

# 嵌入耦合量子点的介观 Aharonov-Bohm 环内的持续电流

吴绍全<sup>1)</sup> 谌雄文<sup>1)</sup> 孙威立<sup>1)</sup> 王顺金<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 四川师范大学物理系, 成都 610068)

<sup>2)</sup> 西南交通大学现代物理研究所, 成都 610031)

(2003 年 10 月 8 日收到, 2003 年 11 月 18 日收到修改稿)

使用双杂质的 Anderson 模型的哈密顿量, 从理论上研究了一个嵌入耦合量子点的介观 Aharonov-Bohm 环系统处在 Kondo 区时的基态性质, 并用 slave-boson 平均场方法求解了哈密顿量. 结果表明, 在这个系统中, 宇称效应和复杂的电流-相位关系的出现反映了两个量子点可以相干耦合.

关键词: 持续电流, 耦合量子点, 宇称效应, Kondo 效应

PACC: 7335, 7335C, 7215Q

## 1. 引言

纳米技术的进步不仅促进了对单量子点系统的研究, 更是推动了对耦合量子点系统的研究. 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<sup>[1]</sup>, 它不仅可以作为理想的双杂质模型<sup>[2]</sup>, 用于研究强关联系统, 而且也可以用作量子计算机中的量子门开关<sup>[3]</sup>. 因此, 对耦合量子点系统的研究已引起了人们的兴趣<sup>[4-9]</sup>.

通过改变两个量子点之间(点-间)的耦合强度( $t_c$ ), 耦合量子点系统能够从一个弱耦合隧穿区进入一个强耦合隧穿区, 处在两个不同隧穿区的耦合量子点系统具有完全不同的物理性质<sup>[10-12]</sup>. 在弱耦合隧穿区( $t_c < \Delta_0$ ,  $\Delta_0$  是量子点与导线之间的耦合强度), 两个量子点不能形成一个人造分子, 每个量子点都保持其电子能级和电荷的量子化. 因而, 为了通过耦合量子点, 电子不得不分别隧穿通过两个量子点. 为了维持电子的相干性, 两个量子点应该有相同的电子能级. 当系统处于 Kondo 区时, 每个量子点都与其耦合的导线形成了 Kondo 关联<sup>[13]</sup>. 此时, 电子可以从一个 Kondo 态跃动到另一个 Kondo 态, 由此而通过耦合量子点. 而在强耦合隧穿区( $t_c > \Delta_0$ ), 两个量子点相干耦合形成了一个人造

分子, 两个电子态相干地耦合在一起. 此时, 单个的量子点不再有电子能级和电荷的量子化, 电子也不能被看作是一个粒子而位于一个特定的量子点内, 它一定要被视为一个分布在两个量子点上的相干波. 在 Kondo 区两个 Kondo 态的相干耦合导致 Kondo 共振峰分裂成为两个峰, 分别对应于成键和反键态.

一个有趣的介观系统是 把一个串联耦合的双量子点嵌入到一个介观 Aharonov-Bohm(A-B) 环内, 研究处于 Kondo 区的耦合量子点系统对持续电流的影响. 因为持续电流是绕环运动的电子保持其相位相干的结果, 因此持续电流在不同大小的介观环中随磁通的变化, 直接给出了两个量子点相干耦合的情况. 本文的计算表明, 弱耦合和强耦合的量子点系统对持续电流有完全不同的影响. 当双量子处于弱耦合时, 系统没有宇称效应, 在不同大小的介观环中, 持续电流随磁通仅作简谐振动; 现当双量子处于强耦合时, 出现了宇称效应, 并有一个复杂的电流-相位关系.

## 2. 系统的模型

一个处于 Kondo 区的耦合量子点系统可以用 ( $N_s = 2$ ) 重自旋简并的双杂质 Anderson 模型<sup>[5,7]</sup>, 取

†通讯联系人. E-mail: sqwu@yaho.com.cn

极限  $U \rightarrow \infty$  ( $U$  是量子点中的库仑排斥作用), 采用 slave-boson 技巧, 其哈密顿量为

$$H = \sum_{m\sigma} \epsilon_{m\sigma} c_{m\sigma}^+ c_{m\sigma} + \sum_{\alpha \in \{L, R\}} \epsilon_{\alpha} f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} + \frac{t_c}{N_{\sigma}} \sum_{\sigma} (f_{L\sigma}^+ b_L b_R^+ f_{R\sigma} + \text{H.c.}) + \frac{1}{\sqrt{N_{\sigma}}} \sum_{\alpha \in \{L, R\}} (t_{\alpha m} c_{m\sigma}^+ b_{\alpha}^+ f_{\alpha\sigma} + \text{H.c.}) + \sum_{\alpha \in \{L, R\}} \lambda_{\alpha} \left( \sum_{\sigma} f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} + b_{\alpha}^+ b_{\alpha} - 1 \right), \quad (1)$$

式中  $c_{m\sigma}^+$  ( $c_{m\sigma}$ ) 是环中电子的产生(湮没)算子,  $\lambda_{\alpha}$  是 Lagrange 乘子,  $\epsilon_{\alpha}$  是左(右)量子点中的单电子能级,

$$\epsilon_{m\sigma} = -2t \cos\left(\frac{m}{N-1}\pi\right),$$

$$t_{Lm} = \sqrt{\frac{2}{N-1}} \text{isin}\left(\frac{m}{N-1}\pi\right) t_L$$

和

$$t_{Rm} = \sqrt{\frac{2}{N-1}} \text{isin}\left(\frac{m}{N-1}\pi\right) t_R e^{i\phi} (-1)^{m+1},$$

式中  $m = 1, 2, \dots, N-2$ ,  $t$  和  $N$  分别是环中近邻格点跃迁振幅和格点总数(包括两个量子点),  $t_{\alpha}$  是左(右)量子点与其近邻格点之间的跃迁矩阵元. 相因子定义为  $\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ ,  $\Phi$  是外磁通,  $\Phi_0$  是磁量子 ( $= hc/e$ ). 根据 slave-boson 技巧, 左(右)量子点能级表示:  $d_{\alpha}^+$  ( $d_{\alpha}$ )  $f_{\alpha}^+$  ( $f_{\alpha}$ )  $b_{\alpha}^+$  ( $b_{\alpha}$ ) 准-费米算子和 slave-boson 算子  $b_{\alpha}^+$  ( $b_{\alpha}$ ) 分别表示单占据的和空的量子态. 因为左(右)量子点只能处于空的量子态或单占据量子态, 因此必须满足约束条件:

$$b_{\alpha}^+ b_{\alpha} + \sum_{\sigma} f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} = 1.$$

在平均场近似中, slave-boson 算子  $b_{\alpha}$  由一个常数取代,

$$\bar{b}_{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{N_{\sigma}}} \langle b_{\alpha}(t) \rangle,$$

亦即忽略了算子围绕平均值  $\langle b_{\alpha}(t) \rangle$  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, 没有电荷涨落).

根据方程(1)中所选择的规范, 环中自由电子对自由能的贡献与磁通无关. 为了计算持续电流, 仅需考虑杂质部分对自由能的贡献, 可表示为<sup>[14]</sup>

$$F(\phi, T) = -\frac{N_{\sigma}}{\beta} \sum_{i\omega_n} \text{ImTr} \ln M + \sum_{\alpha \in \{L, R\}} (\bar{\epsilon}_{\alpha} - \epsilon_{\alpha}) \chi (2\bar{b}_{\alpha}^2 - 1), \quad (2)$$

式中  $2 \times 2$  阶矩阵  $M$  中各分量是  $M_{\alpha\alpha} = -i\omega_n + \bar{\epsilon}_{\alpha} - i\Delta_{\alpha}$ ,  $M_{12} = -(\bar{t}_c - i\Delta_{RL})$ , 以及  $M_{21} = -(\bar{t}_c - i\Delta_{LR})$ .  $\bar{\epsilon}_{\alpha} = \epsilon_{\alpha} + \lambda_{\alpha} \Delta_{\alpha} = \pi \bar{b}_{\alpha}^2 \sum_m t_{\alpha m}^2 \delta(\omega - \epsilon_{m\sigma})$  和  $\Delta_{LR} = \Delta_{RL}^* = \pi \bar{b}_L \bar{b}_R \sum_m t_{Lm}^* t_{Rm} \delta(\omega - \epsilon_{m\sigma})$ ,  $\bar{t}_c = t_c \bar{b}_L \bar{b}_R$ .

两个重整化参数  $\bar{\epsilon}_{\alpha}$  和  $\bar{b}_{\alpha}$  满足的平均场方程可以通过自由能最低原理求出, 零温时所导出的平均场方程为

$$\sum_{m\sigma} \frac{B_{\alpha} m\sigma}{A_{m\sigma}} + 2\bar{b}_{\alpha}^2 - 1 = 0, \quad \sum_{m\sigma} \frac{(\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) B_{\alpha} m\sigma}{A_{m\sigma}} + \chi (\bar{\epsilon}_{\alpha} - \epsilon_{\alpha}) \bar{b}_{\alpha}^2 = 0, \quad (3)$$

式中

$$B_{\alpha} m\sigma = (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) |t_{\alpha} m\sigma|^2 \bar{b}_{\alpha}^2 + \bar{t}_c^2 |t_{\alpha} m\sigma|^2 \times \bar{b}_{\alpha}^2 + \bar{t}_c (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) \chi (t_{Lm}^* t_{Rm} + t_{Rm}^* t_{Lm}) \bar{b}_L \bar{b}_R, \quad A_{m\sigma} = ((\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) \chi (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) - \bar{t}_c^2) \chi + (\Delta_{RR} (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) + \Delta_{LL} (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) + \bar{t}_c (\Delta_{LR} + \Delta_{RL})) \chi.$$

通过标准的热力学公式, 持续电流的表达式为

$$I(\phi, T) = -\frac{e}{\hbar} \frac{\partial}{\partial \phi} F(\phi, T). \quad (4)$$

由此, 可求出零温时的电流表达式为

$$I(\phi) = \frac{4e}{\hbar} \frac{t_L t_R \bar{b}_L \bar{b}_R \bar{t}_c}{N-1} \times \sum_{m\sigma} \frac{((\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) \chi (\epsilon_{m\sigma} - \bar{\epsilon}_{\alpha}) - \bar{t}_c^2) \text{sin}^2\left(\frac{m}{N-1}\pi\right) (-1)^{m+1}}{A_{m\sigma}} \times \text{sin}\phi. \quad (5)$$

在本文的计算中, 为了既简单又能说明问题, 可以仅仅考虑对称的双量子点系统, 即, 满足条件  $\epsilon_L = \epsilon_R$

$= \epsilon_0$  和  $t_L = t_R = t_0$ . 亦即意味着  $\bar{b}_L = \bar{b}_R = \bar{b}_0$ ,  $\lambda_L =$

$\lambda_R$ , 以及  $t_{Lm} = t_{Rm} = t_m$ ,  $\Delta_{LL} = \Delta_{RR} = \bar{b}_0^2 \Delta_0 =$

$\pi \bar{b}_0^2 |t_m(\epsilon_F)|^2 \rho(\epsilon_F)$ ,  $\rho$  是介观环中的电子态密度.

这样可以确保隧穿通过耦合量子系统的电子相位的相干性, 考虑系统为半填充情况 ( $\epsilon_F = 0$ ), 即系统的电子总数等于系统的格点总数. 此时有  $\rho(0) = 1/\delta = (N-1)/2\pi t$ ,  $\delta$  是介观环中的电子平均能级间隔.

在 Kondo 区, 取参数  $\epsilon_0 = -0.35$ ,  $t_0 = \sqrt{0.8}$  和  $t = 1$ , 可以算出在体极限下 ( $\delta \rightarrow 0$ ) 和两个量子点退耦 ( $t_c = 0$ ) 时, 其 Kondo 温度为  $T_K^0 = 1.53 \times 10^{-3}$ .

### 3. 计算结果与讨论

本文采用数字计算方法,求解了平均场方程(3),从而计算了耦合的双量子点系统在不同耦合区时,其分子轨道能级和持续电流峰值随电子平均能级间隔  $\delta$  的变化;弱(强)耦合量子点系统在不同大小的介观环中,对持续电流的影响及持续电流随磁通的变化,计算结果分别讨论如下.

图 1 给出在  $\varphi = \pi/2$  时,耦合量子点中两个电子态的能级位置随介观环的电子平均能级间隔  $\delta$  的变化情况.点-间隧穿耦合  $t_c$  的存在,导致两个量子点中 Kondo 共振态的相干叠加,形成了两个新的电子态.可以算出两个新电子态的能级位置为

$$\bar{\epsilon}_{\pm} = \frac{1}{2}((\bar{\epsilon}_L + \bar{\epsilon}_R) \pm \sqrt{(\bar{\epsilon}_L - \bar{\epsilon}_R)^2 + 4t_c}).$$

当  $t_c = 0$  时,两个量子点退耦,此时有  $\bar{\epsilon}_{\pm} = \bar{\epsilon}_{L(R)}$ .重整化参数  $\bar{\epsilon}_{L(R)}$  给出了出现在左(右)量子点中 Kondo 共振峰的位置.从图 1 可以看到,当  $\delta/T_K^0 > 1$  时,尺寸效应的存在使得两个 Kondo 共振峰的位置  $\bar{\epsilon}_{L(R)}$  都高于费米能级,并随电子平均能级间隔  $\delta$  的减小而趋近于费米能级.最后,当尺寸效应消失时( $\delta/T_K^0 < 1$ ),其共振位置  $\bar{\epsilon}_{L(R)}$  基本上位于费米能级上,与一般介观系统中 Kondo 共振一样<sup>[5]</sup>.

当  $t_c \neq 0$  时,两个 Kondo 共振态的相干叠加形成了两个新的电子态.对于  $t_c = 0.5\Delta_0$  耦合量子点处于弱耦合区,从图 1 还可以看到,其新电子态的能级位置  $\bar{\epsilon}_{\pm}$  随  $\delta$  的变化曲线基本上与 Kondo 共振位置  $\bar{\epsilon}_{L(R)}$  随  $\delta$  的变化曲线重合,即对于弱耦合量子点系统,有  $\bar{\epsilon}_{\pm} \approx \bar{\epsilon}_{L(R)}$ .这意味着在弱耦合量子点系统中,没有分子轨道的形成,两个量子点通过离子键结合在一起,每个电子都局域于特定的量子点内,电子可以从一个 Kondo 态跃迁到另一个 Kondo 态而通过耦合量子点.但  $t_c = 5\Delta_0$  时,系统进入强耦合区.此时,两个新电子态的能级位置有了显著的分裂,标志着在耦合量子点系统中形成了成键和反键的分子轨道,其分子轨道都处于费米能级上.成键分子轨道的位置  $\bar{\epsilon}_{-}$  靠近费米能级,而反键分子轨道的位置  $\bar{\epsilon}_{+}$  远离费米能级,但在体极限下( $\delta \rightarrow 0$ ),两个分子轨道的位置  $\bar{\epsilon}_{\pm}$  都趋于费米能级.而在  $t_c = 10\Delta_0$  时,两个分子轨道不仅有了更大的能级分离,其情况也有所不同.在含有偶数个电子的系统中(偶宇称,取偶数对的电子数),其成键的分子

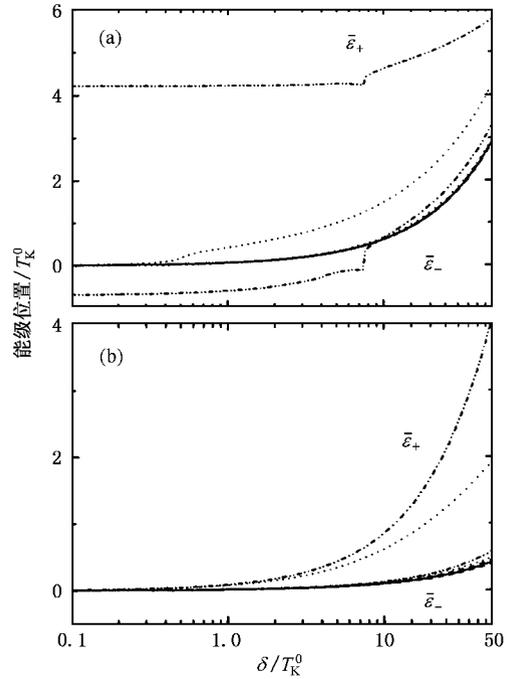


图 1  $\bar{\epsilon}_{\pm}$  随  $\delta$  的变化  $t_c = 0.0$ (—),  $0.5\Delta_0$ (---),  $5\Delta_0$ (·····),  $10\Delta_0$ (-·-·-). (a) 为  $N =$  偶数 (b) 为  $N =$  奇数.  $\varphi = \pi/2$

轨道处于费米能级附近,并在体极限下趋于  $-0.65T_K^0$ ,而反键的分子轨道总是远离费米能级,在体极限下趋于  $4.2T_K^0$ .但在含有奇数个电子的系统中(奇宇称,取奇数对的电子再加一个电子),其情况与  $t_c = 5\Delta_0$  时的一样,只是反键的分子轨道在  $\delta/T_K^0 > 1$  时更加远离费米能级.由于在强耦合区时,两个 Kondo 态相干叠加形成成键和反键的分子轨道,此时,耦合量子点相当于一个具有两个共振通道的杂质,因此分子轨道的位置在不同情况下的改变,将极大地影响电子共振隧穿通过耦合量子点,从而影响持续电流的大小和方向.从下面的讨论中,可以清楚地看到这一点.

图 2 给出几个不同耦合强度系统中持续电流随环中电子平均能级间隔  $\delta$  变化的情况.从图 2 可以清楚地看到,弱耦合系统( $t_c < \Delta_0$ )和强耦合系统( $t_c > \Delta_0$ )对持续电流有着完全不同的影响.当  $t_c < \Delta_0$  时,奇偶宇称系统中的持续电流总是随  $\delta$  的减小而单调地增加,但其电流的峰值小于  $I_0$ ,系统没有显示出宇称效应.由于在弱耦合的量子点系统中,不能形成分子轨道,电子只能在两个 Kondo 态之间经过跃迁而通过耦合量子点.因此,持续电流主要来自费米能级上电子的贡献,即使在体极限下,其他能级

上的电子也对持续电流没有贡献. 随  $\delta$  的减小, 两个 Kondo 态逐渐靠近了费米能级, 这有利于 Kondo 共振. 因而持续电流随  $\delta$  的减小而单调地增加和系统没有宇称效应都是很自然的结果.

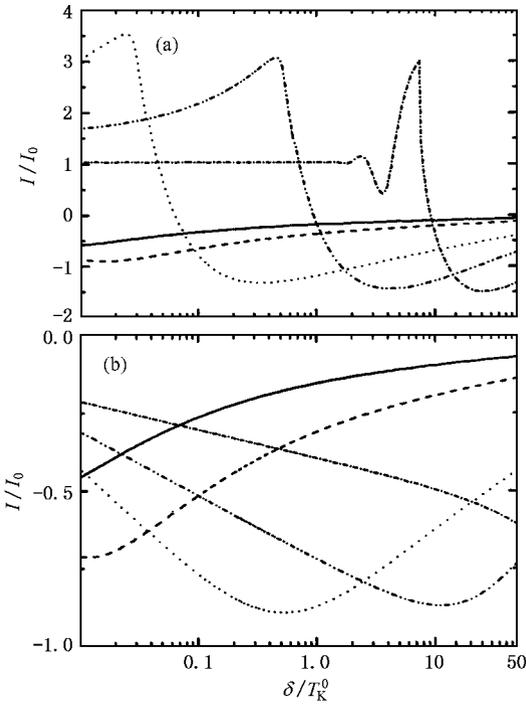


图2 持续电流随  $\delta$  的变化  $t_c = 0.5\Delta_0$  (——),  $\Delta_0$  (---),  $3\Delta_0$  (·····),  $5\Delta_0$  (-·-·-),  $10\Delta_0$  (— · —). (a) 为  $N = \text{偶数}$  (b) 为  $N = \text{奇数}$ .  $\varphi = \pi/2$

但当系统进入强耦合区后, 情况发生了变化, 两个 Kondo 态的相干叠加形成了成键和反键的分子轨道. 此时, 可以视两个量子点耦合成了一个大的杂质, 电子能够由共振经过两个分子轨道而通过耦合量子点. 因此环中的每个电子态都会对持续电流有一定的贡献. 这非常类似于单量子点的情况<sup>[16, 17]</sup>, 所不同的是在量子点分子中, 有两个共振通道. 所以系统的基态性质依赖于系统的宇称和环的大小. 当  $\delta/T_K^0 \gg 1$  时, 由于反键的分子轨道远离费米能级, 此时, 主要是成键的分子轨道对持续电流有贡献, 所以持续电流随  $\delta$  的减小而增加. 随  $\delta$  的不断减小, 费米能级处的态密度将增大, 因而有更多的电子态对持续电流有贡献. 同时, 反键的分子轨道也会随  $\delta$  的减小而靠近费米能级, 对持续电流有贡献, 从而导致系统具有宇称效应和更为复杂的性质. 在一个偶宇称系统中, 当  $\delta$  减小到一定值时, 持续电流改变了方向, 并在  $\delta \rightarrow 0$  时, 趋近于一个大于

$I_0$  的值. 而在一个奇宇称系统中, 随  $\delta$  的减小, 持续电流将从增加的趋势转向减小的趋势. 在  $\delta \rightarrow 0$  时, 持续电流趋近于一个小于  $I_0$  的值, 这很类似于单量子点中的情况<sup>[15]</sup>. 这种由于分子轨道的形成而使系统改变基态性质的现象, 同样可以从持续电流随磁通  $\phi$  的变化关系曲线中反映出来.

图3为弱耦合系统中的电流-相位关系曲线. 从图3可以清楚地看到: 由于系统处于弱耦合区时, 仅有费米能级上的电子对持续电流有贡献, 因而电流随磁通  $\phi$  仅作简单的正弦振动, 其电流的峰值随  $\delta$  的减小而增加, 系统没有宇称效应, 这与前面的结果完全一致.

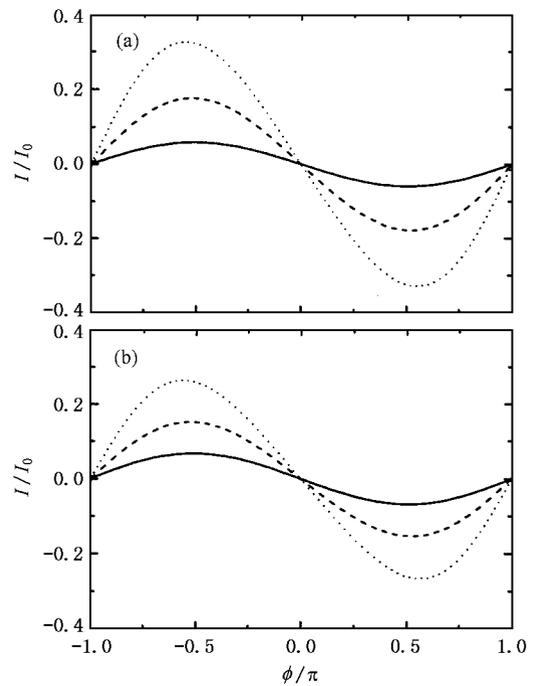


图3 电流-相位关系曲线  $\delta/T_K^0 = 50$  (——),  $10$  (---),  $0.1$  (·····). (a) 为  $N = \text{偶数}$  (b) 为  $N = \text{奇数}$ .  $t_c = 0.5\Delta_0$

当系统处在强耦合区时, 情况变得有点复杂. 图4和图5分别给出  $t_c = 5\Delta_0$  和  $t_c = 10\Delta_0$  时, 持续电流随磁通  $\phi$  的变化曲线. 由于此时在系统中形成了分子轨道, 不仅出现宇称效应, 而且持续电流的线型也随  $\delta$  的减小而发生了改变. 在一个偶宇称系统中, 当  $t_c = 5\Delta_0$  和  $\delta/T_K^0 = 50$  时, 反键的分子轨道远离费米能级, 耦合量子点中起主要作用的共振通道是成键的分子轨道, 因而持续电流的线型是正弦型; 随  $\delta$  的减小和费米能级处态密度的增加, 持续电流的线型在  $\delta/T_K^0 = 15$  附近开始逐渐转向锯齿

型,这非常类似于单量子点中出现的情况<sup>[12]</sup>.在  $\delta/T_K^0 < 1$  时,反键的分子轨道已靠近费米能级,那么耦合量子点中就有了两个共振通道,使得持续电流的线型逐渐转回正弦型,但有一个  $\pi$  位相的改变.如果进一步增大耦合强度至  $t_c = 10\Delta_0$  后,情况又有所改变.此时随  $\delta$  的减小和电子态密度的增加,反键的分子轨道总是远离费米能级,而成键的分子轨道位置也从费米能级之上移到费米能级之下,导致持续电流的线型从  $\delta/T_K^0 = 50$  时锯齿型转变到  $\delta/T_K^0 < 1$  时准 Fano 线型(这里把出现的第三种线型称为准 Fano 线型,这是因为它看上去类似于凝聚态物理中的 Fano 线型<sup>[18]</sup>).对于一个奇宇称系统,由于分子轨道的位置在两种耦合强度(即  $t_c = 5\Delta_0$  和  $t_c = 10\Delta_0$ )时,随  $\delta$  的减小有着相同的变化趋势,因而其持续电流的线型也基本相同,为锯齿型.值得注意的是,尽管  $\delta$  的减小会导致电子态密度的增加,使得更多的电子态对持续电流有贡献,但  $\delta$  的减小对持续电流的线型除了有着小的影响外,并不导致电流线型的改变,这点与单量子点中的情况有很大的不同.这是可以理解的,因为在单量子点中只有一个共振通道,而在强耦合双量子点中有两个共振通道.

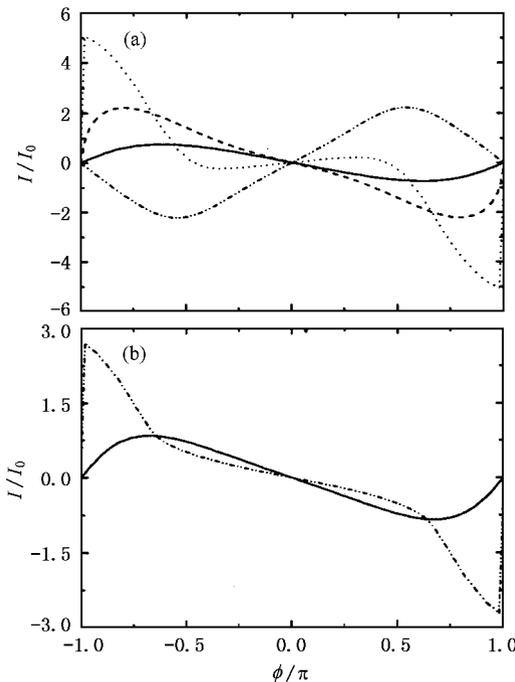


图4 电流-相位关系曲线  $t_c = 5\Delta_0$  时,  $\delta/T_K^0 = 50$ (——),15(---),1(·····),0.1(-·-·-)(a)为  $N =$  偶数 (b)为  $N =$  奇数

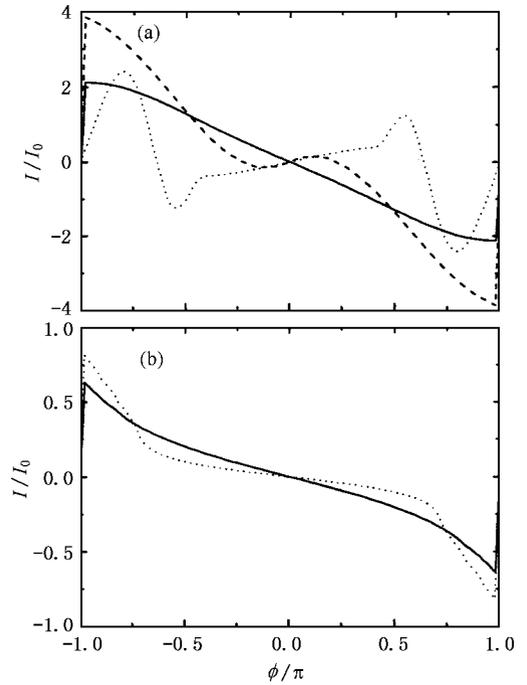


图5 电流-相位关系曲线  $t_c = 10\Delta_0$  时,  $\delta/T_K^0 = 50$ (——),15(---),1(·····),0.1(-·-·-)(a)为  $N =$  偶数 (b)为  $N =$  奇数

### 4. 结 论

本文使用双杂质的 Anderson 模型,研究了一个嵌入耦合量子点的介观 A-B 环系统处在 Kondo 区时的基态性质,并用 slave-boson 平均场方法,求解了哈密顿量.计算结果表明:在零温时系统的基态性质依赖于两个量子点之间的耦合强度.当量子点之间的耦合强度小于量子点与导线之间的耦合强度时,系统没有宇称效应.随环的增大,持续电流总是随磁通作正弦振动,其峰值单调增加,但小于理想环的电流峰值.当量子点之间的耦合强度大于量子点与导线之间的耦合强度时,系统有了宇称效应.随环的增大,持续电流的线型也改变,其峰值也能大于理想环的电流峰值.此外,应该指出,处在低温区的双量子点系统,总是存在两种相互竞争的关联作用,即量子点与金属导线之间的 Kondo 关联  $T_K^0$  和两个量子点中局域矩之间的反铁磁交换相互作用  $J$ ,而后者总是要减弱甚至是摧毁 Kondo 效应.因为  $J \approx 4t_c^2/U$ ,所以本文研究的是  $T_K^0 \gg J$  时的情况.

- [ 1 ] Ye J F *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 468 ( in Chinese ) [ 叶剑斐等 2003 物理学报 **52** 468 ]
- [ 2 ] Büsser C A *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **62** 9907  
Izumida W and Sakai O 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10260
- [ 3 ] Loss D and DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [ 4 ] Van Der Wiel W G *et al* Cond-mat/0205350
- [ 5 ] Aono T and Eto M 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125327
- [ 6 ] Georges A and Meir Y 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3508
- [ 7 ] Aguado R and Langreth D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1946
- [ 8 ] Jeong H , Chang A M and Melloch M R 2001 *Science* **293** 2221
- [ 9 ] Fujisawa T *et al* 1998 *Science* **282** 932  
Oosterkamp T H *et al* 1998 *Nature* **395** 873
- [ 10 ] Wang Z Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1808 ( in Chinese ) [ 汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808 ]
- [ 11 ] Ji Y H *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 395 ( in Chinese ) [ 嵇英华等 2002 物理学报 **51** 395 ]
- [ 12 ] Long C Y *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 159 ( in Chinese ) [ 龙超云等 2002 物理学报 **51** 159 ]
- [ 13 ] Wang T H *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10** 844
- [ 14 ] Hewson A C 1993 *The Kondo Problem to Heavy Fermions* ( Cambridge : Cambridge University Press )
- [ 15 ] Thimm W B *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2143
- [ 16 ] Kang K and Shin S C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5619
- [ 17 ] Affleck I and Simon P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2854  
Simon P and Affleck I 2001 *Phys. Rev. B* **64** 85308  
Hu H *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5558
- [ 18 ] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866

## The persistent current in a mesoscopic Aharonov-Bohm ring with a series-coupled double quantum dot

Wu Shao-Quan<sup>1†</sup> Chen Xiong-Wen<sup>1)</sup> Sun Wei-Li<sup>1)</sup> Wang Shun-Jin<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( Department of Physics ,Sichuan Normal University ,Chengdu 610068 ,China )

<sup>2)</sup>( Institute of Modern Physics ,Southwest Jiaotong University ,Chengdu 610031 ,China )

( Received 8 October 2003 ; revised manuscript received 18 November 2003 )

### Abstract

We study theoretically the properties of the ground state of a mesoscopic ring with a series-coupled double quantum dot in the Kondo regime by means of the two-inpurity Anderson Hamiltonian. The Hamiltonian is solved by means of the slave-boson mean-field theory. It is shown that two dots can be coupled coherently , which is reflected in the appearance of parity effects and the complex current-phase relation in this system. This system might be a possible candidate for future device applications.

**Keywords** : persistent current , coupled quantum dot , parity effect , Kondo effect

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

<sup>†</sup>Corresponding author. E-mail : sqwucd@yahoo.com.cn