线度和势垒宽度对球状纳米系统电子散射截面的影响*

吴 强† 郑瑞伦

(重庆文理学院电子电气工程学院,重庆 402160)

(2010 年 12 月 26 日收到,2011 年 5 月 20 日收到修改稿)

在有效质量近似和球形方形势模型下,计算了开放型球状纳米系统电子散射截面及电子按能量的概率分布,探讨了线度、势垒宽度对电子散射截面和共振能量以及共振宽度的影响. 结果表明:电子的散射截面随能量的分布曲线有一极大值和极小值,而且电子能量的概率分布曲线的极大值位置总是介于散射截面分布曲线的极大值与极小值的能量位置之间;散射截面随内核半径 r_0 的增大而增大,而且散射截面分布曲线随 r_0 的增大由较平滑变得较尖锐;散射截面随势垒宽度 Δ 的增大而增大,但在 $\Delta = 1.4a_{\mathrm{CdS}}$—$1.7a_{\mathrm{CdS}}$ 的范围内,变化出现异常,在 $\Delta = 1.6\,a_{\mathrm{CdS}}$ 时散射截面出现极小;电子共振能量 E_l 随 Δ 的变化与电子所处状态有关,而电子共振宽度 Γ_l 随 Δ 的增大而减小;不论 Δ 取何值, E_l 和 Γ_l 都满足能量和时间的测不准关系.

关键词: 球状纳米系统, 势垒宽度, 电子散射截面, 电子概率分布

PACS: 73.21.La, 85.85.+j, 71.15.Nc

1. 引 言

散射截面是散射问题研究中的一个重要物理量. 通过对散射截面的研究,可以获得粒子相互作用等许多重要信息,目前已有一些文献对原子核、原子体系的散射截面进行了研究,并且取得了一些进展. Voloshin[1]利用中微子对原子、电子的散射研究了中微子的磁矩,文献[2]利用 Fuchs 势模型和密耦方法对 He-Li_2 碰撞体系低能散射截面进行理论计算,获得了量子效应随入射能量的变化规律. 对于低维凝聚物质散射截面的研究,文献[3]考虑了颗粒内各杂质原子之间的相位相干性对散射截面进行了计算,研究了金属颗粒膜巨磁电阻的特性;文献[4]利用光学转换手段研究了等离子状态下纳米粒子之间的相互作用,对二聚体的散射截面作了分析;文献[5]用晶界噪声表征模型研究了边界散射截面和电噪声的内在联系. 对于球状纳米系统,文献[6—9]对它的电子能量、电子按坐标的概率分布、斯塔克效应、层间作用等问题进行了研究,但对它的散射问题以及电子按能量的概率分布未加以研究. 我们知道,原子核和原子系统中,粒子势垒很强(势垒高度和宽度都较大),共振态可用 S 矩阵的极点描述. 与原子核和原子系统不同,开放型球状纳米系统的有效原子势垒可以很小,而且势垒宽度可变[10,11]. 此时,电子准定态的特性对势垒宽度很敏感,探讨势垒宽度对开放型球状纳米系统电子散射截面、电子按能量的概率分布、共振能量以及共振宽度的影响就是一个重要问题. 为此,本文将在有效质量近似和球形方形势模型下,通过解电子满足的方程,计算开放型球状纳米系统中电子的散射截面和电子按能量的概率分布,探讨系统线度、势垒宽度对电子散射截面、共振能量和共振宽度的影响.

2. 开放型球状纳米系统中电子的波函数和散射截面

本文研究的球状纳米系统是由半径为 r_0 的介质 1 作为内核,中间层为厚度 $\Delta = r_1 - r_0$ 的另一种半导体介质 2,外层由内半径为 r_1 的无限大介质 1

* 重庆文理学院引进人才计划(批准号:Z2011RCYJ03)和重庆市教育委员会科学技术研究基金(批准号:KJ101206)资助的课题.

† E-mail: wuqiang2072@163.com

构成. 选取球坐标, 在有效质量和球形方势垒作用下, 电子的势能 $U(r)$ 可表示为

$$U(r) = \begin{cases} 0 & (r < r_0, r_1 < r < \infty), \\ U & (r_0 < r < r_1). \end{cases} \tag{1}$$

薛定谔方程为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2}\nabla\frac{1}{m(r)}\nabla + U(r)\right]\psi = E\psi, \tag{2}$$

其中 $m(r)$ 为有效质量, $m(r)$ 可表示为

$$m(r) = \begin{cases} m_0 & (r < r_0, r_1 < r < \infty), \\ m_1 & (r_0 < r < r_1). \end{cases}$$

由于系统具有球对称性, 其解为径向函数 $R_l(r)$ 和球谐函数 $\mathrm{Y}_{lm}(\theta,\varphi)$ 的积, 即

$$\psi_{lm}(r,\theta,\varphi) = R_l(r)\mathrm{Y}_{lm}(\theta,\varphi). \tag{3}$$

由量子力学方法求得径向函数 $R_l(r)$ 为

$$R_l(r) = \begin{cases} R_l^{(0)}(kr) = a_l^{(0)}[\mathrm{h}_l^-(kr) + \mathrm{h}_l^+(kr)] & (r < r_0), \\ R_l^{(1)}(\varkappa r) = a_l^{(1)}[\mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r) + S_l^{(1)}\mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r)] & (r_0 < r < r_1), \\ R_l^{(2)}(kr) = a_l^{(2)}[\mathrm{h}_l(kr) + S_l\mathrm{h}_l^+(kr)] & (r_1 < r < \infty). \end{cases} \tag{4}$$

这里

$$k^2 = \frac{2m_0E}{\hbar^2},$$

$$\varkappa^2 = \frac{2m_1(U-E)}{\hbar^2},$$

$\mathrm{h}_l^-(kr)$ 和 $\mathrm{h}_l^+(kr)$ 为汉开尔函数, 其具体表达式可参见文献[12].

波函数的连续条件为

$$\begin{aligned} &R_l^{(0)}(kr_0) = R_l^{(1)}(\mathrm{i}\varkappa r_0), \\ &R_l^{(1)}(\mathrm{i}\varkappa r_1) = R_l^{(2)}(kr_1), \\ &\frac{1}{m_0}\frac{\mathrm{d}R_l^{(0)}(kr)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=r_0} = \frac{1}{m_1}\frac{\mathrm{d}R_l^{(1)}(\varkappa r)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=r_0}, \\ &\frac{1}{m_1}\frac{\mathrm{d}R_l^{(1)}(\mathrm{i}\varkappa r)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=r_1} = \frac{1}{m_0}\frac{\mathrm{d}R_l^{(2)}(kr)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=r_1}. \end{aligned} \tag{5}$$

其归一化条件为

$$\int_0^\infty R_{kl}^*(r)R_{k'l'}(r)r^2\mathrm{d}r = \delta_{ll'}\delta(k-k'). \tag{6}$$

由(4),(5)式求得

$$a_l^{(0)} = \frac{\mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r_0) + S_l^{(1)}\mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r_0)}{\mathrm{h}_l^-(kr_0) + \mathrm{h}_l^+(kr_0)}a_l^{(1)},$$

$$a_l^{(1)} = \frac{\mathrm{h}_l^-(kr_1) + S_l\mathrm{h}_l^+(kr_1)}{\mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r_0) + \mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r_0)}a_l^{(2)},$$

$$a_l^{(2)} = -\frac{\mathrm{i}k}{\sqrt{2\pi}}.$$

进一步可得

$$S_l^{(1)} = \frac{m_1k^2\mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r_0)\mathrm{j}_l'(kr_0) + m_0\varkappa^2\mathrm{j}_l(kr_0)\mathrm{h}_l'^-(\mathrm{i}\varkappa r_0)}{m_1k^2\mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r_0)\mathrm{j}_l'(kr_0) + m_0\varkappa^2\mathrm{j}_l(kr_0)\mathrm{h}_l'^+(\mathrm{i}\varkappa r_0)}, \tag{7}$$

$$S_l = -\frac{m_1k^2A(r_1)\mathrm{h}_l'^-(kr_1) + m_0\varkappa^2\mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r_1)B(r_1)}{m_1k^2A(r_1)\mathrm{h}_l'^+(kr_1) + m_0\varkappa^2\mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r_1)B(r_1)}. \tag{8}$$

这里 $\mathrm{h}_l'^{\pm}(\mathrm{i}\varkappa r_0)$ 和 $\mathrm{j}_l'(kr_0)$ 为汉开尔函数和球贝塞尔函数的导数, 其表达式为

$$\mathrm{h}_l'^{\pm}(\mathrm{i}\varkappa r_0) = \frac{\partial\mathrm{h}_l^{\pm}(x)}{\partial x}\bigg|_{x=\mathrm{i}\varkappa r_0},$$

$$\mathrm{j}_l'(kr_0) = \frac{\partial\mathrm{j}_l(x)}{\partial x}\bigg|_{x=kr_0}.$$

球贝塞尔函数 $\mathrm{j}_l(x)$ 可表示为

$$\mathrm{j}_l(x) = \frac{1}{2}[\mathrm{h}_l^-(x) + \mathrm{h}^+(x)].$$

(8)式即为 S 矩阵, 其中的 $A(r_1)$, $B(r_1)$ 的表达式为

$$A(r_1) = \mathrm{h}_l^-(\mathrm{i}\varkappa r_1) + S_l^{(1)}\mathrm{h}_l^+(\mathrm{i}\varkappa r_1),$$

$$B(r_1) = \mathrm{h}_l'^-(\mathrm{i}\varkappa r_1) + S_l^{(1)}\mathrm{h}_l'^+(\mathrm{i}\varkappa r_1).$$

由 S 矩阵可求得 $l(l = 0,1,2,\cdots)$ 分波的散射截面 $\sigma_l(k)$ 可表示为

$$\sigma_l(k) = \frac{\pi(2l+1)}{k^2}[S_l(k) - 1]. \tag{9}$$

而总的散射截面为

$$\sigma(E) = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l(k).$$

此外, 当波矢 k 满足

$$0 < k < k_0 = \sqrt{\frac{2m_0U}{\hbar}}$$

时, 在 $0 < r < r_0$ 的区域范围内, 态 $|l,k\rangle$ 中电子出现的概率为

$$W_l(kr_0) = \frac{1}{r_0}\int_0^{r_0}|R_l^{(0)}(kr)|^2r^2\mathrm{d}r. \tag{10}$$

将(4)式代入(10)式, 经计算后得到

$$W_l(kr_0) = 2|r_0a_l^{(0)}(kr_0)|^2[\mathrm{j}_l^2(kr_0) - \mathrm{j}_{l-1}(kr_0)\mathrm{j}_{l+1}(kr_0)]. \tag{11}$$

再由能量在 E 到 $E + \mathrm{d}E$ 范围的概率与波矢在 k 到 $k + \mathrm{d}k$ 范围的概率对应,利用 $E = \frac{\hbar k^2}{2m_e}$ 求得电子按能量E的概率分布 $W_l(E)$ 为

$$W_l(E) = \frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{2m_e}{E}}\left|r_0 a_l^{(0)}\left(\frac{\sqrt{2m_eE}}{\hbar}r_0\right)\right|^2 \times\left[\mathrm{j}_l^2\left(\frac{\sqrt{2m_eE}}{\hbar}r_0\right) - \mathrm{j}_{l+1}\left(\frac{\sqrt{2m_eE}}{\hbar}r_0\right)\mathrm{j}_{l-1}\left(\frac{\sqrt{2m_eE}}{\hbar}r_0\right)\right]. \quad (12)$$

这里 m_e 为电子静止质量.

3. 散射截面随能量 E 和势垒宽度 Δ 以及内核半径 r_0 的变化

3.1. 散射截面随电子能量 E 的变化

设介质 1 为 HgS,介质 2 为 CdS,现以它们构成的三层球状纳米系统为例,研究 l 分波的散射截面 $\sigma_l(E)$ 以及电子按能量 E 的概率分布 $W_l(E)$. 采用文献[9,13]中的取值, $m_0 = 0.036m_e$, $m_1 = 0.2m_e$, $U = 1350$ meV, 晶格常数 $a_{\mathrm{HgS}} = 0.5851$ nm, $a_{\mathrm{CdS}} = 0.5818$ nm. 同时取内核半径 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$, 势垒宽度 $\Delta = 2a_{\mathrm{CdS}}$. 将这些数据以及 $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ 一起,分别代入(8),(9),(12)式并取 $l = 0, 1$ 作计算,求出在 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$, $\Delta = 2a_{\mathrm{CdS}}$ 情况下电子散射截面 $\sigma_l(E)$ 和电子概率分布 $W_l(E)$ 随能量 E 的变化如图 1 所示.

由图 1 可以看出,不论在何种状态下, $\sigma_l(E)$ 曲线都有一极大值和极小值,而且电子概率分布曲线 $W_l(E)$ 极大值所对应的能量 E_l^* 的位置总是介于 $\sigma_l(E)$ 曲线的极大值与极小值所对应的能量 E_l^+ 与 E_l^- 的位置之间,即 $E_l^+ > E_l^* > E_l^-$. 可用势垒的隧穿过程来解释这种情形. 电子按能量概率分布的极大值出现在电子的本征能量附近,电子在本征能量附近的散射强,开始时散射截面随能量增大而增大,而势垒的隧穿概率也随能量的增大而增大,后者的作用导致散射截面减小,结果是在电子出现概率最大处所对应的能量附近散射截面为最小. 此后,随着电子能量的增大,电子出现概率减小,势垒隧穿作用减弱,又使散射截面随能量的增大而缓慢增大,于是 $\sigma_l(E)$ 曲线就出现了极大值和极小值. 在讨论电子出现概率对散射截面的影响时,图 1 中只画出最可几能量附近的散射截面随能量的变化曲线. 另外还应指出,电子按能量的概率分布与电子按空间壳层的概率分布虽然没有直接关系,但根据纳米系统势能的情况可知,在 0 壳层(内核)中,电子的最可几能量应在势阱 0 内本征能量附近,最可几能量的最小值应发生在 2 壳层(最外层)内,而不应在 0 壳层内.

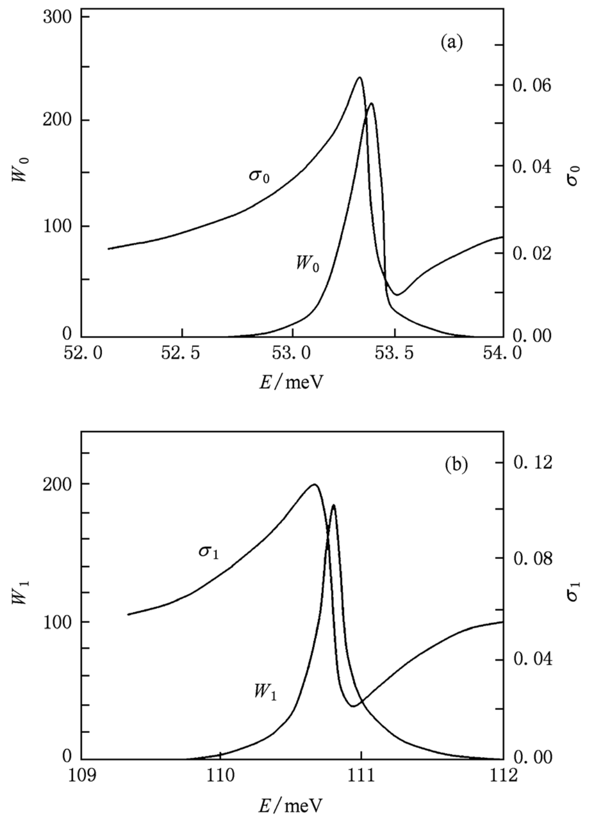

图 1 电子散射截面和电子概率分布随能量 E 的变化 (a) σ_0 和 W_0, (b) σ_1 和 W_1

由图 1 还可得到 E_l^+, E_l^- 的平均值 $E_l = (E_l^+ + E_l^-)/2$ (称为广义共振能量)和广义共振宽度 $\Gamma_l = |E_l^+ - E_l^-|$. 由图 1 得到在准定态 $|l\rangle$ 中的广义共振能量 E_l、共振宽度 Γ_l 和电子概率分布最大值相对应的能量 E_l^* 如表 1 所列.

表 1 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 情况下的 E_l, Γ_l 和 E_l^*

$\vert l\rangle$	E_l/meV	Γ_l/meV	E_l^*/meV
$\vert 0\rangle$	53.36	0.101	53.37
$\vert 1\rangle$	110.71	0.248	110.70
$\vert 2\rangle$	224.09	0.527	223.88

由图 1 和表 1 可以看出, E_l 接近于 E_l^*. 只要实

验测出散射截面随能量 E 的变化关系曲线,就可知道电子准定态的共振能量、共振宽度以及电子概率分布等信息. 由图 1 和表 1 还可以看出,电子的共振能量 E_l 和电子概率最大位置所对应的能量 E_l^* 以及共振宽度 Γ_l 都随着 l 的增大而增大,电子可能出现的能量范围也随 l 的增大而增大. 例如,在态 $|0\rangle$ 中的共振宽度为 $\Gamma_0 = 0.101$ meV, 电子概率分布主要在 53.0—53.8 meV 之间;在态 $|1\rangle$ 中的共振宽度为 $\Gamma_1 = 0.248$ meV, 电子概率分布主要在 110—112 meV 之间. 按照共振宽度 Γ_l 与寿命 τ_l 的关系 $\tau_l = \hbar/\Gamma_l$ 可知,在较大量子数 l 的态 $|l\rangle$ 中的电子寿命小于较小量子数 l 的态 $|l\rangle$ 中的电子寿命.

3.2. 散射截面和共振能量随内核半径 r_0 的变化

在 $\Delta = 3a_{\mathrm{CdS}}$ 条件下, r_0 分别取 $r_0 = 15a_{\mathrm{HgS}}$, $20a_{\mathrm{HgS}}$, $25a_{\mathrm{HgS}}$ 时,在能量 $E = E_0$ 的 s 态 $|0\rangle$ 中,电子散射截面 $\sigma_0(E)$ 随 E 的变化如图 2(a)所示. 由图 2(a)可以看出,在相同状态 $|0\rangle$ 中,电子的散射截面 $\sigma_0(E)$ 随着 r_0 的增大而减小,而且随着 r_0 的增大,曲线 $\sigma_0(E)$ 由比较尖锐变得比较平滑. 例如,当 $r_0 = 15a_{\mathrm{HgS}}$, $20a_{\mathrm{HgS}}$, $25a_{\mathrm{HgS}}$ 时,在态 $|0\rangle$ 中 $\sigma_0(E)$ 曲线极大值分别是 $\sigma_0(E) = 0.535, 0.325, 0.155$. 出现这种情况的原因是电子的本征能量随着 r_0 的增大而减小,因而散射截面也随之减小.

在 $\Delta = 3a_{\mathrm{CdS}}$ 条件下,在 s 态 $|0\rangle$ 中共振能量 E_0 随内核半径 r_0 的变化如图 2(b)所示. 由图 2(b)可以看出,共振能量 E_0 随内核半径 r_0 的增大而减小. 这是因为电子的本征能量随内核半径 r_0 的增大而减小,作为近似为近邻两能级差的共振能量也自然要减小.

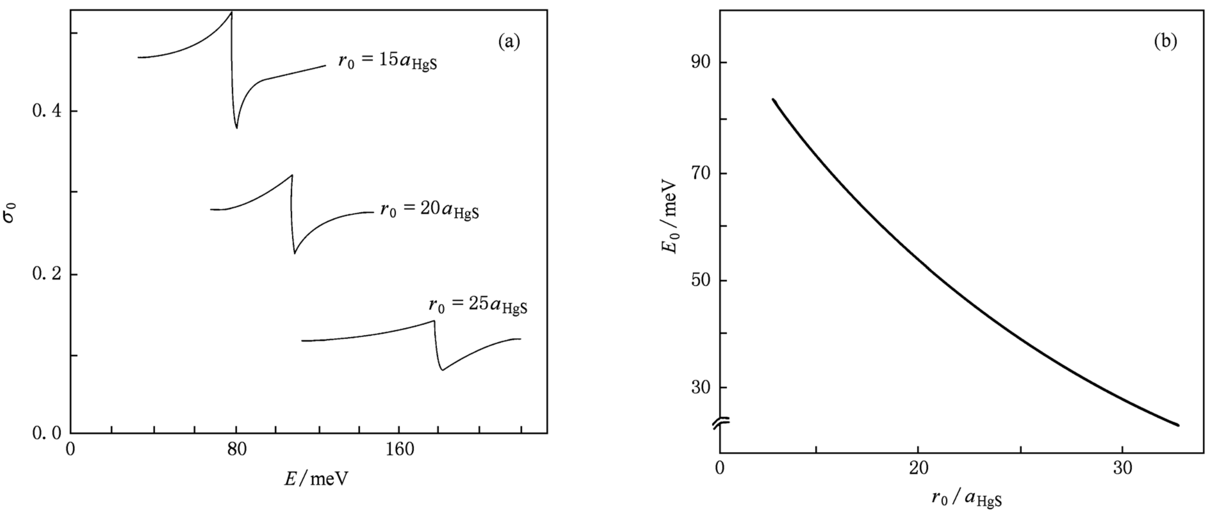

图 2 态 $|0\rangle$ 中的散射截面和共振能量随内核半径 r_0 的变化 (a)不同 r_0 下的散射截面 $\sigma_0(E)$, (b)共振能量 E_0

3.3. 散射截面随势垒宽度 Δ 的变化

在 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 情况下,s 态 $|0\rangle$ 中处于最大散射截面(即电子能量为 $E = 53.3$ meV)时散射截面随势垒宽度 Δ 的变化如图 3 所示. 由图 3 可以看出,当势垒宽度 Δ 小于 $1.4a_{\mathrm{CdS}}$ 时,散射截面随 Δ 的增大而增大,但当势垒宽度 Δ 在 $1.4a_{\mathrm{CdS}}$—$1.7a_{\mathrm{CdS}}$ 范围内变化时散射截面出现异常,在 $\Delta = 1.6a_{\mathrm{CdS}}$ 时散射截面出现极小值,此后又随 Δ 的增大而缓慢增大. 下面对出现这种现象的原因加以分析. 本文研究的系统是三层系统,势垒宽度 Δ 较小时,第三层的影响不能忽略,此时势垒对散射起微扰作用,散射截面随 Δ 的增大而增大. 当势垒宽度大到一定范围时,

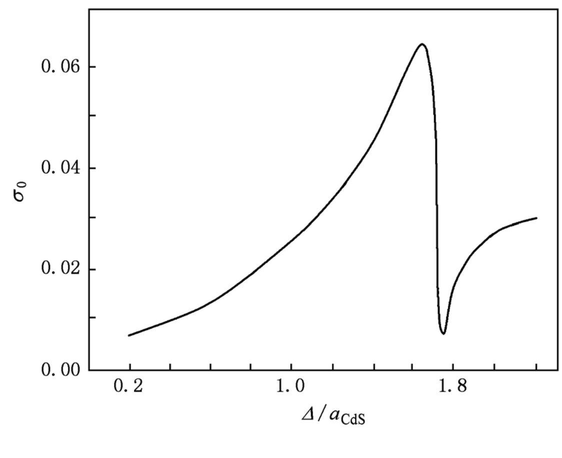

图 3 电子散射截面随势垒宽度 Δ 的变化

第三层的影响将减小,同时在此势垒宽度范围内电子分布概率的波动性也较大,导致散射截面急剧减小. 当势垒宽度很大时,第三层的影响可以完全忽略,此时类同于一个球形方势阱的散射,散射截面随 Δ 的增大而缓慢增大.

4. 势垒宽度 Δ 对电子共振能量和共振宽度的影响

4.1. 势垒宽度对共振能量的影响

在 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 情况下,态 $|0\rangle$ 和态 $|1\rangle$ 中广义共振能量 E_l 随势垒宽度 Δ 的变化如图 4 所示. 由图 4 可以看出,态 $|0\rangle$ 中共振能量 E_0 随 Δ 的增大而增大,态 $|1\rangle$ 中共振能量 E_1 也随 Δ 的增大而增大,但变化趋势稍缓慢. 当 Δ 较小(如 $\Delta < 0.3a_{\mathrm{CdS}}$)时, E_0 和 E_1 随 Δ 的变化较快,而当 Δ 较大时则变化较慢. 其原因可解释如下:以上将共振能量近似为近邻两能级的差,当势垒变宽时,逐渐使系统变成球形的突变势垒,第三层的作用被忽略,这样既导致基态 $|0\rangle$ 能量的降低,使 E_0 增大,同时也使能级分裂变大,从而 E_1 也随 Δ 的增大而增大.

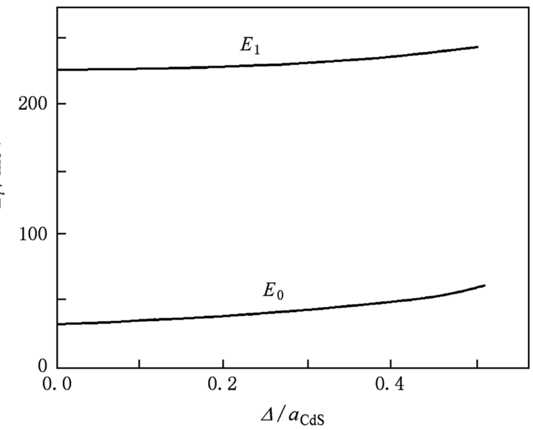

图 4 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 条件下 E_l 随 Δ 的变化

4.2. 势垒宽度对电子共振宽度的影响

在 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 情况下,态 $|0\rangle$ 和态 $|1\rangle$ 中广义共振宽度 Γ_l 随势垒宽度 Δ 的变化如图 5 所示. 由图 5 可以看出:在这两个态中, Γ_l 均随 Δ 的增大而减小. 当 Δ 较小时, Γ_l 随 Δ 的变化显著;而当 Δ 较大时, Γ_l 随 Δ 的变化缓慢.

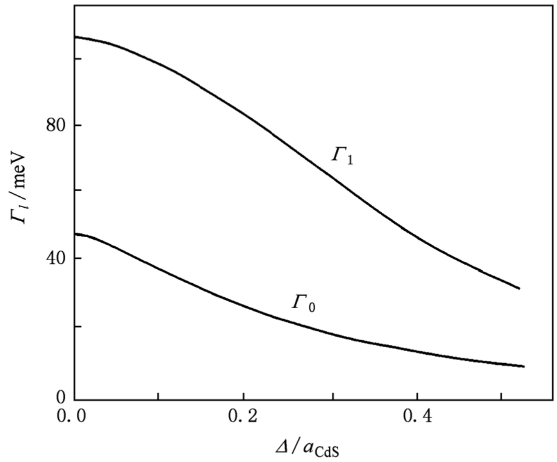

图 5 $r_0 = 20a_{\mathrm{HgS}}$ 条件下 E_l 和 Γ_l 随 Δ 的变化

比较图 4、图 5 可以看到,对所有的势垒宽度 Δ, E_l 和 Γ_l 均满足 $E_l/\Gamma_l \geq 1/2$. 因为 $\hbar/\Gamma_l$ 是电子的寿命 Δt_l, 由此得到 $\Delta E_l \Delta t_l \geq \hbar/2$, 这正是能量和时间的测不准关系. 该结果表明:对任何势垒宽度 Δ, E_l 和 Γ_l 都满足能量和时间的测不准关系.

5. 结 论

本文在有效质量近似和球形方形势模型下,以 HgS/CdS/HgS 开放型球状纳米系统为例,计算了该系统中电子的散射截面和电子按能量的概率分布,探讨了系统线度、势垒宽度对电子散射截面的影响. 研究表明,不论在何种状态下,电子的散射截面随能量的分布曲线 $\sigma_l(E)$ 都有一极大值和极小值,而且电子按能量的概率分布曲线 $W_l(E)$ 的极大值的位置 E_l^* 总是介于 $\sigma_l(E)$ 曲线的极大值与极小值的能量位置 E_l^+ 与 E_l^- 之间,即 $E_l^+ > E_l^* > E_l^-$. 电子的散射截面 $\sigma_0(E)$ 随着 r_0 的增大而增大,而且 $\sigma_0(E)$ 曲线由比较平滑变得比较尖锐. 散射截面随势垒宽度 Δ 的增大而增大,但当势垒宽度 Δ 在 $1.4a_{\mathrm{CdS}}$—$1.7a_{\mathrm{CdS}}$ 的范围内,散射截面的变化出现异常,当 $\Delta = 1.6a_{\mathrm{CdS}}$ 时散射截面出现极小值. 电子共振能量随势垒宽度 Δ 的变化与电子所处状态有关,而电子共振宽度 Γ_l 随 Δ 的增大而减小. 不论 Δ 取何值, E_l 和 Γ_l 都满足能量和时间的测不准关系.

[1] Voloshin M B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 201801
[2] Li J, Linghu R F, Si G J, Yang X D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5424 (in Chinese)[李 劲、令狐荣锋、司冠杰、杨向东 2010 物理学报 **59** 5424]
[3] Yang X E, Yang J S, Dong J T, Che M R 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1834 (in Chinese)[杨新娥、杨吉生、东剑涛、车明日 1997 物理学报 **46** 1834]
[4] Alexandre A, Dang Y L, Stefan A M, Pendry J B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 233901
[5] He L, Du L, Zhuang Y Q, Chen H, Chen W H, Li W H, Sun P 2010 *Chin. Phys.* B **19** 097202
[6] Zheng R L, Zhang C L, Chen Z Q, Liu J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2284 (in Chinese)[郑瑞伦、张翠玲、陈志谦、刘 俊 2003 物理学报 **52** 2284]
[7] Zheng R L, Zhang C L, Chen Z Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 886 (in Chinese)[郑瑞伦、张翠玲、陈志谦 2005 物理学报 **54** 886]
[8] Zheng R L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4901 (in Chinese)[郑瑞伦 2007 物理学报 **56** 4901]
[9] Wu Q, Zheng R L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5191 (in Chinese)[吴 强、郑瑞伦 2008 物理学报 **57** 5191]
[10] Schooss D, Mews A, Eychmuller A, Welle H 1994 *Phys. Rev.* B **49** 17072
[11] Mews A, Kadavanich A V, Banin U, Alivisatos A P 1996 *Phys. Rev.* B **53** 13242
[12] Wang Z X, Guo D R 1979 *Especial Function Theory* (Beijing: Science Press) p152 (in Chinese)[王竹溪、郭敦仁 1979 特殊函数论(北京:科学出版社)第152页]
[13] Tkach H, Seji Y A 2009 *Phys. Stat. Sol.* **43** 357

Influences of the size and breadth of potential barrier on electronic scattering cross-section in spherical nanometer system*

Wu Qiang† Zheng Rui-Lun

(*School of Electrical and Electronic Engineering, Chongqing University of Arts and Sciences, Chongqing* 402160, *China*)

(Received 26 December 2010; revised manuscript received 20 May 2011)

Abstract

Under the condition of the spherical square potential model and the effective mass approximation, the electronic scattering cross-section and the electronic probability distribution are obtained in an open-type spherical nanometer system, and the influences of the size and the width of potential barrier on electronic scattering cross-section, resonance energy and resonance width are discussed. The results show that there exist one maximum and one minimum in the distribution curve of the electronic scattering cross-section versus energy, and the maximum of electronic energy probability distribution curve is between the maximum and the minimum of energy in the scattering cross-section curve; the scattering cross-section increases with the increase of r_0, the inner radius, and the scattering cross-section curve will change from smoother to sharper with the increase of r_0; the scattering cross-section will enlarge with Δ, the width of potential barrier, but it will become abnormal when Δ is between $1.4a_{\mathrm{CdS}}$ and $1.7a_{\mathrm{CdS}}$; when $\Delta = 1.6a_{\mathrm{CdS}}$, the scattering cross-section is extremely small; E_l, the electronic resonance energy changing with Δ, is related to the electronic state, while Γ_l, the electronic resonance width will decrease with the increase of Δ; no matter what Δ is, both E_l and Γ_l satisfy the uncertainty principle of energy and time.

Keywords: spherical nanometer system, breadth of potential barrier, electronic scattering section, electronic probability distribution

PACS: 73.21.La, 85.85.+j, 71.15.Nc

* Project supported by the Talent Introduction Program of Chongqing University of Arts and Sciences, China (Grant No. Z2011RCYJ03) and the Science and Technology Research Foundation of the Education Committee of Chongqing, China (Grant No. KJ101206).

† E-mail: wuqiang2072@163.com