

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

(鲁东大学物理学院, 烟台 264025)

(2011年6月12日收到; 2011年6月30日收到修改稿)

利用闭合轨道理论, 研究了变化的磁场和不同电介质表面对氢负离子光剥离截面的影响, 并推导出了该体系下的光剥离截面公式. 结果发现, 氢负离子的光剥离截面不仅与磁场的强度有关, 而且还与电介质常数有关. 当氢负离子到电介质表面的距离和电介质常数一定时, 体系的光剥离截面中的振荡随磁场的变化而明显变化. 随着磁场强度的增大, 体系的闭合轨道数目增多, 光剥离截面的振荡越来越复杂. 当氢负离子到电介质表面的距离和磁场强度一定时, 电介质常数的变化对光剥离截面的影响也很重要, 随着电介质常数的增大, 体系的闭合轨道数目增多, 光剥离截面的振荡也变得越来越大. 因此, 可以通过改变磁场强度和电介质常数来调整负离子的光剥离截面. 此结果对于研究负离子体系在表面附近和外场中的光剥离问题具有一定的参考价值.

关键词: 光剥离, 闭合轨道理论, 电介质表面, 磁场

PACS: 32.80.Gc, 03.65.Sq, 34.35.+a, 32.60.+i

1 引言

近年来, 原子、离子和分子与外场的相互作用引起了人们的广泛关注^[1-6]. 早在1979年 Blumberg 等^[1]就研究了负离子在磁场中的光剥离问题, 他们发现磁场中的负离子的光剥离截面表现出很强的振荡并与光子的能量有关. 后来 Bryant 等^[2]在研究电场中的氢负离子光剥离截面时也观察到了波浪状的振荡, Du 和 Delos^[3]发展起来的闭合轨道理论解释了该振荡. 他们认为该振荡来自于从氢负离子向外传播的波与被外场拉回的波的干涉. 随后, 氢负离子在其他外场, 例如平行的电场和磁场、垂直的电场和磁场以及电场和磁场成任意夹角情况下的光剥离问题也相继被报道^[5-8]. 最近, 金属面附近吸附物的光致电子的激发引起了很大关注^[9]. 因为氢负离子常被用来探测被吸附物的态寿命和反向散射中的电荷转移^[10], 界面旁的氢负离子的光剥离引起了人们极大的兴趣. 首先, Yang 等^[11,12]和 Wang 等^[13,14]研究了弹性界面附近的氢负离子的光剥离. 后来, Zhao 和 Du^[15]以及 Rui 和 Yang^[16], 黄凯云和王德华^[17]研究了金属面和电介质表面附近的氢负离子的光剥离. 在他们的研究中, 光剥离截面仅在剥离阈以上很小的能量范围内

有变化, 因此, 如何调控金属面附近的氢负离子的光剥离成为一个有意义的研究课题. Yang 和 Du^[18]以及王德华^[19,20]的研究表明, 外加的电场或磁场对金属面附近的氢负离子的光剥离有很大影响. 在这些研究中, 他们只是考虑了外场对金属面附近的氢负离子的光剥离的影响, 至于外场和电介质表面附近的氢负离子的光剥离还没有人研究. 本文利用闭合轨道理论, 首次研究了氢负离子在磁场和电介质表面附近的光剥离问题. 计算结果表明, 磁场强度和电介质常数都对氢负离子的光剥离截面产生很大影响. 因此, 我们可以通过改变磁场强度和电介质常数来调控氢负离子的光剥离. 我们的结果对于实验研究原子或离子体系在外场和界面附近的光吸收及光剥离问题具有一定的理论指导意义.

2 光剥离截面的理论推导

该体系的物理模型如图1所示. 氢负离子位于坐标原点电介质表面垂直于 z 轴, 位于 $z = -d$ 处. 假定激光的极化方向和磁场的方向均沿 z 轴正向. 由镜像法, 电介质表面对剥离电子的作用可以用一个镜像势来代替, 因此电介质附近剥离电子所受到的作用势可以记为: $V = V_b + V_c + V_l$, 其中,

* 国家自然科学基金(批准号: 11074104, 10604045)和山东省高等学校科技计划项目(批准号: J09LA02)资助的课题.

[†] E-mail: jnwdh@sohu.com.

V_b 是剥离电子和氢原子之间的短程球对称势; V_c 是剥离电子与像原子核的相互作用势能, 它也是一个短程势; V_i 是剥离电子与像电荷之间相互作用势能^[17]:

$$V_i = \frac{\alpha e^2}{4(d+z)}, \quad \alpha = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} > 0,$$

ε 是电介质常数. 因此体系的哈密顿量 (采用柱坐标系和原子单位) 可以表示为

$$H = \frac{1}{2} \left(P_\rho^2 + \frac{L_z^2}{\rho^2} \right) + \frac{1}{2} P_z^2 + \omega_L L_z - \frac{\alpha}{4(d+z)} + \frac{\alpha}{4d} + \frac{1}{2} \omega_L^2 \rho^2 + V_b + V_c, \quad (1)$$

其中 $\omega_L = B/2c$ 是拉莫尔旋进频率, B 是磁场强度, c 是光速. P_ρ 是剥离电子在 ρ 方向的动量, P_z 是

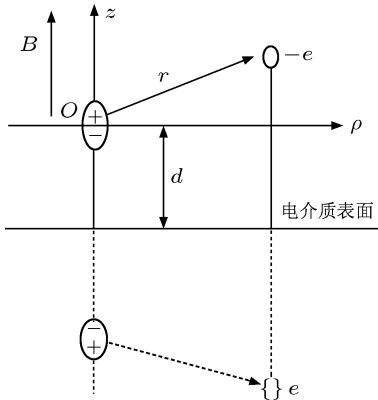


图1 氢负离子在磁场和电介质表面附近的光剥离的物理图像

z 方向的动量, L_z 是 z 方向的角动量, 由于体系的柱对称性, 角动量 z 分量为守恒量. 为了简化计算, 我们令其为 0. $\frac{\alpha}{4d}$ 是一个附加的常数, 它的引入是为了保证在 $z = 0$ 处 $V = 0$, 对剥离过程没什么影响. 由于体系的柱对称性, 角动量的 z 分量为守恒量, 可令其为 0.

3 闭合轨道

氢负离子在磁场和电介质附近的光剥离过程如下: 当氢负离子吸收光子之后, 电子获得能量变成向外传播的波, 当电子传播到一定距离时, 电子会在磁场和像电荷的作用力的影响下回到原子核处, 从而形成闭合轨道. 这样沿闭合轨道传播的返回波与初射波叠加干涉, 导致光剥离截面中出现振荡.

通过解哈密顿运动方程, 我们得到电子在 ρ 方向的运动方程:

$$\rho(t) = \frac{1}{\omega_L} k \sin \theta_{\text{out}} |\sin(\omega_L t)|, \quad (2)$$

其中 $k = \sqrt{2E}$ 是电子的动量, θ_{out} 是电子的初射角. 显然剥离电子沿 ρ 方向的运动是在磁场作用下的圆周运动, 运动周期 $t_{\text{ret}}^\rho = j\pi/\omega_L$, $j = 1, 2, \dots$ 表示周期个数.

电子沿 z 方向的运动方程不能用一个简单的表达式表示, 但经过复杂的求导和积分运算后其运动满足下面的等式:

$$\frac{2d^2 \cos \theta_{\text{out}} \sqrt{2E} - \sqrt{2d(d+z(t))} [4Ed^2 \cos^2 \theta_{\text{out}} - (\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}) z(t)]}{\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}} + \frac{\alpha \sqrt{2d^3} \left[\arctan \sqrt{\frac{4Ed^2 \cos^2 \theta_{\text{out}} - (\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}) z(t)}{(\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})(d+z(t))}} - \arctan \sqrt{\frac{4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}}{\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}}} \right]}{(\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})^{3/2}} = t. \quad (3)$$

因为电介质对电子产生的势是吸引势, 所以电子沿 z 方向的运动类似于电子在电场中的运动. 假设 z 方向电子的初动量为 $k_{z0} = \sqrt{2E} \cos \theta_{\text{out}}$ 是负值, 那么 $z(t) < 0$, 电子不可能返回到原点, 也就不会形成闭合轨道. 如果初动量是正值, 那么电子出射方向沿 z 轴正方向, 由于电介质镜像势的吸引作用, 电子运动一定时间后还可以回到原点, 从而形成闭合轨道. 对于给定的能量, 电子沿 z 轴运动的最大距离为

$$z_{\text{max}} = \frac{4Ed^2 \cos^2 \theta_{\text{out}}}{\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}}. \quad (4)$$

所以沿 z 方向的返回时间:

$$t_{\text{ret}}^z = 2 \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{1}{p_z} dz = \frac{4d^2 \sqrt{2E} \cos \theta_{\text{out}}}{\alpha - 4E \cos^2 \theta_{\text{out}} d} + \frac{\alpha 2d \sqrt{2d}}{(\alpha - 4E \cos^2 \theta_{\text{out}} d)^{3/2}} \times \arctan \sqrt{\frac{4dE \cos^2 \theta_{\text{out}}}{\alpha - 4E \cos^2 \theta_{\text{out}} d}}. \quad (5)$$

在此体系中只有当能量和初射角满足 $t_{\text{ret}}^z = t_{\text{ret}}^\rho$ 时才会形成闭合轨道. 很明显有一条闭合轨道是永远存在的, 并沿正 z 方向, 这是由于电子只受电

介质吸引势的影响形成的,称为平行轨道,用 $j = 0$ 表示. 这条轨道的周期为

$$t_{//} = \frac{4d^2\sqrt{2E}}{\alpha - 4Ed} + \frac{\alpha 2d\sqrt{2d}}{(\alpha - 4Ed)^{3/2}} \arctan \sqrt{\frac{4dE}{\alpha - 4Ed}}. \quad (6)$$

如果增加电子的能量,这个时间也会增大. 当正好等于一个圆周运动周期 $t_c = \pi/\omega_L$ 时,第一条闭合轨道出现,用 $j = 1$ 表示. 能量继续增大,当返回时间是平行轨道的两倍时,出现第二条闭合轨道,用 $j = 2$ 表示. 随着能量的增大,闭合轨道的数目增多,第 j 条闭合轨道的返回时间为平行轨道的 j 倍,因此对于给定的能量,最大闭合轨道数目可以对 $t_{//}(E)/t_c$ 取整来确定. 图 2 给出了剥离电子运动的一些闭合轨道.

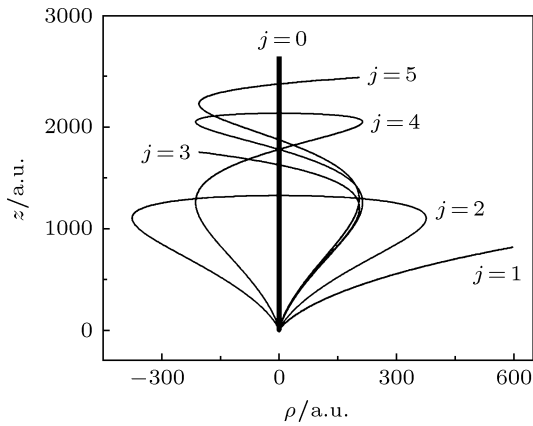


图 2 剥离电子在磁场和电介质表面附近的闭合轨道 磁场强度 $B = 12$ T, 剥离电子能量为 0.095 eV

3.1 光剥离截面

根据闭合轨道理论^[3]光剥离截面可以分为两部分:

$$\sigma(E) = \sigma_0(E) + \sigma^{\text{osc}}(E), \quad (7)$$

$\sigma_0(E)$ 是没有外场和电介质表面时的光滑背景项^[5]:

$$\sigma_0(E) = \frac{16\sqrt{2}B_0^2\pi^2 E^{3/2}}{3c(E_b + E)^3}, \quad (8)$$

$E_b = k_b^2/2$ 是氢负离子对剥离电子的束缚能, $E_b \approx 0.754$ eV, $B_0 = 0.31522$ 为归一化常数. 第二项是振荡项,对应由于干涉而在光剥离截面中产生的振荡:

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = -\frac{4\pi}{c}(E + E_b)\text{Im}\langle \mathbf{D}\psi_i | \psi_{\text{ret}} \rangle, \quad (9)$$

其中, $\psi_i(\mathbf{r}) = B_0 e^{-k_b r}/r$ 是剥离电子的初始波函数; \mathbf{D} 为偶极算符^[3], 对于沿 z 方向的偏振光而言,

$\mathbf{D} = z$. ψ_{ret} 是剥离电子波函数中的返回部分. 定义一个以氢原子核为球心, 半径为 R 的球, 则球面上出射波为^[21]

$$\psi_{\text{out}}(R, \theta, \varphi) = -\frac{4iB_0 k^2}{(k_b^2 + k^2)^2} \cos(\theta) \frac{e^{i(kR - \pi)}}{kR}. \quad (10)$$

在没有磁场和电介质界面时, 剥离电子将从核附近的“源”以球面波的形式向远离核的方向传播, 而且永远不返回到原子核附近. 然而, 由于外磁场和电介质界面的存在, 电子会在磁场力和像电荷作用力的影响下沿闭合轨道返回到出射波源附近, 最终回到原点. 当返回波到达原子核附近时, 返回波可以用沿 z 方向传播的平面波来表示, 即:

$$\psi_{\text{ret}}(r, \theta, \varphi) = \sum_j \psi_{\text{out}}(R, \theta, \varphi) A_j e^{i(S_j - \mu_j \pi/2)}, \quad (11)$$

其中, A_j 是振幅, $A_j = \left| \frac{f_{\text{out}}^{(+)}(j)}{f_{\text{ret}}^{(-)}(j)} \right| \left| \frac{J_j(t_0)}{J_j(t_{\text{ret}})} \right|^{1/2}$ ^[5]. 对于平行轨道 ($j = 0$), A_j 表示为

$$A_{j=0} = \frac{\pi\omega_L}{E \sin(\omega_L t_{//})}. \quad (12)$$

对于其他轨道 A_j 表示为

$$A_{j \neq 0} = \frac{(2\pi)^{3/2} \sin \theta_{\text{out}}^j}{(\sqrt{2E})^{3/2} \sqrt{\cos \theta_{\text{out}}^j \left| \left[\frac{\partial t}{\partial \theta} \right]_{z_{\text{ret}}} \right|}}, \quad (13)$$

其中, $\left[\frac{\partial t}{\partial \theta} \right]_{z_{\text{ret}}}$ 由 (3) 式得到 θ_{out}^j 是第 j 条闭合轨道的初射角. $\mu_j(E)$ 是 Maslov 指数. $S_j(E) = \int p dq$ 是沿着第 j 条闭合轨道的经典作用量:

$$S_j(E) = -2d\sqrt{2E \cos^2 \theta_{\text{out}}^j} + \frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{2d}{\alpha - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}^j}} \times \arccos \sqrt{\frac{\alpha - 8dE \cos^2 \theta_{\text{out}}^j}{\alpha}} + E \sin^2 \theta_{\text{out}}^j \frac{j\pi}{\omega_L}. \quad (14)$$

在原子核附近, 返回波应该是所有与闭合轨道联系的波的叠加. 返回波与源波函数相干涉就导致了光剥离截面中的振荡. 将以上几式代入 (9) 式, 整理得:

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = \sigma_0 \frac{3}{2\pi} \sum_{j=0}^{j_{\text{max}}} |A_j| |\cos(\theta_{\text{out}}^j)|^2 \times \sin(-S_j + \phi_j + \mu_j \pi/2), \quad (15)$$

其中 j_{\max} 是最大闭合轨道数目, 且 $j_{\max} = \int [t_{//}(E)/t_c]$. φ_j 是相移, 对于平行轨道 ($j = 0$), $\varphi_j = 0$; 对于其他闭合轨道, $\varphi_j = \pi/4$. 因此, 氢负离子在磁场和电介质表面共同存在时的光剥离截面为

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_0 \frac{3}{2\pi} \sum_{j=0}^{j_{\max}} |A_j| |\cos(\theta_{\text{out}}^j)|^2 \times \sin(-S_j + \varphi_j + \mu_j \pi/2). \quad (16)$$

4 结果与讨论

利用 (16) 式, 我们计算了氢负离子在变化的

磁场和不同电介质表面附近的光剥离截面, 结果如图 3—6 所示. 在计算中, 我们保持电介质表面到氢负离子的距离为 $d = 60$ a.u. 不变.

首先我们选择 GaAs 电介质, 其电介质常数为 $\epsilon = 13.18$, 即 $\alpha = 0.86$ ^[17], 剥离电子的能量范围为 0—0.096 eV, 计算了氢负离子在不同磁场强度下的光剥离截面. 结果如图 3 所示. 为了便于比较, 图 3(a) 给出了只有电介质时的光剥离截面. 图 3(b) 是磁场强度为 $B = 1$ T 时的光剥离截面, 与只有电介质时的情况类似, 磁场的影响可以忽略. 原因是: 当 $B = 1$ T 时, 电子受到的磁场力和电介质表面的吸引力相比较小, 还不足以将电子拉回到原点, 所以除了平行轨道外, 没有新的闭合轨道出现. 图 3(c)

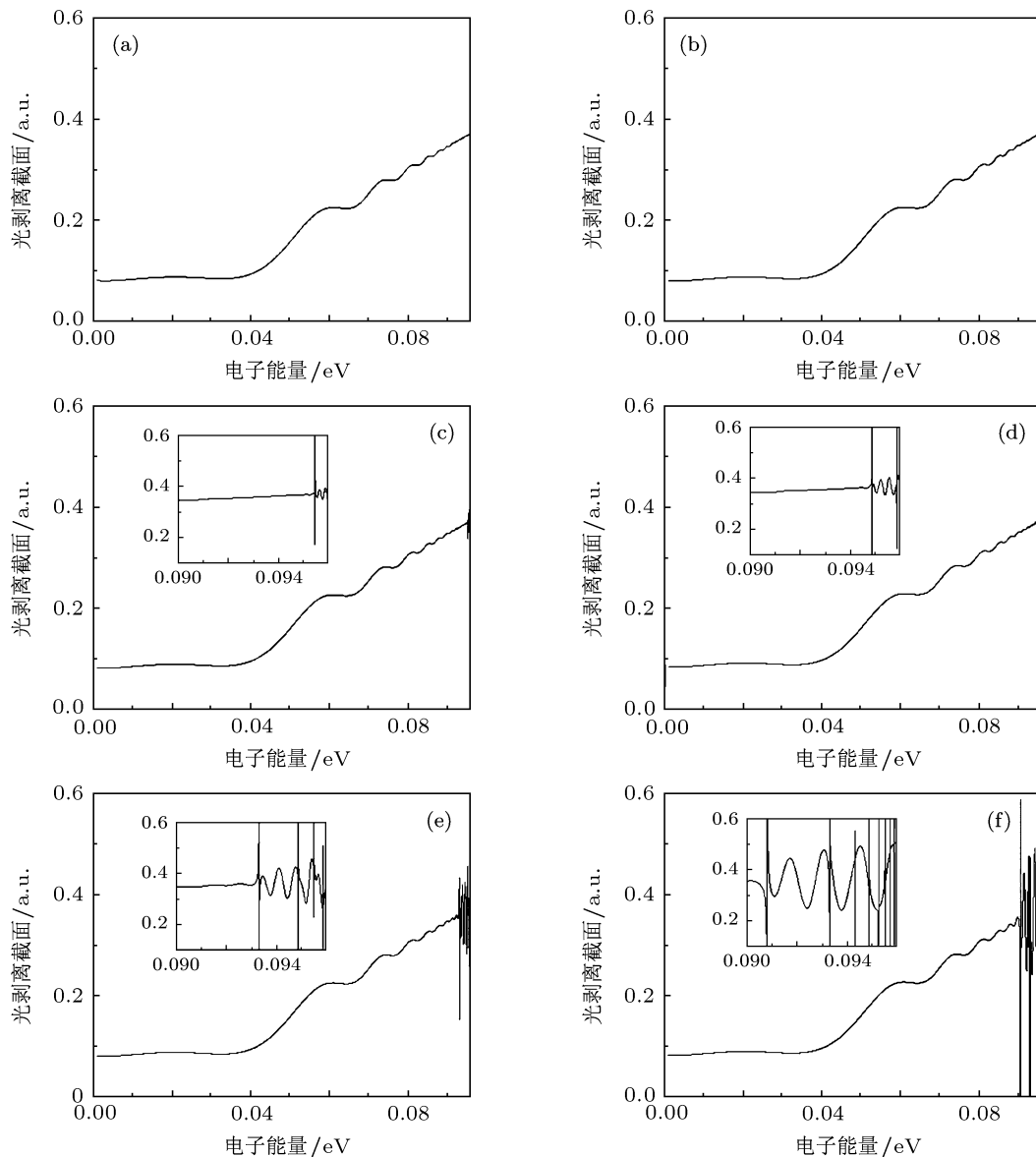


图 3 不同磁场强度下氢负离子在磁场和电介质表面的光剥离截面图 (a) $B = 0$ T; (b) $B = 1.0$ T; (c) $B = 2.0$ T; (d) $B = 3.0$ T; (e) $B = 6.0$ T; (f) $B = 12.0$ T; 内插图对应于电子能量为 0.09—0.096 eV 范围的光剥离截面, 氢负离子到电介质表面的距离为 $d = 60$ a.u.

中磁场强度 B 增大到 2.0 T, 当能量很低时仍与只有电介质时的情况类似. 但是当能量增大到 0.09547 eV 时, 电子沿 z 方向的返回时间正好等于一个回旋周期, 因此一条新的闭合轨道形成, 光剥离截面中产生了一个很大的振荡. $E = 0.09547$ eV, 对应 $B = 2$ T 的第一个边界能 [5]. 从图 3(d)—(f) 中明显看出, 随着磁场强度的增大, 电子受到的磁场力增大, 一系列新的闭合轨道形成, 光剥离截面变得越来越复杂. 为了清晰地看到光剥离截面中由闭合轨道引起的振荡, 我们给出了剥离电子能量为 0.09—0.096 eV 范围的光剥离截面, 对应图 3(c)—(f) 中的内插图. 在图 3(e) 中磁场强度 B 已经增大到 6.0 T, 一系列对应边界能的振荡峰的出现使得光剥离截面的振荡非常明显. 由内插图还可以看出: $E = 0.09328$ eV 对应第一个边界能, 这时出现 $j = 1$ 的闭合轨道; 当 $E = 0.09499$ eV 时, 对应第二个边界能, $j = 2$ 的闭合轨道出现; 当 $0.09499 < E < 0.09547$ eV 时, 总共有 3 条闭合轨道; E 增大到 0.09547 eV 时对应第三个边界能, 出现 $j = 3$ 的闭合轨道; 当能量 E 增大到 0.09586 eV 时, $j = 4$ 的闭合轨道出现. 因为 $E > 0.09586$ eV 时, 总共有 5 条闭合轨道存在, 所以振荡结构变得非常剧烈, 磁场的影 响已经很明显. 图 3(f) 是磁场强度为 $B = 12$ T 时的光剥离截面, 在这种情况下, 由于电子受到的磁场力很大, 沿 ρ 方向 的回旋周期 $t_{\text{ret}}^{\rho} = j\pi/\omega_L$ 很小, 电子经过很短的时间就可以回到原点, 能量和初射角也很容易满足 $t_{\text{ret}}^z = t_{\text{ret}}^{\rho}$, 所以此时会有很多闭合轨道出现. 当电子能量 E 达到 0.096 eV 时, 就有 10 条闭合轨道对应光剥离截面图中的一系列峰值, 光剥离截面的振荡更加剧烈. 与磁场对氢负离子在金属面附近的光剥离影响相比 [20], 磁场强度 B 对该体系的影响更显著. 在金属面附近的情况下, 当 $B = 12$ T 时, 光剥离截面中才只出现 1 个振荡峰, 对应 2 条闭合轨道; 而当 B 增大到 100 T 时, 也仅出现 9 条闭合轨道, 对应光剥离截面中的 8 个振荡峰

图 4 给出了对应于每一条闭合轨道的边界能与磁场强度的关系. 新的闭合轨道出现时对应的能量称为边界能, 用 E_b^j 表示 [5]. 结果表明, 当电子能量很小且磁场强度很弱时, 闭合轨道的数目很小; 随着磁场强度的增大, 闭合轨道的数目增多. 由图 4 我们还可以得到不同磁场强度时对应的边界能. 例如当 $B = 12.0$ T 时, 第一个边界能为 $E_b^{j=1} = 0.09082$ eV, 第二个边界能为 $E_b^{j=2} = 0.09328$ eV, 第三个边界能为 $E_b^{j=3} = 0.09438$ eV 等, 均与图 3(f) 中的内插图

结果符合较好.

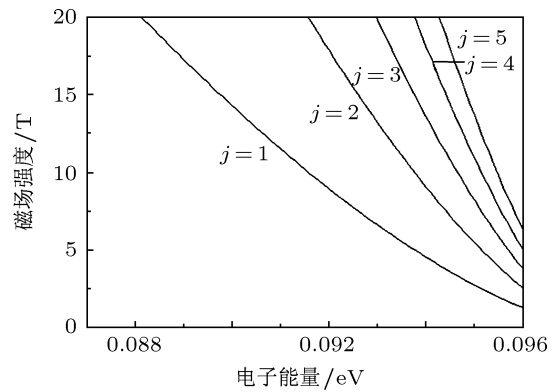


图 4 不同磁场强度下的剥离电子的边界能 氢负离子到电介质表面的距离 $d = 60$ a.u.

然后, 我们保持磁场强度为 $B = 3$ T 不变, 改变电介质常数, 研究了不同电介质表面对光剥离截面的影响, 结果如图 5 所示. 计算中剥离电子的能量从 0 到临界能量 $E_c = \alpha/(4d)$. 图 5(a) 是当电介质常数为 $\epsilon = 1.5$, 即 $\alpha = 0.2$ 时的光剥离截面图. 当剥离电子的能量大于剥离域且小于 0.021670 eV 时, 与没有磁场的光剥离截面相似, 但是当能量为 $E = 0.021670$ eV 时有新的闭合轨道出现, 导致光剥离截面中出现一个很大的振荡, 当 $0.021670 < E < E_c = 0.021675$ eV 时, 一共有两条闭合轨道对光剥离截面有贡献. 图 5(b) 是当电介质常数为 $\epsilon = 2.3$, 即 $\alpha = 0.4$ 时的光剥离截面图. 当 E 大于剥离域但小于 $E_c = 0.04435$ eV 时, 总共有 3 条闭合轨道产生并对光剥离截面有贡献, 对应于内插图光剥离截面中的两个振荡峰. 随着电介质常数 ϵ 的增大, 新的闭合轨道的数目增多, 光剥离截面中的振荡也变得越来越剧烈. 图 5(c) 中, $\epsilon = 4$, 即 α 增大到 0.6, 此时电子的临界能增大到 0.067 eV, 闭合轨道的数目也增加到 4 条, 光剥离截面的振荡范围变大, 同时也变得复杂. 图 5(d) 是 $\epsilon = 9$, 即 $\alpha = 0.8$ 时的光剥离截面. 当 E 大于剥离域且小于临界能 $E_c = 0.0897$ eV 时, 闭合轨道的数目已经达到 5 条, 致使光剥离截面中的振荡很明显. 图 5(e) 是 α 增大到 0.98, 即 $\epsilon = 99$ 时的光剥离截面, 虽然闭合轨道数目仍只有 5 条, 但此时闭合轨道对应的边界能却远大于图 5(d) 中的边界能. 继续增加电介质常数的值到 $\epsilon \rightarrow \infty$, 即 $\alpha = 1$, 此时的电介质表面相当于一个金属面, 所以光剥离截面接近于磁场和金属面附近时的情况 [20], 结果如图 5(f) 所示. 由图 5(f) 还可知, 当 E 大于剥离域且小于临界能 $E_c = 0.1124$ eV 时, 有 6 条闭合轨道贡献于光剥离截面, 所以光剥离截面中的振荡更加明显.

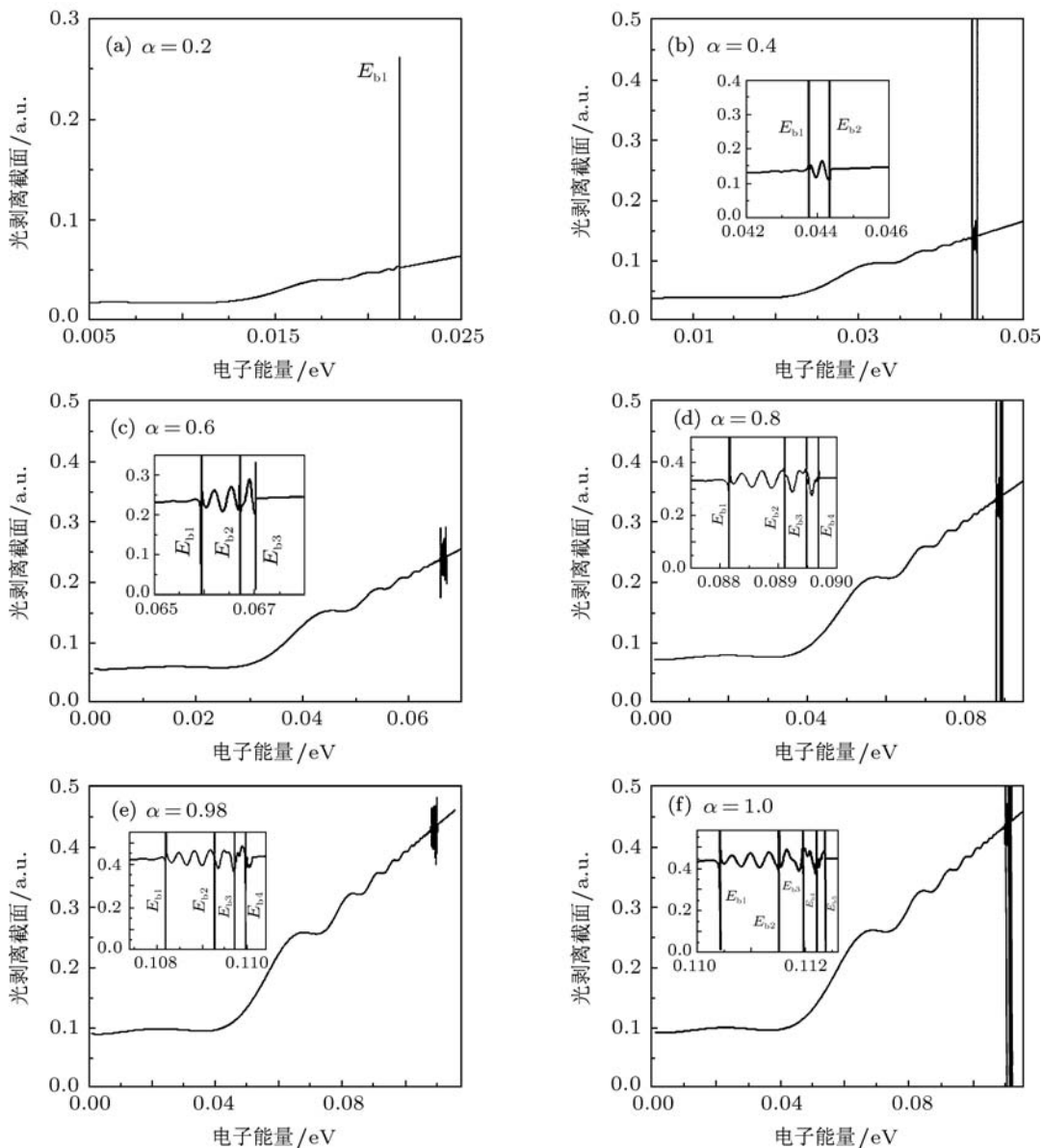


图 5 不同 α 值时氢负离子在磁场和电介质表面的光剥离截面图 (a) $\alpha = 0.2$; (b) $\alpha = 0.4$; (c) $\alpha = 0.6$; (d) $\alpha = 0.8$; (e) $\alpha = 0.98$; (f) $\alpha = 1.0$; 内插图对应于出现新的闭合轨道时的边界能, 氢负离子到电介质表面的距离为 $d = 60$ a.u., 磁场强度为 $B = 3$ T

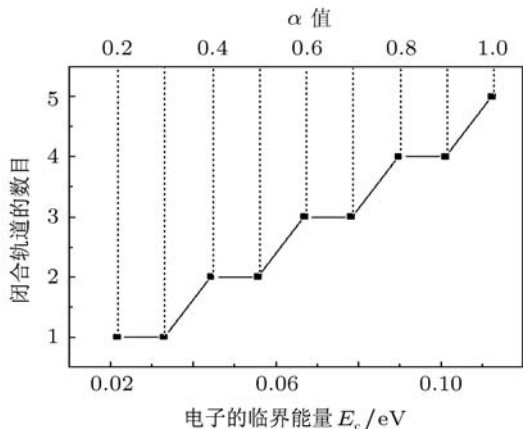


图 6 不同的电介质常数下对应的临界能量的闭合轨道数目

图 6 给出了不同的电介质常数下对应的临界能量的闭合轨道数目. 从图中可以看出: 随着电介质常数的增大, 电子的临界能量增大, 体系产生的闭合轨道数目增多. 并且, 对于每一个 α , 都可以得到相应的临界能量和闭合轨道数目. 例如, 当 $\alpha = 0.7$ 时, 临界能 $E_c = 0.07936$ eV, 有 4 条闭合轨道; 当 $\alpha = 0.9$ 时, 临界能量 $E_c = 0.101037$ eV, 有 5 条闭合轨道.

5 结论

利用闭合轨道理论, 研究了氢负离子在磁场和

电介质表面附近的光剥离问题, 推导并计算了其光剥离截面. 由于磁场和电介质的共同作用, 光剥离截面表现出很复杂的振荡结构. 在离子到电介质表面的距离为 $d = 60 \text{ a.u}$ 不变的情况下, 首先研究了在 GaAs 电介质 (电介质常数为 $\epsilon = 13.18$, 即 $\alpha = 0.86$) 附近磁场变化时的光剥离截面. 结果发现当磁场强度 $B < 1.3 \text{ T}$ 时, 磁场的影响可以忽略, 与只有电介质表面时的情况类似^[17]. 随着磁场

强度的增大, 形成的闭合轨道数目增多, 光剥离截面中的振荡越来越复杂, 磁场的影响变得重要和明显. 另外, 如果磁场强度给定, 电解质常数的变化也对光剥离截面产生很大的影响. 随着电解质常数的增大, 光剥离截面的振荡变得复杂并且振荡范围与电解质常数的大小有关. 希望我们的研究结果对于今后负离子在外场和表面附近的光剥离问题的实验研究起到一定的参考作用.

-
- [1] Blumberg W A M, Itano W M, Larson D J 1979 *Phys. Rev. A* **19** 139
- [2] Bryant H C, Mohagheghi A, Stewart J E, Donahue J B, Quick C R, Reeder R A, Yuan V, Hummer C R, Smith W W, Stanley C, William P R, Lillian O 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2412
- [3] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1896
- [4] Song X H, Lin S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1611 (in Chinese) [宋晓红, 林圣路 2003 物理学报 **52** 1611]
- [5] Peters A D, Jaffe C, Delos J B 1997 *Phys. Rev. A* **56** 331
- [6] Peters A D, Delos J B 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3020
- [7] Liu Z Y, Wang D H 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4605
- [8] Liu Z Y, Wang D H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 2670
- [9] Petek H, Weida M J, Nagano H, Ogawa S 2000 *Science* **288** 1402
- [10] Sjakste J, Borisov A G, Gauyacq J P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 156101
- [11] Yang G C, Zheng Y Z, Chi X X 2006 *J. Phys. B* **39** 1855
- [12] Yang G C, Zheng Y Z, Chi X X 2006 *Phys. Rev. A* **73** 043413
- [13] Wang D H 2007 *Eur. Phys. J. D* **45** 179
- [14] Wang D H, Yu Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1231
- [15] Zhao H J, Du M L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023408
- [16] Rui K K, Yang G C 2009 *Surf. Sci.* **603** 632
- [17] Wang D H, Huang K Y 2010 *Commun. Theor. Phys.* **53** 898
- [18] Yang G C, Du M L 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 035002
- [19] 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]
- [20] Wang D H, Tang T T, Wang S S 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **177** 30
- [21] Du M L 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4984

Photo-detachment of hydrogen negative ion in a magnetic field near a dielectric surface*

Tang Tian-Tian Wang De-Hua[†] Huang Kai-Yun Wang Shan-Shan

(College of Physics, Ludong University, Yantai 264025, China)

(Received 12 June 2011; revised manuscript received 30 June 2011)

Abstract

Using the closed orbit theory, we study the photo-detachment of H^- in a magnetic field near a dielectric surface. The photo-detachment cross section of this system is also derived and calculated. It is found that the photo-detachment cross section is not only related to the magnetic field strength, but also depends on the dielectric constant. For a given ion-surface distance and dielectric constant, with the increase of the magnetic field strength, the number of the closed orbits increases greatly and the oscillatory structure in the photo-detachment cross section becomes much more complicated. On the other hand, for a given magnetic field strength, the dielectric constant also has a great influence on the photo-detachment process of negative ion. Above the ionization threshold, the photo-detachment cross section becomes oscillatory. With the increase of the dielectric constant, the oscillatory structure in the cross-section becomes much more complicated. Therefore we can control the photo-detachment of negative ion by changing the magnetic field strength and the dielectric constant. This study provides a new understanding of the photo-detachment process of negative ion in the presence of external fields and surfaces.

Keywords: photodetachment, closed orbit theory, dielectric surface, magnetic field

PACS: 32.80.Gc, 03.65.Sq, 34.35.+a, 32.60.+i

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074104, 10604045) and the High Educational Science and Technology Program of Shandong Province, China (Grant No. J09LA02).

[†] E-mail: jnwdh@sohu.com.