

文章编号:1001-5132 (2008) 04-0557-04

侧向耦合量子点的量子线的自旋输运

葛森权, 熊永建

(宁波大学 理学院, 浙江 宁波 315211)

摘要:提出了理想量子线通过量子点与铁磁导线侧向耦合系统,可实现电子自旋极化输运. 并通过格林函数法计算表明:量子线上的电导产生自旋极化;电导极化率在反共振区有 2 个峰值,且与非共振区的极化方向相反;调整量子点和铁磁导线的耦合强度参数可使电导极化率达到极值.

关键词:量子线;量子点;自旋输运

中图分类号:O488

文献标识码:A

在自旋电子学领域中,量子点的自旋极化传输是个正在被广泛研究的课题^[1]. 电子通过纳米量级的结构与铁磁导线耦合系统时,由于电子自旋和电荷自由度间的相互作用会出现一些特殊的现象,对于量子点则会出现库仑阻塞^[2-4]、自旋积聚和 TMR 效应^[5,6]等现象. 量子点与铁磁导线耦合时,它们之间电子的隧穿几率和自旋有关,这样就可以产生自旋极化. 通过控制量子点上的门电压和导线上的偏压就会产生自旋极化电流,而产生的自旋极化电流是自旋电子领域的主要任务之一.

Souza F M 在量子点两侧分别接上非铁磁性导线和铁磁性导线,发现了电流的自旋极化和整流效应^[7]. Torio M E 等人研究了弹道通道侧向弱耦合一量子点组成系统的电导,在量子点处加磁场后,由于自旋能级分裂,导致不同自旋电导的反共振位置的不同,从而产生自旋过滤效应^[8]. Urban D 等人则提出了量子点与三条铁磁导线耦合而成的系统^[9].

本文则研究了一种新的自旋输运系统,即正常量子线通过量子点与铁磁导线侧向耦合系统. 并

且通过计算表明,量子线的电导出现 2 个极化的反共振峰,更重要的在于非共振区和共振区的电导极化率的方向是相反的,使得我们可以通过控制量子点的能级实现系统的自旋极化反转.

1 模型和方法

本文研究的是理想量子线通过量子点与铁磁导线侧向耦合组成系统,其模型如图 1 所示. 此种结构类似于 T 型量子波导,所不同的是将量子点与铁磁导线弱耦合. 侧向结构中的准束缚态能对量子线的传输特性起很重要的控制作用,量子线中的

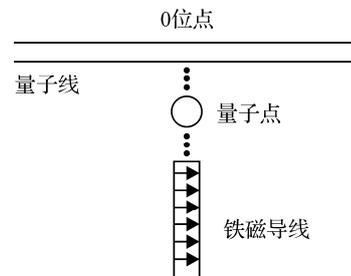


图 1 正常量子线通过量子点与铁磁导线耦合系统

弹道通道和量子点中的共振通道间会互相干涉,而铁磁导线则会对不同自旋的电子传输产生影响.

把量子点看成单能级 Anderson 杂质,系统的哈密顿可以写成:

$$H = H_0 + H_T, \quad (1)$$

其中, H_0 表示无相互作用部分,

$$H_0 = \sum_{k,\sigma,\eta \in \alpha,\beta} \varepsilon_k c_{k\sigma\eta}^+ c_{k\sigma\eta} + \sum_{\sigma} \varepsilon_d d_{\sigma}^+ d_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow}, \quad (2)$$

而 H_T 是系统的隧穿项,

$$H_T = -t' \sum_{\sigma} (d_{\sigma}^+ c_{0\sigma} + c_{0\sigma}^+ d_{\sigma}) + \sum_{k\sigma} (V_{k\sigma\beta} d_{\sigma}^+ c_{k\sigma\beta} + h.c.), \quad (3)$$

其中, $c_{k\sigma\eta}^+$ 为导线上电子产生算符; $\eta = \alpha$ 和 β 分别代表量子线和铁磁导线; d_{σ}^+ 为量子点上电子产生算符; ε_d 为量子点的电子能级,它由加在量子点上的栅极电压控制; U 为量子点上电子间的库仑排斥能. t' 和 $V_{k\sigma\beta}$ 分别是量子点和量子线“0”位点以及铁磁导线之间的隧穿矩阵元, $c_{0\sigma}^+$ ($c_{0\sigma}$) 则是量子线“0”位点上的产生(湮灭)算符,

$$c_{0\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k c_{k\sigma\alpha}, \quad (4)$$

其中, N 代表格点数,它趋于无穷.

我们用格林函数的方法计算系统的电导特性.在低温和小偏压情况下,电子的传输满足 Landauer-Büttiker 公式^[10]:

$$G_{\sigma} = \frac{2e^2}{h} \int \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) T_{\sigma}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5)$$

其中, $f = 1/\{\exp(\varepsilon - \mu)/(k_B T)\} + 1\}$ 表示导线上电子的费米分布函数; $T_{\sigma}(\varepsilon)$ 为电子的传输几率,跟量子线上“0”位点的格林函数 $G_{0\sigma}$ 有关:

$$T_{\sigma}(\varepsilon) = \Gamma^2 |G_{0\sigma}(\varepsilon)|^2, \quad (6)$$

其中, Γ 表示 0 位点和量子线上其他部分之间的耦合强度(耦合强度和量子线上电子的动能成比例). $G_{0\sigma}$ 可以用量子点上的格林函数 $G_{d\sigma}$ 表示:

$$G_{0\sigma}(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon + i\Gamma} \left(1 + \frac{t'^2}{\varepsilon + i\Gamma} G_{d\sigma}(\varepsilon) \right). \quad (7)$$

在不考虑近藤关联的情况下,量子点的格林函

数 $G_{d\sigma}$ 由下式给出:

$$G_{d\sigma}(\varepsilon) = \frac{1}{g_{d\sigma}^{-1}(\varepsilon) - \Sigma_{\sigma}(\varepsilon)}, \quad (8)$$

其中, $g_{d\sigma}(\varepsilon)$ 是不考虑耦合时量子点的格林函数,

$$g_{d\sigma}(\varepsilon) = \frac{1 - n_{\bar{\sigma}}}{\varepsilon - \varepsilon_d} + \frac{n_{\bar{\sigma}}}{\varepsilon - \varepsilon_d - U}. \quad (9)$$

$\Sigma_{\sigma}(\varepsilon)$ 是量子点与导线耦合而产生的自能,在宽带近似下,

$$\Sigma_{\sigma}(\varepsilon) = -i(\Gamma' + \Gamma^{\sigma}), \quad (10)$$

其中 $\Gamma' = t'^2/\Gamma$, 而 $\Gamma^{\sigma}(\varepsilon) = 2\pi \sum_k |V_{k\sigma\beta}|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_k)$ 表示自旋为 σ 的电子和铁磁导线之间的耦合强度,宽带近似下可以看成常数 Γ^{σ} ; $n_{\sigma} = \langle d_{\sigma}^+ d_{\sigma} \rangle$ 表示量子点上的平均电子数,它可以用自洽方法计算,

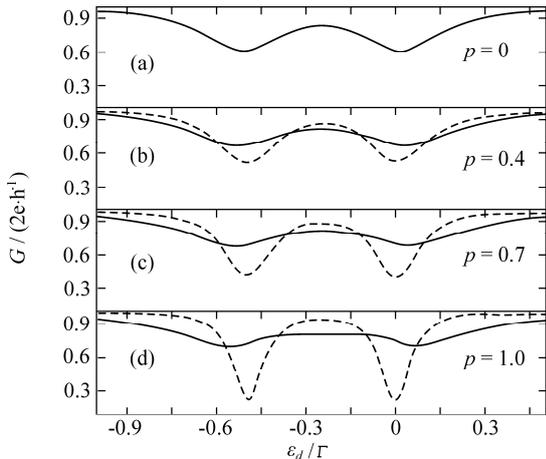
$$n_{\sigma} = -\frac{1}{\pi} \int f(\varepsilon) \text{Im} G_{d\sigma}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (11)$$

2 结果及讨论

在数值计算中,以 Γ 为能量单位,选定量子线上电子的费米能 $\mu = 0$. $p \in [0, 1]$ 表示铁磁导线上的自旋极化度,令 $\Gamma^{\uparrow(\downarrow)} = \Gamma_0(1 \pm p)$.

首先计算量子线电导 G 与量子点能级的关系,如图 2 所示.其中实线和虚线分别表示自旋向上和向下的电导 $G_{\uparrow}, G_{\downarrow}$. 图 2(a) 中 $p = 0$, 电导表现出反共振特性,分别对应于 $\varepsilon_d = 0$ 和 $-U$ 处,但是 G_{\uparrow} 和 G_{\downarrow} 相同,不表现出自旋极化. 当 $\varepsilon_d \rightarrow 0$ 和 $-U$ 时,电子可以在量子线与量子点间共振跃迁,此时电子在量子线上的传输就有 2 条通道,1 条是直接的弹道输运,另 1 条是通过量子点的共振输运. 2 条通道间会产生 Fano 类干涉^[11]. 此时的反射电子波与弹道输运波反相位,产生完全干涉相消,使得电导出现反共振峰. 当远离反共振时,量子点与量子线间的电子隧穿不能发生,电子在量子线上“自由”地传输而不受影响,为理想传输. 然后讨论极化的铁磁导线,如图 2(b)、图 2(c)和图 2(d)所示. 在反共振区,量子点上自旋一个电子向铁磁导线的透射几率比自旋一个电子大,即更多自旋一个电子“漏”

向铁磁导线;相应的反射回量子线的几率比自旋— \downarrow 电子小,从而减弱了干涉相消的效应,使得 G_{\uparrow} 比 G_{\downarrow} 大. 而在非共振区,弹道波与反射波不是严格的反相位,特别在库仑阻塞区,2 列波甚至可产生干涉相长. 此时,由于自旋— \uparrow 电子的反射振幅小于自旋— \downarrow 电子,使得 G_{\uparrow} 比 G_{\downarrow} 小. 所以在反共振区和非共振区,自旋输运表现出不同的极化方向.



参数分别为 $k_B T = 0.01\Gamma$, $U = 0.5\Gamma$, $\Gamma_0 = 0.1\Gamma$, $\Gamma' = 0.05\Gamma$. 在以下各图中, 这些参数不变

图 2 自旋电导随量子点能级的变化

图 3 表示的是电导极化率 $\wp = (G_{\uparrow} - G_{\downarrow}) / (G_{\downarrow} + G_{\uparrow})$ 随量子点能级的变化曲线. \wp 在反共振处有 2 个峰. 其重要的特性是 \wp 的符号在共振区为正值, 而在非共振区为负值. 峰的宽度和高度可由 p 控制, 随着 p 的增大, 峰的宽度变窄, 高度变大. 这些特性使得我们可以通过控制量子点上的电压实现量子线上的自旋输运的反转, 此类比于外加磁场使磁性介质实现磁化方向的反转. 我们用电压控制极化方向反转, 更容易操作, 因为电场的弛豫时

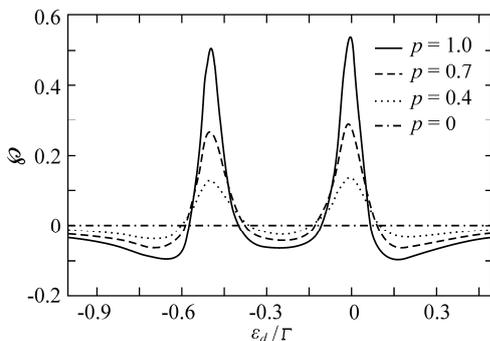


图 3 电导极化率随量子点能级的变化

间远小于外加磁场的弛豫时间.

图 4 显示的是不同 p 值条件下, 系统的最大电导极化率 \wp_{\max} 随 Γ_0 / Γ' 的变化情况. 显然, \wp_{\max} 出现在反共振区. 当 $0 < p < 1$ 时, \wp_{\max} 先增大, 后减小, 在特定的 Γ_0 处达到极大值. 因为此时的铁磁导线不是完全极化, 当 Γ_0 从零开始增大, Γ^{\uparrow} 和 Γ^{\downarrow} 都增大, 但是显然 Γ^{\uparrow} 的增大比 Γ^{\downarrow} 快, 使得自旋— \uparrow 电子波的反共振效应减弱得更快, 所以 G_{\uparrow} 比 G_{\downarrow} 增加得快, 这时的电导极化率迅速增加. 继续增大 Γ_0 , G_{\uparrow} 首先达到饱和值, \wp_{\max} 达到极大值; 当 Γ_0 继续增大, G_{\uparrow} 变化不大, 而 G_{\downarrow} 继续增大, \wp_{\max} 反而减小; 当 Γ_0 增大到使自旋向下的电子在铁磁导线上的透射也达到极值的时候, G_{\downarrow} 也达到饱和值, 从而使电导极化趋于稳定. 当 $p = 1.0$ 时, Γ^{\downarrow} 一直保持为零, G_{\downarrow} 并不变化, 因此, \wp_{\max} 在 G_{\uparrow} 到达饱和值时便趋于稳定. 本文在计算中只考虑低温情况 ($k_B T = 0.01\Gamma$), 在 $k_B T < \Gamma_0$ 时, 计算结果受温度影响很小. 当温度 $k_B T > \Gamma_0$ 时, 电导的 2 个反共振峰逐渐消失, 并导致电导自旋极化效应被极大减弱.

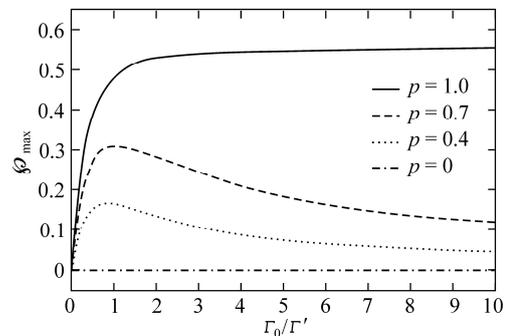


图 4 最大电导自旋极化率随 Γ_0 / Γ' 的变化

3 结论

本文研究了量子线通过量子点与铁磁导线侧向耦合组成的系统的自旋输运性质. 由于 Fano 类干涉, 使得系统电导产生 2 个反共振峰. 而铁磁导线则使系统的电导产生自旋极化. 对应于电导反共振, 电导极化率出现 2 个峰, 且共振区和非共振区自旋极化的方向是相反的, 这个特性使我们能通

过控制量子点上的电压实现量子线上的自旋输运反转.

参考文献:

- [1] Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: fundamentals and applications[J]. Rev Mod Phys, 2004, 76:323-410.
- [2] Barnas J, Fert A. Magnetoresistance oscillations due to charging effects in double ferromagnetic tunnel junctions [J]. Phys Rev Lett, 1998, 80:1 058-1 061.
- [3] Weymann I, Barnas J. Transport characteristics of ferromagnetic single-electron transistors[J]. Phys Status Solidi B, 2003, 236: 651-660.
- [4] Ernult F, Yamane K, Mitani S, et al. Spin-dependent single-electron-tunneling effects in epitaxial Fe nanoparticles[J]. Appl Phys Lett, 2004, 84:3 106-3 108.
- [5] Shimada H, Ootuka Y. Magnetic-field-driven single-electron pump[J]. Phys Rev B, 2002, 64:235 418-235 423.
- [6] Weymann I, Barnas J. Negative differential conductance and magnetoresistance oscillations due to spin accumulation in ferromagnetic double-island devices[J]. Phys Rev B, 2006, 73:033 409-033 412.
- [7] Souza F M, Egues J C, Jauho A P. Quantum dot as a spin-current diode: A master-equation approach[J]. Phys Rev B, 2007, 76:165 303-165 306.
- [8] Torio M E, Hallberg K, Miroshnichenko E, et al. Spin filters with Fano dots[J]. Eur Phys J B, 2004, 37: 399-403.
- [9] Urban D, Matthias B, Jürgen K. Theory of a magnetically controlled quantum-dot spin transistor[J]. Phys Rev B, 2007, 76:125 306-125 311.
- [10] Kicheon K, Young C S, Kim J J, et al. Anti-Kondo resonance in transport through a quantum wire with a side-coupled quantum dot[J]. Phys Rev B, 2001, 63: 113 304-113 307.
- [11] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts[J]. Phys Rev, 1961, 124:1 866-1 878.

Electron Transport Through a Quantum Wire Side-coupled to a Ferromagnetic Lead

GE Sen-quan, XIONG Yong-jian

(Faculty of Science, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: A perfect quantum wire side-coupled to a ferromagnetic lead via an interacting quantum dot is studied to achieve spin transport. By the Green function's theory the conductance through the quantum wire is spin polarized. The conductance polarization reveals two peaks in resonant region with the orientation opposite to that in the nonresonant region. The maximum of conductance polarization can be implemented by tuning the coupling between the quantum dot and the ferromagnetic lead.

Key words: quantum wire; quantum dot; spin transport

CLC number: O488

Document code: A

(责任编辑 章践立)