

# 嵌入 T 型耦合双量子点介观 A-B 环系统的 显著 Fano 效应\*

谌雄文<sup>1)†</sup> 谌宝菊<sup>1)</sup> 施振刚<sup>1)‡</sup> 宋克慧<sup>1)‡</sup>

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)

(2008 年 9 月 30 日收到, 2008 年 10 月 18 日收到修改稿)

利用平均场近似理论, 研究了一个嵌入 T 型弱耦合双量子点的介观环系统的基态性质. 结果表明, 体系中复杂的基态性质源于 Kondo 效应与 Fano 效应相互竞争. 当介观环的尺寸达到足以产生完全 Kondo 共振时, 随双量子点间耦合强度的增强, 尖锐的持续电流峰出现了, 且越发显著, 这说明体系中存在着显著的 Fano 效应. 但介观环的 Kondo 共振持续电流峰值却几乎不发生变化, 这为测定 Kondo 屏蔽云提供了一个新的可能模型.

关键词: 耦合量子点, 持续电流, Kondo 效应, Fano 效应

PACC: 7320D, 7335, 7335C, 7215Q

## 1. 引 言

随着纳米器件的制造和操纵技术的飞速发展, 人们对各种介观器件的研究表现出了越来越浓厚的兴趣<sup>[1-18]</sup>, 对介观系统性质的研究也取得了很多有意义的结果. 例如, 文献[2]通过调节 Zeeman 场和 Raman 场, 得到了一个可以用实验直接观察量子关联的光学系统, 为量子效应的检测提供了重要的实验支持. 量子效应的检测与研究是一个非常有价值的课题, 其中, Kondo 效应和 Fano 效应是介观系统中的研究热点之一<sup>[4-8]</sup>. 纳米技术的发展, 为人们通过纳米器件观察和研究 Kondo 效应和 Fano 效应提供了机会, 使得这个领域的理论和实验研究有了长足的进展<sup>[4-11]</sup>. 最近量子点(耦合双量子点)嵌入介观环系统的电子输运性质引起了人们广泛的兴趣<sup>[11-18]</sup>. Affleck 等<sup>[12]</sup>利用微扰方法研究了单量子点嵌入介观环的持续电流(PC), 发现 PC 是  $\xi^0/L$  的函数( $\xi^0$  是 Kondo 屏蔽关联长度,  $L$  是介观环的周长), 于是建议利用单量子点嵌入介观环系统测定 Kondo 屏蔽云. 吴绍全等<sup>[13]</sup>采用平均场近似理论, 也对单量子点(耦合双量子点)嵌入介观环的系统做了一系列研究, 得到了相似的结果. 因此, 利用量子

点介观环系统测定 Kondo 屏蔽云是可能的. 但 Cedraschi 等<sup>[14]</sup>发现介观环中的 PC 很容易受环境的影响. 于是找到理想的量子点介观环系统, 使 PC 在 Kondo 屏蔽情况下表现出良好的稳定性就有它潜在的理论和应用价值. 因此, 我们构造了一个 T 型弱耦合双量子点介观环系统, 并进行了研究. 发现这个系统中, 当介观环的尺寸达到使量子点与介观环产生 Kondo 共振时, 调节双量子点的耦合隧穿强度, 介观环的 Kondo PC 峰值几乎不发生变化, 这为我们测定 Kondo 屏蔽云提供了一个新的可能模型. 此外, 在这个系统中, 除了嵌入介观环中的量子点与介观环之间存在 Kondo 关联外, 还存在以下两条产生 Fano 效应的通道: “介观环-量子点 1(QD1)-介观环”和“介观环-量子点 1(QD1)-量子点 2(QD2)-量子点 1(QD1)-介观环”. 因此, 这个系统是一个 Kondo 效应和 Fano 效应共存的系统, 这导致了这个系统具有更为丰富和复杂的物理性质. 我们利用格林函数和平均场近似理论并借助于单杂质的 Anderson 模型的哈密顿量, 研究了这个系统的基态性质. 结果表明, 体系中的 Kondo 效应与 Fano 效应表现为与介观环的宇称以及尺寸有关的复杂的竞争互补关系. 当介观环的尺寸达到足以产生完全 Kondo 共振时, 随双量子点间耦合强度的增强, 尖锐的持续电流峰出

\* 湖南省自然科学基金(批准号 06jj50014) 湖南省教育厅科研基金重点项目(批准号 06A055)和怀化学院科学研究基金资助的课题.

† E-mail: hnsxw617@yahoo.com.cn

现且越发显著,这说明体系中存在着显著的 Fano 效应.但介观环的 Kondo PC 峰值却几乎不发生变化,这为我们测定 Kondo 屏蔽云提供了一个新的可能模型.此外,在大尺寸介观环情况下,调节双量子点间的耦合隧穿强度,尖锐的超强电流峰出现在相应的磁通位置,显著的 Fano 效应对 Kondo 效应起到强烈压制作用.

## 2. 系统的模型

系统的模型如图 1 所示,这个系统中, QD1 嵌

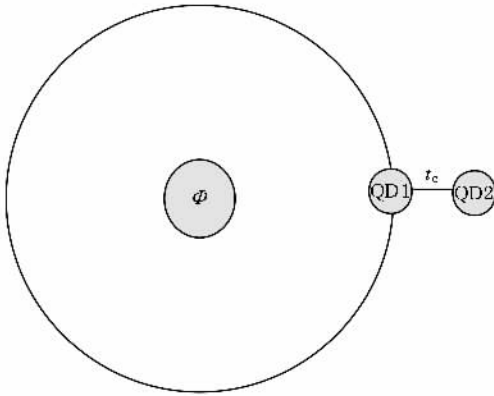


图 1 T 型量子点介观环模型

入介观环中, QD1 中有强大的库仑相互作用 ( $U$ ),而 QD2 通过与 QD1 的耦合隧穿 ( $t_c$ ) 位于介观环一侧,整个系统形成一个 T 型结构.为了简单并能说明问题,我们对 QD2 做单电子近似,对 QD1 取  $U \rightarrow \infty$  禁止双占据态的形成.采用 slave-boson 技巧<sup>[4,13,15]</sup>,得系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{m\sigma} \epsilon_m c_{m\sigma}^+ c_{m\sigma} + \sum_{\sigma} \epsilon_1 f_{\sigma}^+ f_{\sigma} \\
 & + \sum_{\sigma} \epsilon_2 d_{\sigma}^+ d_{\sigma} + \sum_{m\sigma} (t_m c_{m\sigma}^+ b^+ f_{\sigma} + \text{H.c.}) \\
 & + \sum_{\sigma} t_c (d_{\sigma}^+ b^+ f_{\sigma} + \text{H.c.}) \\
 & + \lambda (b^+ b + \sum_{\sigma} f_{\sigma}^+ f_{\sigma} - 1). \quad (1)
 \end{aligned}$$

这里  $c_{m\sigma}^+$  ( $c_{m\sigma}$ ) 是介观环中电子的产生(湮没)算子;  $\lambda$  是 Lagrange 乘子;  $\epsilon_{K(2)}$  是两个量子点中的电子能级;  $\epsilon_{m\sigma}$  是介观环中传导电子的能级,取为  $\epsilon_{m\sigma} = -2t\cos(m\pi/N)$  其中  $m = 1, 2, \dots, N-1$ ,  $t$  和  $N$  分别是介观环中近邻格点跃迁振幅和格点总数(包括 QD1);  $t_m$  是 QD1 与介观环中近邻格点之间的跃迁强

度,取为  $t_m = \sqrt{\frac{2}{N}} \text{isin}\left(\frac{m}{N}\pi\right) (t_{\text{L}} + t_{\text{R}} e^{i\phi} (-1)^{m+1})$ ,其

中  $t_{\text{L}}$  ( $t_{\text{R}}$ ) 是 QD1 与介观环中近邻格点之间的跃迁矩阵元,相因子定义为  $\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ ,其中  $\Phi$  是外磁通,  $\Phi_0$  是磁通量子 ( $\Phi = hc/e$ ).根据 slave-boson 技巧, QD1 中电子的产生(湮没)算子由  $f_{\sigma}^+$  ( $b^+ f_{\sigma}$ ) 表示,准费米算子  $f_{\sigma}^+$  和 slave-boson 算子  $b^+$  分别表示单占据和空占据的量子态.因为 QD1 只能处于空量子态或单占据量子态,因此必须满足约束条件  $b^+ b + \sum_{\sigma} f_{\sigma}^+ f_{\sigma} = 1$ .在平均场近似中,slave-boson 算子  $b$  由一个常数取代,  $\tilde{b} = b(t)$ <sup>[4]</sup>,也就是忽略了算子围绕平均值  $b(t)$  的涨落.这种近似仅适合于描述处于 Kondo 区的量子点(即量子点只有自旋涨落而没有电荷涨落).

根据方程(1)中所选择的规范,介观环中自由电子对自由能的贡献与磁通无关.所以,要计算介观环中的 PC,我们仅需要考虑杂质部分对自由能的贡献,具体可以表示为<sup>[4]</sup>

$$\begin{aligned}
 F = & -\frac{N_{\sigma}}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{K}(\omega) \text{Im} G_f(\omega) d\omega \\
 & + (\tilde{\epsilon}_1 - \epsilon_1) \left( \frac{\Delta}{\Delta_0} - 1 \right). \quad (2)
 \end{aligned}$$

这里,  $f(\omega)$  是费米配分函数;  $\tilde{\epsilon}_1 = \epsilon_1 + \lambda$ ;  $\Delta = \tilde{b}^2 \Delta_0$ , 而  $\Delta_0 = \pi \rho(\epsilon_{\text{F}}) |t(\epsilon_{\text{F}})|^2$ , 其中  $\rho$  是介观环中的电子态密度,考虑系统为半填充的情况(费米能级  $\epsilon_{\text{F}} = 0$ ), 于是有  $\rho(0) = 1/\delta = N/2\pi t$ ,  $\delta$  是介观环中的电子平均能级间隔.定义重正化参数  $\tilde{t}_c = t_c \tilde{b}$ , 利用格林函数的运动方程可求出准费米子  $f_{\sigma}$  的格林函数

$$G_f(\omega) = \frac{\omega - \epsilon_2}{(\omega - \tilde{\epsilon}_1 - i\Delta)(\omega - \epsilon_2) - \tilde{t}_c^2}. \quad (3)$$

两个重正化参数  $\tilde{\epsilon}_1, \Delta$  可以通过自由能最小原理求出.在零温情况下,导出的平均场方程为

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta}{\Delta_0} \sum_{m\sigma} \frac{|t_m|^2}{\left(\epsilon_m - \tilde{\epsilon}_1 - \frac{\tilde{t}_c^2}{\epsilon_m - \epsilon_2}\right)^2 + \Delta^2} + \left(\frac{\Delta}{\Delta_0} - 1\right) = 0, \\
 \sum_{m\sigma} \frac{(\epsilon_m - \tilde{\epsilon}_1) |t_m|^2}{\left(\epsilon_m - \tilde{\epsilon}_1 - \frac{\tilde{t}_c^2}{\epsilon_m - \epsilon_2}\right)^2 + \Delta^2} + (\tilde{\epsilon}_1 - \epsilon_1) = 0. \quad (4)
 \end{aligned}$$

通过标准的热力学公式可求出介观环中 PC 的表达式

$$K(\phi, T) = -\frac{e}{h} \frac{\partial}{\partial \phi} F(\phi, T). \quad (5)$$

在零温情况下, PC 的具体表达式为

$$\mathcal{K}(\phi) = \frac{4et_L t_R \Delta}{\hbar N_0 \Delta_0} \sum_{m\sigma} \frac{(-1)^{m+1} \sin^2\left(\frac{m\pi}{N_0}\right) (\epsilon_m - \tilde{\epsilon}_1)}{\left(\epsilon_m - \tilde{\epsilon}_1 - \frac{\tilde{t}_c^2}{\epsilon_m - \epsilon_2}\right)^2 + \Delta^2} \sin\phi. \quad (6)$$

### 3. 数值计算结果及讨论

我们利用数值计算的方法求解了方程(4)和(6), 分析了这个系统的物理性质. 取  $\epsilon_1 = -0.60$ ,  $\epsilon_2 = -T_K^0$  ( $T_K^0$  是系统在相因子  $\phi = \pi/2$  时系统的 Kondo 温度),  $t_L = t_R = 0.25$ ,  $t = 1$ , 这些参数可以确保系统处于 Kondo 区<sup>[11]</sup>. 在体极限  $\delta \rightarrow 0$  及两个量子点退耦 ( $t_c = 0$ ) 的情况下可以算出  $T_K^0 = 7.8 \times 10^{-4}$ . 应该指出的是, 处在 Kondo 系统的热力学量具有标度函数的特性, 因此参数的选择并不影响系统的物理本质, 而仅仅改变体极限下的特征量  $T_K^0$ .

图 2 显示了在小尺寸介观环 ( $\delta/T_K^0 \approx 50$ , 相当与  $\xi^0/L = 7.95$ ) 中, 在双量子点处于弱耦合 ( $t_c < \Delta_0$ ) 情况下, 介观环中的 PC 随磁通的变化关系. 由于弱耦合时两个量子点是由离子键结合起来的, 它们不能形成一个人造分子, 电子在两个量子点之间的隧穿能力较弱, 这个系统由于两个量子点之间的耦合而产生的 Fano 效应并没有很大程度地破坏 QD1 与介观环组成的单量子点介观环系统的 Kondo 关联效应, 因此, 介观环中 PC 的线型保持了单量子点介观环系统的准正旋型<sup>[11, 17]</sup>. 而且, 由于小尺寸介观环中的尺寸效应压制了 QD1 和介观环的强 Kondo 效应, 介观环中的电子并没有完全屏蔽 QD1 的电子, 电子隧穿通过量子点的速度较慢, 因此, 介观环中 PC 的峰值不大. 从图 2 我们还可以看到: 双量子点之间的耦合强度对介观环中 PC 的影响具有明显的宇称差异性. 对于偶宇称介观环 (环中有偶数对电子), 随着耦合强度的增强, PC 的峰值先增加后减小, 依次交替进行. 对于奇宇称介观环 (环中有偶数对加一个电子), PC 随着耦合强度的增加而受到越来越强的压制. 我们可以对这种现象解释如下: 在小尺寸介观环中, 虽然 QD1 杂质的自旋没有完全被介观环中的传导电子的自旋屏蔽云屏蔽, 但偶宇称介观环的 Kondo 效应相对于奇宇称的介观环还是比较强的<sup>[11, 15, 17, 19]</sup>, QD1 与介观环中传导电子之间的 Kondo 关联比较活跃. 因此当两量子点之间的耦合强度增

加时, 体系通过两个量子点耦合形成的 Fano 效应在无法与体系的 Kondo 效应抗衡的情况下, 反而促使介观环中的传导电子更多地包围杂质 QD1, 使 Kondo 效应得到弱增强, 导致介观环中的 PC 增加, 但毕竟 QD1 没有被完全屏蔽, 这种 Kondo 弱增强效应并不稳定. 随两量子点之间的耦合强度增加的 Fano 效应达到足以抗衡 Kondo 效应时, 不稳定的 Kondo 屏蔽效应就会被压制甚至被破坏, 介观环中的 PC 突然减小, 在一个新的水平上回到类似零耦合时的情形. 然后随量子点耦合强度的增加又重复以上物理过程, 反复变化. 而对于奇宇称介观环, 体系的 Kondo 效应比偶宇称要弱一些<sup>[15, 17, 19]</sup>, 故两个量子点之间的耦合强度增加时, 介观环中的 Fano 效应一开始就足以抗衡很弱的 Kondo 效应, 它压制了体系的 Kondo 效应, 导致介观环中的 PC 被强烈压制. Fano 效应和 Kondo 效应的这两种竞争互补关系, 在以前的相关研究也有类似报道<sup>[20-22]</sup>. 但上述两种效应同存于一个系统且表现为宇称的差异性, 这在以前相关的研究中未见报道<sup>[11-22]</sup>.

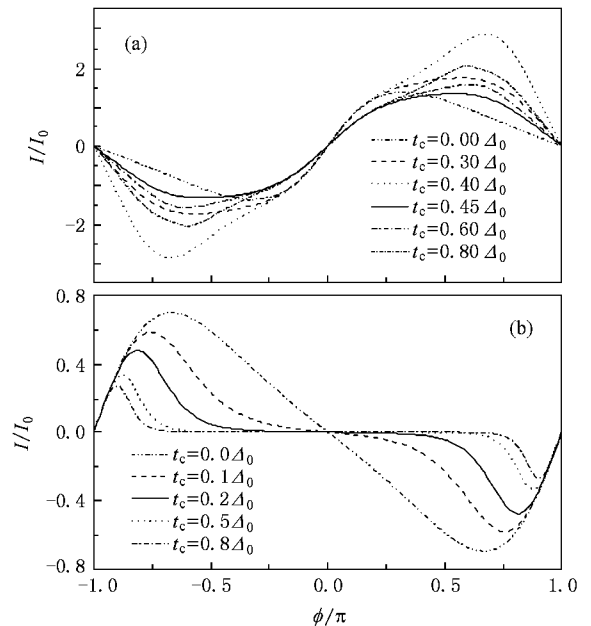


图 2 当  $\delta/T_K^0 \approx 50$  时, 不同耦合强度下的电流-相位关系 (a) 偶宇称 (b) 奇宇称

图 3 显示了中尺寸介观环 ( $\delta/T_K^0 \approx 3.5$ , 相当与  $\xi^0/L \approx 0.5$ ) 的 PC 随磁通的变化关系. 当两个量子点退耦 ( $t_c = 0.0 \Delta_0$ ) 时, 只有 QD1 与介观环之间存在 Kondo 关联, 且此时介观环中的传导电子的自旋屏蔽云完全屏蔽了杂质 QD1, 导致系统处于完全 Kondo

共振状态,系统的 PC 线型由非完全屏蔽的准正弦线型变为准锯齿线型<sup>[13,15,19]</sup>.由于介观环的宇称差异性,使偶宇称介观环在磁通  $\phi \rightarrow 0.0\pi$  时, Kondo 共振达到最强,导致 Kondo PC 峰在此位置出现<sup>[13,15]</sup>,而奇宇称介观环的 Kondo PC 峰值出现在  $\phi \rightarrow \pm\pi$ .当双量子点之间的耦合强度稍增强时, Fano 效应也明显表现活跃,系统的 PC 在磁通的另一位置出现了有别于 Kondo PC 峰的尖锐 PC 峰,且随耦合强度的增强而增大,这是 Fano 效应增强的明显特征<sup>[20,21]</sup>.这显示了该系统存在潜在的强 Fano 干涉机制,只要稍加扰动它就会被激发而显示出来,这一点在大尺寸介观环系统中更为明显.与此同时,我们惊奇地发现,这个系统不论是处于奇宇称还是偶宇称,由于体系在出现 Kondo PC 峰值的磁通位置处的 Kondo 共振最强,随弱耦合强度的增强而增强的 Fano 效应在 Kondo 共振位置处不足以影响强大的 Kondo 共振效应,故导致 Kondo PC 峰值几乎不受双量子点的弱耦合强度的影响,始终保持稳定.这是一个非常良好的品质,在其他类似量子点-介观环系统中还没有看到这样的结果<sup>[11-18]</sup>.因而这个体系可能是测定 Kondo 屏蔽云大小的一个潜在的模型.

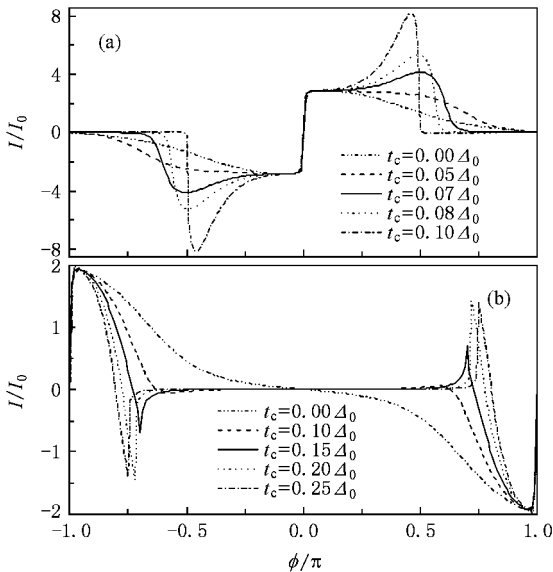


图 3 当  $\delta/T_k^0 \approx 3.5$  时,不同耦合强度下的电流-相位关系

(a)偶宇称 (b)奇宇称

图 4 显示了大尺寸介观环 ( $\delta/T_k^0 \approx 1.0$ ) 的 PC 随磁通的变化关系.此时,由于体系的量子尺寸效应的削弱甚至消失,在双量子点退耦情况下尽管存在较弱的 Kondo 共振,体系的 PC 还是被较明显地压制<sup>[11]</sup>.由于大尺寸介观环的 Kondo 共振非常弱<sup>[11]</sup>,

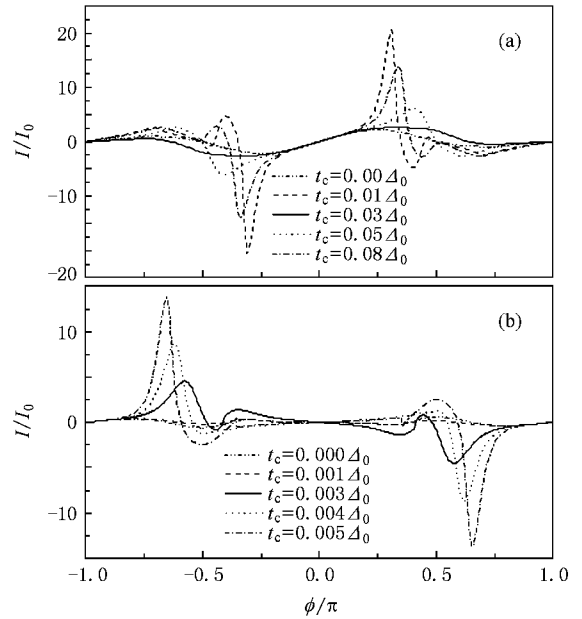


图 4 当  $\delta/T_k^0 \approx 1.0$  时,不同耦合强度下的电流-相位关系

(a)偶宇称 (b)奇宇称

体系的 Fano 效应对体系的基态性质起了主要的支配作用,故当双量子点的耦合强度稍微增强时,就激发出显著的 Fano 效应,导致体系的 PC 线型变为非常明显的 Fano 线型,且峰值剧烈增加至中尺寸介观环尖锐 Fano 峰值的 3—5 倍,而其他位置的 PC 却被强烈地压制.从图 4 还可以看到,奇宇称介观环显著的 Fano 干涉的激发比偶宇称要容易得多,只要稍增强双量子点之间的耦合强度就激发出显著的 Fano 干涉现象,而偶宇称介观环要激发显著的 Fano 干涉效应,双量子点之间的耦合强度要调至奇宇称介观环的 10 倍左右.大尺寸介观环的 Fano 效应是奇宇称介观环强于偶宇称介观环,这主要源于偶宇称介观环的 Kondo 效应强于奇宇称介观环的 Kondo 效应和量子尺寸效应削弱的共同作用.自从 20 世纪初建立量子理论后,从量子理论所得到的微观粒子能量的量子化和物质波的相干性并不能从实验中观测到.随着纳米技术的进步,从实验直接观测量子效应已经成为可能,人们首先在一个介观 Aharonov-Bohm(A-B)环中观测到了这一现象<sup>[21]</sup>.然而,由于介观 A-B 环中的 PC 比较小,人们通常是通过测定介观环的磁矩而达到测定 PC 的目的.在这个系统中,由于有显著的 Fano PC 峰值的存在,使得我们可以直接通过测定 Fano PC 峰值来研究 Fano 效应,而不必去测介观环的磁矩.因此,这个系统在观测量子效应的实验中也有其优良的 PC 品质,故它是一个具

有潜在理论价值和应用价值的模型.

## 4. 结 论

我们利用格林函数和平均场近似理论并借助于单杂质的 Anderson 模型的哈密顿量, 研究了一个嵌入 T 型弱耦合双量子点介观环系统的持续电流变化, 分析了这个系统的基态性质. 结果表明: 体系中的 Kondo 效应与 Fano 效应表现为与介观环的宇称

以及尺寸有关的复杂的竞争互补关系. 当介观环的尺寸达到足以产生完全 Kondo 共振时, 随双量子点间耦合强度的增强, 尖锐的持续电流峰出现且越发显著, 这说明体系中存在着显著的 Fano 效应. 但介观环的 Kondo PC 峰值却几乎不发生变化, 这可能为我们测定 Kondo 屏蔽云提供了一个新的模型. 此外, 在大尺寸介观环情况下, 调节双量子点间的耦合隧穿强度, 尖锐的超强电流峰在相应的磁通位置出现, 显著的 Fano 效应对 Kondo 效应起到强烈压制作用.

- [ 1 ] He P B, Li Z D, Pan A L, Wan Q, Zhang Q L, Wang R X, Liu W M, Zou B S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 054420
- [ 2 ] Ji A C, Xie X C, Liu W M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 183602
- [ 3 ] Li Z D, Li Q Y, Li L, Liu W M 2007 *Phys. Rev. E* **76** 026605
- [ 4 ] Hemson A C 1993 *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge: Cambridge University Press) pp176—179
- [ 5 ] Ye J F, Ye F, Ding G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 468 (in Chinese) [ 叶剑斐、叶 飞、丁国辉 2003 物理学报 **52** 468 ]
- [ 6 ] Zhou B, Wu S Q, Sun W L, Zhou X L 2004 *Chin. Phys.* **13** 225
- [ 7 ] Liao W H, Zhou G H 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2922
- [ 8 ] Chen F, Zhou G H 2006 *Phys. Rev. B* **73** 125335
- [ 9 ] 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 ]
- [ 10 ] van der Wiel W G, De Franceschi S, Fujisawa T, Elzerman J M, Tarucha S, Kouwenhoven L P 2000 *Science* **289** 2105
- [ 11 ] Kang K, Shin S C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5619
- [ 12 ] Affleck I, Simon P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2854
- [ 13 ] Wu S Q, Sun W L, Yu W L, Wang S J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2910 (in Chinese) [ 吴绍全、孙威立、余万伦、王顺金 2005 物理学报 **54** 2910 ]
- [ 14 ] Cedraschi P, Ponomarenko V V, Büttiker M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 346
- [ 15 ] Chen X W, He D J, Song K H 2006 *Commun. Theor. Phys.* **46** 343
- [ 16 ] Luo H G, Wang S J, Jia C L 2002 *Phys. Rev. B* **66** 235311
- [ 17 ] Bing D, Ding G H, Cui H L, Lei X L 2005 *Europhys. Lett.* **69** 424
- [ 18 ] Kang K, Cho S Y, Kim J J 2002 *Phys. Rev. B* **65** 153303
- [ 19 ] Ding G H, Bing D 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195327
- [ 20 ] Wu B H, Cao J C, Ahn K H 2005 *Phys. Rev. B* **72** 165313
- [ 21 ] Güçlü A D, Sun Q F, Guo H 2003 *Phys. Rev. B* **68** 245323
- [ 22 ] van Houten H, van Wees B J, Heijman M G J, Andre J P 1986 *Appl. Phys. Lett.* **49** 1781

# Giant Fano interference in a T-shaped coupled quantum-dot mesoscopic A-B ring <sup>\*</sup>

Chen Xiong-Wen<sup>1,2,†</sup> Chen Bao-Ju<sup>1)</sup> Shi Zhen-Gang<sup>1,2)</sup> Song Ke-Hui<sup>1,2)</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics and Electronic Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China*

<sup>2</sup> *Research Institute of Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China*

( Received 30 September 2008 ; revised manuscript received 18 October 2008 )

## Abstract

Using the slave-boson mean-field approximation, we theoretically study the properties of the ground state of T-shaped-coupled quantum-dot Aharonov-Bohm (A-B) ring in the Kondo regime by means of one impurity Anderson Hamiltonian. It is found that in this system, the complex physical properties are determined by the interplay of the Kondo-Fano effect. When the free electron spin of quantum dot embedded in A-B ring is screened, with the increase of coupling between the dots, a giant increasing sharp persistent current (PC) peak appears, which implies that a giant Fano interference exists in this system. But, in this case, the Kondo PC peak is not affected. Thus this model may be a new candidate Kondo screening cloud.

**Keywords** : double coupled quantum dots, persistent current, Kondo effect, Fano effect

**PACC** : 7320D, 7335, 7335C, 7215Q

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Hunan Province, China ( Grant No. 06jj50014 ), the Key Program of the Scientific Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China ( Grant No. 06A055 ) and the Scientific Research Foundation of Huaihua University, China.

<sup>†</sup> E-mail : hnsxw617@yahoo.com.cn