

平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪的电荷及其自旋输运*

白继元¹⁾ 贺泽龙^{1)†} 杨守斌²⁾

1) (黑龙江工程学院电气与信息工程学院, 哈尔滨 150050)

2) (哈尔滨师范大学, 哈尔滨 150025)

(2013 年 9 月 2 日收到; 2013 年 10 月 12 日收到修改稿)

利用非平衡格林函数方法, 理论研究每臂中嵌有一个平行耦合双量子点分子的 A-B 干涉仪(平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪)的电荷及其自旋输运性质. 无外磁场时, 与每臂中嵌有一个量子点的 A-B 干涉仪相比较, 平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪中电子隧穿变得更加容易发生. 当平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪中引入外磁场时, 能够在电导能谱中观察到一个 Fano 共振和一个反共振, 这两种输运状态在磁场取适当数值时能够同时消失. 此外, 通过调节左右两电极间的偏压、磁通和 Rashba 自旋轨道相互作用, 可以对体系自旋输运进行调控.

关键词: 非平衡格林函数, 量子点, A-B 干涉仪, 自旋输运

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

DOI: 10.7498/aps.63.017303

1 引言

量子点向人们展示了独特的物理性质: 量子干涉效应^[1,2]、库仑阻塞效应^[3,4], Aharonov-Bohm(A-B) 效应^[5,6], Fano 效应^[7,8] 和近藤效应^[9,10] 等, 这些效应可以做为新型纳米器件的物理基础, 从而使得量子点体系具有广泛的应用前景. 耦合量子点常常被人们称之为“人造分子”, 近年来有关耦合多量子点分子体系电荷及其自旋输运性质已经成为介观量子器件研究领域的的一个研究热点^[11-15]. 由于耦合量子点体系具有更多可调参数, 因而人们通过调节这些参数能够更加灵活地控制电荷及其自旋输运, 因此理论研究耦合量子点体系电荷及其自旋输运不仅在低维物理学方面具有重要的科学意义, 而且在量子器件的设计方面也具有实际的参考价值.

在有关量子点体系电荷及其自旋输运性质研究中, A-B 环结构常常被人们所提及^[16-20]. 例如,

一个量子点嵌入 A-B 环的一个臂中, 人们发现通过量子点的电荷输运是相干的^[16]. Kobayashi 等研究人员研究了 A-B 干涉仪的一臂中嵌有一个量子点结构的 Fano 效应^[17], 首次证明了 Fano 效应可以通过调节相关结构参数进行调整. Ladron de Guevara 等研究者对两个量子点被分别嵌入 A-B 干涉仪的上下两臂中体系进行研究^[18], 从中发现电导能谱由分别位于成键态和反键态能级位置处的 Breit-Winger 共振和 Fano 共振组成, 这些共振的宽度可以通过改变结构的构型进行调整. 在最近几年, 有关量子点体系自旋输运性质逐渐引起人们的关注, Sun 等^[19] 首先提出了 Rashba 自旋轨道相互作用能够在电极与量子点的耦合矩阵元中产生一个与自旋相关的相因子, 并以一个 Rashba 量子点被嵌入一臂中 A-B 环结构的电子自旋输运性质为例进行了讨论, 通过调节磁通和门电压可以控制自旋极化的大小和方向. Chi 等研究者研究了一个双量子点 A-B 干涉仪的 Fano-Rashba 效应^[20], 当电子通过 A-B 干涉仪上、下臂时, Rashba 自旋轨

* 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: hrbhzzl@126.com

道相互作用能够诱导一个与自旋相关的相位因子,从而出现与自旋相关的Fano效应. 栗军等研究者利用大偏离方法研究了并联双量子点Aharonov-Bohm干涉系统电子输运的计数统计性质^[21],揭示了由于电子的多体关联和量子相干性的交互作用,诱导出快、慢两条输运通道,且两通道之间的有效耦合强度可以通过磁通调控. 目前,人们已经对耦合双量子点体系进行了比较详细且深刻地研究,从中发现了许多新颖、独特和有意义的电荷及其自旋输运性质. 本文设计了一个平行耦合双量子点分子A-B干涉仪(如图1所示),其中每一个臂中被嵌入一个平行耦合双量子点分子,该结构也可被看做是两个平行耦合双量子点分子相并联. 本文利用非平衡格林函数方法对该结构中电荷及其自旋输运性质进行了理论研究. 本研究不仅是耦合双量子点体系电荷及其自旋输运理论研究的有益补充,而且对实验研究也有一定的参考价值.

2 理论模型

假定一个A-B干涉仪与左(L)和右(R)两个电极耦合,在A-B干涉仪每一臂中嵌有一个平行耦合双量子点分子,如图1所示. 为了简单,我们假设每个量子点中只有一个自旋简并的能级. 同时为了物理图像更加清晰,这里不考虑量子点间及量子点内电子间库仑相互作用. 穿过两个平行耦合双量子点分子所围区域的磁通量相同且均用 Φ 表示.

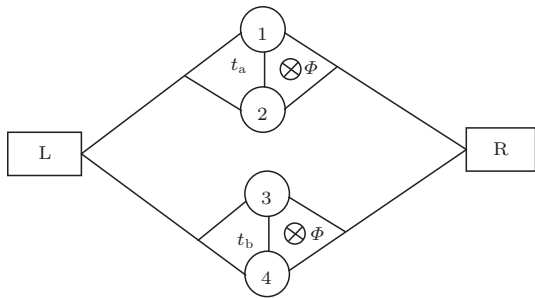


图1 平行耦合双量子点分子A-B干涉仪示意图

根据紧束缚近似,整个系统的哈密顿量可以写为

$$H = H_C + H_D + H_T, \quad (1)$$

其中,理想电极的哈密顿量 H_C 为

$$H_C = \sum_{k,\sigma} \sum_{\alpha=L,R} \varepsilon_{k\alpha} c_{k\alpha\sigma}^\dagger c_{k\alpha\sigma}, \quad (2)$$

式中, $c_{k\alpha\sigma}^\dagger$ ($c_{k\alpha\sigma}$)表示电极 α 中波矢为 k ,自旋为 σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$)的电子产生(湮没)算符, $\varepsilon_{k\alpha}$ 是电极 α 中电子的费米能级.

哈密顿量 H_D 描述平行耦合双量子点分子A-B干涉仪体系中量子点的贡献

$$H_D = \sum_{j\sigma} \varepsilon_{j\sigma} d_{j\sigma}^\dagger d_{j\sigma} - (t_a d_{1\sigma}^\dagger d_{2\sigma} + t_b d_{3\sigma}^\dagger d_{4\sigma} + \text{H.C.}), \quad (3)$$

式中, $d_{j\sigma}^\dagger$ ($d_{j\sigma}$) ($j = 1, 2, 3, 4$)表示标号为 j 的量子点中自旋为 σ 的电子产生(湮没)算符, $\varepsilon_{j\sigma}$ 为量子点 j 的能级, t_a (t_b)为量子点1(3)和2(4)之间的隧穿耦合强度.

最后一项 H_T 为理想电极与平行耦合双量子点分子A-B干涉仪体系的电子隧穿,可表示为

$$H_T = \sum_{kj\sigma} \sum_{\alpha=L,R} (t_{\alpha j\sigma} c_{k\alpha\sigma}^\dagger d_{j\sigma} + \text{H.C.}), \quad (4)$$

式中, $t_{\alpha j\sigma}$ 表示电极 α 和量子点 j 之间的隧穿耦合强度,为简单,假设其与 k 无关. $t_{\alpha j\sigma}$ 采用如下形式

$$\begin{aligned} t_{L1\sigma} &= |t_{L1}| e^{i\psi/2} e^{-i\sigma\phi_{R1}/2}, \\ t_{L2\sigma} &= |t_{L2}| e^{-i\sigma\phi_{R2}/2}, \\ t_{L3\sigma} &= |t_{L3}| e^{-i\sigma\phi_{R3}/2}, \\ t_{L4\sigma} &= |t_{L4}| e^{-i\psi/2} e^{-i\sigma\phi_{R4}/2}, \\ t_{R1\sigma} &= |t_{R1}| e^{-i\psi/2} e^{i\sigma\phi_{R1}/2}, \\ t_{R2\sigma} &= |t_{R2}| e^{i\sigma\phi_{R2}/2}, \\ t_{R3\sigma} &= |t_{R3}| e^{i\sigma\phi_{R3}/2} \end{aligned}$$

和

$$t_{R4\sigma} = |t_{R4}| e^{i\psi/2} e^{i\sigma\phi_{R4}/2}.$$

ϕ_{Rj} 为量子点 j 内Rashba自旋轨道相互作用诱导的相位因子; ψ 为穿过A-B干涉仪每一臂中平行耦合双量子点分子磁通诱导的相位因子.

在以下的计算中,定义线宽矩阵元为 $\Gamma_{jj'\sigma\alpha} = 2\pi \sum_k t_{\alpha j\sigma} t_{\alpha j'\sigma}^* \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k\alpha})$,线宽矩阵 Γ_σ^α 表示为

$$\Gamma_\sigma^\alpha = \begin{pmatrix} \Gamma_1^\alpha & \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_2^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R2})/2} e^{i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_3^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R3})/2} e^{i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R4})/2} e^{i\psi} \\ \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_2^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R2})/2} e^{-i\psi/2} & \Gamma_2^\alpha & \sqrt{\Gamma_2^\alpha \Gamma_3^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R2} - \phi_{R3})/2} & \sqrt{\Gamma_2^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R2} - \phi_{R4})/2} e^{i\psi/2} \\ \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_3^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R3})/2} e^{-i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_2^\alpha \Gamma_3^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R2} - \phi_{R3})/2} & \Gamma_3^\alpha & \sqrt{\Gamma_3^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{-i\sigma(\phi_{R3} - \phi_{R4})/2} e^{i\psi/2} \\ \sqrt{\Gamma_1^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R1} - \phi_{R4})/2} e^{-i\psi} & \sqrt{\Gamma_2^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R2} - \phi_{R4})/2} e^{-i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_3^\alpha \Gamma_4^\alpha} e^{i\sigma(\phi_{R3} - \phi_{R4})/2} e^{-i\psi/2} & \Gamma_4^\alpha \end{pmatrix} \quad (5a)$$

和

$$\Gamma_\sigma^R = \begin{pmatrix} \Gamma_1^R & \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_2^R} e^{i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R2})/2} e^{-i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_3^R} e^{i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R3})/2} e^{-i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_4^R} e^{i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R4})/2} e^{-i\psi} \\ \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_2^R} e^{-i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R2})/2} e^{i\psi/2} & \Gamma_2^R & \sqrt{\Gamma_2^R \Gamma_3^R} e^{i\sigma(\phi_{R2}-\phi_{R3})/2} & \sqrt{\Gamma_2^R \Gamma_4^R} e^{i\sigma(\phi_{R2}-\phi_{R4})/2} e^{-i\psi/2} \\ \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_3^R} e^{-i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R3})/2} e^{i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_2^R \Gamma_3^R} e^{-i\sigma(\phi_{R2}-\phi_{R3})/2} & \Gamma_3^R & \sqrt{\Gamma_3^R \Gamma_4^R} e^{i\sigma(\phi_{R3}-\phi_{R4})/2} e^{-i\psi/2} \\ \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_4^R} e^{-i\sigma(\phi_{R1}-\phi_{R4})/2} e^{i\psi} & \sqrt{\Gamma_2^R \Gamma_4^R} e^{-i\sigma(\phi_{R2}-\phi_{R4})/2} e^{i\psi/2} & \sqrt{\Gamma_3^R \Gamma_4^R} e^{-i\sigma(\phi_{R3}-\phi_{R4})/2} e^{i\psi/2} & \Gamma_4^R \end{pmatrix}, \quad (5b)$$

式中, Γ_j^α 为 Γ_{jj}^α 的缩写.

为了描述体系的非平衡态, 我们引入推迟、超前和“小于”格林函数:

$$G_{AB}^r(t, t') = \langle\langle A(t), B(t') \rangle\rangle^r = -i\theta(t-t') \langle[A(t), B(t')]_+\rangle, \quad (6)$$

$$G_{AB}^a(t, t') = \langle\langle A(t), B(t') \rangle\rangle^a = i\theta(t'-t) \langle[A(t), B(t')]_+\rangle, \quad (7)$$

$$G_{AB}^<(t, t') = \langle\langle A(t), B(t') \rangle\rangle^<$$

$$= i\langle B(t')A(t) \rangle. \quad (8)$$

我们的计算是限于稳态的, (6)—(8) 式中格林函数仅与 $\Delta t = t - t'$ 相关. 对 $\langle\langle A(t-t'), B(0) \rangle\rangle$ 作关于 $t - t'$ 的傅里叶变换, 能够得到 $\langle\langle A, B \rangle\rangle_\varepsilon$. 在本文研究中, 格林函数 $\langle\langle d_j, d_j^\dagger \rangle\rangle_\varepsilon$ ($j = 1, 2, 3, 4$) 能够确定体系的整个输运特性, 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

$$G_\sigma^r(\varepsilon) = (G_\sigma^a(\varepsilon))^+ = \begin{pmatrix} \varepsilon - \varepsilon_{1\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{11\sigma}^L + \Gamma_{11\sigma}^R) & t_a + \frac{i}{2}(\Gamma_{12\sigma}^L + \Gamma_{12\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{13\sigma}^L + \Gamma_{13\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{14\sigma}^L + \Gamma_{14\sigma}^R) \\ t_a + \frac{i}{2}(\Gamma_{12\sigma}^L + \Gamma_{12\sigma}^R) & \varepsilon - \varepsilon_{2\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{22\sigma}^L + \Gamma_{22\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{23\sigma}^L + \Gamma_{23\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{24\sigma}^L + \Gamma_{24\sigma}^R) \\ \frac{i}{2}(\Gamma_{31\sigma}^L + \Gamma_{31\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{32\sigma}^L + \Gamma_{32\sigma}^R) & \varepsilon - \varepsilon_{3\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{33\sigma}^L + \Gamma_{33\sigma}^R) & t_b + \frac{i}{2}(\Gamma_{34\sigma}^L + \Gamma_{34\sigma}^R) \\ \frac{i}{2}(\Gamma_{41\sigma}^L + \Gamma_{41\sigma}^R) & \frac{i}{2}(\Gamma_{42\sigma}^L + \Gamma_{42\sigma}^R) & t_b + \frac{i}{2}(\Gamma_{43\sigma}^L + \Gamma_{43\sigma}^R) & \varepsilon - \varepsilon_{4\sigma} + \frac{i}{2}(\Gamma_{44\sigma}^L + \Gamma_{44\sigma}^R) \end{pmatrix}^{-1}. \quad (9)$$

利用非平衡态格林函数, 可得到通过体系自旋方向为 σ 的电流表达式^[22]

$$I_\sigma = \frac{e}{\hbar} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} [f_L(\varepsilon) - f_R(\varepsilon)] \times \text{Tr} [G_\sigma^a(\varepsilon) \Gamma_\sigma^R G_\sigma^r(\varepsilon) \Gamma_\sigma^L], \quad (10)$$

这里

$$f_\alpha(\omega) = \{1 + \exp[(\varepsilon - u_\alpha)/k_B T]\}^{-1} \quad (11)$$

是费米分布函数, u_α 是电极 α 中对应的化学势.

在零温条件下, 电导能够写出

$$G_\sigma(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{\hbar} \text{Tr} [G_\sigma^a(\varepsilon) \Gamma_\sigma^R G_\sigma^r(\varepsilon) \Gamma_\sigma^L] \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad (12)$$

式中, ε_F 是电极中电子的费米能级.

3 计算结果

利用上面获得的方程, 能够数值计算体系的基本输运特性. 在下面的数值分析中, 假定点间耦合强度 $t_a = t_b = t$, 量子点能级 $\varepsilon_{1\sigma} = \varepsilon_{2\sigma} = \varepsilon_{3\sigma} = \varepsilon_{4\sigma} = \varepsilon_0$, 点-电极耦合强度 $\Gamma_1^\alpha = \Gamma_2^\alpha = \Gamma_3^\alpha = \Gamma_4^\alpha = \Gamma$ ($\alpha \in L, R$), 并且在下面的讨论中将 Γ 做为

能量单位. 为了使模型中两个平行耦合双量子点分子是等价的, 我们假定 $\phi_{R1} = \phi_{R3}$ 和 $\phi_{R2} = \phi_{R4}$.

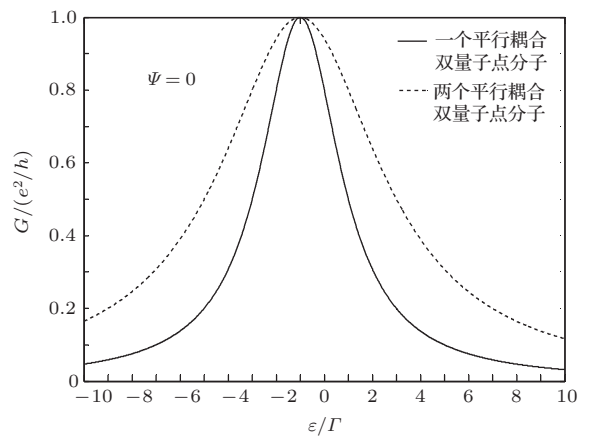


图2 无磁场时, 一个平行耦合双量子点分子体系的电导能谱曲线(实线)与两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线(点线), 相关参数为 $\psi = 0$, $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$ 和 $\phi_{R1} = \phi_{R2} = \phi_{R3} = \phi_{R4} = 0$

图2 描绘了无磁场时两种结构体系的电导能谱曲线, 相关参数选取为 $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\psi = 0$ 和 $\phi_{R1} = \phi_{R2} = \phi_{R3} = \phi_{R4} = 0$. 为了对比, 实线给出了一个平行耦合双量子点分子与左右两个电极

相连接结构体系的电导能谱曲线, 即 $\Gamma_1^\alpha = \Gamma_2^\alpha = 1$ 和 $\Gamma_3^\alpha = \Gamma_4^\alpha = 0$. 能够观察到, 仅有一个共振峰出现在电导能谱中电子能级 $\varepsilon = -1$ 的位置. 一个平行耦合双量子点分子结构在几何空间上具有高度对称性, 这导致其中两个量子点是完全等价的, 体系存在简并能级, 因此在电导能谱中只展示了一个共振峰. 图 2 中点线描绘了两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线, 也仅有一个共振峰出现在电导能谱中电子能级 $\varepsilon = -1$ 的位置. 当四个量子点能级取为相同数值时, 四个量子点在空间结构上是完全等价的, 这导致四个量子点的能级完全简并. 将两种结构的电导能谱曲线 (图 2 中实线和点线) 进行对比, 能够发现除了电子能级 $\varepsilon = -1$ 的位置以外, 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导数值均大于一个平行耦合双量子点分子结构的电导数值. 这意味着将两个平行耦合双量子点分子并联连接会使得电子拥有更多的费曼路径, 因此电子能够以更大的概率隧穿通过体系.

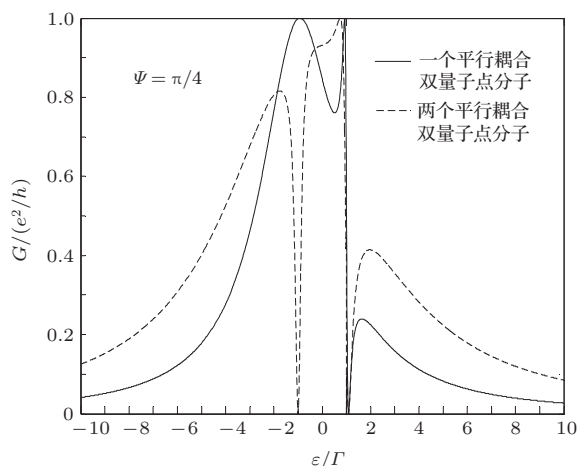


图 3 考虑磁场时, 一个平行耦合双量子点分子体系的电导能谱曲线 (实线) 与两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线 (点线), 相关参数为 $\psi = \pi/4$, $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$ 和 $\phi_{R1} = \phi_{R2} = \phi_{R3} = \phi_{R4} = 0$

图 3 和图 4 展示了考虑磁场时电导随电子能级变化的关系曲线, 相关参数为 $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\phi_{R1} = \phi_{R2} = \phi_{R3} = \phi_{R4} = 0$. 图 3 描绘了磁通相位因子 $\psi = \pi/4$ 时两种结构体系的电导能谱曲线. 为了比较, 图 3 中实线代表一个平行耦合双量子点分子与左右两个电极相连接结构体系的电导能谱. 这里磁场的引入使得通过量子点 1 和点 2 的输运分别提供一个非共振通道和一个共振隧穿, 这将会导致 Fano 共振. 正如图 3 中实线所示, 电导能谱由一个 Breit-Wigner 和一个 Fano 共振组成, 其

中心分别位于成键能级 ($\varepsilon_0 - t$) 和反键能级 ($\varepsilon_0 + t$) 位置处. 这些结果与文献 [7, 18] 的结果是一致的. 图 3 中点线描绘了两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱, 从中能够观察到仍有一个 Fano 共振出现在反键能级位置处, 但是在成键能级位置处却出现了一个反共振, 这意味着一个平行耦合双量子点分子体系的部分电输运特性被保留下来. 这个反共振出现的原因是电子波分别通过 A-B 干涉仪上下两臂中平行耦合双量子点分子后发生了相消干涉. 将图中实线与点线比较能够发现: 在成键能级位置处, 一个平行耦合双量子点分子体系电导能谱给出的是共振峰, 而两个平行耦合双量子点分子并联结构体系电导能谱给出的是反共振. 这一性质能够被做为制作量子开关的一个基本原理.

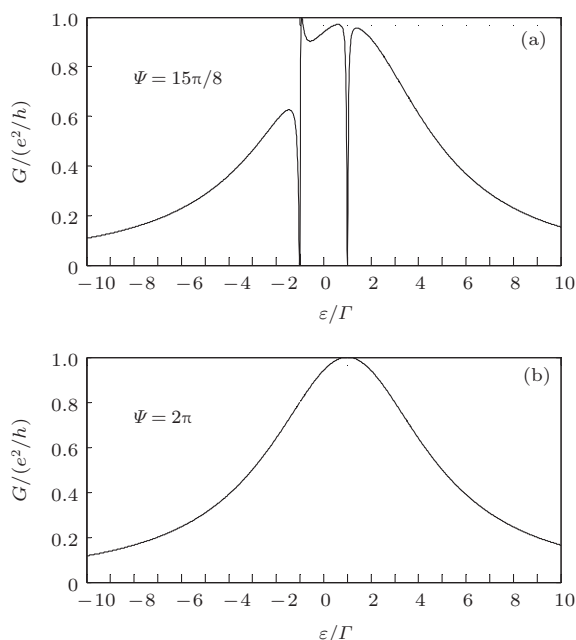


图 4 考虑磁场时, 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线, 相关参数为 $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\phi_{R1} = \phi_{R2} = \phi_{R3} = \phi_{R4} = 0$ (a) $\psi = 15\pi/8$; (b) $\psi = 2\pi$

图 4 (a) 和 (b) 分别给出了磁通相位因子为 $\psi = 15\pi/8$ 和 $\psi = 2\pi$ 时, 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱. 从图 4 (a) 中能够观察到在成键能级和反键能级位置处分别出现一个 Fano 共振和一个反共振, 这两种状态能够在磁通相位因子 $\psi = 2\pi$ 时同时消失 (如图 4 (b) 所示). 这里, Fano 共振的消失意味着在成键能级位置处形成了一个束缚态; 而在反键能级位置处反共振的消失是由于在此电子能级位置附近的两个共振峰完全简并为一个共振峰所致. 因此图 4 (b) 仅

展示了一个共振峰出现在反键能级位置处. 此外, 能够发现当磁通相位因子为 $\psi = 15\pi/8$ 和 $\psi = 2\pi$ 时, 在反键能级位置处分别出现反共振和共振峰. 根据这一性质, 此系统可用来制作磁可控的量子开关.

自旋轨道相互作用在自旋电子学里是非常重要的角色. 自旋轨道相互作用可以将电子的自旋自由度与轨道运动耦合, 因此人们可以通过调节外电场或者门电压来操控电子自旋. 我们在量子点1和点3附近引入局域Rashba自旋轨道相互作用, 图5展示了磁通相位因子为固定值 ($\psi = \pi/2$), $\phi_{R1(R3)}$ 为不同数值时与自旋相关的电导能谱曲线, 其中实线和点线分别代表自旋向上和自旋向下电子电导能谱曲线. 自旋极化电导表现出如下主要特性: 1) 将图5(a)和(b)进行比较, 能够发现自旋向上的电导是相同的而自旋向下的电导给出了不同的电导能谱曲线; 或者将图5(c)和(d)进行比较, 自旋向下的电导是相同的而自旋向上的电导给出了不同的电导能谱曲线. 这说明自旋向上(自旋向下)电导能够被变化的 ϕ_R 所调节, 而自旋向下

(自旋向上) 电导保持不变. 2) 将图5(a)和(c)进行比较, 能够发现图5(a)中自旋向下的电导翻转成图5(c)中自旋向上的电导. 将图5(b)和(d)进行比较能够得到相同的结论. 3) 将图5(a)和(d)进行比较, 能够发现图5(a)中自旋向上(自旋向下)的电导能谱曲线和图5(d)中自旋向下(自旋向上)的电导能谱曲线关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 镜像对称. 将图5(b)和(c)进行比较时, 也得到相同的结论.

图6展示了 $\phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi$, 磁通相位因子分别为 $\psi = \pi/2$ 和 $\psi = 5\pi/2$ 时, 自旋向上和自旋向下电子的电导能谱曲线. 当把图6(a)和(b)进行比较时, 能够发现图6(a)中自旋向上和自旋向下的电导同时分别翻转成图6(b)中自旋向下和自旋向上的电导. 当仅观察图6(a)或(b)时, 能够发现自旋向上电导和自旋向下电导关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 保持镜像对称. 值得注意的是只要Rashba自旋轨道相互作用的相因子 $\phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi$, 无论磁通取何值所得到的自旋向上电导和自旋向下电导总是关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 保持镜像对称.

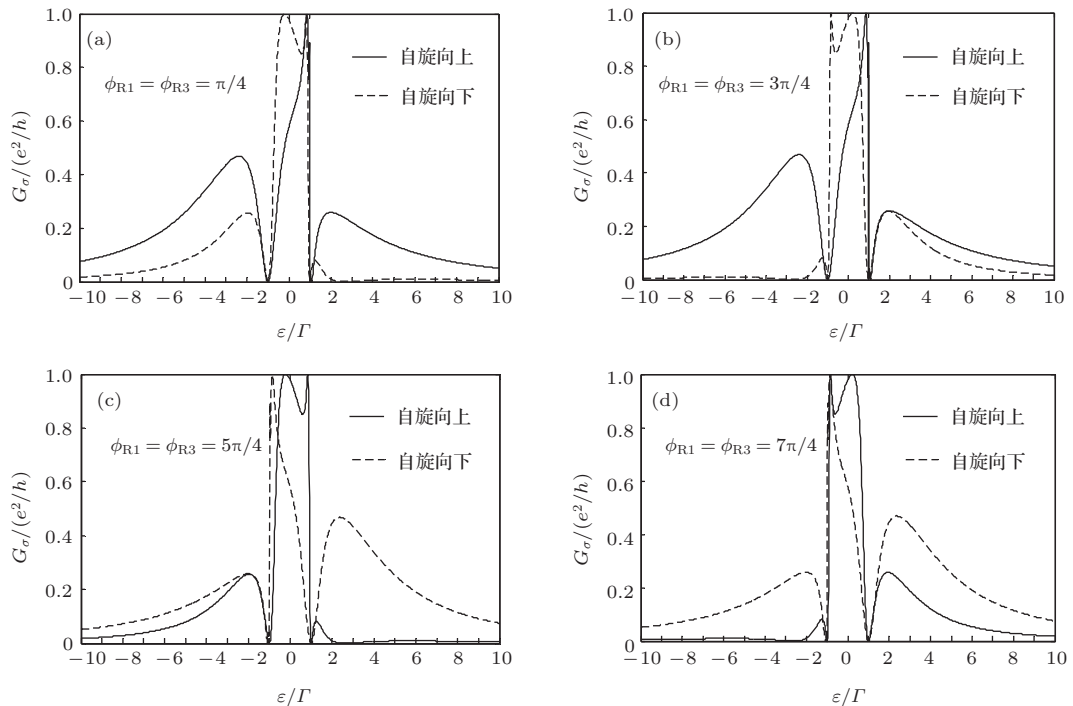


图5 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线, 相关参数为 $t = 1.0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\psi = \pi/2$, $\phi_{R2} = \phi_{R4} = 0$ (a) $\phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi/4$; (b) $\phi_{R1} = \phi_{R3} = 3\pi/4$; (c) $\phi_{R1} = \phi_{R3} = 5\pi/4$; (d) $\phi_{R1} = \phi_{R3} = 7\pi/4$

通常纯自旋流可以被定义为 $I_s = I_\downarrow - I_\uparrow$. 图7和图8分别描绘了平行耦合双量子点分子A-B干涉仪的自旋流和纯自旋流随偏压变化的关系曲线. 加在左、右电极上的偏压为 V_{SD} , 有关系式 $eV_{SD} = \mu_L - \mu_R$, 在数值计算中假定 $\mu_R = 0$, 并作

为能量的参考点, 从而来计算电流随偏压的变化. 相关参数取值与图6相同. 图7中实线和点线分别表示自旋向上和自旋向下的电流. 图7(a)和(b)分别展示了磁通相位因子为 $\psi = \pi/2$ 和 $\psi = 5\pi/2$ 时的自旋流. 从图7(a)中能够观察到: 1) 当偏压 V_{SD}

从-10到-3(或者从3到10)的范围内,自旋向下的电流取值总是大于自旋向上的电流;2)当偏压 V_{SD} 从-3到3的范围内,除了 $V_{SD} = 0$ 位置以外,自旋向上的电流取值总是大于自旋向下的电流;3)自旋向上和自旋向下的电流曲线关于图中坐标(0,

0)点对称,这种对称性是由图6(a)中电导能谱曲线关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 镜像对称所导致.将图7(a)和(b)进行比较,能够发现一个自旋翻转效应,即图7(a)中的自旋向上和自旋向下的自旋流同时分别翻转为图7(b)中自旋向下和自旋向上的自旋流.

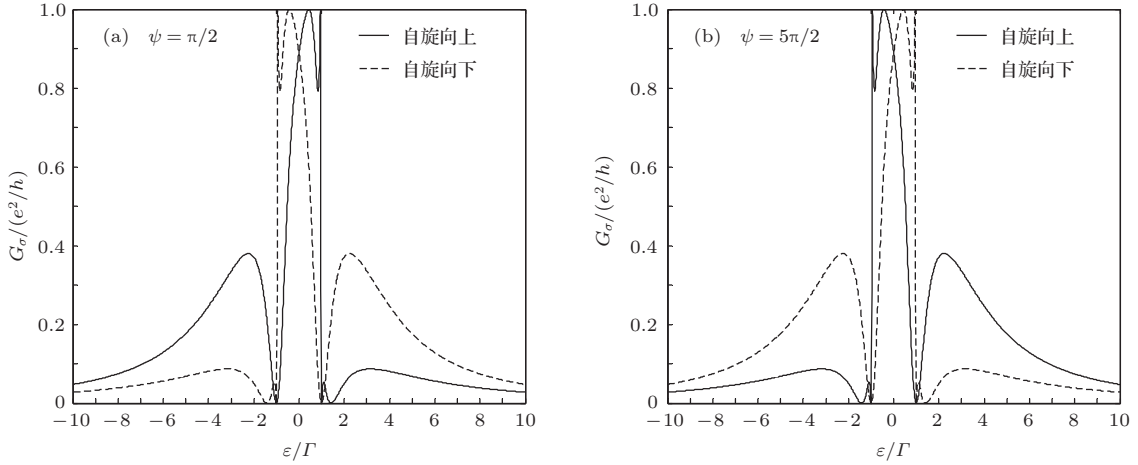


图6 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱曲线,相关参数为 $t = 1.0, \varepsilon_0 = 0, \phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi, \phi_{R2} = \phi_{R4} = 0$ (a) $\psi = \pi/2$; (b) $\psi = 5\pi/2$

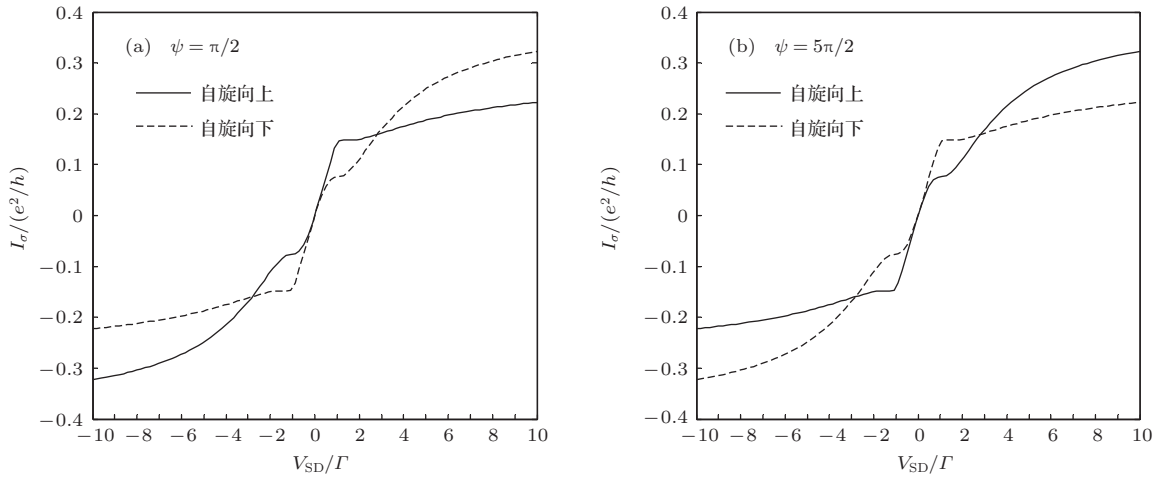


图7 自旋流随偏压变化的关系曲线,实线和点线分别表示自旋向上和自旋向下的电流.相关参数为 $t = 1.0, \varepsilon_0 = 0, \phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi, \phi_{R2} = \phi_{R4} = 0$ (a) $\psi = \pi/2$; (b) $\psi = 5\pi/2$

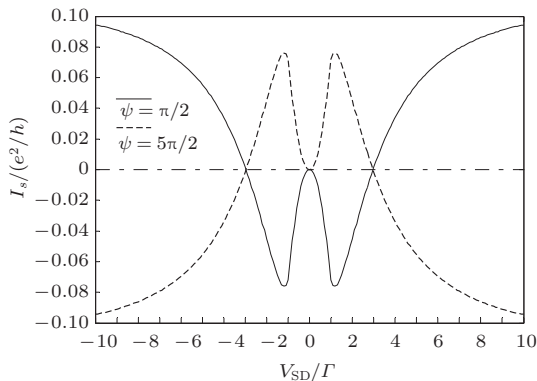


图8 纯自旋流随偏压变化的关系曲线.实线为磁通相位因子 $\psi = \pi/2$,点线为磁通相位因子 $\psi = 5\pi/2$,其他相关参数为 $t = 1.0, \varepsilon_0 = 0, \phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi$ 和 $\phi_{R2} = \phi_{R4} = 0$

图8描绘了纯自旋流随偏压变化的关系曲线,实线和点线分别为磁通相位因子取 $\psi = \pi/2$ 和 $\psi = 5\pi/2$ 时的纯自旋流.能够发现:1)当偏压 V_{SD} 从-10到-3(或者从3到10)的范围内,磁通相位因子 $\psi = \pi/2$ 时的纯自旋流为正值而磁通相位因子 $\psi = 5\pi/2$ 时的纯自旋流为负值;2)当偏压 V_{SD} 从-3到3的范围内,除了 $V_{SD} = 0$ 位置以外,磁通相位因子 $\psi = \pi/2$ 时的纯自旋流为负值而磁通相位因子 $\psi = 5\pi/2$ 时的纯自旋流为正值.从中能够得到通过调整磁通可以控制纯自旋流.并且这些性质与图7中发现的性质是相对应的.

4 结 论

本文利用格林函数对平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪结构的电荷及其自旋输运性质进行了研究, 从中获得了一些重要的结果: 1) 在无外磁场条件下, 与一个平行耦合双量子点分子体系比较, 两个平行耦合双量子点分子并联结构体系中电子隧穿变得更加容易发生. 2) 当存在磁场时, 一个平行耦合双量子点分子体系和两个平行耦合双量子点分子并联结构体系的电导能谱在成键态位置处分别出现共振峰和反共振. 这一性质能够做为制造量子开关的一个基本原理. 3) 当磁通相位因子为 $\psi = 15\pi/8$ 时, 一个 Fano 共振和一个反共振分别出现在电导能谱中成键和反键能级位置处. 当磁通相位因子为 $\psi = 2\pi$ 时, 在成键能级位置处的 Fano 共振消失, 同时在反键能级位置处出现了一个共振峰. 4) 当体系既考虑磁场又考虑 Rashba 自旋轨道相互作用时, 体系中电导是自旋极化的. 通过调节 Rashba 自旋轨道相互作用, 能够对体系的自旋输运进行调控. 5) 当 Rashba 自旋轨道相互作用诱导的相因子 $\phi_{R1} = \phi_{R3} = \pi$ 时, 自旋向上和自旋向下电子的电导关于电子能级 $\varepsilon = 0$ 保持镜像对称. 6) 通过调节磁通和左右两电极间偏压能够控制体系的自旋流. 这里我们假设的器件能够通过现有的技术手段来实现. 这些结果期盼对于未来的量子器件设计和固态量子计算具有重要价值.

参考文献

- [1] Donarini A, Begemann G, Grifoni M 2010 *Phys. Rev. B* **82** 125451
- [2] He Z L, Lü T Q 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2501
- [3] Nishikawa Y, Crow D J G, Hewson A C 2012 *Phys. Rev. B* **86** 125134
- [4] Calvo H L, Classen L, Splettstoesser J, Wegewijs M R 2012 *Phys. Rev. B* **86** 245308
- [5] Yang X F, Liu Y S 2010 *Nanoscale Res. Lett.* **5** 1228
- [6] Gao e, Zhao H K 2010 *Phys. Lett. A* **374** 770
- [7] Lu H Z, Lü R, Zhu B F 2005 *Phys. Rev. B* **71** 235320
- [8] Li Y X, Choi H Y, Lee H W 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2073
- [9] Hou T, Wu S Q, Bi A H, Yang F B, Chen J F, Fan M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 783
- [10] Chang B, Wang Q, Xie H, Liang J Q 2011 *Phys. Lett. A* **375** 2932
- [11] Yang M, Ran X J, Cui Y, Wang R Q 2011 *Chin. Phys. B* **20** 097201
- [12] An X T, Mu H Y, Xian L F, Liu J J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 157201 (in Chinese)[安兴涛, 穆惠英, 咸立芬, 刘建军 2012 物理学报 **61** 157201]
- [13] Wang Q, Liu J, Tang N, Zeng H S 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020303
- [14] Deng Y X, Yan X H, Tang N S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2027 (in Chinese)[邓宇翔, 颜晓红, 唐娜斯 2006 物理学报 **55** 2027]
- [15] Wu L J, Han Y, Gong W J, Tan T Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 107303 (in Chinese)[吴丽君, 韩宇, 公卫江, 谭天亚 2011 物理学报 **60** 107303]
- [16] Yacoby A, Heiblum M, Mahalu D, Shtrikman H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4047
- [17] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 256806
- [18] Ladron de Guevara M L, Claro F, Orellana P A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195335
- [19] Sun Q F, Wang J, Guo H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 165310
- [20] Feng Chi, Jin-Long Liu, Lian-Liang Sun 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 093704
- [21] Li J, Liu Y, Ping J, Ye Y, Li X Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 137202 (in Chinese)[栗军, 刘玉, 平婧, 叶银, 李新奇 2012 物理学报 **61** 137202]
- [22] Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y 1994 *Phys. Rev. B* **50** 5528

Charge and spin transport through parallel-coupled double-quantum-dot molecule A-B interferometer*

Bai Ji-Yuan¹⁾ He Ze-Long^{1)†} Yang Shou-Bin²⁾

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

2) (Harbin Normal University, Harbin 150025, China)

(Received 2 September 2013; revised manuscript received 12 October 2013)

Abstract

By using the nonequilibrium Green's function technique, the charge and spin transport properties through an A-B interferometer that has a parallel-coupled double-quantum-dot molecule embedded in each arm, (named as parallel-coupled double-quantum-dot molecule A-B interferometer) are investigated. In the absence of magnetic flux, as compared with the A-B interferometer with two quantum dots embedded in each arm, electron tunnelling becomes far easier for parallel-coupled double-quantum-dot molecule A-B interferometer. When the magnetic field is introduced, one can observe in the conductance spectrum one Fano resonance and one anti-resonance, both of which will die away simultaneously when the magnetic flux takes a proper value. Besides, spin transport can be manipulated by tuning the bias voltage between the two leads, magnetic flux, and Rashba spin orbit interaction.

Keywords: nonequilibrium Green's function, quantum dot, A-B interferometer, spin transport

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

DOI: [10.7498/aps.63.017303](https://doi.org/10.7498/aps.63.017303)

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

† Corresponding author. E-mail: hrbhzl@126.com