

嵌入平行量子点的非平衡介观环路的极化电流^{*}

谌雄文¹⁾²⁾ 贺达江¹⁾²⁾ 吴绍全³⁾ 宋克慧¹⁾²⁾

1) 怀化学院物理与电子信息科学系, 怀化 418008)

2) 怀化学院信息科学研究所, 怀化 418008)

3) 四川师范大学物理系, 成都 610068)

(2005 年 11 月 7 日收到, 2006 年 3 月 15 日收到修改稿)

利用格林函数并借助于双杂质 Anderson 模型的哈密顿量, 研究了嵌入平行耦合量子点的非平衡介观环路的磁极化电流性质. 结果表明, 在零温环境中, 随着双量子点耦合强度的增加, 系统的 Kondo 效应被削弱. 在低温环境中, 人为控制和调节一定的电路参数, 极化电流会发生方向的反转, 从而可实现对介观环路的极化.

关键词: 极化电流, 耦合量子点, Kondo 效应, 温度效应

PACC: 7730, 7335, 7335C, 7215Q

1. 引言

纳米技术的发展不仅促进了对单量子点的研究^[1,2], 更是推动了对耦合量子点的研究. 与单量子点系统相比, 耦合量子点系统具有更丰富的物理特性, 它可以作为理想的双杂质模型^[3]用于研究强关联系统, 也可以考虑用作量子计算机的量子门开关^[4]. 因此, 对耦合量子点系统的研究已引起了许多人的兴趣^[4-9]. 非耦合的双量子点设备在实验室已经研制成功^[10], 这给我们验证共振隧穿^[11,12]、协同隧穿^[13-15]、多体关联效应^[16]的理论提供了很好的机遇. 与弹性电子干涉设备相比, 双量子点设备的最大优点是它可以通过调节门电压而操纵电子的相干隧穿. 最近, 极化电流的研究得到了关注, 例如: Li 等^[17]研究了在自旋极化电流存在情况下铁磁导体的磁极化孤子解, 得到了通过调节自旋极化电流来达到实现孤子之间的完全非弹性碰撞的目的; Cho 等^[18]研究了处在不同能级的非耦合双量子点设备电子相干运输的磁极化电流的性质, 但他们没有考虑双量子点之间存在的杂化状态. 因此, 在本文中我们研究了处在不同能级的耦合双量子点设备的电子相干运输的磁极化电流的性质以及 Kondo 效应与磁极化电流的联系, 得到了丰富的物理特性. 在绝对零温和半满 ($\epsilon_F = 0$) 且偏压趋近于零的情况下, 总电流

和磁极化电流随双量子点之间的杂化耦合强度的增加而减小, 最后趋近于零. 这说明随着双量子点之间耦合强度的增加, Kondo 效应被削弱, 甚至被破坏. 在低温环境中, 人为控制和调节一定的电路参数, 磁极化电流会发生方向的反转, 从而可实现对介观环路的极化.

2. 系统的模型

系统的模型如图 1 所示, 双量子点与源电极和漏电极连接, 为电流提供了通道, 但两个量子点之间并不连接, 只是处于杂化耦合状态. 取量子点中的库仑排斥作用 (U) 趋于无穷大, 其哈密顿量为

$$H = \sum_{k,\alpha} \epsilon_{k,\alpha} c_{k,\alpha}^+ c_{k,\alpha} + \sum_{i\sigma} \epsilon_i d_{i\sigma}^+ d_{i\sigma} + \sum_{k,i\sigma} (V_{k,i\sigma} c_{k,\alpha}^+ d_{i\sigma} + \text{H.C.}) + \sum_{\sigma} t_c (d_{1\sigma}^+ d_{2\sigma} + \text{H.C.}), \quad (1)$$

式中 $c_{k,\alpha}^+$ ($c_{k,\alpha}$) 是源电极 ($\alpha = L$) 和漏电极 ($\alpha = R$) 中量子数为 k 、自旋为 σ 的电子产生 (湮没) 算符, $\epsilon_{k,\alpha}$ 是这些电子的能级, $d_{i\sigma}^+$ ($d_{i\sigma}$) 是双量子点 ($i = 1, 2$) 中自旋为 σ 的电子产生 (湮没) 算符, ϵ_i 是双量子点的能级, $V_{k,i\sigma}$ 是双量子点和电极的隧穿耦合, 在对称情

^{*} 四川省应用基础研究基金 (批准号: 02GY029-188) 和四川省教育厅自然科学基金 (批准号: 2003A078) 资助的课题.

[†] E-mail: hnsxw617@yahoo.com.cn

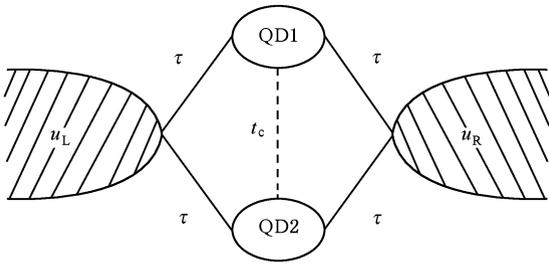


图1 双量子点结构模型

况下 $|V_{k_a, i}| = V_0$, t_c 是双量子点之间的杂化耦合强度.

通过每一个量子点的电流可定义为

$$I_i = \frac{e}{h} \sum_{\sigma} \int d\epsilon (f_L(\epsilon - u_L) - f_R(\epsilon - u_R)) T_i(\epsilon), \quad (2)$$

式中 $T_i(\epsilon)$ 是输运谱函数, 定义为

$$T_1(\epsilon) = \frac{(2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c) \chi(\epsilon - \epsilon_2 + t_c) \tau^2}{(t_c^2 - (\epsilon - \epsilon_1) \chi(\epsilon - \epsilon_2))^2 + (2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c)^2 \tau^2}, \quad (4)$$

$$T_2(\epsilon) = \frac{(2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c) \chi(\epsilon - \epsilon_1 + t_c) \tau^2}{(t_c^2 - (\epsilon - \epsilon_1) \chi(\epsilon - \epsilon_2))^2 + (2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c)^2 \tau^2}. \quad (5)$$

根据电流守恒原理, 电路的总电流 $I = I_1 + I_2$, 因此, 总的传输函数为 $\mathcal{T}(\epsilon) = T_1(\epsilon) + T_2(\epsilon)$, 即

$$\mathcal{T}(\epsilon) = \frac{(2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c)^2 \tau^2}{(t_c^2 - (\epsilon - \epsilon_1) \chi(\epsilon - \epsilon_2))^2 + (2\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2t_c)^2 \tau^2}. \quad (6)$$

在一个量子系统中, 电流关系只要求满足守恒原理, 并不要求总电流大于通过各个量子点的电流, 因此我们研究在 $u_L > u_R$ 情况下的总电流和通过量子点电流的关系. 对于给定的能级 ϵ_1, ϵ_2 , 设

$$\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) < I_1(\epsilon_1, \epsilon_2),$$

可以得到一个电流差值

$$\Delta\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) = I_1(\epsilon_1, \epsilon_2) - \mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2),$$

再根据电流守恒可得

$$\Delta\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) = -I_2(\epsilon_1, \epsilon_2),$$

于是可得 $\Delta\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2)$ 在闭合的双量子点环路中顺时针流动, 使环路顺时针磁极化; 当

$$\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) < I_2(\epsilon_1, \epsilon_2)$$

时, 可得

$$\Delta\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) = -I_1(\epsilon_1, \epsilon_2),$$

$\Delta\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2)$ 在闭合的双量子点环路里逆时针流动, 使环路逆时针磁极化; 当

$$T_i(\epsilon) = \{\tau^L G_{\sigma}^r(\epsilon) \tau^R G_{\sigma}^a(\epsilon)\}_{ii};$$

$f_{\alpha}(\epsilon - u_{\alpha})$ 是电极的费米配分函数 ($u_L = -u_R = eV/2$, V 是加在量子点两端的偏压). 由于隧穿效应, 每个量子点的能级要求一个宽度 $\tau = 2\pi|V|^2 N$, 其中 N 是电极中的电子态密度. 点线耦合矩阵定义为

$$\tau^L = \tau^R = \tau \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix},$$

$G_{\sigma}^r(\epsilon)$ 是双量子点的推迟格林函数矩阵的傅里叶变换,

$$G_{j\sigma}^r(t - t') = -\theta(t - t') \{d_{j\sigma}(t), d_{j\sigma}^+(t')\}.$$

利用格林函数的运动方程可得

$$G_{\sigma}^r(\epsilon) = \begin{bmatrix} \epsilon - \epsilon_1 + i\tau & -t_c + i\tau \\ -t_c + i\tau & \epsilon - \epsilon_2 + i\tau \end{bmatrix}^{-1}. \quad (3)$$

而超前格林函数

$$G_{\sigma}^a(\epsilon) = [G_{\sigma}^r(\epsilon)]^{\dagger},$$

于是可求得传输函数

$\mathcal{K}(\epsilon_1, \epsilon_2) > I_1(\epsilon_1, \epsilon_2), I_2(\epsilon_1, \epsilon_2)$ 时, 环路没有磁极化. 于是我们定义磁极化电流为

$$I_m = -\Delta I,$$

考虑到总电流和磁极化电流应具有相同的形式, 可得

$$I = \frac{e}{h} \sum_{\sigma} \int d\epsilon (f_L(\epsilon - u_L) - f_R(\epsilon - u_R)) \mathcal{T}(\epsilon), \quad (7)$$

$$I_m = \frac{e}{h} \sum_{\sigma} \int d\epsilon (f_L(\epsilon - u_L) - f_R(\epsilon - u_R)) T_m(\epsilon), \quad (8)$$

式中 $T_m(\epsilon)$ 为有效传输函数, 定义为^[18]

$$T_m(\epsilon) = \sum_{i \neq j} \theta(\epsilon_i - \epsilon_j) \chi(\epsilon - (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2 + t_c) \times \theta(\epsilon_i - t_c - \epsilon) T_i(\epsilon) - \theta(\epsilon - \epsilon_j + t_c) \times \theta((\epsilon_1 + \epsilon_2)/2 - t_c - \epsilon) T_i(\epsilon). \quad (9)$$

在零温和偏压趋近零的情况下, 只有处于费米

能级 $\epsilon_F = 0$) 的电子对电流有贡献, 故有

$$I = \frac{2e}{h} \tau T(\epsilon_F), \quad (10)$$

$$I_m = \frac{2e}{h} \tau T_m(\epsilon_F). \quad (11)$$

3. 计算结果及讨论

取量子点的能级为 $(\epsilon_1/\tau, \epsilon_2/\tau) = (0.3, -0.9)$ (可以通过调节门电压而调节量子点的能级, 但在同一极化区的能级变化不会改变磁极化电流的物理本质而只改变磁极化电流的大小), 我们采用数字计算和控制参量的方法, 研究了各种情况下的磁极化电流的特性.

图 2 是零温和偏压趋近于零的情况下的总电流 I 、磁极化电流 I_m 与双量子点杂化耦合强度 t_c 的关系. 从图 2 可以看到: 磁极化电流随耦合强度的增加而较快地减小, 最后趋近于零; 总电流在弱耦合区 ($t_c < 1\tau$) 变化平缓, 进入强耦合区 ($t_c > 1\tau$) 随耦合强度的增加而较快减小, 最后趋近于零. 对于这些变化规律, 我们可以作出如下解释: 如图 3 所示, 在绝对零度情况下, 由于双量子点的四个 Kondo 态互相叠加, 形成了两个新的电子态, 它们的能级为

$$\tilde{\epsilon}_{\mp} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + 4t_c^2}.$$

随杂化耦合强度从 $10\tau \rightarrow 0\tau$, $\tilde{\epsilon}_{\mp}$ 从远离费米能级到趋近费米能级, 而在绝对零度和零偏压的情况下, 线路中的电子大部分都处于费米能级, 当点线能级接近时, 系统的 Kondo 共振非常明显, 故电流较大是可以理解的. 反之, 随着杂化耦合强度的增大, 杂化能级发生明显分裂且远离费米能级, 库仑阻塞效应增强、Kondo 效应减弱, 从而阻碍了电子隧穿通过量子点, 故电流减小. 当双量子点之间的杂化耦合强度增加到库仑阻塞足以压制 Kondo 共振时, 电子几乎不能通过量子点, 电流趋近于零, 此时整个系统几乎被冻结了. 另外还可以看到, 当杂化耦合强度小于 0.3τ 时, 总电流小于磁极化电流, 当杂化耦合强度大于 0.3τ 时, 总电流大于磁极化电流. 这种电流关系正是量子系统的特点.

图 4 是在有限低温下, 固定偏压为 1τ 时的磁极化电流随杂化耦合强度的变化关系. 从图 4 可以看到: 与绝对零度情况下比较, 磁极化电流明显变小了, 这说明温度效应削弱了 Kondo 效应. 这种温度效应在文献 [19, 20] 中研究介观环的持续电流时也有

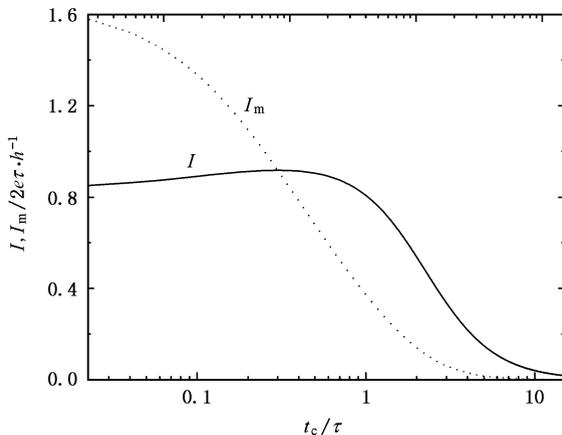


图 2 总电流、磁极化电流与耦合强度关系

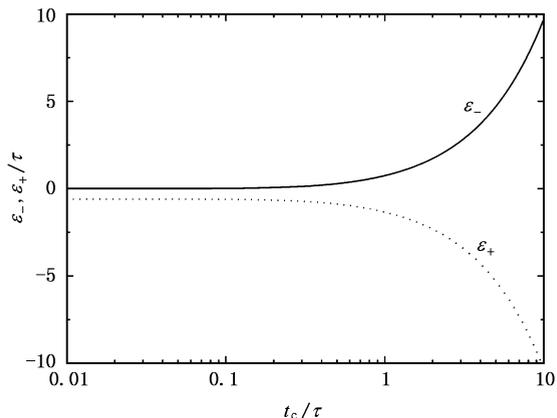


图 3 杂化能级与耦合强度关系

类似的体现. 低温情况与绝对零度情况相比, 磁极化电流的特点又有所不同. 当 $k_B T < 0.1\tau$ 时, 随杂化耦合强度的增加, 磁极化电流会达到它的最大值, 然后急剧减小直至趋近于零. 当 $0.1\tau < k_B T < 0.3\tau$ 时, 随杂化耦合强度的增加, 开始时磁极化电流平稳变化, 然后急剧减小直至趋近于零. 这种现象主要来自于双量子点的杂化能级受温度的影响. 电流的方向随温度升高发生了反转, 这种性质是由 $T_m(\epsilon)$ 反对称性质决定的^[18].

图 5 是有限低温下 (取 $t_c = 1\tau$) 磁极化电流随偏压的变化关系. 从图 5 可以看到: 当 $k_B T < 0.3\tau$ 时, 随偏压的升高磁极化电流会缓慢正向增加, 当偏压增加到 $eV \approx 0.3\tau$ 附近时, 磁极化电流达到正的最大值, 随后又急剧减小直至电流反向增加, 当偏压增加到 $eV \approx 4.0\tau$ 时, 电流趋近平稳. 当 $k_B T > 0.3\tau$ 时

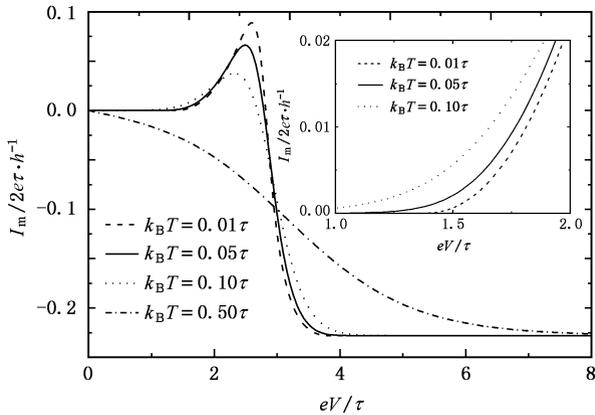


图4 有限低温下磁极化电流与耦合强度的关系 $eV = 1\tau$

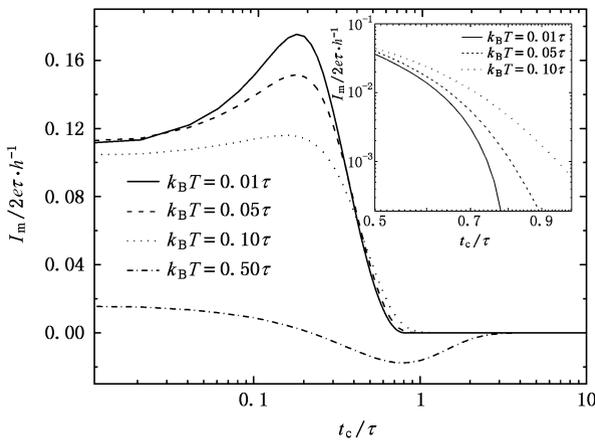


图5 有限低温下磁极化电流与偏压的变化关系 $t_c = 1.0\tau$

(如 $k_B T = 0.5\tau$), 电流随偏压增加反向线性增加直至平稳. 根据实验^[10]所得的参数(隧穿宽度 $\tau \approx 50 \mu\text{eV}$, AB 振动的空间区域 $A = 2.52 \times 10^{-13} \text{ m}^2$), 我们可估算磁极化电流和诱导磁动量 ($|\mu_D| = AI_m$) 的大小: $k_B T = 0.3\tau$ ($T \approx 50 \text{ mK}$), $eV \approx 3.0\tau$, 则 $I_m \approx -0.36 \text{ nA}$, $|\mu_D| = 27\mu_B$ (μ_B 为玻尔磁子). 因此, 通过实验是可以观察到本工作所研究的磁极化电流及其特性的.

4. 结 论

我们利用格林函数并借助于双杂质 Anderson 模型的哈密顿量, 研究了相干输运通过嵌入平行耦合量子点的非平衡介观环路的磁极化电流的性质. 结果表明: 在绝对零温和半满且偏压趋近于零的情况下, 总电流和磁极化电流随量子点之间杂化耦合强度的增加而减小, 最后趋近于零. 这说明随着双量子点耦合强度的增加, Kondo 效应被削弱; 在低温环境中, 人为控制和调节一定的电路参数, 极化电流会发生方向的反转, 从而可实现对介观环路的极化. 由于加在双量子点两端的偏压和电路所处的低温环境都是实验可以达到的, 磁极化电流已达到了利用纳米技术可以观察的程度. 因此, 在未来的量子器件的设计中, 该模型是很有潜力的.

- [1] Ye J F, Ye F, Ding G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 468 (in Chinese)
[叶剑斐、叶 飞、丁国辉等 2003 物理学报 **52** 468]
- [2] Chen X W, Shi Z G, Wu S Q *et al* 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 439
- [3] Büsser C A, Anda E V, Lima A L *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **62** 9907
- [4] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [5] Wu S Q, Chen X W, Sun W L *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2336 (in Chinese)[吴绍全、谌雄文、孙威立等 2004 物理学报 **53** 2336]
- [6] Aono T, Eto M 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125327
- [7] Georges A, Meir Y 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3508
- [8] Aguado R, Langreth D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1946
- [9] Jeong H, Chang A M, Melloch M R 2001 *Science* **293** 2221
- [10] Holleitner A W, Decker C R, Qin H *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.*

- 87** 256802
- [11] Shahbazyan T V, Raikh M E 1994 *Phys. Rev. B* **49** 17123
- [12] Kubala B, König J 2002 *Phys. Rev. B* **65** 245301
- [13] Akera H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 6835
- [14] Loss D, Sukhorukov E V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1035
- [15] König J, Gefen Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3855
- [16] Hofstetter W, Schoeller H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 016803
- [17] Li Z D, Liang J Q, Li L *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066611
- [18] Cho S Y, McKenzie R H, Kang K *et al* 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* **15** 1147
- [19] Cheng H F, Gefen Y, Riedel E K *et al* 1988 *Phys. Rev. B* **37** 6050
- [20] Büttiker M 1985 *Phys. Rev. B* **32** 1846



Magnetic polarization currents in parallel-coupled double-quantum-dot devices^{*}

Chen Xiong-Wen^{1,2)†} He Da-Jiang^{1,2)} Wu Shao-Quan³⁾ Song Ke-Hui^{1,2)}

¹ *Department of Physics and Electronic Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China*

² *Institute of Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China*

³ *Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China*

(Received 7 November 2005 ; revised manuscript received 15 March 2006)

Abstract

We theoretically study the properties of the magnetic polarization currents (MPC) in parallel-coupled double-quantum-dot devices by means of the two-impurity Anderson Hamiltonian and Green functions. It is shown that at zero temperature, the Kondo effect of the system becomes weaker with the increase of the coupling strength. At low temperature, by varying some conditions such as temperature and bias voltage, the direction and magnitude of MPC can be changed, which implies that the magnetic states of the device can be mode up-, non- or down-polarized.

Keywords : magnetic polarization currents, coupled quantum dot, Kondo effect, temperature effect

PACC : 7730, 7335, 7335C, 7215Q

^{*} Project supported by the Foundation for Applied Basic Research of Sichuan Province, China(Grant No. 02GY029-188) and the Natural Science Foundation of the Education Bureau of Sichuan Province, China (Grant No. 2003A078).

[†] E-mail : hnsxw617@yahoo.com.cn