

T型双量子点分子 Aharonov-Bohm 干涉仪的电输运*

贺泽龙¹⁾ 白继元^{1)†} 李鹏¹⁾ 吕天全²⁾

1) (黑龙江工程学院电气与信息工程学院, 哈尔滨 150050)

2) (哈尔滨工业大学凝聚态物理研究所, 哈尔滨 150001)

(2014年4月11日收到; 2014年7月17日收到修改稿)

利用非平衡格林函数方法, 理论研究 T 型双量子点分子 Aharonov-Bohm (A-B) 干涉仪的电荷及其自旋输运性质. 通过控制 T 型双量子点分子内量子点间有无耦合, 能够实现在同一电子能级位置处分别出现共振和反共振状态, 根据此性质, 能将体系设计成量子开关器件. 当将两个完全相同的 T 型双量子点分子分别嵌入 A-B 干涉仪两臂中时, 磁通取适当数值, 能够出现完全的量子相消干涉. 通过调节量子点能级、左右两电极间的偏压和 Rashba 自旋轨道相互作用强度, 可对体系自旋流进行调控.

关键词: 非平衡格林函数, T 型双量子点分子, Aharonov-Bohm 干涉仪, 自旋输运

PACS: 73.63.-b, 73.23.-b, 05.60.Gg

DOI: 10.7498/aps.63.227304

1 引言

随着纳米技术的发展, 已经在实验中实现了各种纳米结构, 这促使理论与实验研究得到了突飞猛进的发展. 人们从中揭示出许多新奇的电子输运特性, 例如: 量子干涉效应^[1-3]、热电效应^[4-6]、Aharonov-Bohm (A-B) 效应^[7,8] 和近藤效应^[9-11] 等. 近些年来, 人们采用半导体 A-B 环做了许多有关量子点电输运的研究. 在 A-B 环的一臂中嵌入一个量子点, 发现在通过量子点的电输运里包含有相干分量, 这表明通过量子点的电输运是相干的^[12]. 有关两个量子点被分别嵌入 A-B 环两臂中的电输运成为了研究热点. 人们研究了在交流场微扰作用下的散粒噪声, A-B 磁通和交流场微扰的共同作用能有效地控制散粒噪声^[13]; 在弱近藤区域的光子辅助散粒噪声研究中, 与光子的作用能导致在近藤峰附近出现一个侧共振峰^[14]; 在耦合于正常与超导电极之间的散粒噪声研究中, 发现门压能够控

制散粒噪声的 A-B 振荡结构并且能够使得振荡峰转变成谷^[15]. 现在, 对于三量子点 A-B 干涉仪的电输运性质研究也逐渐引起了科研人员的关注^[16,17]. 可以预见, 多量子点分子被嵌入 A-B 干涉仪两臂中的电输运特性将具有更大的研究价值.

对于 T 型双量子点分子, 由于体系存在两条电子隧穿路径, 因此已有许多研究. 例如, 在 T 型耦合双量子点系统的非对等 Kondo 共振分裂传输研究中, 发现体系处于非平衡状态时, 增加两电极的偏压, 态密度 Kondo 分裂的非对等性明显加强^[18]. 在考虑 Rashba 自旋轨道相互作用的 T 型双量子点结构的 Fano 效应研究中, Rashba 自旋轨道相互作用能够影响量子点的本征能级以及这些能级与电极间的耦合^[19]. 关于耦合于铁磁电极间 T 型双量子点体系的 Fano-Kondo 效应的研究, 量子点间耦合强度、自旋极化强度和侧耦合量子点的能级对中心量子点的态密度能够产生较大影响^[20]. 本文设计了一个 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪 (如图 1 所示), 其中每一个臂中被嵌入一个 T 型双量子点分

* 黑龙江省教育厅科学技术研究项目 (批准号: 12531543) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: baijiyuan@163.com

子. 采用非平衡格林函数理论方法对该体系电荷及自旋输运性质进行理论研究. 对于合适的磁通, 当两个全同的 T 型双量子点分子被嵌入 A-B 干涉仪两臂中时, 体系电导出现完全相消干涉. 调节量子点能级、偏压和自旋轨道相互作用因子, 可以操控自旋流. 本研究有助于理解多量子点体系中的电子隧穿相干性及自旋极化输运性质, 而且为发展自旋电子学器件提供了可行性分析和物理模型.

2 理论模型

如图 1 所示, 假定在 A-B 干涉仪两臂中分别嵌有一个 T 型双量子点分子, 其中两个 T 型双量子点分子中的点 1, 2 分别与电极 L, R 耦合. 我们假设每个量子点中仅有一个自旋简并的能级. 为了物理图像更加清晰, 不考虑量子点间及量子点内电子间库仑相互作用. 穿过 A-B 干涉仪的磁通量用 Φ 表示.

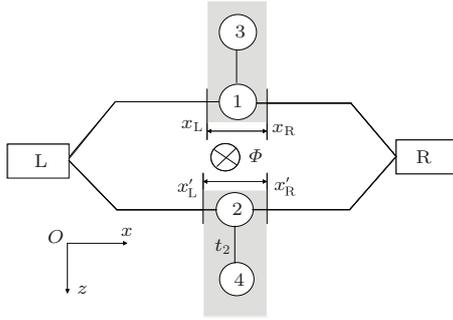


图 1 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪结构示意图

根据紧束缚近似, 系统哈密顿量表示为

$$H(r_1, r_2, \dots, r_N) = \sum_j H_S(r_j), \quad (1)$$

(1) 式中, 单粒子哈密顿量 $H_S(r)$ 包括两项

$$H_S(r) = H_0(r) + H_{SO}(r), \quad (2)$$

其中

$$H_0(r) = \frac{P^2}{2m^*} + V(r), \quad (3)$$

$$H_{SO}(r) = \frac{1}{2\hbar} [\alpha(x)\hat{\sigma}_z p_x + \hat{\sigma}_z p_x \alpha(x)], \quad (4)$$

(4) 式中, $\alpha(x)$ 为 Rashba 自旋轨道相互作用系数, 除 Rashba 区域以外 $\alpha(x)$ 均为零. 在哈密顿量中, 只需考虑 xOz 平面内的电子坐标, 即 $r = (x, z)$. 电子在 y 方向上被限制在基态, 这能够确定 $\alpha(x)$ 的数值. 这里, 在二次量子化下的哈密顿量中我们仅考虑导致自旋进动的点间耦合.

在对哈密顿量进行二次量子化的过程中, 可以引入局域规范变换分别对两个 T 型量子点分子进行运算^[21]:

$$u(x) = \begin{cases} 1 & x \leq x_L \\ \exp \left[-i\hat{\sigma}_z \int_{x_L}^x q dx \right] & x_L < x < x_R \\ \exp \left[-i\hat{\sigma}_z \int_{x_L}^{x_R} q dx \right] & x_R \leq x \end{cases} \quad (5a)$$

$$u'(x) = \begin{cases} 1 & x \leq x'_L \\ \exp \left[-i\hat{\sigma}_z \int_{x'_L}^x q dx \right] & x'_L < x < x'_R \\ \exp \left[-i\hat{\sigma}_z \int_{x'_L}^{x'_R} q dx \right] & x'_R \leq x \end{cases} \quad (5b)$$

其中 $q = \frac{\alpha m^*}{\hbar^2}$. 定义场算符

$$\psi = \sum_{k_L, \sigma} c_{k_L, \sigma} |k_L, \sigma\rangle + \sum_{k_R, \sigma} c_{k_R, \sigma} |k_R, \sigma\rangle + \sum_{j, \sigma} d_{j, \sigma} |j, \sigma\rangle + \sum_{j', \sigma} d_{j', \sigma} |j', \sigma\rangle, \quad (6)$$

(6) 式中涉及的基函数能够被分别定义为

$$|j, \sigma\rangle = u(x)|j\rangle\chi_\sigma \quad (j = 1, 3), \\ |j', \sigma\rangle = u'(x)|j'\rangle\chi_\sigma \quad (j' = 2, 4)$$

和 $|k_\beta, \sigma\rangle = |k_\beta\rangle\chi_\sigma$ ($\beta = L, R$). 波函数 $|j\rangle(|j'\rangle)$ 和 $|k_\beta\rangle$ 分别表示不考虑 Rashba 自旋轨道相互作用情况下量子点和电极的轨道本征态, χ_σ 为自旋本征态.

二次量子化形式下的单粒子哈密顿量 \mathcal{H}_S 能够通过 $\mathcal{H}_S = \langle \psi | H_S | \psi \rangle$ 得到:

$$\mathcal{H}_S = \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_d + \mathcal{H}_t, \quad (7)$$

(7) 式中, \mathcal{H}_c 为电极的哈密顿量:

$$\mathcal{H}_c = \sum_{k, \sigma} \sum_{\beta \in L, R} \varepsilon_{k_\beta} c_{k_\beta, \sigma}^+ c_{k_\beta, \sigma}, \quad (8)$$

这里, $c_{k_\beta, \sigma}^+$ ($c_{k_\beta, \sigma}$) 是电极 β 中波矢为 k 自旋为 σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) 的电子产生 (湮灭) 算符, 且 $\varepsilon_{k_\beta} = \langle k_\beta | H_0 | k_\beta \rangle$.

(7) 式中, \mathcal{H}_d 描述 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪体系中量子点的贡献

$$\mathcal{H}_d = \sum_{j\sigma} \varepsilon_{j\sigma} d_{j\sigma}^+ d_{j\sigma} + \sum_{j'\sigma} \varepsilon_{j'\sigma} d_{j'\sigma}^+ d_{j'\sigma} - (t_1 d_{1\sigma}^+ d_{3\sigma}^+ + t_2 d_{2\sigma}^+ d_{4\sigma}^+ + \text{H.C.}), \quad (9)$$

这里, $d_{j(j')\sigma}^+$ ($d_{j(j')\sigma}$) 表示量子点中自旋为 σ 的电子产生 (湮灭) 算符, $\varepsilon_{j(j')\sigma}$ 为量子点 $j(j')$ 的能级且 $\varepsilon_{j(j')\sigma} = e_{j(j')\sigma} - \lambda$, 其中 $e_{j(j')\sigma} = \langle j(j') | H_0 | j(j') \rangle$ 和 $\lambda = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}$. $e_{j(j')\sigma}$ 为无 Rashba 自旋轨道相互作用下的量子点 $j(j')$ 能级. t_1 (t_2) 为量子点 1(2) 和 3(4) 之间的耦合强度, 且 $t_1 = \langle 1 | H_S | 3 \rangle$, $t_2 = \langle 2 | H_S | 4 \rangle$.

(7) 式中, \mathcal{H}_t 为电极与量子点体系之间的电子隧穿, 可表示为

$$\mathcal{H}_t = \sum_{k\sigma} \sum_{\beta=L,R} (t_{1\sigma\beta} c_{k\beta\sigma}^+ d_{1\sigma} + t_{2\sigma\beta} c_{k\beta\sigma}^+ d_{2\sigma} + \text{H.C.}), \quad (10)$$

式中, $t_{1\sigma\beta}$ ($t_{2\sigma\beta}$) 表示电极 β 和量子点 1(2) 之间的耦合强度, 假设其与 k 无关. $t_{1\sigma\beta}$ ($t_{2\sigma\beta}$) 可以写成如下形式:

$$\begin{aligned} t_{1\sigma L} &= \langle 1 | H_S | k_L \rangle = t_{1L}, \\ t_{2\sigma L} &= \langle 2 | H_S | k_L \rangle = t_{2L}, \\ t_{1\sigma R} &= \langle 1 | H_S | k_R \rangle e^{i\sigma q(x_R - x_L)} \\ &= t_{1R} e^{i\sigma q(x_R - x_L)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} t_{2\sigma R} &= \langle 2 | H_S | k_R \rangle e^{i\sigma q(x'_R - x'_L)} \\ &= t_{2R} e^{i\sigma q(x'_R - x'_L)}, \end{aligned}$$

其中 $t_{1\beta} = \langle 1 | H_0 | k_\beta \rangle$, $t_{2\beta} = \langle 2 | H_0 | k_\beta \rangle$. $t_{1\sigma R}$ 中与自旋相关的相因子表示 Rashba 自旋轨道相互作用导致的自旋进动. 为了便于计算, 且同时考虑到磁通的影响, 我们把 $t_{1\sigma\beta}$ 与 $t_{2\sigma\beta}$ 改写为

$$\begin{aligned} t_{1\sigma L} &= |t_{1L}| e^{i\psi/4} e^{-i\sigma\phi_{R1}/2}, \\ t_{2\sigma L} &= |t_{2L}| e^{-i\psi/4} e^{-i\sigma\phi_{R2}/2}, \\ t_{1\sigma R} &= |t_{1R}| e^{-i\psi/4} e^{i\sigma\phi_{R1}/2}, \\ t_{2\sigma R} &= |t_{2R}| e^{i\psi/4} e^{i\sigma\phi_{R2}/2}, \end{aligned}$$

其中 $\phi_{R1} = q(x_R - x_L)$ 和 $\phi_{R2} = q(x'_R - x'_L)$ 分别为量子点 1 和点 2 内 Rashba 自旋轨道相互作用诱导的相位因子, ψ 为穿过 A-B 干涉仪磁通诱导的相位因子.

定义线宽矩阵元为

$$\Gamma_{ll'\sigma}^\beta = 2\pi \sum_k t_{l\sigma\beta} t_{l'\sigma\beta}^* \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k\beta}),$$

因此线宽矩阵 Γ_σ^α 表示为

$$\Gamma_\sigma^{L(R)} = \begin{pmatrix} \Gamma_1^{L(R)} & \sqrt{\Gamma_1^{L(R)} \Gamma_2^{L(R)}} e^{\mp i\sigma\Delta\phi_R/2} e^{\pm i\psi/2} & 0 & 0 \\ \sqrt{\Gamma_1^{L(R)} \Gamma_2^{L(R)}} e^{\pm i\sigma\Delta\phi_R/2} e^{\mp i\psi/2} & \Gamma_2^{L(R)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中 $\Delta\phi_R = \phi_{R1} - \phi_{R2}$, Γ_l^β 为 Γ_{ll}^β ($l = 1, 2, 3, 4$) 的缩写.

基于戴逊方程和每个格林函数的运动方程, 推迟 (超前) 格林函数可写为

$$G_\sigma^r(\varepsilon) = (G_\sigma^a(\varepsilon))^+ = \begin{pmatrix} \varepsilon - \varepsilon_{1\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{11\sigma}^L + \Gamma_{11\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{12\sigma}^L + \Gamma_{12\sigma}^R) & t_1 & 0 \\ \frac{i}{2}(\Gamma_{12\sigma}^L + \Gamma_{12\sigma}^R) & \varepsilon - \varepsilon_{2\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{22\sigma}^L + \Gamma_{22\sigma}^R) & 0 & t_2 \\ t_1 & 0 & \varepsilon - \varepsilon_{3\sigma} & 0 \\ 0 & t_2 & 0 & \varepsilon - \varepsilon_{4\sigma} \end{pmatrix}^{-1}. \quad (12)$$

使用非平衡态格林函数, 通过体系自旋方向为 σ 的电流表达式可表示为^[22]

$$I_\sigma = \frac{e}{\hbar} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} [f_L(\varepsilon) - f_R(\varepsilon)] \text{Tr}[G_\sigma^a(\varepsilon) \Gamma_\sigma^R G_\sigma^r(\varepsilon) \Gamma_\sigma^L]. \quad (13)$$

其中, 费米分布函数 $f_\beta(\varepsilon)$ 具有如下表达式形式:

$$f_\beta(\varepsilon) = \{1 + \exp[(\varepsilon - u_\beta)/k_B T]\}^{-1}. \quad (14)$$

在零温条件下, 电导表达式可表示为

$$G_\sigma(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{\hbar} \text{Tr}[G_\sigma^a(\varepsilon) \Gamma_\sigma^R G_\sigma^r(\varepsilon) \Gamma_\sigma^L]_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad (15)$$

(15) 式中, ε_F 是电极中电子的费米能级.

当电极与量子点对称耦合时, 即 $\Gamma_1^\beta = \Gamma_2^\beta = \Gamma$, 能够推导出电导的具体表达式

$$G_\sigma = \frac{e^2}{\hbar} \frac{\Gamma^2 \{X^2 + Y^2 + 2XY \cos[\psi - \sigma(\phi_{R1} - \phi_{R2})]\}}{\{XY - \Gamma^2 \sin^2[\psi/2 - \sigma(\phi_{R1} - \phi_{R2})/2]\}^2 + \Gamma^2(X + Y)^2}, \quad (16)$$

(16) 式中, $X = \varepsilon - \varepsilon_1 - t_1^2/(\varepsilon - \varepsilon_3)$, $Y = \varepsilon - \varepsilon_2 - t_2^2/(\varepsilon - \varepsilon_4)$.

3 计算结果

利用上面得到的公式, 能够数值计算 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪的电输运特性. 在下面讨论中将点-电极耦合强度 Γ 作为能量单位.

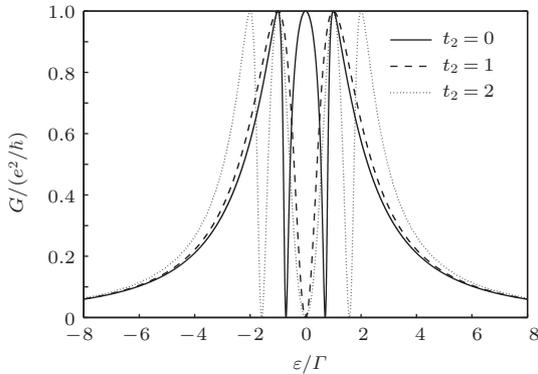


图2 在无磁场条件下点间耦合强度 t_2 取不同数值时体系的电导能谱曲线 (相关参数选取为 $t_1 = 1.0$, $\varepsilon_{1,2,3,4} = 0$, $\Delta\phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$)

图2描绘了无磁场且固定点间耦合强度 $t_1 = 1.0$ 时, 点间耦合强度 t_2 的变化对体系电导的影响, 其中实线给出了 A-B 干涉仪下臂 T 型双量子点分子中量子点 2 与点 4 解耦合时体系的电导能谱曲线. 此时 3 个量子点对应 3 个量子态, 能够观察到 3 个共振峰分别出现在电子能级 $\varepsilon = -1, 0, 1$ 的位置. 图2中虚线和点线给出了量子点 2 与点 4 之间存在耦合且耦合强度取不同数值时体系的电导能谱曲线. 当 $t_2 = 1.0$ 时, 能够发现两个共振峰分别出现在成键能级 ($\varepsilon = -1$) 和反键能级 ($\varepsilon = 1$) 的位置. 这是因为当 $t_1 = t_2$ 时体系中两个 T 型双量子点分子是完全等价的, 这导致了两个分子对应的成键能级重合且反键能级也重合. 值得注意的是, 一个反共振出现在电子能级 $\varepsilon = 0$ 位置处, 而量子点 2 与点 4 解耦合时在此位置出现的却是一个共振峰. 因此, 通过控制量子点 2 与点 4 之间的有无耦合能够实现电导在 0 与 1 之间的转换, 根据这一性质此系统可用来做成量子开关器件. 如果取 $t_2 = 2.0$

(即 $t_1 \neq t_2$), 体系中两个 T 型双量子点分子不再是等价的, 这导致了四个共振峰分别出现在电导能谱中电子能级 $\varepsilon = \pm 1, \pm 2$ 的位置, 这对应两个 T 型双量子点分子的成键能级和反键能级, 如图2中点线所示. 可以发现, 仍然有一个反共振出现在电子能级 $\varepsilon = 0$ 位置处. 这进一步证明了只要量子点 2 与点 4 存在耦合就有一个反共振出现在电子能级 $\varepsilon = 0$ 位置处, 这个反共振的出现意味着电子通过上下两臂量子点分子后的两个电子分波发生了相消干涉.

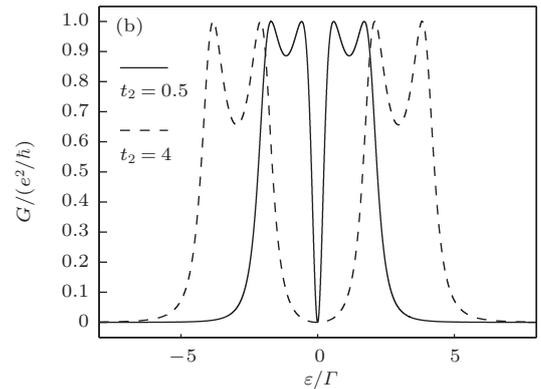
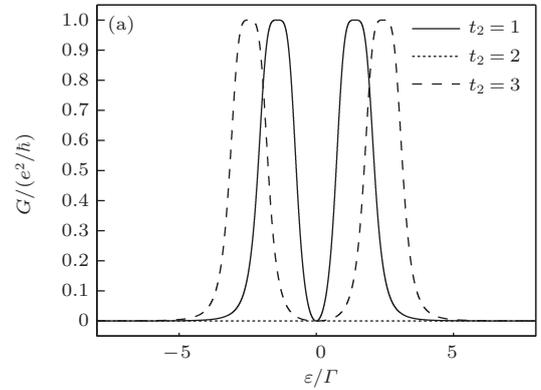


图3 在有磁场条件下点间耦合强度 t_2 取不同数值时体系的电导能谱曲线 (相关参数选取为: $t_1 = 2.0$, $\varepsilon_{1,2,3,4} = 0$, $\Delta\phi_R = 0$ 和 $\psi = \pi$)

当 $\psi = \pi$, $\varepsilon_{1,2,3,4} = 0$ 和 $\Delta\phi_R = 0$ 时, (16) 式可以简化为

$$G = \frac{e^2}{\hbar} \frac{\varepsilon^2(t_2^2 - t_1^2)^2}{[(\varepsilon^2 - t_1^2)^2 + \varepsilon^2][(\varepsilon^2 - t_2^2)^2 + \varepsilon^2]}. \quad (17)$$

从 (17) 式能够得到如下性质: 1) 当 $t_1 = t_2$ 时, 电导

$G = 0$; 2) 在电子能级

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{2} \left\{ t_1^2 + t_2^2 - 1 \pm \sqrt{[t_1^2 - (t_2 - 1)^2][t_1^2 - (t_2 + 1)^2]} \right\}$$

位置处, 电导能够取得最大值, 即 $G = e^2/h$. 图 3(a) 中粗实线为点间耦合强度 $t_1 = t_2 = 2.0$ 时的电导能谱曲线, 展示了一个电导零传输. 当点间耦合强度 t_1 与 t_2 相同时, 两个 T 型双量子点分子成为两个完全相同的分子, 由于磁通的作用导致电子通过 A-B 干涉仪两臂后的电子分波出现了完全相消干涉, 这与性质 1) 是一致的. 根据性质 2) 能够分析出: 当 $t_1 = t_2 \pm 1$ 时, 电导能谱曲线会在 $\varepsilon = \pm\sqrt{\frac{1}{2}(t_1^2 + t_2^2 - 1)}$ 处出现两个共振峰. 图 3(a) 中细实线给出了点间耦合强度 $t_1 = 2.0, t_2 = 1.0$

$$\varepsilon = \pm\sqrt{\frac{1}{2} \left\{ t_1^2 + t_2^2 - 1 \pm \sqrt{[t_1^2 - (t_2 - 1)^2][t_1^2 - (t_2 + 1)^2]} \right\}}$$

位置处, 如图 3(b) 所示. 其中实线和虚线均给出了四个共振峰, 且四个共振峰由电子能级 $\varepsilon = 0$ 分成完全相同的两组共振峰. 我们考虑电子从左电极隧穿到右电极, 存在 4 个隧穿路径: 一个路径是从左电极 \rightarrow 量子点 1 \rightarrow 右电极; 第二个路径是从左电极 \rightarrow 量子点 1 \rightarrow 量子点 3 \rightarrow 量子点 1 \rightarrow 右电极; 第三个路径是从左电极 \rightarrow 量子点 2 \rightarrow 右电极; 第四个路径是从左电极 \rightarrow 量子点 2 \rightarrow 量子点 4 \rightarrow 量子点 2 \rightarrow 右电极. 这四个不同的隧穿路径导致在电导能谱中出现了四个共振峰.

当 $\psi = \pi$ 和 $\Delta\phi_R = 0$ 时, (16) 式可以简化为

$$G = \frac{e^2}{h} \frac{(X - Y)^2}{(XY - 1)^2 + (X + Y)^2}. \quad (18)$$

从 (18) 式中容易发现, 当 $X = Y$ 时 (即: $\varepsilon - \varepsilon_1 - t_1^2/(\varepsilon - \varepsilon_3) = \varepsilon - \varepsilon_2 - t_2^2/(\varepsilon - \varepsilon_4)$), 电导 $G = 0$. 这说明当量子点能级 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2, \varepsilon_3 = \varepsilon_4$ 且点间耦合强度 $t_1 = t_2$ 时, 能够出现体系电导零传输, 如图 4 实线所示. 这也意味着即使每个 T 型双量子点分子中两个量子点的能级不同, 但只要是全同的两个分子被分别嵌入 A-B 干涉仪两臂中, 即可实现体系电导零传输. 此外, 从 (18) 式可见, 当 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0, \varepsilon_3 = -\varepsilon_4$ 或 $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0, \varepsilon_1 = -\varepsilon_2$ 时, 电导 $G(-\varepsilon) = G(\varepsilon)$, 即电导能谱曲线关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 对称, 如图 4 中虚线和点线所示. 这种对称性源于体系内部结构的对称性. 而当不满足上述条

件时, 体系内部结构的对称性将被破坏, 这将导致电导能谱曲线不再保持关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 对称, 如图 4 中点划线所示.

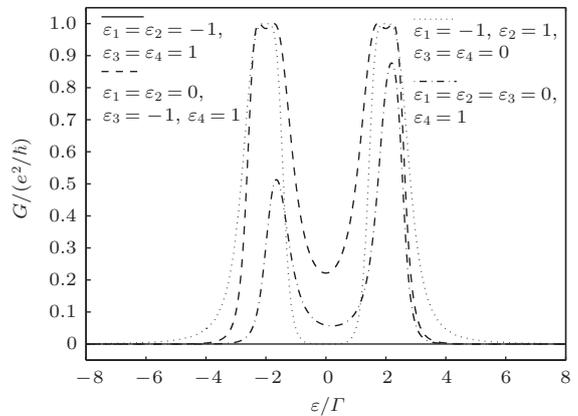


图 4 量子点能级取不同数值时体系的电导能谱曲线 (相关参数选取为 $t_1 = t_2 = 2.0, \Delta\phi_R = 0$ 和 $\psi = \pi$)

假定四个量子点具有相同的能级 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0$, 能级的高低能够通过控制量子点上的门电压来进行调整. 图 5 描绘了 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪的自旋极化电流随量子点能级变化的关系曲线. 假设加在左、右电极上的偏压为 V_{SD} , 有关系式 $eV_{SD} = \mu_L - \mu_R$. 在数值计算中取 $\mu_L = 1$ 和 $\mu_R = -1$, 自旋极化率通常被定义为 $p = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow}) / (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})$. 图 5(a) 描绘了 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 时的自旋流, 自旋向上电子的自旋流是非零数值,

而自旋向下电子的自旋流为零, 自旋极化率 p 为 100%, 即自旋向上的电子能够通过系统, 而自旋向下的电子被禁止. 而当我们设定 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 时 (如图 5 (b) 所示), 自旋向下电子的电流是非零数值, 而自旋向上电子的电流为零, 自旋极化率 p 为 -100% , 即自旋向下的电子能够通过系统, 而自旋向上的电子被禁止. 这意味着通过控制 Rashba 自旋轨道相互作用能够实现传输电子自旋的翻转. 此外, $\Delta\phi_R = \pi/2$ 时, 自旋向上的电流和 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 时自旋向下的电流的行为完全相同, 两者均受量子点能级 ε_0 调控.

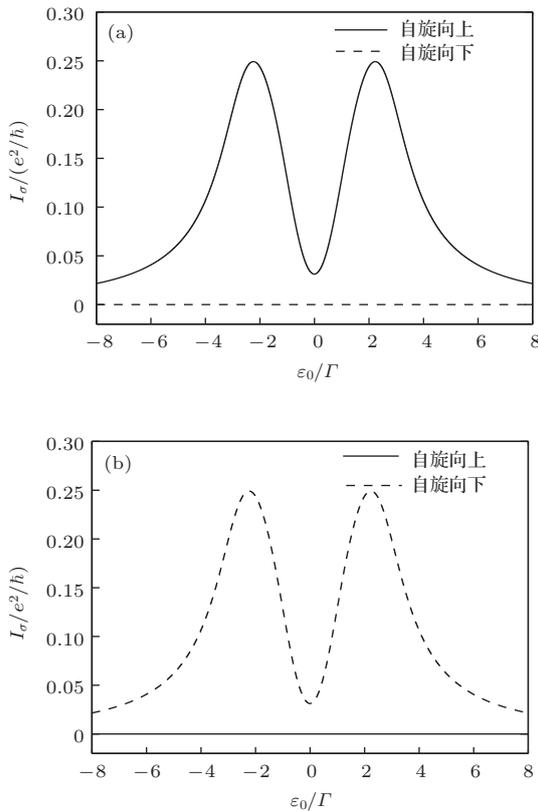


图 5 自旋流随量子点能级 ε_0 的变化 (相关参数选取为 $t_1 = t_2 = 2.0$, $\psi = \pi/2$) (a) $\Delta\phi_R = \pi/2$; (b) $\Delta\phi_R = -\pi/2$

纯自旋流通常可以被定义为 $I_s = I_\downarrow - I_\uparrow$. 图 6 描绘了体系纯自旋流随偏压变化的关系曲线. 对于关系式 $eV_{SD} = \mu_L - \mu_R$, 数值计算时假定 $\mu_R = 0$, 并作为能量参考点, 从而来计算 $I_s - V_{SD}$ 变化关系曲线. 图 6 中实线和点线分别为 Rashba 自旋轨道相互作用相位因子 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 和 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 时的纯自旋流. 可以发现: 1) 纯自旋流 I_s 的方向和大小可用偏压 V_{SD} 来调节, 考虑 $\Delta\phi_R = \pi/2$, 当 $V_{SD} < 0$ (反向偏压) 时, 纯自旋流 I_s 随偏压值增加而降低; 当 $V_{SD} > 0$ (正向偏压) 时,

纯自旋流 I_s 随偏压值增加而反向增大; 此外, 相因子为 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 与 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 所对应的纯自旋流 I_s 随偏压 V_{SD} 的变化曲线关于 $I_s = 0$ 对称; 2) 纯自旋流 I_s 的方向和大小可用 Rashba 自旋轨道相互作用来调节, 正向偏压时, 相因子为 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 的纯自旋流为负值, 而 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 的纯自旋流为正值; 反向偏压时, 相因子为 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 的纯自旋流为正值, 而 $\Delta\phi_R = -\pi/2$ 的纯自旋流为负值. 总之, 通过调整偏压及自旋轨道相互作用相位因子 $\Delta\phi_R$, 可以控制纯自旋流.

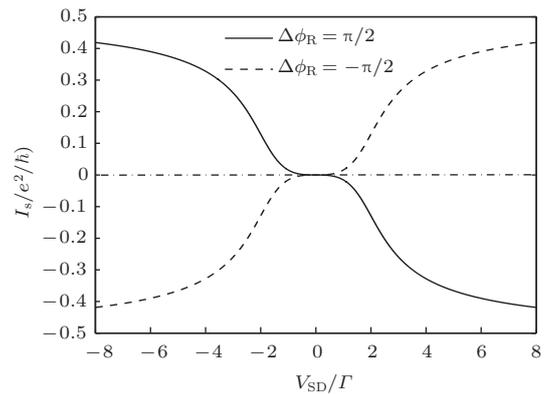


图 6 纯自旋流随偏压的变化 (实线和点线分别对应相位因子 $\Delta\phi_R = \pi/2$ 和 $\Delta\phi_R = -\pi/2$, 其他相关参数为 $t_1 = t_2 = 2.0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0$ 和 $\psi = \pi/2$)

4 结 论

利用格林函数研究了 T 型双量子点分子 A-B 干涉仪的电荷及其自旋输运性质. 通过控制量子点 2 与点 4 之间有无耦合, 能够在同一电子能级位置处分别出现反共振和共振状态, 这一性质能够作为制造量子开关的一个基本原理. 对于两个相同的 T 型双量子点分子被嵌入 A-B 干涉仪两臂中, 在磁通 $\psi = \pi$ 时体系电导出现完全相消干涉. 在磁通 $\psi = \pi$ 条件下, 当 $t_1 = t_2 \pm 1$ 时电导能谱给出两个共振峰; 当 $t_1 > t_2 + 1$ 或 $t_2 > t_1 + 1$ 时, 电导能谱给出四个共振峰. 调整量子点能级能够操控自旋流, 恰当地选取 Rashba 自旋轨道耦合强度和偏压, 能够实现完全极化的自旋流.

参考文献

- [1] Yang X F, Liu Y S 2010 *Nanoscale Res. Lett.* **5** 1228
- [2] Bai J Y, He Z L, Yang S B 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 017303 (in Chinese) [白继元, 贺泽龙, 杨守斌 2014 物理学报 **63** 017303]
- [3] He Z L, Lü T Q, Zhang D 2013 *Chin. Phys. B* **22** 027306

- [4] Yang Z C, Sun Q F, Xie X C 2014 *J. Phys. Condens. Matter* **26** 045302
- [5] Xue H J, Lü T Q, Zhang H C, Yin H T, Cui L, He Z L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 037201
- [6] Yonatan D, Massimiliano D V 2009 *Phys. Rev. B* **79** 081302(R)
- [7] Li Y X, Choi H Y, Lee H W 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2073
- [8] Zhang Y, Vishwanath A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 206601
- [9] Malecki J, Affleck I 2010 *Phys. Rev. B* **82** 165426
- [10] Irisnei L F, Orellana P A, Martins G B, Souza F M, Vernek E 2011 *Phys. Rev. B* **84** 205320
- [11] Chang B, Wang Q, Xie H, Liang J Q 2011 *Phys. Lett. A* **375** 2932
- [12] Yacoby A, Heiblum M, Mahalu D, Hadas S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4047
- [13] Zhao H K, Zhao L L 2011 *Eur. Phys. J. B* **79** 485
- [14] Zhao L L, Zhao H K, Wang J 2012 *Phys. Lett. A* **376** 1849
- [15] Zhao H K, Wang J, Wang Q 2012 *EPL* **99** 48005
- [16] He Z L, Lü T Q 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2501
- [17] Zhao H K, Wang J, Wang Q 2014 *Phys. Lett. A* **378** 1553
- [18] Chen X W, Shi Z G, Chen B J, Song K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2421 (in Chinese) [谌雄文, 施振刚, 谌宝菊, 宋克慧 2008 物理学报 **57** 2421]
- [19] Gong W J, Zheng Y S, Liu Y, Kariuki F N, Lü T Q 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2934
- [20] Hou T, Wu S Q, Bi A H, Yang F B, Chen J F, Fan M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 783
- [21] Sun Q F, Wang J, Guo H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 165310
- [22] Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y 1994 *Phys. Rev. B* **50** 5528

Electron transport through T-shaped double quantum dot molecule Aharonov-Bohm interferometer*

He Ze-Long¹⁾ Bai Ji-Yuan^{1)†} Li Peng¹⁾ Lü Tian-Quan²⁾

1) (School of Electrical and information Engineering, Heilongjiang Institute of Technology, Harbin 150050, China)

2) (Institute of Condensed-Matter Science and Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 11 April 2014; revised manuscript received 17 July 2014)

Abstract

Using non-equilibrium Green's function method, the charge and spin transport properties through T-shape double quantum dot molecule Aharonov-Bohm (A-B) interference are theoretically investigated. Resonance or anti-resonance can occur at the same location in conductance spectrum by controlling coupling or uncoupling between two quantum dots in T-shape double quantum dot molecule, which is the basis for designing quantum switches. When two identical T-shaped double quantum dot molecules are embedded in two arms of A-B interferometer, respectively, totally destructive interference can appear by taking appropriate magnetic flux. Spin current through the system can be regulated by adjusting quantum dot level, bias between two electrodes and Rashba spin-orbit interaction.

Keywords: nonequilibrium Green's function, T-shape double quantum dot molecule, Aharonov-Bohm interferometer, spin transport

PACS: 73.63.-b, 73.23.-b, 05.60.Gg

DOI: 10.7498/aps.63.227304

* Project supported by the Science and Technology Research Programs of the Education Bureau of Heilongjiang Province, China (Grant No. 12531543).

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