

两端线型双量子点分子 Aharonov-Bohm 干涉仪电输运

白继元 贺泽龙 李立 韩桂华 张彬林 姜平晖 樊玉环

Electron transport through a two-terminal Aharonov-Bohm interferometer coupled with linear di-quantum dot molecules

Bai Ji-Yuan He Ze-Long Li Li Han Gui-Hua Zhang Bin-Lin Jiang Ping-Hui Fan Yu-Huan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 207304 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.207304

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207304>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光激发作用下分子与多金属纳米粒子间的电荷转移研究

Theoretical study of photoinduced charge transfer in molecule and multi-metalnanoparticles system

物理学报.2015, 64(14): 147303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.147303>

T型双量子点分子 Aharonov-Bohm 干涉仪的电输运

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

物理学报.2014, 63(22): 227304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227304>

异质结电荷转移的密度矩阵理论近似研究

Study on electron transfer in a heterogeneous system using a density matrix theory approach

物理学报.2014, 63(13): 137302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.137302>

封装进过渡金属原子的单壁碳纳米管: 密度泛函理论研究

Transition metals encapsulated inside single wall carbon nanotubes: DFT calculations

物理学报.2014, 63(7): 077302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.077302>

平行耦合双量子点分子 A-B 干涉仪的电荷及其自旋输运

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

物理学报.2014, 63(1): 017303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.017303>

两端线型双量子点分子 Aharonov-Bohm 干涉仪电输运*

白继元¹⁾²⁾ 贺泽龙^{2)†} 李立^{1)‡} 韩桂华²⁾ 张彬林²⁾ 姜平晖²⁾ 樊玉环²⁾

1)(哈尔滨工程大学理学院, 纤维集成光学教育部重点实验室, 哈尔滨 150001)

2)(黑龙江工程学院电气与信息工程学院, 哈尔滨 150050)

(2015年4月16日收到; 2015年6月18日收到修改稿)

设计一个两端线型双量子点分子 Aharonov-Bohm (A-B) 干涉仪. 采用非平衡格林函数技术, 理论研究无含时外场作用下的体系电导和引入含时外场作用下的体系平均电流. 在不考虑含时外场时, 调节点间耦合强度或磁通可以诱导电导共振峰劈裂. 控制穿过 A-B 干涉仪磁通的有无, 实现了共振峰电导数值在 0 与 1 之间的数字转换, 为制造量子开关提供了一个新的物理方案. 同时借助磁通和 Rashba 自旋轨道相互作用, 获得了自旋过滤. 当体系引入含时外场时, 平均电流曲线展示了旁带效应. 改变含时外场的振幅, 实现了体系平均电流的大小与位置的有效控制, 而调节含时外场的频率, 则可以实现平均电流峰与谷之间的可逆转换. 通过调节磁通与 Rashba 自旋轨道相互作用, 与自旋相关的平均电流亦得到有效控制. 研究结果为开发利用耦合多量子点链嵌入 A-B 干涉仪体系电输运性质提供了新的认知. 上述结果可望对未来的量子器件设计与量子计算发挥重要的指导作用.

关键词: 非平衡格林函数, 量子点, 电输运, Aharonov-Bohm 干涉仪

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

DOI: 10.7498/aps.64.207304

1 引言

耦合量子点体系可以用于研发超小型电子元器件, 在未来实现超高速、低功耗、大规模集成电路技术方面具有非常重要的应用前景. 在几何空间上, 当两个量子点之间彼此靠近并发生耦合效应时, 便构成了最基本的耦合量子点体系. 耦合量子点体系的结构参数, 如量子点的空间对称性、量子点尺寸和量子点间的耦合强度等, 在实际应用中均可实现人工调节与控制, 从而可以使人们方便地操纵耦合量子点体系的物理特性和调控量子点元器件的工作状态.

对于耦合量子点体系而言, 耦合双量子点构

型是科研人员最为关注的. 耦合双量子点体系在结构上具有多种构型, 比如: 平行耦合双量子点^[1-7], T-型耦合双量子点^[8-11]和线型耦合双量子点^[12-14]. 在平行耦合双量子点构型的研究中, 人们发现电导能谱由 Breit-Winger 和 Fano 共振组成, 且调节体系的几何参数可以对其进行控制^[1]; Rashba 自旋轨道耦合与磁场共同作用能够产生电子的自旋分离现象, 从而产生自旋依赖的热电效应^[5]; 在交流场微扰作用下, Aharonov-Bohm (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^[6]; 若体系耦合于正常与超导电极之间, 通过调节门压能够控制散粒噪声的 A-B 振荡^[7]. 对于 T-型双量子点构型, 在电导能谱中能够观察到 Fano 线型, 通过调节磁通、Rashba 自旋轨道耦合和

* 国家自然科学基金(批准号: 11447132)、教育部 111 引智基地项目(批准号: B13015)、教育部重点实验室计划和高等学校基本科研业务费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hrbhzl@126.com

‡ 通信作者. E-mail: lylee_heu@hrbeu.edu.cn

量子点间耦合强度等体系结构参数能够对 Fano 线型进行修正 [8]. 对于线型耦合双量子点体系, 在自旋相关的热电输运性质研究中发现热电系数依赖于点间耦合的劈裂、磁结构和电极的自旋极化 [12]; 在光辅助电输运性质研究中发现电子可以在成键态与反键态之间跃迁, 且在 I - V 特性曲线中能够观察到电子能级以及光子边带受外加直流偏压调控 [14]. 由此可见, 耦合双量子点体系展示出了诸多新颖且有实际意义的物理特性和功能.

电子经过 A-B 干涉仪上下两臂时能够获得不同的相位, 因此 A-B 干涉仪常被设计成为一种研究电子波相行为的装置. 调节 A-B 干涉仪可以对电输运进行控制, 由此可以研究相位对电输运性质的影响. 近些年来, 科研人员在耦合量子点 A-B 干涉仪中引入含时外场, 对其光辅助电输运性质进行研究 [15-18]. 当光场辐照耦合量子点体系时, 运输电子会与光子发生相互作用, 交换分立的能量 $\hbar\omega$, 从而对耦合量子点体系电输运性质产生影响. 在光辅助电输运性质研究中, 人们发现了许多具有潜在应用价值的物理现象, 例如旁带效应 [19-21]、光子泵效应等 [22]. 本文将两个线型双量子点分子分别嵌入 A-B 干涉仪上下两臂中 (如图 1 所示), 采用含时非平衡格林函数技术对该体系有无含时外场两种情况下电输运性质进行理论研究. 在无含时外场时, 调节量子点间耦合强度或磁通能够诱导电导峰发生劈裂, 同时考虑磁通与 Rashba 自旋轨道相互作用能够实现自旋过滤. 当考虑含时外场时, 调节含时外场的振幅, 能够对体系平均电流的大小与位置进行控制; 含时外场频率的改变, 能够实现平均电流峰与谷之间的相互转换. 磁通与 Rashba 自旋轨道耦合的联合作用能够对自旋相关的平均电流进行控制. 耦合双量子点结构可被看作耦合多量子点链的最小结构单元, 这将有助于进一步研究耦合多量子点链嵌入 A-B 干涉仪两臂中体系的电输运性质.

2 理论与模型

本文研究的模型为联接左 (L)、右 (R) 电极的线型双量子点分子 A-B 干涉仪, 交流偏压被加到左右电极上, 如图 1 所示. 图中 1, 2, 3, 4 代表量子点, 量子点 1 与 2 耦合成一个量子点分子, 量子点 3 与 4 耦合成另一个量子点分子. 在每个量子点中假定能级是自旋简并的. 考虑直流偏压 V_L 和 V_R 被

分别加在 A-B 干涉仪两端上, 同时有简谐含时外场 $W_L(t) = W_L \cdot \cos(\omega t)$, $W_R(t) = W_R \cdot \cos(\omega t)$ 和 $W_D(t) = W_D \cdot \cos(\omega t)$ 作用, W_L , W_R , W_D 分别为加在左、右电极和量子点上的含时外场振幅, ω 是含时外场频率.

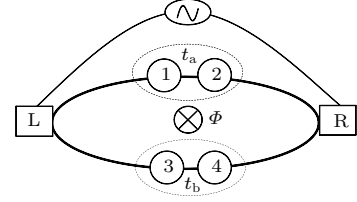


图 1 两端线型双量子点分子 A-B 干涉仪结构示意图
Fig. 1. Schematic setup of a two-terminal linear di-quantum dot molecules A-B interference.

系统哈密顿量可以表示为

$$H = \sum_{\beta=L,R} H_{\beta} + H_{\text{dot}} + H_{\text{T}}, \quad (1)$$

(1) 式中右边第一项表示电极

$$H_{\beta} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{k\beta}(t) c_{k\beta\sigma}^{\dagger} c_{k\beta\sigma}, \quad (2)$$

这里, 电子能级 $\varepsilon_{k\beta}(t) = \varepsilon_{k\beta}^0 + eV + W_{\beta}(t) = \varepsilon_{k\beta}^0 + eV_{\beta} - eW_{\beta} \cos(\omega t)$, 其中 β 代表电极, $c_{k\beta\sigma}^{\dagger}$ ($c_{k\beta\sigma}$) 表示电极 β 中电子产生 (湮没) 算符, k 为波矢, σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) 代表自旋.

(1) 式中, 哈密顿量 H_{dot} 表示量子点系统

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

这里, $d_{j\sigma}^{\dagger}$ ($d_{j\sigma}$) 表示量子点中电子的产生 (湮没) 算符, $\varepsilon_{j\sigma}(t) = \varepsilon_j^0 - eW_D \cos(\omega t)$, ε_j^0 为量子点 j 的粒子能级; t_a (t_b) 为量子点 1 (3) 与 2 (4) 之间的耦合强度.

(1) 式中, 哈密顿量 H_{T} 表示量子点体系与电极之间的隧穿

$$H_{\text{T}} = \sum_{k\sigma} (t_{1\sigma\text{L}} c_{k\text{L}\sigma}^{\dagger} d_{1\sigma} + t_{2\sigma\text{R}} c_{k\text{R}\sigma}^{\dagger} d_{2\sigma} + t_{3\sigma\text{L}} c_{k\text{L}\sigma}^{\dagger} d_{1\sigma} + t_{4\sigma\text{R}} c_{k\text{R}\sigma}^{\dagger} d_{2\sigma} + \text{H.c.}), \quad (4)$$

这里, $t_{j\sigma\beta}$ 为量子点 j 与电极 β 间的耦合强度, 且假定与 k 无关. 当仅在 A-B 干涉仪上臂量子点中引入局域 Rashba 自旋轨道相互作用时, 且同时考虑磁通, 可在点-电极耦合强度 $t_{j\sigma\beta}$ 项上引入相应的相因子 [23,24], 因此 $t_{j\sigma\beta}$ 可表示为 $t_{1\sigma\text{L}} = |t_{1\text{L}}| e^{i\psi} e^{-i\sigma\phi_{\text{R}}}$, $t_{2\sigma\text{R}} = |t_{2\text{R}}|$, $t_{3\sigma\text{L}} = |t_{3\text{L}}|$

和 $t_{4\sigma R} = |t_{4R}|$. ψ 和 ϕ_R 分别为外磁通和 Rashba 自旋轨道耦合所诱导的相位因子.

考虑宽带近似, 推迟自能函数与线宽函数有如下关系^[25]:

$$\sum_{\beta\sigma}^r(t, t') = -\frac{i}{2}\delta(t-t')\Gamma_{\sigma}^{\beta}, \quad (5)$$

这里

$$\begin{aligned} \Gamma_{W_{\sigma}}^{\beta}(\varepsilon, t, t') \\ = 2\pi\rho_{\beta}t_{l\sigma\beta}t_{l\sigma\beta}^* \exp\left[i\int_{t'}^t W_{\beta}(\tau)d\tau\right], \end{aligned}$$

ρ_{β} 表示电极 β 中的态密度. 利用含时格林函数理论方法, 能够得到含时电流 $I(t)$ 的表达式^[26]:

$$\begin{aligned} I_{\beta\sigma}(t) = & -\frac{2e}{\hbar}\text{Im}\int_{-\infty}^t dt' \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \\ & \times \text{Tr}\{e^{-i\varepsilon(t-t')}\Gamma_{\sigma}^{\beta}(\varepsilon, t, t') \\ & \times [G_{\sigma}^{<}(t, t') + f_{\beta}(\varepsilon)G_{\sigma}^r(t, t')]\}, \quad (6) \end{aligned}$$

这里, $f_{\beta}(\varepsilon) = \{1 + \exp[(\varepsilon - \mu_{\beta})/(k_B T)]\}^{-1}$, 假定 $\mu_L = -\mu_R = V/2$, V 表示加在电极上的直流偏压. 根据戴逊方程, 可以得到推迟格林函数 G^r :

$$\begin{aligned} G_{\sigma}^r(t, t') = & \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \exp\left[-i\varepsilon(t-t') \right. \\ & \left. - i\int_{t'}^t d\tau W_D \cos(\omega\tau)\right] G_{\sigma}^r(\varepsilon), \quad (7) \end{aligned}$$

$$G_{\sigma}^r(\varepsilon) = \left\{ [g_{\sigma}^r(\varepsilon)]^{-1} - \sum_{\sigma}^r(\varepsilon) \right\}^{-1}, \quad (8)$$

这里, $g_{\sigma}^r(\varepsilon)$ 为 $g_{jj}^r(t, t')$ 的傅氏变换, $g_{jj}^r(t, t') = -i\theta(t-t') \exp\left[-i\int_{t'}^t \varepsilon_j(t_1)dt_1\right]$, 格林函数 $G^{<} = G^r \Sigma^{<} G^a$, 其中

$$\begin{aligned} \Sigma^{<} = & \sum_{\beta} i \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \exp\left[-i\varepsilon(t-t') \right. \\ & \left. - i\int_{t'}^t d\tau W_{\beta} \cos(\omega\tau)\right] f_{\beta}(\varepsilon) \Gamma^{\beta}, \\ G^a = & (G^r)^+. \end{aligned}$$

将 (7) 和 (8) 式代入 (6) 式中, 含时电流公式转变为

$$\begin{aligned} I_{\beta\sigma}(t) = & -\frac{e}{\hbar} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \text{Tr} \text{Im} \left\{ 2f_{\beta}(\varepsilon) \Gamma_{\sigma}^{\beta} A_{\beta\sigma}(\varepsilon, t) \right. \\ & + i \Gamma_{\sigma}^{\beta} \sum_{\alpha=L,R} f_{\alpha}(\varepsilon) A_{\alpha\sigma}(\varepsilon, t) \\ & \left. \times \Gamma_{\sigma}^{\alpha} A_{\alpha\sigma}^+(\varepsilon, t) \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

这里,

$$\begin{aligned} A_{\beta\sigma}(\varepsilon, t) = & \exp[i\varepsilon(W_{\beta} - W_D) \sin(\omega t)/\omega] \\ & \times \sum_n J_n\left(\frac{W_D - W_{\beta}}{\omega}\right) \\ & \times e^{in\omega t} G_{\sigma}^r(\varepsilon_n), \quad (10) \end{aligned}$$

其中, J_n 为第一类 Bessel 函数, $\varepsilon_n = \varepsilon - n\omega$. (9) 式中电流 $I_{\beta\sigma}(t)$ 表示理论上的瞬时电流, 而在实际测量时得到的是系统平均电流. 对 (9) 式中的电流求时间平均值可得:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle = & \frac{2e}{\hbar} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \sum_n \text{Tr} \left\{ \left[J_n^2\left(\frac{W_D - W_L}{\omega}\right) f_L(\varepsilon) \right. \right. \\ & \left. \left. - J_n^2\left(\frac{W_D - W_R}{\omega}\right) f_R(\varepsilon) \right] \right. \\ & \left. \times \Gamma_{\sigma}^L G_{\sigma}^r(\varepsilon_n) \Gamma_{\sigma}^R G_{\sigma}^a(\varepsilon_n) \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

3 计算结果

3.1 无含时外场时系统的电输运性质

本节研究不考虑含时外场时系统的电输运性质, 因此 (11) 式中时间平均电流表达式可简化为

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

在绝对零度条件下, 可以求出电导

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

这里 ε_F 为电极的费米能级. 在数值计算中我们取点-电极耦合强度 $\Gamma_1^{\beta} = \Gamma_2^{\beta} = 0.2\Gamma_0$, 量子点能级 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_d$, $\hbar = 1$, $e = 1$, 且设 Γ_0 为能量单位. 图 2(a) 和图 2(b) 分别给出了 A-B 干涉仪两臂中嵌入相同与不同双量子点分子的电导能谱. 图 2(a) 中实线给出了每臂中两个量子点间弱耦合时的电导能谱曲线, 即 $t_a = t_b = 0.1$. 仅有一个电导峰值小于 1 的共振峰出现在电导能谱中 $\varepsilon_d = 0$ 位置处, 这主要是由于传导电子存在一定的概率反射回 L 电极中. 随着耦合强度 $t_{a(b)}$ 的增强 ($t_{a(b)} < 0.2$), 共振峰的峰值变大. 直到 $t_{a(b)} = 0.2$ 时, 电导峰值达到 1.0, 这正是传导电子发生完全共振时的数值. 当 $t_{a(b)}$ 进一步增强 ($t_{a(b)} > 0.2$), 能够发现 $\varepsilon_d = 0$ 位置处的共振峰劈裂成两个完全共振峰, 且这两个完全共振峰分别处于 $\pm t_{a(b)}$ 位置处, 如图 2(a) 中点线和粗实线所示. 此时每臂中两个量子点耦合成为一个“量子点分子”, $-t_{a(b)}$ 和

$+t_{a(b)}$ 分别对应“量子点分子”的成键和反键能级. 系统由四个量子点构成, 而电导能谱仅展示了两个共振峰. 当耦合强度 $t_a = t_b$ 时, 使得上下两臂中两个“量子点分子”相同, 这导致了两个“量子点分子”对应的成键和反键能级完全重合. 图 2(b) 描绘了耦合强度 $t_a \neq t_b$ 时的电导能谱, 当一个“量子点分子”中两个量子点间耦合较弱而另一个“量子

点分子”中两个量子点间耦合较强时, 即 $t_a = 0.1, t_b = 0.5$, 能够发现三个共振峰出现在电导能谱中. 当上下两臂中两个“量子点分子”的两个量子点间均为强耦合且取不同数值时, 如图 2(b) 中虚线所示, 在电导能谱中能够观察到四个完全共振峰, 且分别位于两个“量子点分子”对应的成键和反键能级位置处, 即 $\pm t_a$ 和 $\pm t_b$.

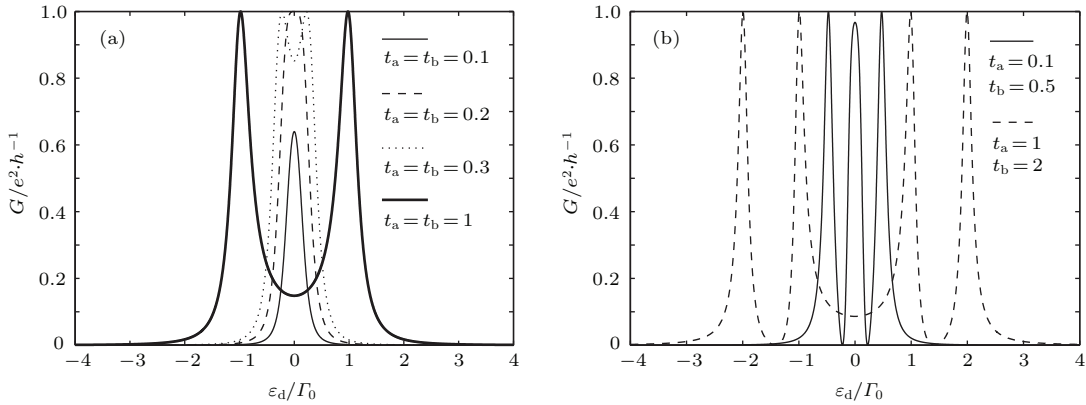


图 2 无含时外场, (a) $t_a = t_b$ 或 (b) $t_a \neq t_b$ “量子点分子”嵌入 A-B 干涉仪两臂中时电导随量子点能级变化的关系 相关参数选取为 $\Gamma = 0.2, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$
 Fig. 2. In the absence of time-dependent external field, conductances versus quantum dot energy with (a) $t_a = t_b$ or (b) $t_a \neq t_b$ “quantum dot molecule” embedded in two arms of A-B interference. The relevant parameters are chosen as $\Gamma = 0.2, \phi_R = 0$ and $\psi = 0$.

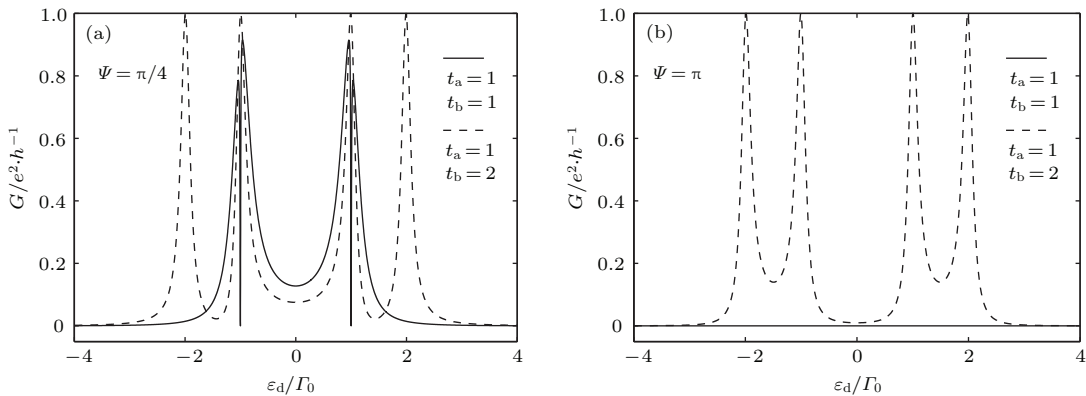


图 3 无含时外场, 考虑磁通且点间耦合强度取不同数值时的电导能谱曲线 相关参数选取为 $\Gamma = 0.2, \phi_R = 0$, (a) $\psi = \pi/4$ 和 (b) $\psi = \pi$
 Fig. 3. In the absence of time-dependent external field, conductances versus quantum dot energy for different values of interdot coupling strength. The relevant parameters are chosen as $\Gamma = 0.2, \phi_R = 0$, (a) $\psi = \pi/4$ and (b) $\psi = \pi$.

图 3(a) 和图 3(b) 描绘了磁通诱导的相因子取值分别为 $\psi = \pi/4$ 和 $\psi = \pi$ 时的电导能谱曲线, 其中实线与虚线分别代表 A-B 干涉仪两臂中嵌入全同与不同双量子点分子的电导能谱曲线. 如果磁通 $\psi = \pi/4$ 且 $t_a \neq t_b$ (见图 3(a) 中虚线), 与不考虑磁通时相比较 (见图 2(b) 中虚线), 磁通的存在导致处于量子点能级 $-2 \sim -1$ 之间与 $1 \sim 2$ 之间的两个谷

的位置上升, 此处对应的两个反共振消失. 能够发现四个共振峰的位置并没有变化, 仍然位于 $\pm t_{a(b)}$ 处. 当 $t_a = t_b$ 时, 将考虑磁通 (见图 3(a) 中实线) 与不考虑磁通的电导能谱 (见图 2(a) 中实线) 相比较, 发现无磁通时在 $\pm t_{a(b)}$ 位置处为两个共振峰, 而考虑磁通时这两个共振峰发生劈裂从而导致在 $\pm t_{a(b)}$ 位置处出现反共振. 这意味着通过控制穿过

A-B干涉仪磁通的有无,能够实现共振峰的电导数值在0与1之间进行转换.利用这一性质,此系统可作为磁可控的量子开关器件.图3(b)描绘了磁通 $\psi = \pi$ 时体系的电导能谱.当 $t_a \neq t_b$ 时(见图3(b)虚线),能够发现四个共振峰仍然处于 $\pm t_{a(b)}$ 位置,而在能级 $\varepsilon_d = 0$ 附近的电导形成了一个反共振带.当 $t_a = t_b$ 时(见如图3(b)实线),电导能谱展示了零传输,这说明此时电子通过A-B干涉仪两臂后的电子波完全干涉相消.

图4描绘了同时考虑磁通和Rashba自旋轨道耦合相互作用时体系的电导能谱,相关参数选取为 $\Gamma = 0.2, t_a = t_b = 1, \psi = \pi/2$.从图4(a)和图4(b)中能够发现Rashba自旋轨道耦合相因子分别取为 $\phi_R = \pi/4$ 和 $\phi_R = \pi/2$ 的电导均展示了自

旋极化.从图4(a)中能够发现在成键与反键能级位置处自旋向上与自旋向下的电导均为零,除此位置外自旋向上的电导数值均大于自旋向下的电导数值.图4(b)展示了磁通和Rashba自旋轨道耦合相因子均取值为 $\pi/2$ 的电导能谱,自旋向下的电导展示了零传输,而自旋向上的电导展示了非零传输.这意味着在输运过程中自旋向下的电子被完全抑制,而仅有自旋向上的电子参与传输.值得注意的是,将图4(b)对应参数中的 ϕ_R 取值改为 $-\pi/2$ 而其他参数保持不变时,自旋向上和自旋向下电子对应的电导能谱相互交换,即此时仅有自旋向下的电子参与传输.根据这一性质,此装置能够被设计成自旋过滤器.

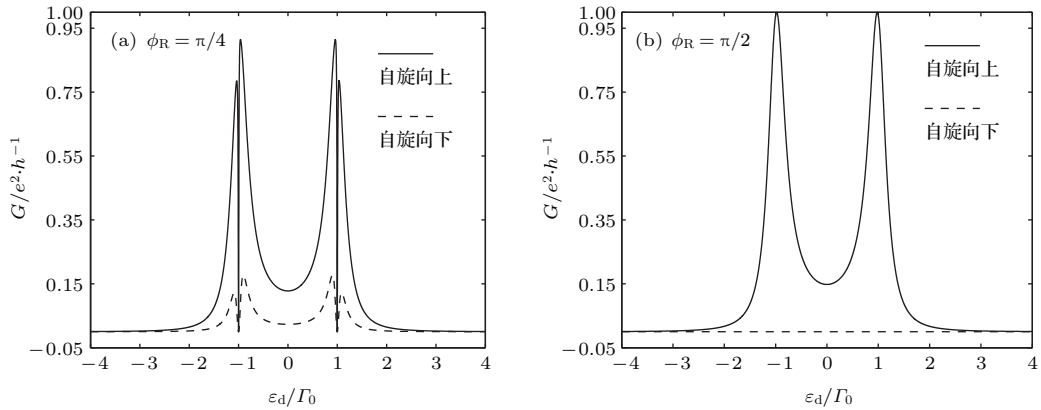


图4 无含时外场,考虑磁通和自旋轨道耦合时的电导能谱曲线.相关参数选取为 $\Gamma = 0.2, t_a = t_b = 1, \psi = \pi/2$, (a) $\phi_R = \pi/4$ 和 (b) $\phi_R = \pi/2$

Fig. 4. In the absence of time-dependent external field, conductances versus quantum dot energy with parameters being $\Gamma = 0.2, t_a = t_b = 1, \psi = \pi/2$, (a) $\phi_R = \pi/4$ and (b) $\phi_R = \pi/2$.

3.2 加入含时外场时系统的电输运性质

根据(11)式,能够获得在含时外场作用下体系的光辅助电输运特性.在数值计算中,假设加在体系两端的直流偏压 $V = 0.05$,温度 $k_B T = 0.001$,且假定量子点间耦合强度 $t_a = t_b = t$.为了比较,图5描绘了不考虑磁通及Rashba自旋轨道耦合时,有无含时外场两种情况下平均电流曲线.相关参数选取为: $t = 1.0, \omega = 1.0, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$.图5中实线为无含时外场时平均电流随量子点能级变化的关系曲线,能够发现在成键($-t$)与反键能级($+t$)位置处均出现一个共振峰,这与图2电导能谱所展示的结果相对应.当体系考虑含时外场时,由于含时外场辐照到量子点上与在两电极上加对称含时外场是等效的^[22],因此在数值计算中取 $W_D = 0$.图5中虚线描绘了含时外场振幅取值为

$W_L = W_R = 1$ 时的平均电流曲线,与无含时外场时的情况相比较能够发现,两个主峰峰值降低的同时在主峰两侧出现旁带峰,即旁带效应,且共振峰之间是等间距的,峰间距为 $\hbar\omega$.

图6描绘了含时外场振幅取不同数值时平均电流曲线随量子点能级的变化关系,相关参数选取与图5相同.无论含时外场振幅取何值,平均电流曲线都展示了旁带现象.同时能够观察到,随着含时外场振幅的变大,两个主峰峰值逐渐变小而旁带峰峰值逐渐变大.这意味着通过调节含时外场振幅的大小,能够对体系平均电流进行控制.能够发现,考虑含时外场时,在 $\varepsilon_d = 0$ 处的旁带峰(单光子峰)峰值大小是处于 $\varepsilon_d = \pm 2$ 位置的单光子旁带峰峰值大小的2倍.这是源于成键能级吸收一个光子与反键能级辐射一个光子导致在能级 $\varepsilon_d = 0$ 处产生的两个单光子旁带峰叠加.

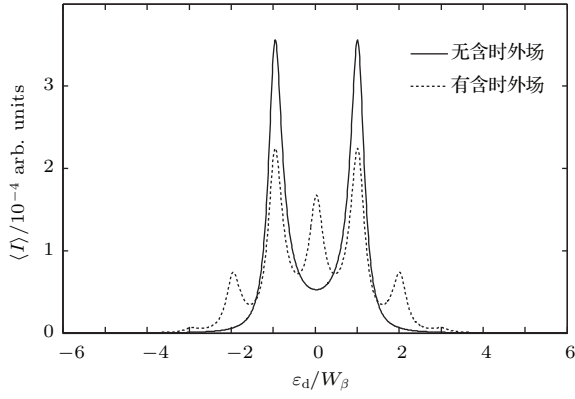


图5 在有无含时外场作用下, 点间耦合强度取值为 $t_a = t_b = 1$ 时体系平均电流曲线的比较 相关参数选取为 $W_L = W_R = 1.0, \omega = 1.0, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$

Fig. 5. With or without the action of time-dependent external field, average current versus quantum dot energy for $t_a = t_b = 1$, with parameters being $W_L = W_R = 1.0, \omega = 1.0, \phi_R = 0$ and $\psi = 0$.

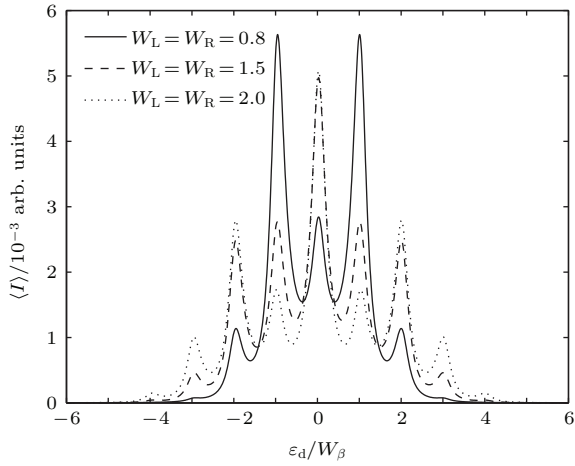


图6 含时外场振幅取不同数值时体系平均电流曲线 相关参数选取为 $t_a = t_b = 1, \omega = 1.0, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$

Fig. 6. Average current versus quantum dot energy for several values of amplitude of time-dependent field, with parameters being $t_a = t_b = 1, \omega = 1.0, \phi_R = 0$ and $\psi = 0$.

图7描绘了含时外场频率取值分别为 $\omega = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ 时平均电流曲线, 相关参数选取为 $W_L = W_R = 1.0, t_a = t_b = 1, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$. 无论含时外场频率取何值, 平均电流曲线均展示了旁带现象. 随着含时外场频率的增大, 处于成键能级和反键能级的两个主峰峰值变大, 而相应的旁带峰峰值变小, 且能够观察到旁带峰出现在 $t \pm n\hbar\omega, -t \pm n\hbar\omega$ 位置处. 此外, 能够发现在 $\epsilon_d = 0$ 位置处, 当 $\omega = 0.5, 1.0$ 时为一电流峰, 而当 $\omega = 1.5, 2.0$ 时则为一电流谷; 在 $\epsilon_d = \pm 1$ 位置处当 $\omega = 0.5$ 时展示一个电流谷, 而当 $\omega = 1.0, 1.5, 2.0$

时展示一个电流峰. 这意味着通过调节含时外场频率能够实现电流峰与谷之间进行转换.

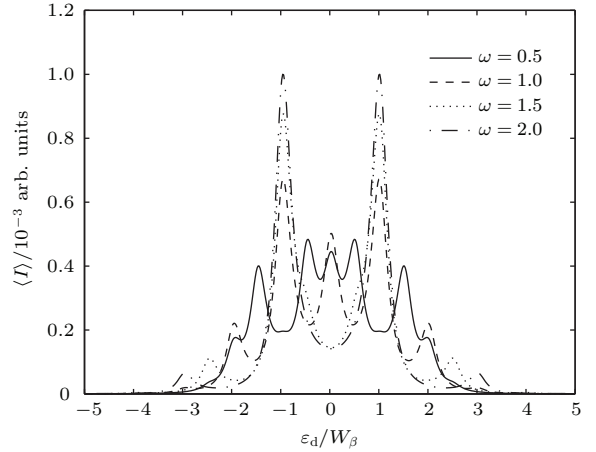


图7 含时外场频率取不同数值时体系平均电流曲线 相关参数选取为 $W_L = W_R = 1.0, t_a = t_b = 1, \phi_R = 0$ 和 $\psi = 0$

Fig. 7. Average current versus quantum dot energy for several values of frequency of time-dependent ac field, with parameters being $W_L = W_R = 1.0, t_a = t_b = 1, \phi_R = 0$ and $\psi = 0$.

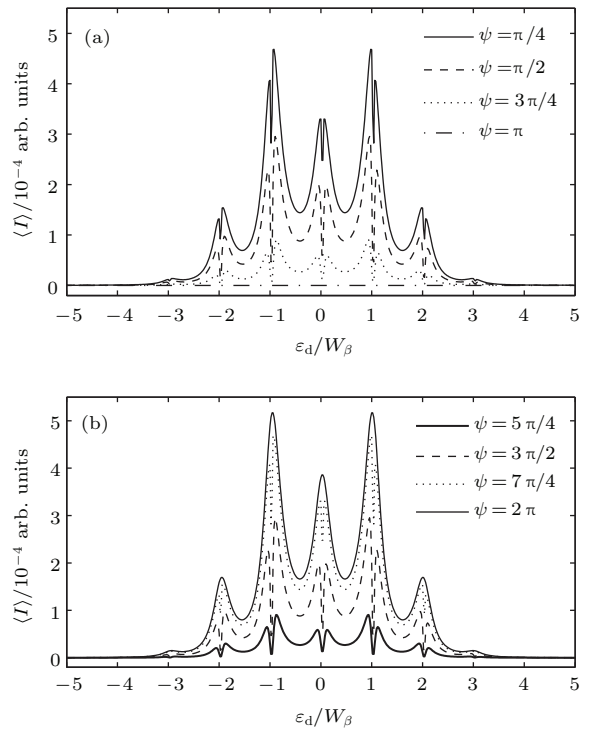


图8 磁通相位因子变化时体系平均电流曲线 相关参数选取为 $W_L = W_R = 1.0, t_a = t_b = 1, \omega = 1.0$ 和 $\phi_R = 0$

Fig. 8. Average current versus quantum dot energy for several values of magnetic flux, with parameters being $W_L = W_R = 1.0, t_a = t_b = 1, \omega = 1.0$ and $\phi_R = 0$.

图8描绘了磁通相位选取为 $0-2\pi$ 之间的几个特殊值时体系的平均电流曲线, 除了磁通 $\psi = \pi, 2\pi$

$\psi = \pi, 2\pi$ 以外, 平均电流曲线中主峰及旁带峰均展示出了劈裂现象. 随着磁通的增大 ($0 < \psi < \pi$), 体系平均电流逐渐变小, 如图 8(a) 所示; 随着磁通进一步增大 ($\pi < \psi < 2\pi$), 体系平均电流反而逐渐变大, 如图 8(b) 所示. 将图 8(a) 与图 8(b) 进行比较, 能够发现磁通取值为 $\psi = \pi/4$, $\psi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/4$ 时的平均电流曲线分别与磁通为 $\psi = 7\pi/4$, $\psi = 3\pi/2$, $\psi = 5\pi/4$ 的平均电流曲线相同. 这些特性体现了体系平均电流随磁通变化的 A-B 效应. 值得注意的是, 当磁通 $\psi = (2n + 1)\pi$ 时, 平均电流恒为零, 这与图 3(b) 中的实线相对应; 而磁通 $\psi = 2n\pi$ 时, 平均电流曲线没有出现劈裂现象, 这与不考虑磁通时完全一致.

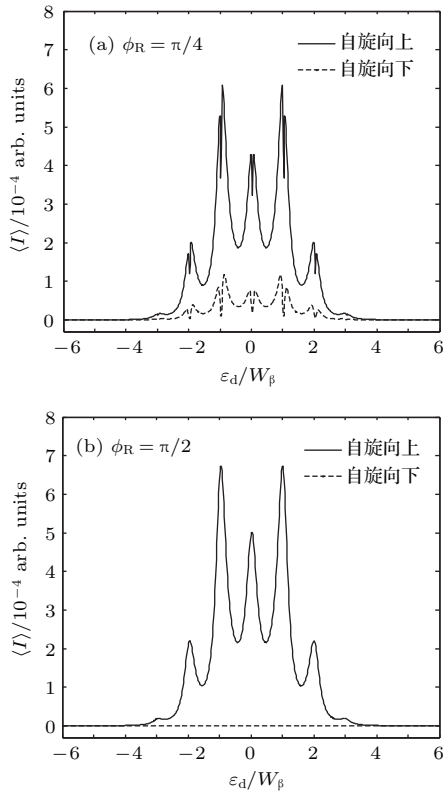


图 9 同时考虑磁通和自旋轨道耦合时的平均电流曲线相关参数选取为 $W_L = W_R = 1.0$, $t_a = t_b = 1$, $\omega = 1.0$, $\psi = \pi/2$; (a) $\phi_R = \pi/4$ 和 (b) $\phi_R = \pi/2$
 Fig. 9. Average current versus quantum dot energy with magnetic flux and Rashba spin orbit coupling taken into consideration. The relevant parameters are chosen as $W_L = W_R = 1.0$, $t_a = t_b = 1$, $\omega = 1.0$, $\psi = \pi/2$, (a) $\phi_R = \pi/4$ and (b) $\phi_R = \pi/2$.

图 9 描绘了同时考虑磁通以及 Rashba 自旋轨道相互作用时与自旋相关的平均电流曲线, Rashba 自旋轨道相位因子 $\phi_R = \pi/4$ 和 $\phi_R = \pi/2$ 时均给出了自旋极化的平均电流. 当磁通相位因子

$\psi = \pi/2$ 和 $\phi_R = \pi/4$ 时, 如图 9(a) 所示, 自旋向上或向下的平均电流主峰及旁带峰均在 $\epsilon_d = n\hbar\omega$ 位置处劈裂. 然而, 当 $\psi = \pi/2$ 和 $\phi_R = \pi/2$ 时, 平均电流曲线中没有出现劈裂现象, 如图 9(b) 所示. 主要原因是: 对于自旋向上的平均电流, 磁通和 Rashba 相位因子的和为 $-\sigma\phi_R + \psi = 0$, 这与不考虑磁通和 Rashba 相互作用时的情况完全相同, 因此没有出现劈裂现象. 这个结果与平行双量子点 A-B 干涉仪的数值计算结果相一致^[21]. 而对于自旋向下的平均电流, 磁通和 Rashba 相位因子的和为 $-\sigma\phi_R + \psi = \pi$, 这将导致电子通过 A-B 干涉仪两臂后的电子波完全干涉相消. 图 9(b) 中完全干涉相消的情况与图 4(b) 中虚线相对应, 这意味着电子波的干涉相消现象并没有受到外加光场作用的影响.

4 结 论

利用含时格林函数技术理论研究了有无含时外场作用下两端线型双量子点分子 A-B 干涉仪的电输运性质. 首先研究了无含时外场作用下体系的电导, 研究发现, 当 $t_a = t_b$ 时, 随着点间耦合强度的增强, 处于电子能级 $\epsilon_d = 0$ 位置处的单共振峰渐渐劈裂成两个共振峰. 当 $t_a \neq t_b$ 时, 能够在电导能谱中观察到 3 或 4 个共振峰. 通过控制穿过 A-B 干涉仪磁通的有无, 能够实现共振峰电导数值在 0 与 1 之间进行转换. 当磁通 $\psi = \pi$ 时, 通过 A-B 干涉仪两臂后的电子波完全干涉相消. 当同时考虑磁通与 Rashba 相互作用时, 能够实现自旋过滤. 在体系引入含时外场时, 平均电流曲线展示了旁带效应. 随着含时外场振幅的增加, 两个主峰降低而旁带峰升高. 调节含时外场频率可以实现电流峰与谷之间的变换. 平均电流随磁通的变化展示出了 A-B 效应. 调节 Rashba 自旋轨道相互作用和磁通, 能够控制与自旋相关的平均电流. 本文的研究结果进一步拓展了耦合多量子点链嵌入 A-B 干涉仪体系电输运性质的认知, 有助于未来设计和实现新型量子功能器件.

参考文献

[1] Ladrón de Guevara M L, Claro F, Orellana P A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195335
 [2] Sun Q, Guo H, Wang J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 258301
 [3] Fang M, Sun L L 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3389

- [4] Chi F, Yuan X, Zheng J 2008 *Nanoscale Res. Lett.* **3** 343
 [5] Xue H J, Lü T Q, Zhang H C, Yin H T, Cui L, He Z L 2011 *Chin. Phys. B* **20** 027301
 [6] Zhao H K, Zhao L L 2011 *Eur. Phys. J. B* **79** 485
 [7] Zhao H K, Wang J, Wang Q 2012 *EPL* **99** 48005
 [8] Gong W J, Zheng Y S, Liu Y, Kariuki F N, Lü T Q 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2934
 [9] Chen X W, Shi Z G, Chen B J, Song K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2426 (in Chinese) [谌雄文, 施振刚, 谌宝菊, 宋克慧 2008 物理学报 **57** 2426]
 [10] Barański J, Domański T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 205451
 [11] He Z L, Bai J Y, Li P, Lü T Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 227304 (in Chinese) [贺泽龙, 白继元, 李鹏, 吕天全 2014 物理学报 **63** 227304]
 [12] Wang Q, Xie H Q, Jiao H J, Li Z J, Nie Y H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 117310
 [13] Chi F, Zheng J 2008 *Superlattices* **43** 375
 [14] Du S F, Sun Q F, Lin T H 2000 *Commun. Theor. Phys.* **33** 185
 [15] Zhao L L, Zhao H K, Wang J 2012 *Phys. Lett. A* **376** 1849
 [16] Yang Z C, Sun Q F, Xie X C 2014 *J. Phys. Condens. Matter* **26** 045302
 [17] Shang R N, Li H O, Cao G, Xiao M, Tu T, Jiang H W, Guo G C, Guo G P 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 162109
 [18] An X T, Mu H Y, Li Y X, Liu J J 2011 *Phys. Lett. A* **375** 4078
 [19] Sokolovshi D 1988 *Phys. Rev. B* **37** 4201
 [20] Kouwenhoven L P, Jauhar S, Orenstein J, McEuen P L, Nagamune Y, Motohisa J, Sakaki H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3443
 [21] Tang H Z, An X T, Wang A K, Liu J J 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 063708
 [22] Sun Q F, Lin T H 1997 *Phys. Rev. B* **56** 3591
 [23] Chen K W, Chang C R 2008 *Phys. Rev. B* **78** 235319
 [24] Sun Q F, Wang J, Guo H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 165310
 [25] Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y 1994 *Phys. Rev. B* **50** 5528
 [26] Wingreen N S, Jauho A P, Meir Y 1993 *Phys. Rev. B* **48** 8487

Electron transport through a two-terminal Aharonov-Bohm interferometer coupled with linear di-quantum dot molecules*

Bai Ji-Yuan¹⁾²⁾ He Ze-Long^{2)†} Li Li^{1)‡} Han Gui-Hua²⁾ Zhang Bin-Lin²⁾
 Jiang Ping-Hui²⁾ Fan Yu-Huan²⁾

1) (Key Laboratory of In-fiber Integrated Optics of Ministry of Education, College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

2) (School of Electrical and Information Engineering, Heilongjiang Institute of Technology, Harbin 150050, China)

(Received 16 April 2015; revised manuscript received 18 June 2015)

Abstract

A two-terminal Aharonov-Bohm (A-B) interferometer coupled with linear di-quantum dot molecules is presented. By employing Keldysh non-equilibrium Green's function technique, the conductance without introducing time-dependent external field and the average current with applying time-dependent external field are theoretically studied. In the absence of time-dependent external field, two identical linear di-quantum dot molecules embedded respectively in the two arms of A-B interferometer lead to degeneracy energy levels. The central resonance peak at $\varepsilon_d = 0$ in the conductance

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11447132), the 111 Project to Harbin Engineering University of the Ministry of Education of China (Grant No. B13015), the Key Laboratory Program of the Ministry of Education of China, and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China

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

‡ Corresponding author. E-mail: lylee_heu@hrbeu.edu.cn

spectrum splits into two resonance peaks as the inter-coupling strength of di-quantum dot increases over a threshold. In the case that the two linear di-quantum dot molecules are different, three or four resonance peaks appear in the conductance spectrum. When tuning magnetic flux $\psi = \pi$, the destructive quantum interference of electron waves in the A-B interferometer takes place. The conversion between 0 and 1 for conductance is performed by switching on/off the magnetic flux, which suggests a new physical scheme of quantum switches. The effect of Rashba spin-orbit interaction on the conductance is discussed. The functionality of spin filter is suggested through adjusting the Rashba spin-orbit coupling strength and the external magnetic flux. When time-dependent external field is applied, the notable side-band effect appears in the average current curve. A series of resonance peaks is produced, with the peak-peak separation of $\hbar\omega$. Two main peaks become reduced as the amplitude of time-dependent external field increases, however, the sideband peaks grow gradually. This indicates that both the magnitude and the position of average current resonance peak are controllable by adjusting the amplitude of time-dependent external field. The sideband effect remains always in the average current curve no matter how much the frequency of time-dependent external field changes. But the increase in the frequency of external field leads to the growth of two main peaks at the bonding and anti-bonding energy respectively, and the decay of the corresponding sideband peaks as well. The conversion between the current peak and valley can be realized by tuning the frequency of time-dependent field. Moreover, the dependence of A-B effect of the average current on the magnetic flux is found. As the magnetic flux is $\psi \neq n\pi$, each peak in average current curves splits into two peaks. But under the condition of $\psi = 2n\pi$, the splitting phenomenon disappears. The spin-dependent average current shows effective controllability by tuning the magnetic flux and Rashba spin-orbit coupling. The results would be useful for gaining a physical insight into electron transport in the multi-quantum-dot molecules coupled A-B interferometer and for designing the quantum devices.

Keywords: nonequilibrium Green's function, quantum dot, electron transport, Aharonov-Bohm interferometer

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

DOI: [10.7498/aps.64.207304](https://doi.org/10.7498/aps.64.207304)