

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

(鲁东大学物理学院, 烟台 264025)

(2010年6月21日收到; 2010年8月19日收到修改稿)

利用闭合轨道理论和金属面附近氢负离子的双脉冲光剥离截面的计算公式, 计算了氢负离子在金属面附近激光脉冲作用下的光剥离截面. 计算结果表明: 如果脉冲宽度远大于闭合轨道的回归周期时, 它对光剥离截面的影响很小; 当脉冲宽度小于闭合轨道的周期或者可以和闭合轨道的周期相比较时, 光剥离截面的振荡幅度大大地减弱. 光剥离截面除了与脉冲宽度有关外, 还与双脉冲之间的时间延迟、相位差有关. 对于某些相位差, 双脉冲光剥离截面的取值增大; 而对于另外一些相位差, 光剥离截面的取值减小. 因此, 可以利用脉冲激光来控制氢负离子在表面附近光剥离截面的振荡, 从而达到优化的目的. 本文的研究可以对表面附近激光脉冲作用下负离子光剥离的实验研究提供一定的理论指导.

关键词: 激光脉冲, 光剥离截面, 金属面, 闭合轨道理论

PACS: 34.35.+a, 32.80.Gc, 03.65.sq, 42.55.-f

1. 引言

自从 Bryant 在 1987 年报道了氢负离子在静电场中的光剥离截面出现振荡以后^[1], 负离子体系在外场中的光剥离问题的理论和实验研究引起了人们的广泛关注. 外场中负离子光剥离可以提供一个实现 Feynman“电子枪”实验的有效方案, 同时, 强电场中负离子体系的光剥离的研究为实现“光剥离显微镜”技术提供了一定的理论指导. 由于氢负离子是一个相对简单的体系, 关于氢负离子的光剥离问题的研究, 许多人采用了不同的理论方法进行了分析和研究. 其中, Du 等人提出的闭合轨道理论由于具有物理图形清晰、应用范围广泛等优点引起了人们的极大关注^[2]. 该理论对氢负离子在电场中光剥离截面的振荡结构给出了一个清晰的物理图像解释. 该理论提出后, 氢负离子在平行电场和磁场、垂直电场和磁场、电场和磁场成任意夹角的光剥离研究等^[3-6], 都可以利用该理论进行研究, 研究结果相继被报道.

最近, 氢负离子受环境影响的光剥离的研究受

到了较多的关注. Yang 等人利用闭合轨道理论研究了氢负离子在弹性界面附近的光剥离^[7,8]. Afaq 等利用理论镜像方法对氢负离子在弹性界面附近光剥离截面的振荡结构进行了分析^[9]. 但是, 弹性界面只是一个理想模型, 它与实际表面有很大不同. 对于金属面附近负离子体系的光剥离, 由于剥离电子会受到金属面所形成的像电荷的镜像势的影响, 理论分析变得复杂一些. 考虑到镜像势的作用, Yang 等人利用闭合轨道理论对氢负离子在金属面附近的光剥离问题进行了研究^[10-12]. 由于金属面对剥离电子的镜像势是一个吸引势, 因此氢负离子在金属面附近的光剥离过程与氢负离子在电场中的光剥离过程类似. 光剥离截面可以表示成一个光滑的背景项叠加一系列正弦振荡项. 闭合轨道理论推出的光剥离截面的计算公式是假定激光是单色光并且激光脉冲的宽度被认为是无穷大的条件下推导出来的. 但是, 从实验上得知, 光剥离截面计算的精度与激光脉冲的宽度有关, 一定宽度的激光脉冲能够产生一定精度的能谱. 1992 年, Noordam 等人研究了脉冲激光对里德伯氢原子波包动力学的影响^[13]. 1995—2003 年 Du, Wang 和 Peng 等人讨

* 国家自然科学基金(批准号: 11074104, 10604045)和山东高校科技计划(批准号: J09LA02)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jnwdh@sohu.com, wangshanshan123123@126.com

论了激光脉冲对 H^- 在强电场和磁场中光剥离截面的影响^[14-17]. Du 利用闭合轨道理论推导出了 H^- 在电场和平行电场和磁场中的单脉冲和双脉冲光剥离谱,并且讨论了激光脉冲的参数对光剥离截面的影响^[14,16]. Wang 和 Peng 等人利用脉冲激光对 H^- 在平行和交叉的电场和磁场中的光剥离截面进行了相干控制研究,并且利用量子力学方法和半经典方法对光剥离截面进行了计算^[15,17]. 在这些研究中,人们主要讨论的是脉冲激光对 H^- 在外场中光剥离截面的影响,对于激光脉冲对氢负离子在金属面附近光剥离过程的影响,还没有人在理论和实验上给出研究. 本文利用闭合轨道理论,推导出了双脉冲作用下金属面附近 H^- 的光剥离截面公式,并研究了双脉冲激光对金属面附近氢负离子光剥离的影响. 计算结果表明,氢负离子在金属面附近的光剥离截面与激光脉冲的宽度,双脉冲之间的时间延迟、相位差等因素有关. 因此,可以利用脉冲激光对氢负离子在表面附近的光剥离进行调控研究. 我们的结果对于实验研究原子或离子体系在表面附近光吸收和光剥离问题提供了一定的参考价值.

2. 理论公式和推导

该体系的物理模型如图 1 所示. 取光子极化方向为 z 轴正方向,氢负离子位于坐标原点, r 为电子到原子核的距离. 金属界面垂直于 z 轴,位于 $z = -d$ 处. 在我们的研究中,把研究空间分成两个区域:1) 原子实区域(大约为 $r \leq 10$ a. u.),在这个区域,电子和原子实之间的库仑相互作用远远大于金属面对电子的影响,此时金属面的作用可以忽略不计;2) 库仑外部区域($r > 10$ a. u.),在这个区域,金属面对电子的影响要远远大于库仑势对电子的影响. 因此在这个区域,主要考虑金属面的作用. 当电子处于库仑外部区域时,由镜像法^[18],金属面附近剥离电子的势能可以记为 $v = v_c + v_i$,其中, 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 是剥离电子与像电子之间相互作用势能, $v_i = -\frac{1}{4(d+z)}$. 当电子距离原子实的距离为几十个原子尺度大小时,短程势的作用可以忽略,因此可以利用半经典闭合轨道理论计算体系的光剥离截面^[11].

氢负离子在金属面附近的光剥离过程如下:当一束激光照射到离子上时,离子可以吸收一个光

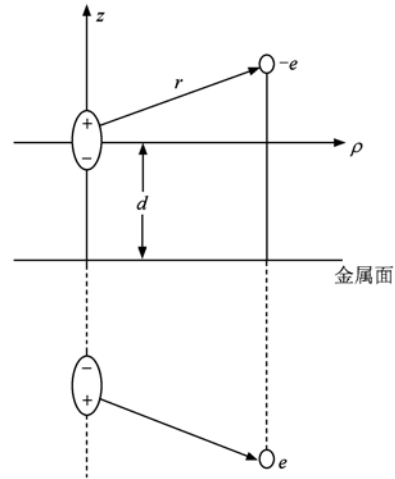


图1 金属面附近激光脉冲作用下氢负离子光剥离的物理图像

子. 然后,处于束缚 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. 由于金属面对剥离电子镜像吸引势的作用,电子波不能传播到无穷远处. 当电子波传播到一定距离时,会在像电荷的吸引力的作用下返回到原子核处,从而形成闭合轨道. 这样,沿闭合轨道传播的返回波与出射波叠加干涉,导致光剥离截面中出现振荡. 根据闭合轨道理论,氢负离子在金属面附近的光剥离截面可以分为两个部分,即

$$\sigma(E) = \sigma_0(E) + \sigma^{\text{osc}}(E), \quad (1)$$

$\sigma_0(E)$ 是不存在金属面时的光滑背景项, $\sigma_0 = \frac{16\pi^2 \sqrt{2} B^2 E^{3/2}}{3c(E_b + E)^3}$. 其中, E 是剥离电子的能量, $E_b = k_b^2/2$ 是氢负离子的结合能,可以取近似值 0.754 eV, $B = 0.31522$ 为归一化常数. $\sigma^{\text{osc}}(E)$ 是振荡项,对应于由于干涉而在光剥离截面中产生的振荡,其计算公式如下:

$$\sigma^{\text{osc}}(E) = - \sum_k C_k \sin(S_k - \mu_k \pi/2), \quad (2)$$

其中 $C_k = (-1)^{[\mu_k-1]} \frac{8\pi^2 \sqrt{2} B^2 E^{1/2}}{c T_k (E_b + E)^3}$, T_k 和 S_k 是闭合轨道的周期和作用量, μ_k 为 Maslov 指数.

根据 Yang 等人的分析,对部分贵金属单晶表面可以作为一个弹性表面加上电场处理,因此剥离电子在金属面附近有四条基本轨道,且所有闭合轨道都是沿 z 轴方向,具体如下^[10]: (a) 光剥离电子沿 z 方向运动,到达最高点由于镜像势的吸引作用又回到离子附近,这种轨道称为向上轨道; (b) 光剥离电子沿 $-z$ 方向运动,被下方的金属面弹回又回到离子

附近,这种轨道称为向下轨道; (c) 光剥离电子先沿着上轨道运动, 然后通过原点, 继续沿着下轨道返回到离子附近; (d) 剥离电子先沿下轨道然后沿上轨道返回到离子附近, 这种情形与 (c) 的次序刚好相反. 四条基本轨道如图 2 所示.

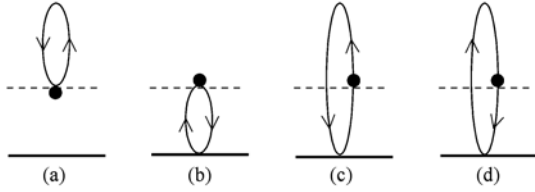


图 2 剥离电子在金属面附近的四条基本闭合轨道

当剥离电子能量小于临界能量 $E_c = 1/4d$ 时, 即 $E < E_c$ 时, 沿 z 方向的四条基本闭合轨道都存在, 相应的周期和作用量如下:

$$T_1 = 4d^2 \sqrt{2E}/(1 - 4dE) + (2d)^{3/2} \times [\pi/2 - \arcsin(\sqrt{(1 - 4dE)})] / (1 - 4dE)^{3/2}, \quad (3a)$$

$$T_2 = -4d^2 \sqrt{2E}/(1 - 4dE) + (2d)^{3/2} \times \arcsin(\sqrt{(1 - 4dE)}) / (1 - 4dE)^{3/2}, \quad (3b)$$

$$T_3 = T_4 = \pi(2d)^{3/2} / [2(1 - 4dE)^{3/2}], \quad (3c)$$

$$S_1 = \sqrt{2d} [\pi/2 - \arcsin(\sqrt{(1 - 4dE)})] / \sqrt{(1 - 4dE)} - 2d \sqrt{2E}, \quad (4a)$$

$$S_2 = \sqrt{2d} [\arcsin(\sqrt{(1 - 4dE)})] / \sqrt{(1 - 4dE)} + 2d \sqrt{2E}, \quad (4b)$$

$$S_3 = S_4 = S_1 + S_2 = \pi/2 \sqrt{2d}/(1 - 4dE). \quad (4c)$$

当剥离电子能量大于临界能量, 即 $E > E_c$ 时, 只有向下的轨道, 闭合轨道的周期和作用量为

$$T'_2 = 2 \int_0^{-d} -1 / \sqrt{2E - \frac{1}{2d} + \frac{1}{2(d+z)}} dz = \frac{4 \sqrt{2Ed^2}}{4dE - 1} + \frac{1}{(2E - \frac{1}{2d})^{3/2}} \times \ln[\sqrt{2d}(1 + 2E)], \quad (5)$$

$$S'_2 = 2 \int_0^{-d} -\sqrt{2E - \frac{1}{2d} + \frac{1}{2(d+z)}} dz = -\sqrt{2d^2 E} + \frac{1}{2 \sqrt{2E - \frac{1}{2d}}} \ln \left(\frac{\sqrt{2}/2}{\sqrt{2Ed - \frac{1}{2}} + \sqrt{2Ed}} \right). \quad (6)$$

四条基本闭合轨道的马斯洛夫指数如下: $\mu_1 = 1, \mu_2 = 2, \mu_3 = \mu_4 = 3$.

下面, 讨论在双激光脉冲作用下, 氢负离子在金属面附近的光剥离截面. 假定双脉冲激光场的形式如下:

$$f_2(t) = f_m \exp(-t^2/2\tau^2) \cos(\omega t) + f_m \exp(-(t - t_d)^2/2\tau^2) \times \cos(\omega t + \theta), \quad \tau \gg \frac{1}{\omega}, \quad (7)$$

其中 ω 是脉冲的频率, f_m 是振幅的峰值, τ 是脉冲宽度, t_d 是两个脉冲之间的时间延迟, θ 是相位差. 假定 f_m 很小, 和金属面引起的镜像势相比, 激光场的作用很弱, 因此可以把它看作微扰. 利用含时微扰理论, 由双脉冲引起的总的光吸收率可以表示为^[16]

$$P(t_d, \theta) = \int df \left| \int dt e^{i(E_f - E_i)t} f_2(t) \langle \psi_f | D | \psi_i \rangle \right|^2 = \int dE |g_2(E - E_i)|^2 \left[\frac{Df(E)}{2(E - E_i)} \right], \quad (8)$$

ψ_i 和 E_i 是剥离电子的初态波函数和能量, D 是沿激光场方向的偶极算符, ψ_f 和 E_f 对应末态的波函数和能量. 其中

$$Df(E) = 2(E - E_i) \int df \delta[E - E(f)] \times \langle D\psi_f | \psi_f \rangle \langle \psi_f | D\psi_i \rangle, \quad (9)$$

$g_2(E - E_i) = \int dt e^{i(E_f - E_i)t} f_2(t)$ 是双脉冲激光场的傅里叶变换. 根据旋转波近似, 可得

$$g_2(E - E_i) = \tau f_m \left[\frac{\pi}{2} \right]^{1/2} e^{-(E - E_i - \omega)2\tau^2/2} \times [1 + e^{-i\theta} e^{i(E - E_i - \omega)\tau_d}], \quad (10)$$

因为 $|g(E - E_i)|^2$ 是宽度为 $1/\tau$ 的 Gauss 型的曲线, 当能量 $E_f = E_i + \omega$ 时取得极值. 因此 (8) 式的积分范围在以 E_f 为中心, 几个 $1/\tau$ 宽的范围内. 在这一小的能量范围内, 振子强度密度可以近似的用标准的闭合轨道理论的公式来表示^[2], 即

$$Df(E_f + \delta E) = Df_0(E_f) + \sum_k C_k(E_f) \times \sin[T_k(E_f)\delta E + \Delta_k(E_f)], \quad (11)$$

其中 δE 是偏离能量 E_f 的值, 求和是对体系的所有闭合轨道进行的. 利用以上的公式并且进行积分, 得到总的吸收率的计算公式为

$$P(t_d, \theta) = \int dE (\pi\tau^2 f_m^2 e^{-(E - E_i - \omega)2\tau^2} [1 + \cos(\theta - (E - E_i - \omega)t_d)]) \left[\frac{Df(E)}{2(E - E_i)} \right], \quad (12)$$

把(9)式代入得

$$P(t_d, \theta) = \frac{\tau f_m^2 \sqrt{\pi^3}}{2\omega} \left\{ Df_0 \cdot [1 + e^{-t_d^2/4\tau^2} \cos(\theta)] + \sum_k \frac{C_k}{2} e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2} \sin(\Delta_k + \theta) \right\}, \quad (13)$$

有效的光吸收截面定义为

$$\sigma(t_d, \theta) = P(t_d, \theta) \left[\frac{4\omega}{\tau f_m^2 \sqrt{\pi^3}} \right] \left[\frac{2\pi^2}{c} \right], \quad (14)$$

则双激光脉冲作用下 H^- 在金属面附近的光剥离截面的计算公式如下:

$$\sigma(t_d, \theta) = \frac{2\pi^2}{c} Df_0 \cdot [1 + e^{-t_d^2/4\tau^2} \cos(\theta)] - \sum_k C_k e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2} \times \sin(S_k - \mu_k \pi/2 + \theta), \quad (15)$$

其中

$$Df_0 = \frac{8\pi^2 \sqrt{2} B^2 E^{3/2}}{3c(E_b + E)^3}, C_k = (-1)^{[\mu_k-1]} \frac{8\sqrt{2}\pi^2 B^2 E^{1/2}}{cT_k(E_b + E)^3},$$

S_1, S_2, S_3, S_4 是闭合轨道的作用量, T_1, T_2, T_3, T_4 是

闭合轨道的回归周期,由(3)–(6)式给出.

3. 计算结果和讨论

根据氢负离子在金属面附近双脉冲激光作用下光剥离截面的计算公式(15)式,可以看出,光剥离截面是在光滑的背景项上加上一系列的振荡,在振荡截面的振幅中,出现了阻尼因子 $e^{-t_d^2/4\tau^2}$ 和 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2}$, 它与闭合轨道的周期和脉冲的宽度、时间延迟有关. 若时间延迟一定,当闭合轨道的周期 $T \gg \tau$ 时,阻尼的影响很大,从而使振荡的振幅趋近于 0. 因此(15)式仅仅适用于有限的脉冲宽度,并且计算中应考虑短时的闭合轨道. 为了更清楚的看出光剥离截面随脉冲宽度的变化,我们画出了氢负离子在金属面附近的剥离电子的四条基本的闭合轨道的周期随光子能量的变化曲线,如图 3 所示(其中氢负离子与金属面之间的距离 $d = 60$ a. u.).

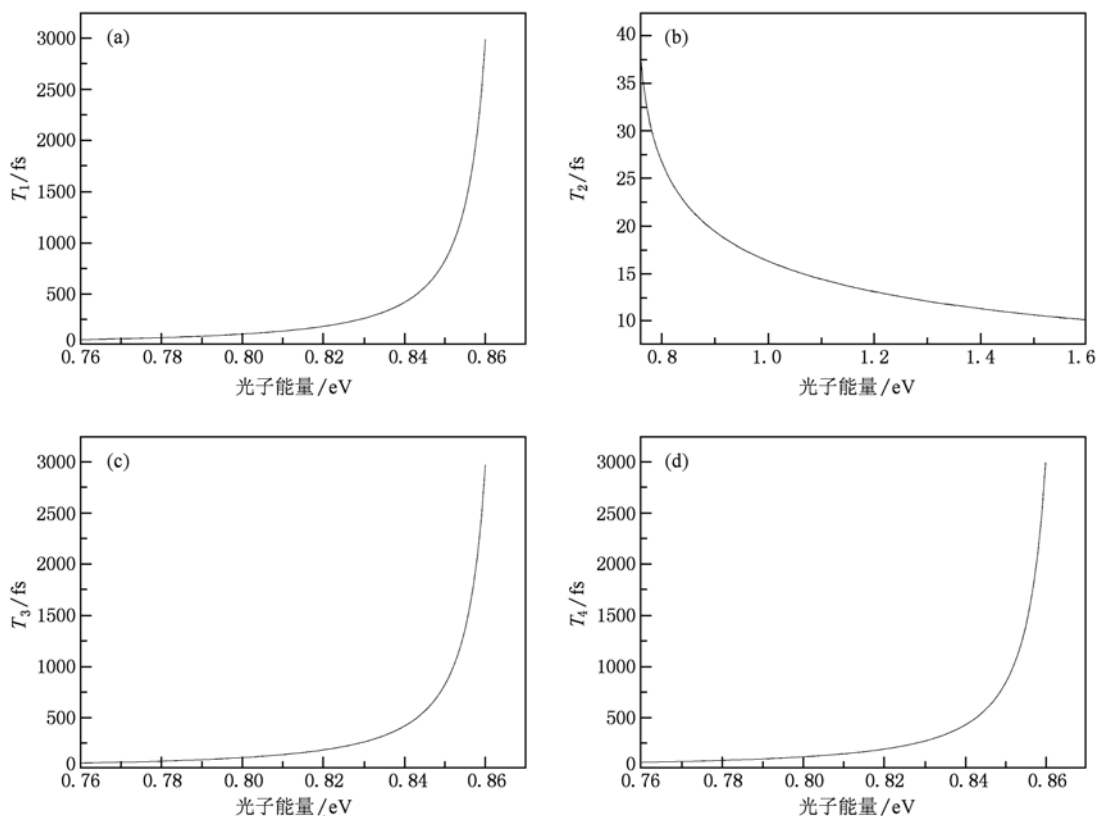


图 3 剥离电子的回归周期 T 随光子能量的变化图像 (a) 是向上的轨道的周期 T_1 随能量的变化曲线; (b) 是向下的轨道的周期 T_2 随能量的变化曲线; (c) 是第三条闭合轨道的周期 T_3 随能量的变化曲线; (d) 是第四条闭合轨道的周期 T_4 随能量的变化曲线

3.1. 双脉冲激光的脉冲宽度对氢负离子在金属面附近光剥离截面的影响

利用(15)式,我们计算了在金属面附近不同脉冲宽度的双脉冲激光作用下氢负离子的光剥离截面,并且和氢负离子在金属面附近不考虑脉冲作用时的光剥离截面进行了比较. 在计算中,我们选取氢负离子与金属面之间的距离 $d = 60$ a. u., 两个脉冲之间的时间延迟 $t_d = 100$ fs, 相位差 $\theta = 0.5\pi$. 此时,(15)式中第二项消失,光剥离截面可以看作在一光滑背景项上叠加一系列阻尼振荡项. 图4给出了脉冲宽度 τ 取不同值时的光剥离截面.

图4(a)为 $\tau = 10$ fs 时的光剥离截面,光剥离截面的振荡几乎消失. 原因如下:当光子能量 $E < 0.86$ eV 时,由图3可以看出,四条闭合轨道的周期 T_1, T_2, T_3, T_4 均大于脉冲宽度 τ , 此时阻尼因子 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2} \rightarrow 0$, 对光剥离截面的贡献被完全消除. 当光子能量 $E > 0.86$ eV 时,只有第二条轨道有贡献,此时该条闭合轨道的周期 T'_2 和 τ 相当,但是由于 $t_d \gg \tau$, 使得阻尼因子 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2} \rightarrow 0$, 所以对光剥离截面的影响也被消除. 图4(b)为 $\tau = 30$ fs 时的

光剥离截面,和(a)图相比,光剥离截面出现了微小的振荡. 因为当光子能量 $E < 0.86$ eV 时,第一和第三、四条闭合轨道的周期 T_1, T_3, T_4 均大于 τ , 阻尼因子 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2} \rightarrow 0$, 对光剥离截面的贡献被完全消除,只有第二条闭合轨道对光剥离截面有贡献. 当光子能量 $E > 0.86$ eV 时,与(a)图类似,但相同能量下,阻尼因子 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2}$ 的值增大,因此光剥离截面的振荡振幅增大. 随着脉冲宽度的进一步增大,光剥离截面的振荡幅度逐渐增大,如图4(c), (d)所示. 当脉冲宽度为 $\tau = 100$ fs 时,当光子能量大于临界能量时,光剥离截面的振幅很大,与不考虑脉冲作用时的光剥离截面的振荡基本类似. 通过对图4的分析,可以得到如下结论:当脉冲宽度很大时,它对光剥离截面的影响很小,双脉冲光剥离截面和不存在脉冲时的截面的振荡趋势基本一致. 当脉冲宽度小于闭合轨道的周期或者可以和闭合轨道的周期相比较时,光剥离截面的振荡振幅大大地减弱,而对于周期远大于脉冲宽度的闭合轨道,它对光剥离截面的贡献被完全的消除. 这种现象也可以用波包回归理论来解释, 振子强度密度中的振荡

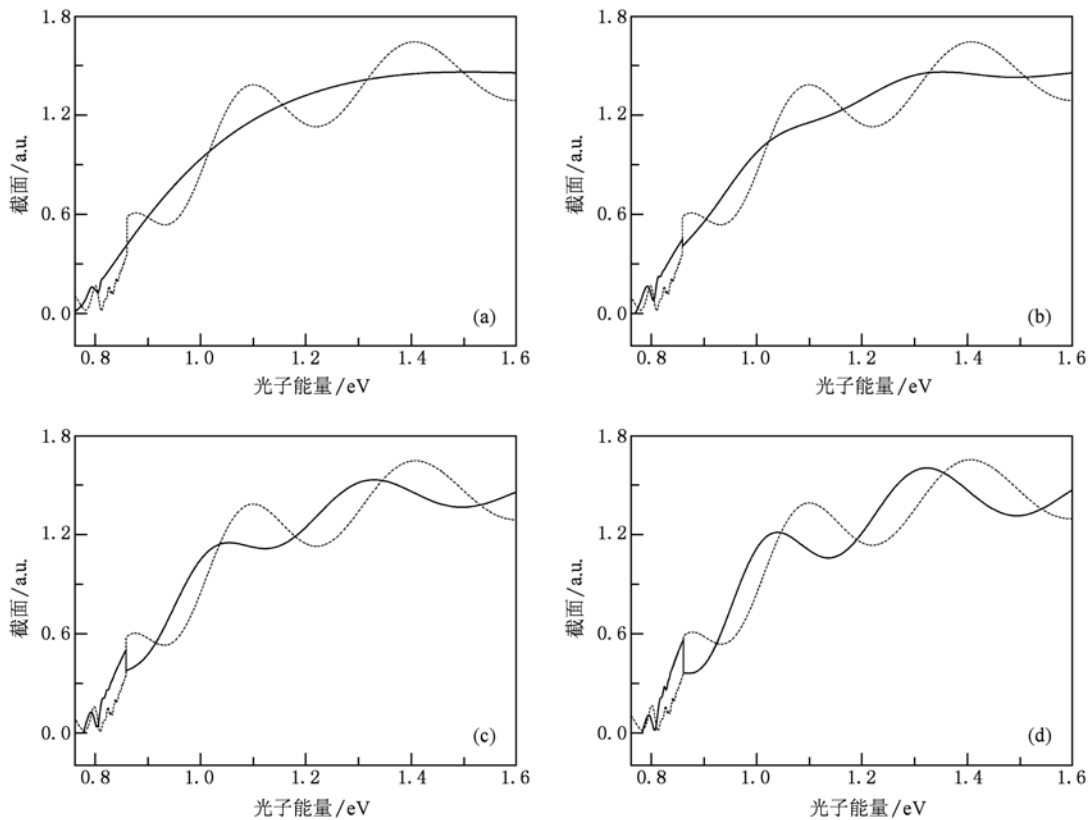


图4 双脉冲宽度对氢负离子在金属面附近光剥离截面的影响(短划线为不考虑脉冲影响时的光剥离截面,实线为双激光脉冲作用下的光剥离截面. 其中 $d = 60$ a. u.) (a) $\tau = 10$ fs; (b) $\tau = 30$ fs; (c) $\tau = 50$ fs; (d) $\tau = 100$ fs

是由波包干涉形成的, 由于脉冲宽度很小, 当波包沿着闭合轨道回到原子核处时, 脉冲已经消失, 没有出射的电子波包与之发生干涉, 所以不会在光剥离截面中产生振荡.

3.2. 双脉冲激光的时间延迟对氢负离子在金属面附近光剥离截面的影响

双脉冲作用下 H^- 的光剥离截面计算公式和标准的闭合轨道理论公式相比较, 可以看出两束脉冲

的时间延迟对光剥离截面也会产生一定的影响. 当两束脉冲的时间延迟远大于 0 时, 光剥离截面的振幅将发生新的改变. 为了更清楚的分析双脉冲激光对光剥离截面的影响, 利用(14)式, 我们计算了氢负离子在金属面附近双脉冲作用下时间延迟取不同值时的光剥离截面. 在计算过程中, 取氢负离子与金属面之间的距离 $d = 60$ a. u., $\theta = 0.5\pi$, 脉冲宽度 $\tau = 10$ fs. 计算结果如图 5 所示.

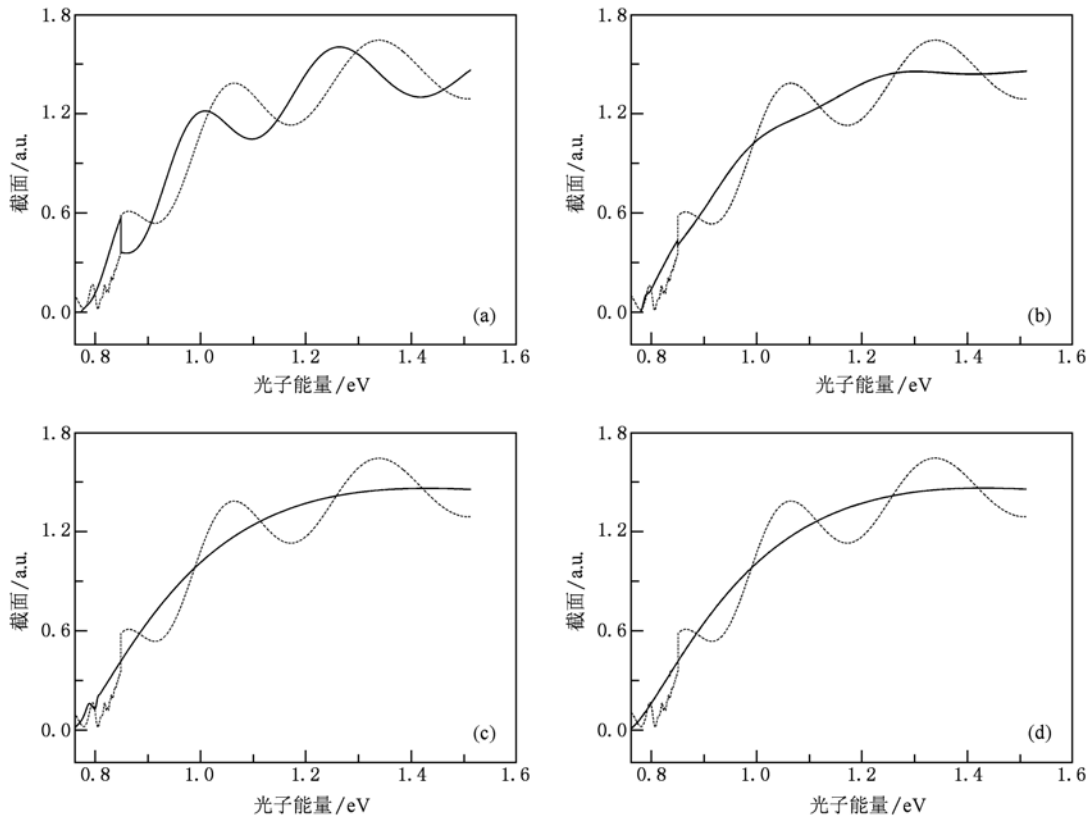


图 5 氢负离子在金属面附近的光剥离截面随双脉冲的时间延迟的变化图像(实线为双脉冲作用下的光剥离截面, 短划线为氢负离子在金属面附近不考虑脉冲作用时的光剥离截面. $d = 60$ a. u., $\tau = 10$ fs) (a) $t_d = 15$ fs; (b) $t_d = 50$ fs; (c) $t_d = 100$ fs; (d) $t_d = 500$ fs

比较图 5(a)—(d) 可以看出: 当双脉冲的时间延迟很小时, 例如 $t_d = 15$ fs 时, 光剥离截面的振荡振幅很大, 随着脉冲时间延迟的增大, 光剥离截面的振荡振幅减小. 特别是当 $t_d = 500$ fs 时, 双脉冲激光对光剥离截面的贡献被完全消除, 光剥离截面几乎不发生振荡, 与不存在金属面时氢负离子的光剥离截面相一致. 这种现象也可以用波包回归理论来解释. 回归是这样产生的: 由第一个脉冲产生的波包首先从初态向外传播, 然后沿闭合轨道传播, 经过时间 t_d 后, 沿闭合轨道传播的波包回到初态区域, 返回波和出射波的干涉导致了光剥离截面出现

了振荡. 当脉冲的延迟时间很大时, 大于闭合轨道的周期时, 第二束脉冲还没有来得及激发波包, 波包就已经沿着闭合轨道返回, 因此干涉现象减弱, 所以光剥离截面的振荡几乎消失.

3.3. 不同相位差下的双脉冲激光对氢负离子在金属面附近光剥离截面的影响

下面我们讨论当脉冲宽度和双脉冲的时间延迟固定时 ($\tau = 30$ fs, $t_d = 50$ fs), 双脉冲的相位差对氢负离子在金属面附近的光剥离截面的影响, 计算结果如图 6 所示. 计算结果表明: 当脉冲宽度和时间延迟给定时, 双脉冲的相位差对氢负离子在金属

面附近的光剥离截面也会产生比较大的影响. 这是因为, 当 $\tau = 30$ fs 时, 脉冲宽度对光剥离截面的影响很小, 因子 $e^{-(T_k-t_d)^2/4\tau^2}$ 对光剥离截面的影响很小, 因此(15)式中对光剥离截面产生影响的主要是 $\frac{2\pi^2}{c} Df_0 \cdot [1 + e^{-i^2/4\tau^2} \cos(\theta)]$ 项, 当 t_d 和 τ 的取值固定时, 阻尼因子 $e^{-i^2/4\tau^2}$ 的取值不变, 在 $0-\pi/2$ 范围内, 当 $\theta = \pi/2$ 时, $e^{-i^2/4\tau^2} \cos(\theta)$ 取值为 0, 此时第二项与不考虑脉冲作用时的情况一致, 当 $\theta = \pi/3$ 时, $e^{-i^2/4\tau^2} \cos(\theta)$ 的值相对于前者增大, 当 $\theta = \pi/4$ 时, $e^{-i^2/4\tau^2} \cos(\theta)$ 的值进一步增大, 由此可以看出, 随着 θ 的减小, 双脉冲作用下的光剥离截面的值逐渐增大.

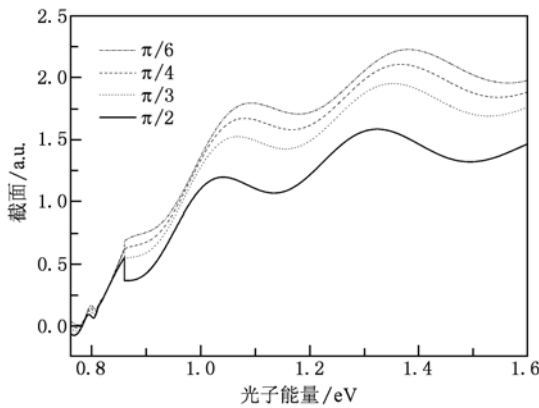


图 6 双脉冲的相位差取不同值时, 氢负离子在金属面附近光剥离截面的变化曲线

为了更清楚的看出光剥离截面随双脉冲的相位差的变化, 我们给出了当脉冲宽度、时间延迟和剥离电子的能量给定时, 双脉冲作用下的光剥离截面随相位差的变化曲线, 如图 7 所示. 在计算中, 取 $\tau = 10$ fs, $t_d = 30$ fs, $E = 1.2$ eV. 从图中可以看出, 在一个周期范围内, 光剥离截面的取值随着相位差的变化而发生变化. 在 $0-2\pi$ 范围内, 有一个最大值和一个最小值. 取最小值时是由第一束激光脉冲所产生的反射电子的概率幅和第二束激光直接产生的电子概率幅发生相消干涉引起的; 取最大值时是由两束激光所产生的电子的概率幅发生相长干涉引起的.

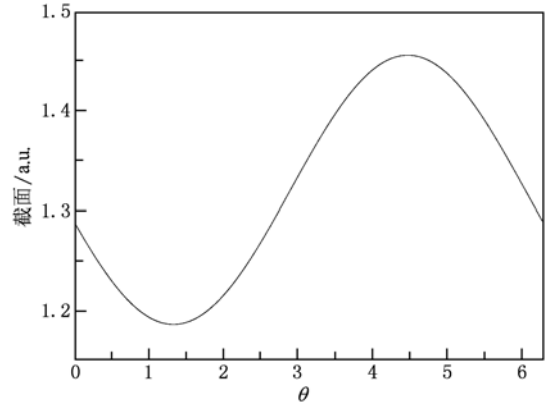


图 7 氢负离子在金属面附近的光剥离截面随双脉冲的相位差的变化曲线(光子的能量 $E = 1.2$ eV, 脉冲宽度 $\tau = 10$ fs, 时间延迟 $t_d = 30$ fs)

4. 结 论

利用含时微扰论和金属面附近氢负离子的双脉冲光剥离截面的计算公式, 我们计算了对应不同脉冲宽度时氢负离子体系在金属面附近的光剥离截面. 计算结果表明: 当脉冲宽度大于闭合轨道的周期时, 双脉冲激光对光剥离截面的影响不大, 但是当脉冲宽度很小, 远远小于闭合轨道的周期时, 双脉冲激光对光剥离截面的影响很大, 光剥离截面中的振荡几乎消失. 双脉冲激光作用下金属面附近氢负离子的光剥离截面, 不仅与脉冲的宽度和双脉冲的时间延迟有关, 而且与双脉冲的相位差的取值有关. 对于某些相位差 θ , 双脉冲光剥离截面的取值增加; 而对于另外一些相位差, 光剥离截面的取值减小. 因此, 可以利用脉冲激光来控制光剥离截面的振荡, 从而达到优化的目的. 在本文中, 我们只讨论了激光脉冲宽度等因素对光剥离截面的影响, 关于激光极化方向对氢负离子在金属面附近光剥离截面的影响, 我们将会在后面的工作中进行详细研究. 本文的研究可以对外场和表面附近激光脉冲作用下负离子光剥离的实验研究提供一定的理论指导^[19,20].

[1] Bryantetal H C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2412
 [2] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1896
 [3] Peters A D, Jaffe C, Delos J B 1997 *Phys. Rev. A* **56** 331
 [4] Peters A D, Delos J B 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3020
 [5] Liu Z Y, Wang D H 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4605
 [6] Du M L 2006 *Eur. Phys. J. D* **38** 533
 [7] Yang G C, Zheng Y Z, X X Chi 2006 *J. Phys. B* **39** 1855
 [8] Wang D H, Yu Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1231

- [9] Afaq A, Du M L 2007 *J. Phys. B* **40** 1309
[10] Rui K K, Yang G C 2009 *Surf. Sci.* **603** 632
[11] Zhao H J, Du M L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023408
[12] Yang C B, Du M L 2010 *J. Phys. B* **43** 035002
[13] Noordam L D, Duncan D I, Gallagher T F 1992 *Phys. Rev. A* **45** 4734
[14] Du M L 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1143
[15] Wang Q L, Starace A F 1995 *Phys. Rev. A* **51** 1260
[16] Du M L 2003 *Commun. Thero. Phys.* **39** 705
[17] Peng L Y, Wang Q L, Starace A F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023402
[18] Ganesan K, Taylor K T 1996 *J. Phys. B* **29** 1293
[19] Huang K Y, Wang D H 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 933 (in Chinese)[黄凯云、王德华 2010 物理学报 **59** 933]
[20] Huang K Y, Wang D H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 063402

Influence of laser pulse on the photodetachment of H^- ion near a metal surface^{*}

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

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

(Received 21 June 2010; revised manuscript received 19 August 2010)

Abstract

Using the closed orbit theory and the formulas of double-pulse laser pulse photodetachment cross section of H^- ion near a metal surface, we calculated the laser pulse photodetachment cross section of this system. The results suggest that for the double-pulse laser, if the pulse width is much longer than the particular closed orbit period, the contribution of that closed orbit to the photodetachment cross section is very small. If the pulse width is shorter or can be compared with the particular closed orbit period, the contribution of that closed orbit to the photodetachment cross section is reduced. The cross section depends not only on the pulse width, but also on the time delay and the relative phase of the two pulses. For certain relative phase between the two pulses, the photodetachment cross section is increased; while for other relative phases, the photodetachment cross section is reduced. Therefore, we can use the pulse laser to control the photodetachment process of H^- near a metal surface. We hope our results will be helpful for experimental research of photodetachment of negativeion influenced by pulse laser near surfaces.

Keywords: laser pulse, photodetachment cross section, metal surface, closed orbit theory

PACS: 34.35.+a, 32.80.Gc, 03.65.sq, 42.55.-f

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074104, 10604045), the University Science & Technology Planning Program of Shandong Province (Grant No. J09LA02).

[†] Corresponding author. E-mail: jnwdh@sohu.com, wangshanshan123123@126.com