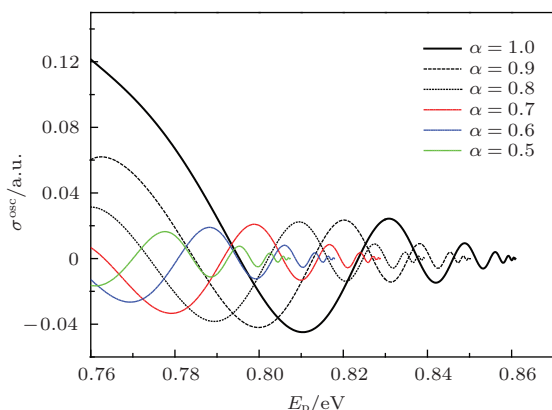


图6 (网刊彩色) 氢负离子在不同电介质球面附近光剥离截面的振荡部分随光子能量的变化. 电介质的球面半径 $R = 500$ a.u., 氢负离子与电介质球面的距离 $d = 50$ a.u.; 黑色粗实线代表氢负离子在金属球面 ($\alpha = 1.0$) 附近的振荡光剥离截面

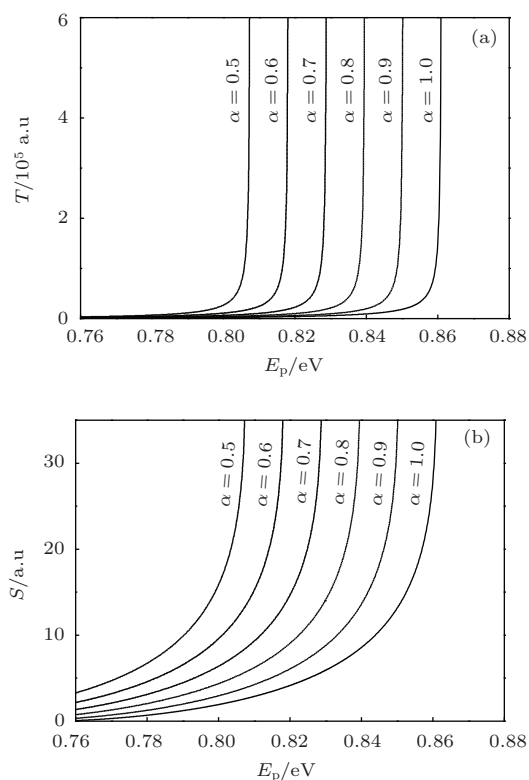


图7 剥离电子在不同电介质球面附近的闭合轨道周期和作用量 (电介质的球面半径 $R = 500$ a.u., 氢负离子到电介质球面的距离 $d = 50$ a.u.) (a) 闭合轨道的周期; (b) 闭合轨道的作用量

从图6可以清晰地看出, 随着介电常数的增大, 光剥离截面的振荡振幅进一步增大. 原因如下: 随着介电常数的增大, 电介质球面对剥离电子的镜像势增强. 随着镜像势的增强, 剥离电子的闭合轨道的周期减小. 图7给出了在不同电介质表面附近剥

离电子的周期和作用量. 从图7可以看出, 随着介电常数的增大, 闭合轨道的周期和作用量减小. 根据闭合轨道理论, 光剥离截面中的振荡结构是由剥离电子沿着闭合轨道返回的电子波和吸收能量后出射的电子波发生相互干涉形成的. 闭合轨道的周期越短, 返回的电子波和出射的电子波的干涉越强, 光剥离截面中的振荡结构越明显.

5 结 论

利用半经典闭合轨道理论结合静电成像的理论方法, 对氢负离子在电介质球面附近的光剥离进行了研究. 首先给出了剥离电子的经典运动方程并且对剥离电子的运动轨迹进行了数值模拟, 在此基础上找到了体系的闭合轨道. 然后推导给出了氢负离子在电介质球面附近光剥离截面的计算公式, 并且对光剥离截面进行了计算和分析. 研究表明, 电介质球面的介电常数对氢负离子的光剥离会产生比较大的影响. 随着电介质球面的介电常数的增大, 剥离电子的闭合轨道的周期变短, 光剥离截面的振荡范围和振荡振幅增大. 当电介质常数增大到无穷大时, 氢负离子在电介质球面附近的光剥离截面和在金属球面附近的光剥离截面一致. 因此, 可以通过选取不同的电介质球面对氢负离子的光剥离截面进行调控研究. 本文结果对于进一步研究负离子体系在不同表面附近光剥离的实验研究可以提供一定的理论指导和参考价值.

参考文献

- [1] Bryant H C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2412
- [2] Rau A P R, Wong H 1988 *Phys. Rev. A* **37** 632
- [3] Du M L 1988 *Phys. Rev. A* **38** 5609
- [4] Du M L 2004 *Phys. Rev. A* **70** 055402
- [5] Liu Z Y, Wang D H, Lin S L, Shi W Z 1997 *Phys. Rev. A* **54** 4078
- [6] Liu Z Y, Wang D H 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4605
- [7] Liu Z Y, Wang D H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4605
- [8] Peters A D, Delos J B 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3020
- [9] Peters A D, Delos J B, Jaffe C, Delos J B 1997 *Phys. Rev. A* **56** 331
- [10] Yang G C, Zheng Y Z, Chi X X 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 1855
- [11] Yang G C, Zheng Y Z, Chi X X 2006 *Phys. Rev. A* **73** 043413
- [12] Afaq A, Du M L 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 1309

- [13] Rui K K, Yang G C 2009 *Surf. Sci.* **603** 632
- [14] Zhao H J, Du M L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023408
- [15] Wang D H, Tang T T, Wang S S 2010 *J. Electron. Spectrosc.* **177** 30
- [16] Yang B C, Du M L 2010 *J. Phys. B* **43** 035002
- [17] Huang K Y, Wang D H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 063402
- [18] Huang K Y, Wang D H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 932 (in Chinese) [黄凯云, 王德华 2010 物理学报 **59** 932]
- [19] Wang D H, Huang K Y 2010 *Commun. Theor. Phys.* **53** 898
- [20] Wang D H, Wang S S, Tang T T 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 094301
- [21] Han Y, Wang L F, Ran S Y, Yang G C 2010 *Physics B* **405** 3082
- [22] Huang K Y, Wang D H 2010 *J. Phys. Chem. C* **114** 8958
- [23] Wang D H 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 014113
- [24] Haneef M, Ahmad I, Afaq A, Rahman A 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 195004
- [25] Li S S, Wang D H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 043201 (in Chinese) [李绍晟, 王德华 2013 物理学报 **62** 043201]
- [26] Li S S, Wang D H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 023402
- [27] Wang D H, Li S S 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 074301
- [28] Messina R 2002 *J. Chem. Phys.* **117** 11062

Study on the photodetachment of H^- ion near a dielectric sphere*

Chen Qiang Wang De-Hua[†]

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Ludong University, Yantai 264025, China)

(Received 18 June 2014; revised manuscript received 12 August 2014)

Abstract

Photodetachment of hydrogen negative ion near a dielectric sphere has been studied by using the image method combined with the semiclassical closed orbit theory. Firstly, we analyze the image charge distribution of the detached electron near the dielectric sphere; then we put forward the Hamiltonian for this system. By solving the Hamiltonian canonical equations, we can find the closed orbits of the detached electrons moving near the dielectric sphere. With the help of the semiclassical closed orbit theory, we derive the formula for calculating the photodetachment cross section of this system. Then we can calculate and analyze the photodetachment cross section. Calculated results suggest that the photodetachment cross section of the hydrogen negative ion near a dielectric sphere is not only related to the photon energy, but also the dielectric constant of the sphere. For a given dielectric sphere, with the increase of photon energy, the oscillating amplitude in the photodetachment cross section decreases while the oscillation frequency increases. When the photon energy is increased to a critical value, the oscillating structures in the cross section disappear. In addition, with the increase in the dielectric constant of the dielectric sphere, the oscillating structure in the photodetachment cross section becomes much more complicated. When the dielectric constant is increased to infinity, the photodetachment cross section of this system is consistent with the photodetachment cross section of the hydrogen negative ion near a metal sphere. Therefore, we can control the photodetachment cross section of the hydrogen negative ion near a dielectric sphere by changing the photon energy and the dielectric constant. Our study may provide some theoretical guidance and reference values for the experimental research of photodetachment of negative ion near the dielectric sphere.

Keywords: dielectric sphere, photodetachment cross section, image method, closed orbit theory

PACS: 32.80.Gc, 34.35.+a, 33.80.Eh

DOI: 10.7498/aps.63.233201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374133) and the Science and Technology Program of Institution of Higher Education of Shandong Province, China (Grant No. J13LJ04).

[†] Corresponding author. E-mail: lduwdh@163.com