

扩展量子阱中负离子的光剥离动力学*

唐田田^{1)†} 姚建刚²⁾

1) (烟台南山学院智能科学与工程学院, 烟台 265713)

2) (烟台南山学院科技与数据学院, 烟台 265713)

(2024 年 5 月 6 日收到; 2024 年 12 月 1 日收到修改稿)

本研究运用经典闭合轨道理论 (COT) 深入探究了扩展量子阱中的氢负离子的光剥离动力学, 并推导出了相应的光剥离截面 (PCS) 表达式. 由于量子囚禁效应, 剥离截面上出现一个与量子阱有关的振荡因子. 结果显示光剥离截面的振荡因子对扩展量子阱的阱壁速率的依赖极为敏感: 当量子阱处于静态时, 光剥离截面呈现出规则的锯齿状结构. 当阱壁开始移动后, 这种规则的锯齿结构变得不规则. 随着阱壁移动速率的增大, PCS 中的振荡结构变化复杂. 此外光剥离截面中的振荡还与氢负离子与两个运动阱壁之间的初始距离即阱宽紧密相关: 阱宽越窄, 电子被局域的空间越狭小, 电子受到的量子约束越强, 截面上的振荡振幅越大, 当阱宽增大时, 电子受到的量子约束效应就会减弱, 当阱宽增大到一定程度时, 量子阱不再体现出明显的量子约束效应, 光剥离截面趋向光滑背景项. 因此, 通过调整量子阱的初始尺寸、量子阱的扩展速率可实现对扩展量子阱中氢负离子光剥离截面的精确调控. 本研究所揭示的现象颇具趣味性, 且所采用的方法具有普适性, 可为未来针对更复杂动态量子阱中光剥离截面的研究提供指导.

关键词: 光剥离, 量子约束, 扩展量子阱**PACS:** 32.80.Gc, 03.65.Sq, 12.38.Aw, 34.35.+a**DOI:** 10.7498/aps.74.20240618**CSTR:** 32037.14.aps.74.20240618

1 引言

在过去的几十年里, 对量子阱中离子的研究一直备受瞩目. 当这些粒子被束缚在微尺寸的空间内时, 它们的物理特性会展现出与自由状态下截然不同的面貌. 这种显著的差异主要源于求解量子波函数时边界条件的变化. 这些受限的离子或原子系统, 在光台球^[1-5]、量子点或量子线^[6]等多个领域均有着广泛的应用. 早期实验和理论表明, 在外场中负离子的光剥离截面中包含一系列的振荡结构. Du 和 Delos^[7-11] 发展起来的半经典闭合轨道理论 (COT) 解释了该振荡, 对理解原子或负离子的复杂光谱中的振荡现象提供了一个清楚的框架. 经过

几十年的发展, 闭合轨道理论得到了进一步的扩展. 应用范围也从最初的原子吸收谱推广到离子光剥离截面、原子自发辐射等更广的领域. 2009 年, Yang 等^[12] 利用半经典闭合轨道理论对量子阱中氢负离子的光剥离现象进行了深入研究. 随后, Zhao 等^[13] 采用量子力学方法再次探究了同一系统, 并得出了与 Yang 等^[12] 相一致的结论, 从而进一步验证了 COT 理论的正确性. 近年来, 光剥离截面动力学的研究领域已从弹性表面附近拓展至金属表面、介质表面、各类外场以及多种形状的微腔, 如圆形、正方形、矩形和立方微腔等^[14-34]. 值得注意的是, 早期的研究多集中在静态界面、静态量子阱或微腔上, 光剥离电子在这些系统中的动力学行为相对简单. 然而, 当静态系统转变为移动边界问

* 山东省自然科学基金重点项目 (批准号: ZR2020KE012) 和山东省高等学校科技计划 (批准号: J16LJ51) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tangtiantian198512@163.com

题时, 光剥离截面及其理论变得更为复杂.

自 Fermi^[35] 在 1949 年提出费米加速器以来, 移动边界问题便引起了广泛的关注. Ulam^[36] 研究了具有两个振荡表面的费米加速器, 而 Dosecher 和 Rice^[37] 则对在无限方阱势中运动的粒子进行了量子力学处理, 其中一个壁面静态, 另一个则以线速率运动. 随后, da Luz 和 Cheng^[38] 利用半经典近似方法计算了移动硬壁势的势能, 并发现其波函数与量子力学方法得到的结果相符合. 此外, Di Martino 等^[39] 还研究了粒子在两个移动表面的盒子中的光剥离截面. 最近, Wang^[40] 研究了在具有扩展表面的量子阱中电子的光剥离截面, 特别是针对处于单阱壁匀速运动扩展量子阱情况进行了深入探讨. 在移动边界问题中, 负离子的光剥离现象确实引人关注, 并且不同的系统展现出各具特色的光剥离现象, 其中许多现象已经通过实验和理论研究得到了验证. 然而, 关于被囚禁在两个动态弹性壁量子阱中的负离子的光剥离现象, 目前尚无人报道.

本文将研究范围拓展至运动量子阱中的氢负离子体系. 相较于静止的量子阱体系, 运动的弹性壁有特定的速率, 导致剥离电子与弹性阱壁碰撞后的动量发生变化. 与两个阱壁碰撞返回的电子波和初射电子波之间的干涉导致截面振荡, 因此, 氢负离子光剥离截面在扩展量子阱中展现出更为复杂的动态特性. 鉴于氢负离子的薛定谔运动方程具备可解性, 数学分析得以简化. 采用半经典闭合轨道理论和理论模型成像方法, 深入研究了移动边界问题中氢负离子的光剥离动力学, 并推导出了该体系的光剥离截面近似公式. 通过细致的分析计算发现影响光剥离截面的振荡因子与量子阱阱宽以及量子阱壁移动速率有关, 当阱壁接近离子时, 阱宽越窄, 电子受到的量子约束越强, 干涉越显著, 截面上的振荡振幅越大. 当阱宽增大时, 电子受到的量子约束效应就会减弱, 量子阱对光剥离截面中的振荡因子的影响逐渐减弱. 当阱宽增大到一定程度时, 量子阱不再体现明显的量子约束效应. 据此, 我们可以通过调整量子阱的初始大小、扩展速率对囚禁在量子阱的氢负离子光剥离截面进行调控. 此项研究不仅具有重要的理论价值, 而且为未来的实验研究和更复杂系统的光剥离截面研究提供了参考与指导. 我们期望这一成果能够吸引更多研究者的关注与兴趣, 推动该领域的深入发展.

本文共分为 5 个部分. 首先, 引言部分简要概述研究背景和结果. 第 2 部分, 详细阐述光剥离电子的理论模型, 并对经典运动进行深入分析. 第 3 部分则着重推导扩展量子阱中氢负离子的光剥离截面公式. 第 4 部分, 深入探讨扩展量子阱中氢负离子光剥离截面的计算结果. 最后给出结论. 除非另有明确说明, 本文中均采用原子单位 atomic unit (缩写 a.u.) 进行表述.

2 理论模型和经典运动

扩展量子阱中的氢负离子光剥离过程的示意图如图 1 所示. 假设扩展量子阱由两个垂直于 z 轴的弹性壁组成. 在坐标原点处的点表示氢负离子源, 离子到上下阱壁的初始距离记为 Z_{10} 和 Z_{20} , 两壁沿 z 轴以速率 v 匀速移动, 经时间 t 后, 离子到上下阱壁的距离变为: $Z_1 = Z_{10} + vt$ 和 $Z_2 = Z_{20} + vt$.

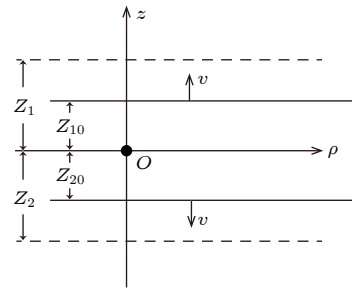


图 1 扩展量子阱中氢负离子光剥离理论模型示意图
Fig. 1. Schematic diagram of theoretical model of hydrogen negative ion photodetachment in the expanding quantum wells.

根据半经典闭合轨道理论, 当激光照射到氢负离子, 被束缚的电子将被光剥离, 扩展量子阱中剥离电子运动的哈密顿量可以写成

$$H = \frac{1}{2}(p_\rho^2 + p_z^2) + V(z) + V_b(r), \quad (1)$$

其中 $V(z)$ 是描述电子和扩展量子阱之间的相互作用势:

$$V(z) = \begin{cases} 0, & -Z_2 \leq z \leq Z_1, \\ +\infty, & z < -Z_2 \text{ 或 } z > Z_1, \end{cases} \quad (2)$$

其中, $V_b(r)$ 是剥离电子和氢原子之间的短程球对称势, 当电子远离原子核时短程势可以忽略.

通过求解具有初始条件的哈密顿正则方程, 可以得到扩展量子阱中剥离电子的运动方程:

$$\rho(t) = k \sin(\theta)t, \quad (3)$$

$$z(t) = k \cos(\theta)t. \quad (4)$$

从上述方程式中, 可观察到在扩展量子阱中, 电子获得能量变成向外传播的 P 波, 当波传播足够远时与经典轨道相联系, 以一定速率做直线运动, 与弹性阱壁碰撞后根据折射定律返回原点. 这与电子在静态量子阱中的行为有所不同. 特别值得注意的是, 当电子与阱壁发生碰撞后, 会损失部分动量. 因此, 剥离电子在碰撞后返回的动量大小与入射时的动量大小存在差异. 举例来说, 若电子的初始动量为 k_0 , 与运动阱壁发生碰撞后, 其返回的动量会变为 $k = k_0 - 2v$. 图 2 所示为部分剥离电子的运动轨迹.

从图 2 可以清晰地观察到, 光剥离电子只有在出射方向为沿 z 轴向上 ($\theta = 0$) 或沿 z 轴向下 ($\theta = \pi$) 时, 才能与原点构成一个闭合的轨道. 部分闭合轨道如图 3 所示. 具体来说, 图 3(a) 描绘了电子沿 $+z$ 轴向上运动, 在与上阱壁发生碰撞后, 返回到原点的过程, 被标记为 $j = 1$ 轨道. 相应地, 图 3(b) 展示了电子沿 $-z$ 轴向下运动, 与下阱壁碰撞后返回原点的轨迹, 此为 $j = 2$ 轨道. 图 3(c) 中电子首先完成了 $j = 1$ 轨道, 随后继续沿 $-z$ 轴运动, 在被下阱壁反弹后, 最终返回原点, 这被定义为 $j = 3$

轨道. 而图 3(d) 展示的 $j = 4$ 轨道与图 3(c) 类似, 但顺序相反. 其他闭合轨道也可用相似方式进行描述.

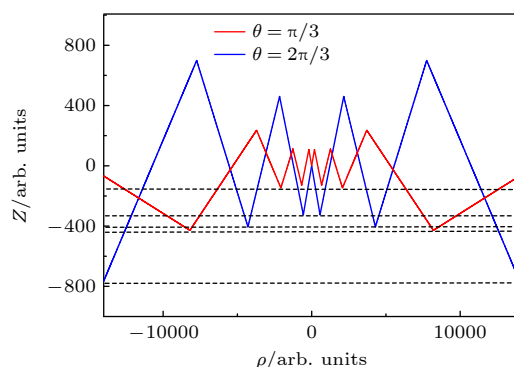


图 2 扩展量子阱中剥离电子的一些经典轨迹, 剥离电子能量 $E = 0.246$ eV, 氢负离子到上阱壁的初始距离 $Z_{10} = 100$ a.u., 到下阱壁初始距离 $Z_{20} = 200$ a.u., 两个阱壁移动速率为 $v = 0.001$ a.u., 两种不同的线表示从原点发射的不同方向, 电子的出射方向如图

Fig. 2. Some typical classical trajectories of the detached electron in the expanding quantum wells. The electron energy $E = 0.246$ eV. The initial distances from the hydrogen negative ion to the upper and lower surface are $Z_{10} = 100$ a.u. and $Z_{20} = 200$ a.u. The surfaces are moving at a speed of $v = 0.001$ a.u. Different lines denote different electron trajectories. The initial outgoing angles of the electron trajectory are given in the plot.

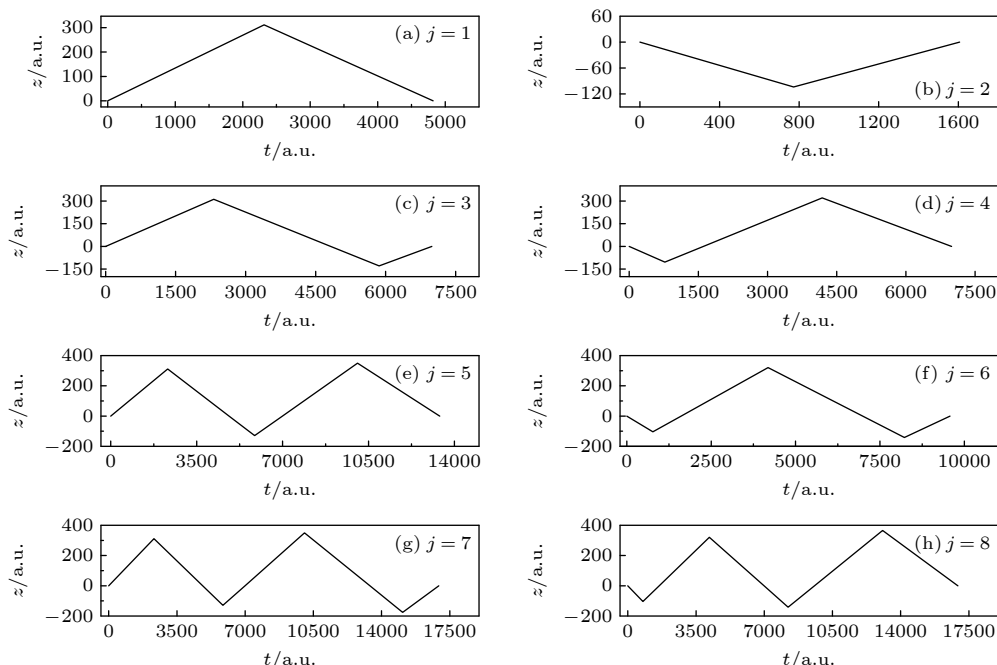


图 3 扩展量子阱中剥离电子的一些典型的闭合轨道, 电子能 $E = 0.246$ eV, 负离子到上下阱壁的初始距离分别为 $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 200$ a.u., 阱壁以 $v = 0.001$ a.u. 的速率移动

Fig. 3. Some typical closed orbits of the detached electron in the expanding quantum wells. The electron energy $E = 0.246$ eV. The initial distances from the negative ion to the upper and lower surfaces are: $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 200$ a.u.. The surfaces are moving at a speed of $v = 0.001$ a.u.

通过对前 8 个闭合轨道周期的数值计算, 发现轨道周期和电子与阱壁的碰撞次数存在一定的关系. 为了推导出闭合轨道周期的一般公式, 假设电子首次上升并与上阱壁发生碰撞. 在此过程中, 将电子与上阱壁碰撞前的初始距离记作 Z_{fir} , 电子与上阱壁的碰撞次数记为 g . 相应地, 电子与下阱壁碰撞前的初始距离被记作 Z_{sec} , 与下阱壁的碰撞次数记为 g_s . 因此, 电子与上下阱壁的总碰撞次数为 $f = g + g_s$. 进一步地, 根据 j (闭合轨道的序号) 的奇偶性进行了分类讨论. 当 j 为偶数 (即 $j = 2, 4, 6, \dots$) 时, 可得到 $Z_{\text{fir}} = Z_{20}$ 和 $Z_{\text{sec}} = Z_{10}$. 而当 j 为奇数 (即 $j = 1, 3, 5, \dots$) 时, 我们得到 $Z_{\text{fir}} = Z_{10}$ 和 $Z_{\text{sec}} = Z_{20}$. 基于这些分析, 我们得出了第 j 个闭合轨道周期的一般公式, 具体如下:

$$T_j = \frac{2(gZ_{\text{fir}} + g_s Z_{\text{sec}})}{k_0 - 2fv}. \quad (5)$$

在得到闭合轨道周期的一般公式后, 我们具体探讨两种情况. 第 1 种情况是当负离子与两个阱壁的初始距离 $Z_{10} = Z_{20} = Z_0$ 相等时, 即离子处于对称扩展量子阱, 经时间 t 后, 离子与两个阱壁的距离变为 $Z_1 = Z_2 = Z_0 + vt$; 第 2 种情况是当负离子与两个阱壁的初始距离不相等, 即 $Z_{10} \neq Z_{20}$ 时, 即离子处于不对称扩展量子阱, 经时间 t 后, 离子与两个阱壁的距离将分别变为不同的值 $Z_{11} = Z_{10} + vt$, $Z_{21} = Z_{20} + vt$.

2.1 氢负离子处于不对称扩展量子阱中的经典运动

当负离子处于不对称扩展量子阱, 即其与两个阱壁的初始距离不相等时, 存在 4 种以离子为中心的最基本闭合轨道. 具体描述如下: 1) 电子沿 $+z$ 轴方向上升, 碰到上阱壁被反弹回原点, 此轨道称为上升轨道; 2) 电子沿 $-z$ 轴方向下降, 碰到下阱壁被反弹回原点, 此轨道称为下降轨道; 3) 电子先完成上升轨道, 通过原点后继续完成下降轨道, 此轨道称为上-下轨道; 4) 电子先完成下降轨道, 随后完成上升轨道, 此轨道称为下-上轨道. 我们将上述 4 种轨道定义为基本闭合轨道. 其他所有闭合轨道均可视为这 4 种基本轨道的组合.

为了方便标识和检索, 采用两个指标 (j, n) 来对不同的闭合轨道进行分类, 其中 j 取值范围为 1, 2, 3, 4, 而 n 取值为 0, 1, 2, 3, $\dots$. 在这里 $n = 0$ 代表基本闭合轨道 (对应于上述的 4 个闭合轨道类

型). 当 $n \neq 0$ 时, 轨道有两类: 第 1 类总是第 j 个基本闭合轨道, 而第 2 类则是 $j = 3$ 或 $j = 4$ 的基本轨道的 n 次重复. 图 4 展示了在不对称扩展量子阱中剥离电子的闭合轨道. 图 4(a)–(d) 分别描绘了 4 个基本闭合轨道. 图 4(e) 展示了 $(j = 1, n = 1)$ 轨道, 它由 $(j = 1, n = 0)$ 和 $(j = 4, n = 0)$ 两个基本轨道组合而成. 图 4(f) 表示的是 $(j = 2, n = 1)$ 轨道, 由 $(j = 2, n = 0)$ 和 $(j = 3, n = 0)$ 两个基本轨道组成.

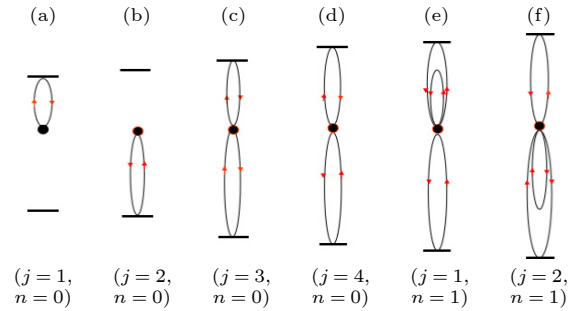


图 4 离子处于不对称扩展量子阱中的剥离电子的闭合轨道

Fig. 4. The closed orbits of detached electrons in asymmetrically expanding quantum wells.

对于 $(j = 1, n = 0)$ 轨道, 其周期可表示为

$$T_{10} = \frac{2Z_{10}}{k_0 - 2v}, \quad (6)$$

$$T_{20} = \frac{2Z_{20}}{k_0 - 2v}, \quad (7)$$

$$T_{30} = \frac{2(Z_{10} + Z_{20})}{k_0 - 4v}, \quad (8)$$

$$T_{40} = \frac{2(Z_{10} + Z_{20})}{k_0 - 4v}. \quad (9)$$

由于弹性阱壁不断移动, 动量和阱宽一直在变化. 各闭合轨道对应的经典作用量为

$$S_{j,n} = \int \rho_{j,n}^2 dt. \quad (10)$$

2.2 氢负离子处于对称扩展量子阱中的经典运动

当负离子处于对称扩展量子阱, 即其与两个阱壁的初始距离相等时, 系统同样存在 4 个基本轨道, 这与离子在不对称势阱中的情况类似. 然而, 这些轨道可以简化为两种基本类型: 1) 电子首先沿 z 轴方向向上或向下移动, 在碰到上或下阱壁后被弹回到原点, 这种类型的轨道涵盖了离子在不对

称阱中的上轨道和下轨道; 2) 电子沿 z 轴方向移动, 无论是向上还是向下, 碰到阱壁后反弹回原点, 随后运动到另一个移动阱壁并再次被弹回原点, 这种轨道类型包括离子在不对称阱中的下-上轨道和上-下轨道. 上述两种闭合轨道被定义为基本闭合轨道. 类似地, 所有其他闭合轨道均可视为这两种基本轨道的组合.

我们还是采用 (j, n) 两个指标来区分不同的闭合轨道, 这里参数 j 取值为 1, 2, 而参数 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. 当 $n = 0$ 时, 表示该轨道为基本闭合轨道. 当 $n \neq 0$ 时, 闭合轨道 (j, n) 仍包含两类: 第 1 类是第 j 种基本闭合轨道, 而第 2 类是 $j = 2$ 轨道的 n 次重复. 图 5 展示了在对称扩展量子阱中剥离电子的闭合轨道. 图 5(a), (b) 描绘了两种基本闭合轨道. 图 5(c) 所展示的是 $(j = 1, n = 1)$ 轨道, 它由 $(j = 1, n = 0)$ 和 $(j = 2, n = 0)$ 两个基本轨道组合而成.

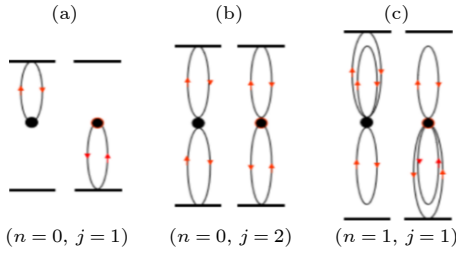


图 5 离子处于对称扩展量子阱中的剥离电子的闭合轨道
Fig. 5. Closed orbits of stripped electrons in a symmetric expanding quantum well.

两种基本轨道的周期可表示为

$$T_{10} = \frac{2Z_{20}}{k_0 - 2v}, \quad (11)$$

$$T_{20} = \frac{2Z_{10}}{k_0 - 4v}. \quad (12)$$

同样通过 (10) 式计算每一个闭合轨道对应的经典作用量.

3 光剥离截面公式推导

我们将量子阱中的氢负离子视作一个单电子系统. 其初始束缚态可表达为特定形式, 选取光子的偏振方向沿 z 轴正方向. 当高能激光束入射并作用于氢负离子时, 电子会吸收能量并转化为向外传播的 P 波. 在此过程中, 量子阱中的出射电子波遵循非齐次薛定谔方程^[41]:

$$(E - H)\psi = D\psi_i, \quad (13)$$

其中, H 是 (1) 式中给出的哈密顿量, D 是偶极算符, 它等于电子在 z 轴的投影, 对于偏振光, $D = z$.

根据闭合轨道理论, 氢负离子在量子阱中的光剥离截面 (PCS) 可以分为两部分, 如参考文献 [40] 所述. 光剥离截面的数学表达式可以表示为

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_{\text{osc}}. \quad (14)$$

第 1 部分 $\sigma_0 = \frac{16\sqrt{2}\pi^2 B^2 E^{3/2}}{3cE_p^3}$ 是光滑背景项, 这一项是在没有外部场影响和返回波干涉的情况下得到的. c 代表光速, 其数值为 137 a.u.. B 是一个归一化常数, 其具体值取决于氢负离子的初始束缚态, 给定为 $B = 0.31552$. E_p 表示光子的能量, 由剥离电子的初始动能 E 和氢负离子的结合能 E_b 之和得出, 即 $E_p = E + E_b$. 其中, 氢负离子的结合能 $E_b = k_b^2/2 = 0.754 \text{ eV}$.

第 2 部分, 即振荡部分 σ_{osc} , 源于初始电子波与经运动阱壁反弹的返回电子波之间的干涉效应. 因此可以写成

$$\sigma_{\text{osc}} = -\frac{4\pi E_p}{c} \text{Im}\langle D\psi_i | \psi_{\text{ret}} \rangle. \quad (15)$$

式中 $D\psi_i$ 为从原点沿 z 轴发射的波, ψ_{ret} 为返回的电子波函数, 可以用半经典方法得到. 为了计算波函数, 我们画了一个以氢负离子为中心, 半径 $R \approx 5.0a_0$ 的球面, 该球面上的初射波为^[41]

$$\psi_{\text{out}}(R, \theta, \phi) = -i \frac{4Bk^2}{(k_b^2 + k^2)} Y_{lm}(\theta, \phi) \frac{e^{ik_{j,n}z}}{kR}, \quad (16)$$

其中 $Y_{lm}(\theta, \phi)$ 为球面谐函数. 对于氢负离子, 剥离电子波源是一个 P 波, 因此, $l = 1, m = 0$. 当初射波从表面传播出去时, 相位和振幅将会发生变化. 在半经典近似中, 扩展量子阱中的电子波函数可以写成

$$\psi_{\text{SC}}(r, \theta, \phi) = \sum_{j,n} \psi_{\text{out}}(R, \theta, \phi) A_{j,n} e^{i[S_{j,n} - \mu_{j,n}\pi/2]}, \quad (17)$$

式中 $\mu_{j,n}$ 是轨道的马斯洛夫指数, 其等于电子与量子阱壁的碰撞次数 ($\mu_{j,n} = 2(n+j)$). 其中 j 和 n 分别表示与上、下壁面的碰撞次数. $S_{j,n} = \int \rho_{j,n}^2 dt$ 是各闭合轨道的经典作用量, $A_{j,n}$ 是振幅因子,

$$A_{j,n} = \left| \frac{\det J_{j,n}^{(2)}(\rho, z, 0)}{\det J_{j,n}^{(2)}(\rho, z, T_{j,n})} \right|^{1/2} \left| \frac{\rho(0)}{\rho(T_{j,n})} \right|^{1/2}, \quad (18)$$

其中, $J_{j,n}(\rho, z, t)$ 是雅可比行列式, $J_{j,n}(\rho, z, t) = \rho(t) \frac{\partial(\rho, z)}{\partial(t, \theta)}$, 由于电子在量子阱中的自由运动, 可得到振幅因子:

$$A_{j,n} = \frac{R}{R + k_0 T_{j,n}} \left| \frac{k_0}{k_{\text{ret}}^{j,n}} \right|^{1/2}, \quad (19)$$

式中, $k_{\text{ret}}^{j,n}$ 是沿着第 j, n 个闭合轨道返回的动量. 当电子波被量子阱的弹性阱壁沿封闭轨道反弹到负离子源时, 返回波可以近似为沿 z 轴移动的平面波的和:

$$\psi_{\text{ret}} = \sum_{j,n} C_{j,n} Y_{lm}(\theta, \phi) e^{\pm i k_{j,n}^{\text{ret}}}, \quad (20)$$

$$C_{j,n} = g_0 \frac{A_{j,n}}{R} e^{i(S_{j,n} - \mu_{j,n}\pi/2)}, \quad (21)$$

其中 g_0 是一个符号因子. 对于出射和返回方向相反的闭合轨道, 如第 1 种和第 2 种闭合轨道, $g_0 = -1$, 而对于具有相同的出射和返回方向的闭合轨道, 如第 3 种和第 4 种闭合轨道, $g_0 = 1$.

将上述方程代入 (15) 式, 进行重叠积分, 得到光剥离截面的振荡部分:

$$\sigma_{\text{osc}} = 3\sigma_0 \sum_{j,n} g_0 C(k_0, k_{\text{ret}}^{j,n}) \frac{A_{j,n}}{k_0 R} \sin(S_{j,n} - \mu_{j,n}\pi/2). \quad (22)$$

求和包括运动量子阱中剥离电子的所有闭合轨道, $C(k_0, k_{\text{ret}}^{j,n})$ 是一个取决于初始动量 k_0 的因子, $C(k_0, k_{\text{ret}}^{j,n}) = C(k_0)/C(k_{\text{ret}}^{j,n})$, 其中 $C(k_0)$ 和 $C(k_{\text{ret}}^{j,n})$ 定义如下:

$$\begin{cases} C(k_0) = i \frac{4Bk_0}{(k_b^2 + k_0^2)^2} \sqrt{\frac{4\pi}{3}}, \\ C(k_{\text{ret}}^{j,n}) = i \frac{4Bk_{\text{ret}}^{j,n}}{[k_b^2 + (k_{\text{ret}}^{j,n})^2]^2} \sqrt{\frac{4\pi}{3}}. \end{cases} \quad (23)$$

因此, 氢负离子在扩展量子阱中有

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_{\text{osc}} = \sigma_0 \cdot M(E, v), \quad (24)$$

其中 $M(E, v)$ 是由量子阱引起的振荡因子:

$$\begin{aligned} M(E, v) = 1 + 3 \sum_j g_0 C(k_0, k_{\text{ret}}^{j,n}) \frac{A_{j,n}}{k_0 R} \\ \times \sin(S_{j,n} - \mu_{j,n}\pi/2). \end{aligned} \quad (25)$$

4 计算和讨论

利用 (24) 式, 可以计算出扩展量子阱中氢负

离子的光剥离截面. 该截面与扩展量子阱的初始距离及速率紧密相关. 为了深入探究, 我们首先聚焦扩展量子阱弹性阱壁的移动速率, 即扩展速率对 PCS 的具体影响. 相关的计算结果如图 6—图 9. 在图 6 里, 我们特别计算了氢负离子在对称扩展量子阱中的光剥离截面, 其中两个阱壁的初始距离是相对于氢负离子相等的, 取 $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u.. 图 6(a) 描绘了静态量子阱 (即速率 v 为 0 a.u.) 中的 PCS 情况, 此时 PCS 展现出一种规则的锯齿结构, 这一结果与参考文献 [12,13] 中的描述是一致的. 当阱壁以非常缓慢的速率移动, 例如 $v = 0.005$ a.u., 如图 6(b) 所示, PCS 中的振荡结构开始变得不规则, 并且在锯齿峰的位置出现了振荡尖峰. 但随着阱壁移动速率的逐步提升, 如图 6(c) 所示, 锯齿峰值处的振荡尖峰开始减弱. 进一步增加阱壁的速率, 例如达到 $v = 0.03$ a.u., 如图 6(d) 所示, 锯齿峰附近的振荡几乎消失, 光剥离截面也显得更为光滑. 特别是在低能区域, PCS 的振荡结构开始逐渐消失. 仅在高能区域, 弹性阱壁才会对氢负离子的 PCS 产生影响. 当光子的能量达到很高时, PCS 的振荡结构又会重新出现.

对于这一现象的原因, 我们可以这样分析: 当剥离电子的初始动能非常小时, 其对应的初始动量 k_0 也很小. 如果阱壁的移动速率 v 大于 k_0 , 那么剥离电子将无法追赶上运动的阱壁. 在这种情况下, 不存在所谓的闭合轨道, 因此阱壁对 PCS 不产生任何影响, 使得 PCS 接近于在自由空间中的情况. 仅在高能区域, 当电子的初始动量大于阱壁的运动速率 (即 $k_0 > v$) 时, 电子才有可能在一段时间后碰撞到阱壁表面. 此时, 返回的波与初始波会发生干涉, 从而导致 PCS 出现振荡结构. 可见振荡周期与电子动能有密切关系, 当氢负离子因获得外界能量被剥离时, 电子波函数会受到扰动, 并可能形成多个散射路径. 这些路径上的电子波函数会发生干涉, 导致剥离截面随某些参数 (如激光强度或电子动能) 的变化而振荡. 干涉振荡的周期通常与电子的波函数特性 (如动量、能量) 以及散射体的几何形状有关. 电子在剥离过程中获得的动能取决于激光的强度、作用时间以及电子与原子核之间的相互作用. 电子动能的变化会影响其波函数的相位和振幅, 从而影响干涉图样和剥离截面. 电子的波函数可以表示为多个散射路径上波函数的叠加. 干涉项由光剥离截面的振荡公式 (22) 体现, 电子动能与

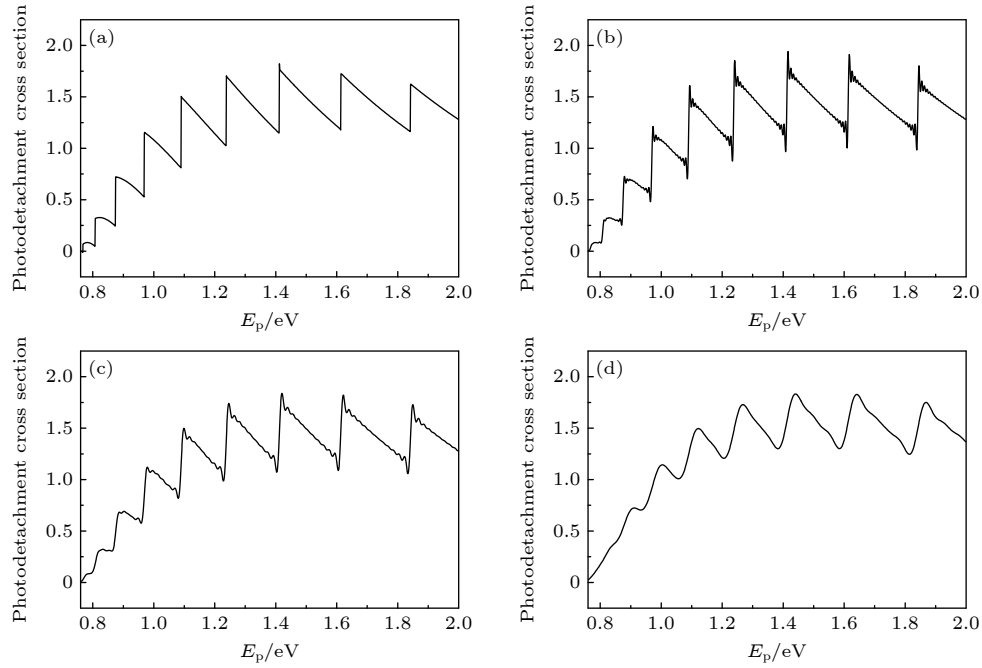


图6 系统PCS随量子阱弹性阱壁运动速率的变化,当两阱壁的初始距离关于氢负离子对称时, $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u. (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u.

Fig. 6. Variation of the PCS with the speed of the moving walls in the quantum well. The initial distances between the H^- and the two walls are equal, $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u.: (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u..

其动量相关,而动量又影响波函数的相位,其中(19)式振幅因子是影响正弦振荡项 σ_{osc} 最重要的因素之一,它敏感地依赖于第 j 个闭合轨道的周期.因为光剥离截面的振荡是由返回的电子波和初射电子波之间的干涉引起的,从闭合轨道周期的一般公式(5)可以看出,随着动能的增大,剥离电子在势阱中运动的轨迹长度变大,返回原点的返回波所需的时间增大,闭合轨道周期变长,干涉减弱,电子受到的量子约束效应减弱,电子的动能越大,从而导致与干涉相关的振荡因子中的振荡周期随电子动能的增加而变长.

为了明确展现阱壁运动对系统光剥离截面的影响,我们选择图6(b), (c)中的局部区域进行深入对比.对比结果如图7所示.显然,在弹性阱壁低速运动时,返回电子波与初始出射波之间的干涉效应极为显著,量子约束效应明显,从而在PCS中形成了复杂的振荡结构.然而,随着阱壁移动速率的大幅提升,阱宽变大,剥离电子与阱壁碰撞形成的闭合轨道周期变长,导致干涉减弱,量子阱量子约束效应减弱,对PCS的影响减弱,如图7(b)所示.

接下来,我们计算了氢负离子在不对称扩展量子阱中的光剥离截面,其中两个阱壁的初始距离相对于氢负离子不对称,分别设定为 $Z_{10} = 100$ a.u.

和 $Z_{20} = 300$ a.u.,相关计算结果如图8所示.在图8(a)中,当两个阱壁静止(速率 $v = 0$ a.u.)时,光剥离截面展现出锯齿状结构,与对称情况(如图6所示)下的锯齿结构相比,显得更为不规则.为了便于比较,图8(b)展示了当阱壁以 $v = 0.005$ a.u.的速率运动时,光剥离截面中的规则锯齿结构消失,使得截面变得不规则且更为复杂.随着阱壁移动速率的逐步增大,移动阱壁对光剥离截面的影响逐

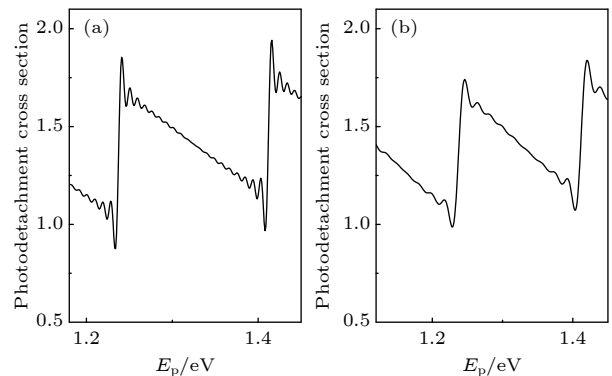


图7 对称扩展量子阱中阱壁运动速率不同时的PCS比较,两阱壁的初始距离关于氢负离子对称, $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u. (a) $v = 0.005$ a.u.; (b) $v = 0.01$ a.u.

Fig. 7. Comparison of the PCS in the moving quantum well at different speed of the moving walls. The initial distances between the H^- and the two walls are equal, $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u.: (a) $v = 0.005$ a.u., (b) $v = 0.01$ a.u..

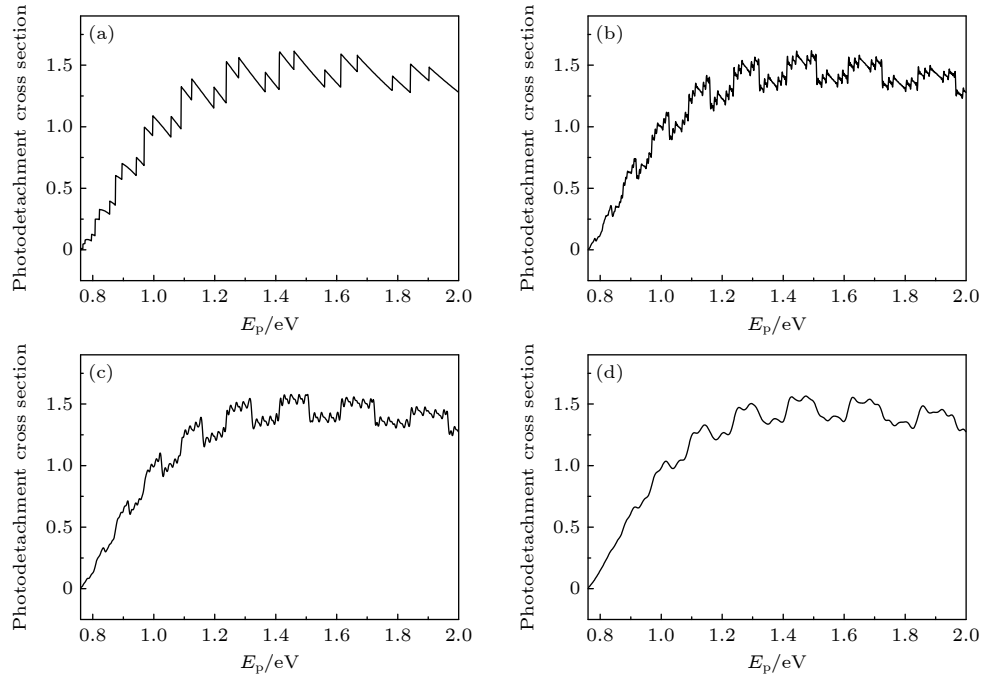


图 8 阱壁的速率不同时, 氢负离子在不对称扩展量子阱中的 PCS, 两阱壁的初始距离关于氢负离子不对称, $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 300$ a.u. (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u.

Fig. 8. Variation of the PCS with different speeds of the moving walls in the quantum well, the initial distances between the H^- and the two walls are not equal, $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 300$ a.u.: (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u..

渐减弱, 截面中的振荡结构也逐渐减少. 如图 8(c), (d) 所示, 当速率增至 $v = 0.03$ a.u. 时, 剥离电子与阱壁碰撞形成的闭合轨道周期越来越长, 量子约束效应越来越弱, 量子阱对截面的影响显著降低.

根据 (22) 式, 可以观察到运动量子阱对截面的振荡项产生重要影响, 忽略光滑背景项, 我们专注于研究总光剥离截面中的振荡因子 $M(E, v)$. 相关计算结果在图 9 中展示. 图中红线代表对称扩展量子阱中的振荡因子 $M(E, v)$, 而黑线则表示非对称扩展量子阱中的情况. 分析计算结果发现由于囚禁于量子阱, 振荡因子中呈现出了特定的振荡结构. 这一因子显著地受到扩展速率和离子到弹性阱壁的初始距离的影响. 随着阱壁速率的提升, 振荡因子的振幅逐渐减小, 且振荡周期有所增加. 值得注意的是, 在两个阱壁距原点不对称的情况下, 与距离对称的情况相比, 随着阱壁运动速率的增大, 光剥离截面的振荡因子的振荡周期与振幅的变化更为显著. 这一现象进一步证实了距离即量子阱的尺寸对光剥离截面具有重要影响.

最后, 我们固定量子阱上阱壁的初始距离 $Z_{10} = 100$ a.u., 两阱壁的运动速率 $v = 0.001$ a.u., 改变扩展量子阱下阱壁的初始距离, 以研究光剥离截面

的变化, 计算结果如图 10 和图 11 所示. 结果发现, 随着氢负离子与下阱壁之间的初始距离的增大, 光剥离截面上的锯齿状结构逐渐消失, 振荡振幅明显降低, 趋于光滑背景项. 图 10(a) 展示了当下阱壁初始距离 $Z_{20} = 100$ a.u. 时的光剥离截面. 在这种情况下, 光剥离截面中出现显著的振荡锯齿状结构. 然而, 当增大下阱壁与负离子之间的距离时, 量子阱对光剥离截面的影响减弱, 使得光剥离截面的振荡结构变得不那么复杂, 振荡幅度也逐渐减小. 当离子到下阱壁的初始距离非常大, 如图 10(d) 中 $Z_{20} = 1000$ a.u. 时, 由返回电子波与初始电子波产生的干涉效应明显减弱, 振荡结构几乎消失, 光剥离截面趋于光滑背景项.

这种现象可以通过剥离电子的经典运动来进行分析. 如 (24) 式所示, 总光剥离截面可以被视作一个光滑的背景项加上一个正弦振荡项 σ_{osc} , 其中振幅因子是影响正弦振荡项 σ_{osc} 最重要的因素之一, 它敏感地依赖于第 j 个闭合轨道的周期. 当离子与阱壁的初始距离较小时, 根据闭合轨道周期的一般公式 (5) 可得剥离电子在短时间内就能碰撞阱壁, 因此闭合轨道的周期较短, 返回电子波与初始出射波的干涉效应十分强烈, 量子阱的约束效应

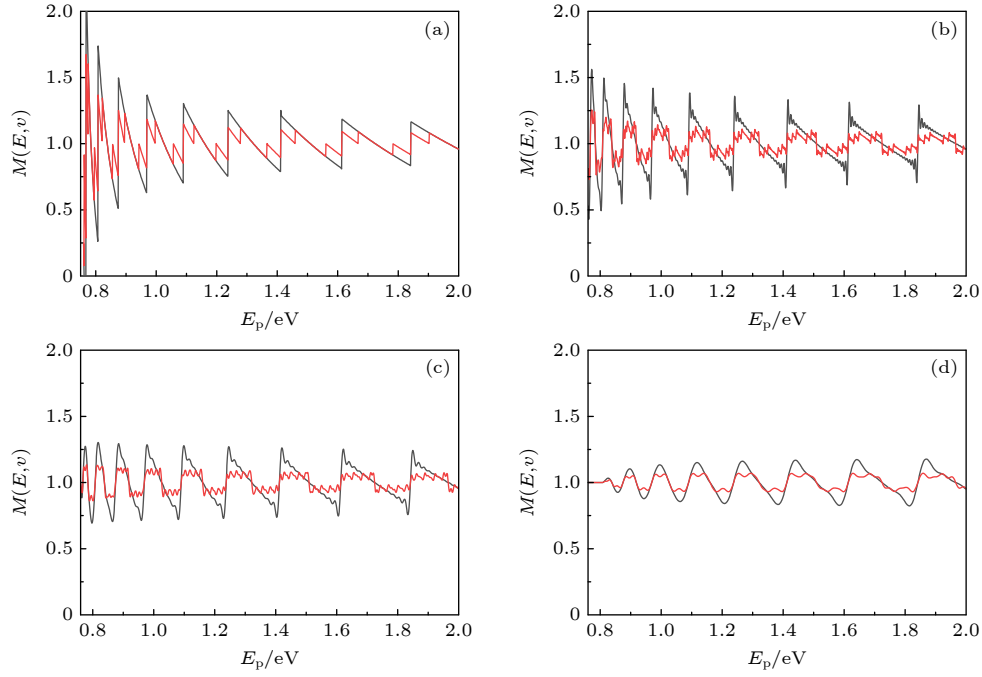


图 9 不同阱壁速度时, 总 PCS 中的振荡因子 $M(E, v)$ 与扩展量子阱中弹性壁的速率的关系, 红线是对称扩展量子阱中的因子 $M(E, v)$, 离子与阱壁的初始距离 $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u., 黑线是不对称扩展量子阱中的因子 $M(E, v)$, 离子与阱壁的初始距离分别为 $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 300$ a.u. (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u.

Fig. 9. Dependence of the modulating factor $M(E, v)$ in the total PCS on the speed of the moving walls in the expanding quantum well, the red line is the factor $M(E, v)$ in the symmetric expanding quantum well, $Z_{10} = Z_{20} = 100$ a.u., and the black line is the case in the asymmetric expanding quantum well, $Z_{10} = 100$ a.u., $Z_{20} = 300$ a.u.: (a) $v = 0$ a.u.; (b) $v = 0.005$ a.u.; (c) $v = 0.01$ a.u.; (d) $v = 0.03$ a.u..

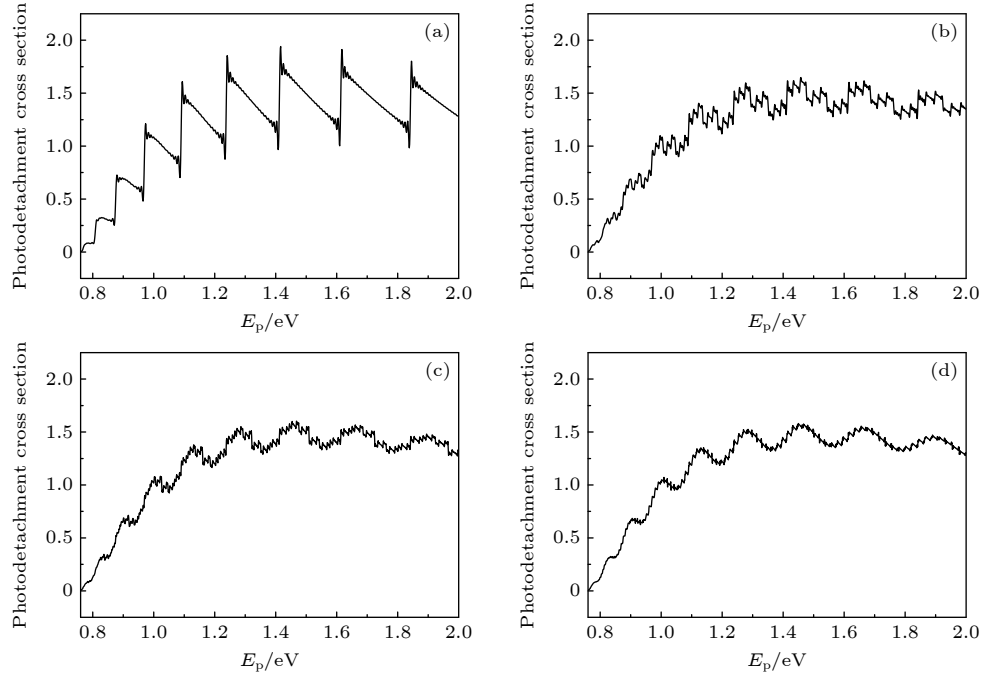


图 10 光剥离截面对下阱壁-离子初始距离的依赖关系, 两阱壁的运动速率为 $v = 0.001$ a.u., 固定上阱壁的初始距离为 $Z_{10} = 100$ a.u., 下阱壁的初始距离 (a) $Z_{20} = 100$ a.u.; (b) $Z_{20} = 200$ a.u.; (c) $Z_{20} = 500$ a.u.; (d) $Z_{20} = 1000$ a.u.

Fig. 10. Dependence of the PCS on the initial distance from the ion to the lower wall. Suppose that the two walls moves at a speed of $v = 0.001$ a.u., the initial distance between H^+ ion and the upper surface is fixed to be $Z_{10} = 100$ a.u., The initial distance from the ion to the lower wall: (a) $Z_{20} = 100$ a.u.; (b) $Z_{20} = 200$ a.u.; (c) $Z_{20} = 500$ a.u.; (d) $Z_{20} = 1000$ a.u..

明显, 导致振荡截面的振幅因子较大. 而当离子与下阱壁之间的距离增大时, 剥离电子需要更长的时间才能追赶上下阱壁, 因此每个闭合轨道的周期都会延长. 根据半经典闭合轨道理论, 闭合轨道周期越长, 返回电子波与初始出射波之间的干涉效应就越弱. 因此, 随着离子到下阱壁初始距离的增大, 振荡截面的振幅因子减小, 振荡结构随之减弱. 当阱宽增大到一定程度时, 量子阱不再体现出明显的量子约束效应, 振荡截面的振幅因子消失, 光剥离截面趋于光滑背景项.

图 11 显示了三维振荡截面 σ_{osc} 与离子到下阱壁初始距离 Z_{20} 以及量子阱扩展速率 v 之间的关系. 从图 11 可以看到, 当下阱壁接近离子时, 阱宽越窄, 电子被局域的空间越狭小, 电子受到的量子约束越强, 电子的量子化能级越高, 其对离子的影响显著增强, 导致截面上的振荡振幅增大. 随着离子与下阱壁初始距离 Z_{20} 的增大, 即当阱宽增大时, 电子受到的量子约束效应就会减弱, 电子的量子化能级也就越低, 量子阱对离子的 σ_{osc} 的影响逐渐减弱. 因此, 通过调整扩展量子阱阱宽, 我们可以有效地控制负离子的光剥离行为.

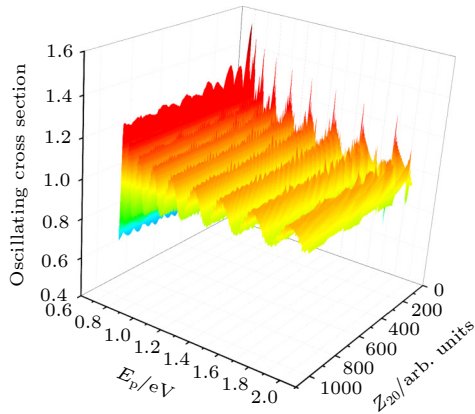


图 11 振荡截面 σ_{osc} 与离子到下阱壁的初始距离 Z_{20} 以及扩展量子阱阱壁的移动速率的关系, 上阱壁的初始距离 $Z_{10} = 100$ a.u., 两阱壁的移动速率为 $v = 0.005$ a.u.

Fig. 11. Dependence of the oscillating cross section σ_{osc} on the initial distance from the ion to the lower wall Z_{20} and the moving speed of the walls v in the expanding quantum well. The initial position of the upper wall is at $Z_{10} = 100$ a.u.. Both walls move at a speed of $v = 0.005$ a.u..

5 结 论

综上所述, 本研究探讨了两个运动弹性壁形成的扩展量子阱中负离子的光剥离截面. 通过对剥离

电子的闭合轨道进行研究, 给出了闭合轨道周期的解析表达式. 基于半经典闭合轨道理论, 推导出了该体系的光剥离截面, 它是一个光滑的背景项和一个由电子与量子阱两阱壁碰撞引起的振荡项的叠加. 计算结果显示, PCS 受到扩展速率、两阱壁初始距离即阱宽的影响. 当量子阱处于静态时, 光剥离截面呈现出规则的锯齿状结构. 当阱壁开始移动时, 这种规则的锯齿结构变得不规则. 随着阱壁移动速率的增加, PCS 中的振荡结构逐渐减弱. 对于非对称扩展的量子阱, 移动阱壁对负离子的 PCS 的影响比对称扩展量子阱更为显著. 此外, 当阱宽越窄, 电子被局域的空间越狭小, 电子受到的量子约束越强, 截面上的振荡振幅越大, 当阱宽增大时, 电子受到的量子约束效应就会减弱, 截面上的振荡振幅减弱, 当阱宽增大到一定程度时, 量子阱不再体现出明显的量子约束效应, 光剥离截面趋于光滑背景项. 本研究成果对于表面物理领域具有重要的参考价值, 丰富了对运动量子阱中负离子光剥离动力学的理解, 并为未来在动态量子阱中负离子光剥离动力学的实验研究提供了理论依据和指导. 同时, 本研究也可作为在具有运动边界的外部环境中捕获和调控离子及原子的实验研究的参考依据.

数据可用性声明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.18212> 中访问获取.

参考文献

- [1] Milner V, Hanssen J L, Campbell W C, Raizen M G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1514
- [2] Kaplan A, Friedman N, Andersen M, Davidson N 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 274101
- [3] Andersen M F, Kaplan A, Friedman N, Davidson N 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** 2183
- [4] Friedman N, Kaplan A, Davidson N 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 99
- [5] Stone A D 2010 *Nature* **465** 10
- [6] Chuu D S, Hsiao C M, Mei W N 1992 *Phys. Rev. B* **46** 3898
- [7] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1896
- [8] Du M L 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4983
- [9] Du M L, Delos J B 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1731
- [10] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1913
- [11] Du M L, Delos J B 1989 *Phys. Rev. A* **134** 476
- [12] Yang G C, Rui K K, Zheng Y Z 2009 *Physica B: Condens. Matter.* **404** 1576
- [13] Zhao H J, Ma Z J, Du M L 2015 *Physica B: Condens. Matter.* **466** 54
- [14] Du M L 2006 *Eur. Phys. J. D* **38** 533

- [15] Zhao H J, Du M L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023408
- [16] Wang D H, Li S S, Wang Y H, Mu H F 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 114301
- [17] Novick J, Delos J B 2012 *Phys. Rev. E* **85** 016206
- [18] Tang T T, Wang D H, Huang K Y, Wang S S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 063202 (in Chinese) [唐田田, 王德华, 黄凯云, 王姗姗 2012 物理学报 **61** 063202]
- [19] Tang T T, Wang D H, Huang K Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 053203 (in Chinese) [唐田田, 王德华, 黄凯云 2011 物理学报 **60** 053203]
- [20] Tang T T, Zhang C M, Zhang M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 123201 (in Chinese) [唐田田, 张朝民, 张敏 2013 物理学报 **62** 123201]
- [21] Wang D H 2014 *Chin. J. Phys.* **52** 138
- [22] Tang T T, Zhu Z L, Yao J G, Wang D H 2017 *Can. J. Phys.* **95** 38
- [23] Tang T T, Zhu Z L, Yao J G 2016 *Acta Photonica Sin.* **45** 1202002 (in Chinese) [唐田田, 朱子亮, 姚建刚 2016 光子学报 **45** 1202002]
- [24] Afaq A, Azmat I, Amin U R, Naveed K, Ansari M M 2016 *Braz. J. Phys.* **46** 489
- [25] Zhao H J, Du M L 2018 *Physica B: Condens. Matter.* **530** 121
- [26] Wang D H, Pang Z H, Zhuang K Z, Li Y F, Xie L 2017 *Prama. J. Phys.* **89** 71
- [27] Azmat I, Kiran H, Sana M, Saba J, Afaq A 2019 *Chin. Phys. B* **28** 023201
- [28] Li Y Y, Sun S Y, Zhao H J 2019 *J. Atom. Mol. Phys.* **36** 799 (in Chinese) [李洋洋, 孙世艳, 赵海军 2019 原子与分子物理学报 **36** 799]
- [29] Tong S, Wang D H, Sun X Y 2021 *Indian J. Phys.* **95** 551
- [30] Wang D H 2021 *Z. Naturforsch. A.* **76** 407
- [31] Feng W, Deng D 2021 *Proceeding of the 2021 International Conference on Management of Data* New York, USA, June 20–25, 2021 p541
- [32] Tang T T, Zhu Q L 2021 *J. Atom. Mol. Phys.* **38** 053001 (in Chinese) [唐田田, 祝庆利 2021 原子与分子物理学报 **38** 053001]
- [33] Welander J, Navarro Navarrete J E, Rohlén J, Leopold T, Thomas R D, Pegg D J, Hanstorp D 2022 *Rev. Sci. Instrum.* **93** 065004
- [34] Zhang L, Li C, Wang X, Feng W, Yu Z, Chen Q, Leng J, Guo M, Yang P 2023 *IEEE International Parallel and Distributed Processing Symposium* Milan, Italy, May 29–June 2, 2023 p864
- [35] Fermi E 1949 *Phys. Rev.* **75** 1169
- [36] Ulam S M, 1961 *Proceedings of the Fourth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability* University of California Berkeley, June 20–30, 1961 p315
- [37] Dosecher S W, Rice M H 1969 *Am. J. Phys.* **37** 1246
- [38] da Luz M G E, Cheng B K 1992 *J. Phys. A: Math. Gen.* **25** L1043
- [39] Martino S D, Anza F, Facchi P, Kossakowski A, Marmo G, Messina A, Militello B, Pascazio S 2013 *J. Phys. A: Math. Theor.* **46** 365301
- [40] Wang D H 2018 *Phys. Rev. A* **98** 053419
- [41] Yang B C, Delos J B, Du M L 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013417

Photodetachment dynamics of negative ions in a quantum well with two expanding walls*

TANG Tiantian^{1)†} YAO Jiangang²⁾

¹⁾ (College of Intelligent Science and Engineering, Yantai Nanshan University, Yantai 265713, China)

²⁾ (College of Technology and Data, Yantai Nanshan University, Yantai 265713, China)

(Received 6 May 2024; revised manuscript received 1 December 2024)

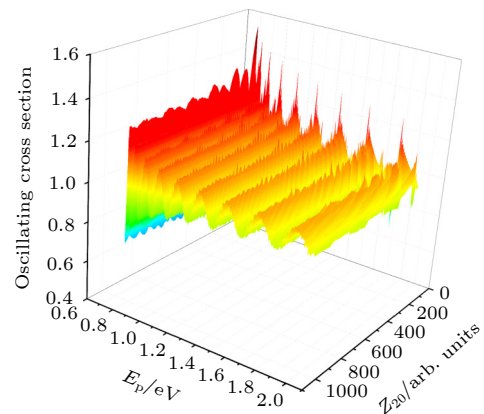
Abstract

This work is to investigate the photo-detachment cross-section (PCS) of anions in an expanding quantum well formed by two moving elastic walls. Through the study of the closed orbits of the detached electrons, we derive the analytical expression for the period of these closed orbits. We utilize the classical closed-orbit theory (COT) to deeply explore and derive the PCS of this system, which is a superposition of a smooth background term and an oscillatory term caused by collisions between electrons and the two elastic walls of the quantum well. The calculation results show that the oscillation amplitude of the photo-detachment cross-section is highly sensitive to the wall velocity of the extended quantum well. When the quantum well is static, the photo-detachment cross-section exhibits a regular saw-tooth structure. As the walls begin to move, this regular saw-

* Project supported by the Key Programm of Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2020KE012) and the Higher Education Science and Technology Program of Shandong Province, China (Grant No. J16LJ51).

† Corresponding author. E-mail: tangtiantian198512@163.com

tooth structure becomes irregular. As the wall velocity increases, the oscillation structure within the PCS becomes increasingly complex. Furthermore, the photo-detachment cross-section is closely related to the initial distance between the negative hydrogen ion and the two moving walls, known as the well width. And through calculations of two different scenarios involving extended quantum wells, we find that for an asymmetrically expanding quantum well, the effect of moving walls on anionic PCS is more significant than for a symmetrically expanding quantum well. The research findings also reveal that as the well width narrows, the localized space for electrons becomes smaller, leading to stronger quantum confinement and an increase in the oscillation amplitude across the cross-section. As the well width increases, the quantum confinement effect on the electrons weakens, resulting in a decrease in the oscillation amplitude across the cross-section. When the well width reaches a certain level, the quantum well no longer exhibits significant quantum confinement effects, and the photo-detachment cross-section tends to approach a smooth background term. Therefore, precise control of the photo-detachment cross-section of negative hydrogen ions in an expanding quantum well formed by two moving elastic walls can be achieved by adjusting the initial size of the quantum well and the expansion speed of the quantum well. The phenomena revealed in this study are quite intriguing, and the methods employed are universal, providing guidance for future studying the photo-detachment cross-sections in more complex dynamic quantum wells. The findings of this study have significant reference value in the field of surface physics, enriching our understanding of the photo-detachment dynamics of anions in moving quantum wells, and they also provide a theoretical basis and guidance for future experimental research on the photo-detachment dynamics of anions in dynamic quantum wells.



Keywords: photo-detachment, quantum confinement, expanding quantum well

PACS: 32.80.Gc, 03.65.Sq, 12.38.Aw, 34.35.+a

DOI: [10.7498/aps.74.20240618](https://doi.org/10.7498/aps.74.20240618)

CSTR: [32037.14.aps.74.20240618](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20240618)

扩展量子阱中负离子的光剥离动力学

唐田田 姚建刚

Photodetachment dynamics of negative ions in a quantum well with two expanding walls

TANG Tiantian YAO Jiangang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 023201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20240618

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240618>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

囚禁在电介质球形微腔中类氢原子的内部无序性

Internal disorder of hydrogenic-like atom trapped in dielectric spherical microcavity

物理学报. 2023, 72(10): 100301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222413>

量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展

Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation

物理学报. 2022, 71(13): 133701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220224>

离子阱量子计算规模化的研究进展

Research progress of ion trap quantum computing

物理学报. 2023, 72(23): 230302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231128>

超晶格插入层对InGaN/GaN多量子阱的应变调制作用

Strain modulation effect of superlattice interlayer on InGaN/GaN multiple quantum well

物理学报. 2024, 73(7): 077201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231677>

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

基于动力学平均场的光晶格超冷原子量子模拟

Quantum simulation of ultracold atoms in optical lattice based on dynamical mean-field theory

物理学报. 2023, 72(18): 183701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230701>