第 55 卷 第 3 期 2006 年 3 月
1000-3290/2006/55(03)/1413-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.55,No.3,March,2006

嵌入并联耦合双量子点介观环系统中的近藤效应*

吴绍全† 何 忠 阎从华 谌雄文 孙威立

(四川师范大学物理系、固体物理研究所,成都 610068)

(2005 年 7 月 29 日收到;2005 年 9 月 7 日收到修改稿)

使用双杂质 Anderson 模型的哈密顿,从理论上研究了一个嵌入并联耦合双量子点介观环系统,当处在 Kondo 区时的基态性质,并用 slave-boson 平均场方法求解了哈密顿.研究的结果表明,在这个系统中,当两个量子点处于强耦合时,两个量子点可以相干耦合成一个人造分子,导致一个增强的 Kondo 效应和超强持续电流的出现.因此,在未来的纳米装置应用中,这个系统具有潜在的应用价值.

关键词:并联耦合双量子点,Kondo 效应,超强持续电流

PACC:7335,7335C,7215Q

1. 引 言

几年来,纳米技术的进步极大地促进了对于单量子点系统和耦合双量子点系统的研究.与单量子点系统相比,耦合双量子点系统具有更丰富的物理特性[1].一方面,它不仅可以作为理想的双杂质模型[2],用于研究强关联系统;而且,也可以考虑用作量子计算机中的量子门开关[3].因此,对于耦合双量子点系统的研究已引起了许多人的兴趣[4—9],成为目前凝聚态物理学中的一个热门课题.

通过改变两个量子点之间(点-点)的耦合强度(t_c),耦合双量子点系统能够从一个弱耦合隧穿区进入到一个强耦合隧穿区,处在两个不同隧穿区的耦合双量子点系统具有完全不同的物理性质[10—12].在弱耦合隧穿区($t_c < \Delta_0$,Δ_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.因此,为了通过耦合双量子点,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[13].此时,电子可以从一个 Kondo 态跃迁到另一个 Kondo 态.而在强耦合隧穿区($t_c > \Delta_0$),两个量子点中的电子态相干耦合在一起,导致两个量子点相干耦合形成一个人造分子.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单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.当系统处在 Kondo 区时,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并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 区的耦合双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,在不同大小介观环中的持续电流随磁通的变化,直接给出了两个量子点相干耦合的情况.我们的计算表明,弱耦合和强耦合的双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区时,系统的基态性质与两个量子点退耦($t_c = 0$)时的情况相同;而当双量子处于强耦合区时,在系统中出现了一个增强的 Kondo 效应和超强的持续电流.

2. 系统的模型

图 1 给出了研究的介观系统.一个处于 Kondo 区的耦合双量子点系统可以用($N_\sigma = 2$)重自旋简并的双杂质 Anderson 模型描述[5,7],取极限 $U \to \infty$(U

* 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研究基金(批准号:2003A0780)资助的课题.

† E-mail:sqwucd@yahoo.com.cn

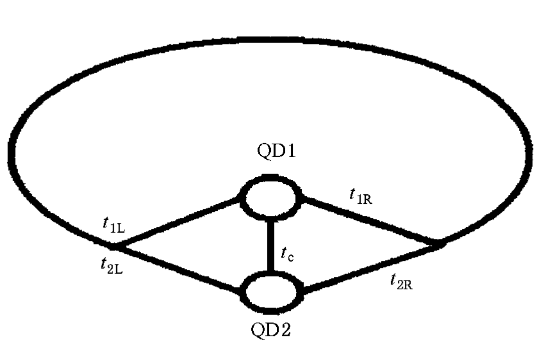

图 1 嵌入并联耦合双量子点介观环系统

是量子点中的库仑排斥作用能），采用 slave-boson 技巧，其哈密顿为

$$H = \sum_{m\sigma} \varepsilon_{m\sigma} c^{+}_{m\sigma} c_{m\sigma} + \sum_{i \in \{1,2\},\sigma} \varepsilon_i f^{+}_{i\sigma} f_{i\sigma}$$
$$+ \frac{t_c}{N_\sigma} \sum_{\sigma} (f^{+}_{1\sigma} b_1 b^{+}_2 f_{2\sigma} + \text{H.c.})$$
$$+ \frac{1}{\sqrt{N_\sigma}} \sum_{i \in \{1,2\}, m\sigma} (t_{im} c^{+}_{m\sigma} b^{+}_i f_{i\sigma} + \text{H.c.})$$
$$+ \sum_{i \in \{1,2\},\sigma} \lambda_i (f^{+}_{i\sigma} f_{i\sigma} + b^{+}_i b_i - 1), \qquad (1)$$

式中，$c^{+}_{m\sigma}$（$c_{m\sigma}$）是环中电子的产生（湮没）算子，$\lambda_{1(2)}$ lagrange 乘子，$\varepsilon_{1(2)}$ 是两个量子点中的单电子能级，$t_{1(2)m} = \sqrt{\frac{2}{N}} i \sin\left(\frac{m}{N}\pi\right)(t_{1(2)L} + t_{1(2)R} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}(1)^{m+1})$ 和 $\varepsilon_{m\sigma} = -2t\cos\left(\frac{m}{N-1}\pi\right)$，其中，$m = 1, 2, \cdots, N-1$. 这里 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）. $t_{1(2)}$ 分别是两个量子点与其近邻格点之间的跃迁矩阵元. 相因子定义为 $\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$，Φ 是外磁通和 Φ_0 是磁量子（$= hc/e$）. 根据 slave-boson 技巧，两个量子点能级表示为 $d^{+}_{1(2)\sigma} = f^{+}_{1(2)\sigma} b_{1(2)}$，准-费米算子 $f^{+}_{1(2)\sigma}$ 和 slave-boson 算子 $b^{+}_{1(2)}$ 分别表示单占据的和空的量子态. 因为两个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 $b^{+}_{1(2)} b_{1(2)} + \sum_{\sigma} f^{+}_{1(2)\sigma} f_{1(2)\sigma} = 1$. 在平均场近似中，slave-boson 算子 $b_{1(2)}$ 由一个常数取代，$\bar{b}_{1(2)} = \frac{1}{\sqrt{N_\sigma}} \langle b_{1(2)}(t) \rangle$，也就是忽略了算子围绕平均值 $\langle b_{1(2)}(t) \rangle$ 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，而电荷的涨落近似为零）.

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. 所以，为了计算持续电流，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[9,13]

$$F(\phi, T) = -\frac{N_\sigma}{\beta} \sum_{iw_n} \operatorname{Im} \operatorname{Tr} \ln M$$
$$+ \sum_{i \in \{1,2\}} (\tilde{\varepsilon}_i - \varepsilon_i)(2\bar{b}^2_i - 1), \qquad (2)$$

这里，2×2 阶矩阵 M 中的各分量是 $M_{ii} = -\mathrm{i}w_n + \tilde{\varepsilon}_i - \mathrm{i}\Delta_{ii}$，$M_{ij} = -(\tilde{t}_c - \mathrm{i}\Delta_{ij})$，$i \neq j$. 式中，$\Delta_{ii} = \pi \bar{b}^2_i \sum_m t^2_m \delta(\omega - \varepsilon_{m\sigma})$，$\Delta_{12} = \Delta^{*}_{21} = \pi \bar{b}_1 \bar{b}_2 \sum_m t^{*}_{1m} t_{2m} \delta(\omega - \varepsilon_{m\sigma})$，$\tilde{t}_c = t_c \bar{b}_1 \bar{b}_2$ 和 $\tilde{\varepsilon}_i = \varepsilon_i + \lambda_i$. 在我们的计算中，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 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ 和 $t_{1L} = t_{2L} = t_{1R} = t_{2R} = t_0$. 也就意味着 $\bar{b}_1 = \bar{b}_2 = \bar{b}$，$\lambda_1 = \lambda_2$，以及 $\Delta_{11} = \Delta_{22} = \Delta = \bar{b}^2 \Delta_0 = \pi \bar{b}^2 | t_m(\varepsilon_F) |^2 \rho(\varepsilon_F)$ 和 $t_{1m} = t_{2m} = t_m$，其中 ρ 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. 考虑系统为半填充的情况（$\varepsilon_F = 0$），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 $\varepsilon_0 = -0.35$，$t_0 = \sqrt{0.8}$ 和 $t = 1$. 可以算出在体极限下（$\delta \to 0$）和两个量子点退耦（$t_c = 0$）情况时的 Kondo 温度为 $T^0_K = 1.53 \times 10^{-3}$.

两个重整化参数 $\tilde{\varepsilon}$ 和 Δ 满足的平均场方程可以通过自由能最低原理求出，在零温，所导出的平均场方程为

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} \sum_{m\sigma} \left(\frac{| t_m |^2}{(\varepsilon_{m\sigma} - \bar{\varepsilon} - \bar{t}_c)^2 + \Delta^2} + \frac{| t_m |^2}{(\varepsilon_{m\sigma} - \bar{\varepsilon} + \bar{t}_c)^2 + \Delta^2} \right) + \left(2\frac{\Delta}{\Delta_0} - 1 \right) = 0,$$
$$\sum_{m\sigma} \left(\frac{(\varepsilon_{m\sigma} - \tilde{\varepsilon}) | t_m |^2}{(\varepsilon_{m\sigma} - \bar{\varepsilon} - \bar{t}_c)^2 + \Delta^2} + \frac{(\varepsilon_{m\sigma} - \tilde{\varepsilon}) | t_m |^2}{(\varepsilon_{m\sigma} - \bar{\varepsilon} + \bar{t}_c)^2 + \Delta^2} \right) + 2(\tilde{\varepsilon} - \varepsilon) = 0. \qquad (3)$$

通过标准的热力学公式，持续电流的表达式为

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

由此，可求出零温时的电流表达式

$$
\begin{aligned}
I(\phi) = \frac{4e}{\hbar}\frac{t_0^2\Delta}{N\Delta_0}\sum_{m\sigma}\Bigg(& \frac{(\varepsilon_{m\sigma}-\tilde{\varepsilon})}{(\varepsilon_{m\sigma}-\bar{\varepsilon}-\bar{t}_c)+\Delta^2} \\
& + \frac{(\varepsilon_{m\sigma}-\tilde{\varepsilon})}{(\varepsilon_{m\sigma}-\bar{\varepsilon}+\bar{t}_c)+\Delta^2}\Bigg)(1)^{m+1} \\
& \times \sin^2\left(\frac{m}{N}\pi\right)\sin\phi .
\end{aligned} \tag{5}
$$

一些理论已经表明[14,15]，在 Kondo 区，系统的热力学量是标度变量 ξ_K/L 或 δ/T_K^0 的普适标度函数. 两个标度变量满足 $\delta/T_K^0=2\pi\xi_K/L$，式中 ξ_K 和 L 分别是 Kondo 关联长度和介观环的周长. 所以，在求解方程(3)时，可以选择相因子 ϕ 和一个标度变量 δ/T_K^0 作为系统热力学量的自变量. 我们取有关参数为 $\varepsilon_0=-0.35$，$t_0=\sqrt{0.8}$和 $t=1$. 这些参数可以确保系统处在 Kondo 区，即满足条件 $\varepsilon_d/\Delta_0\ll-0.5$. 在体极限($\delta\to0$)和两个量子点退耦($t_c=0$)的情况下，可以算出相因子 $\phi=\pi/2$ 时的 Kondo 温度为 $T_K^0=1.53\times10^{-3}$. 应该指出的是处在 Kondo 区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，而是仅仅改变体极限时系统的特征量 T_K^0.

3. 计算结果和讨论

我们采用数字计算的方法，求解了平均场方程(3)，从而计算了平行耦合双量子点系统在不同耦合区时，持续电流随磁通的变化以及分子轨道能级随电子平均能级间隔(δ)的变化，其计算结果分别讨论如下.

图 2 展示了两个量子点退耦时($t_c=0$)，在不同尺寸的介观环中，持续电流随磁通的变化情况. 由于 Kondo 效应，电子能够隧穿通过两个平行的量子点形成持续电流，因而持续电流是通过每个量子点的局域流之和. 此时，从图中能够看到，持续电流随磁通变化的线形类似于含单量子点介观环中的持续电流[14,16]. 当 $\delta/T_K^0=50$ 时，由于尺寸效应和 Kondo 屏蔽效应的共存压制了 Kondo 共振[14,17]，对持续电流的贡献主要来自于介观环中费米能级上的电子，而其他能级上的电子是不重要的[18]. 所以，从图中可以看到，此时的持续电流随磁通作正弦振动. 随着介观环尺寸的增大和环中电子能级间隔的减小，环中将有越来越多的电子能级通过量子力学隧穿与量子点耦合在一起，从而环中有更多电子能级上的电子参与了持续电流，这导致了持续电流峰值的增加和电流线型的改变. 当 $\delta/T_K^0=3.5$ 时(等价于 $\xi_K/L=0.5$)，系统进入一个完全屏蔽的自旋单态[14,17]，其持续电流的峰值达到最大. 在含有偶数个电子的系统中(偶宇称系统，取偶数对电子)，其电流的峰值为 $2.5I_0$，而在含有奇数个电子系统中(奇宇称系统，取奇数对电子加上一个电子)，电流的峰值为 $2I_0$. 这里，I_0 是相同尺寸理想环中的持续电流强度. 在两种宇称系统中，持续电流随磁通变化的函数形式也都正弦型转变到锯齿型. 当 $\delta/T_K^0=1$ 时，系统中的尺寸效应消失，这导致持续电流的线型再一次改变，从锯齿型变到了准-Fano 线型. 我们在这里把不对称的线型描述为准-Fano 线型，因为看上去它类似于凝聚态物理中的 Fano 线型[19]. 当 $\delta/T_K^0=0.1$ 时，偶宇称系统中的持续电流保持准-Fano 线型，并有 $2.2I_0$ 的峰值；而在奇宇称系统中，电流峰值在体极限下趋于零.

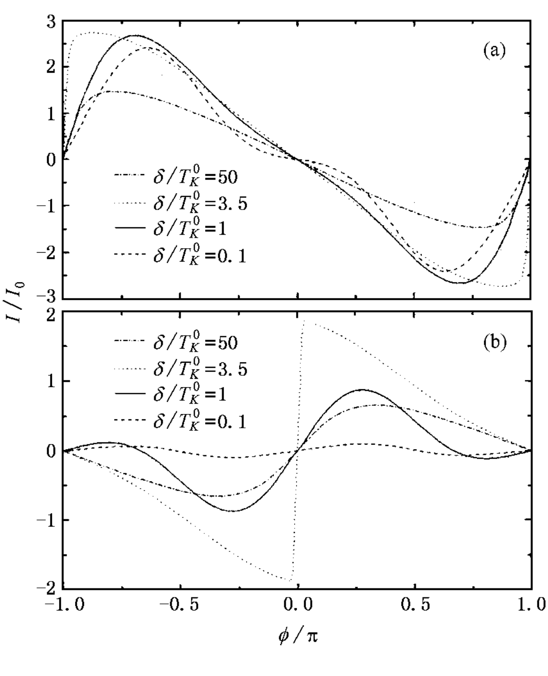

图 2　当 $t_c=0$ 时，在不同尺寸的介观环中，电流-相位的关系 (a)偶宇称；(b)奇宇称

这种在奇宇称系统中，电流峰值在体极限下受到极大减弱的现象可以由 Legget 定理给以解释. 根据 Legget 定理，介观环中持续电流的方向不是由环中的总电子数所决定，而是由给定自旋的电子数 N_e^σ 所决定[14]. 对于偶宇称的系统，自旋向上的电子数与自旋向下的电子数相同(即 $N_e^\uparrow=N_e^\downarrow$). 因此，两种自旋方向的电子产生的持续电流有相同的方向，从而在偶宇称系统中有增强的持续电流；而在奇宇称的系统中，自旋向上的电子数与自旋向下的电子

数相差一个电子(即 $N_e^{\uparrow}=N_e^{\downarrow}\pm 1$)，使得两种自旋方向的电子产生的持续电流有相反的方向，导致持续电流的相互抵消，因而奇宇称系统中的持续电流强度总是小于偶宇称系统中的持续电流强度．同时，我们注意到，尽管系统中两个平行量子点形成了两个通道，但其电流的峰值与单量子点介观环中电流的峰值相当，这表明两个平行量子点形成了一个较为复杂的通道．事实上，两个平行的量子点能够通过介观环间接地耦合在一起，形成一个闭合的通道，电子可以围绕这个闭合通道运行，因而减弱了持续电流．

图 3 给出了两个平行量子点处于弱耦合时($t_c=0.5\Delta_0$)，不同尺寸介观环中的持续电流随磁通的变化．我们可以从图中清楚地看到，弱耦合时的持续电流线型和峰值与退耦时的基本相同．这表明，处于弱耦合时的两个量子点不能相干耦合成一个人造分子，两个量子点通过离子健结合在一起，单个电子可以局域在单个的量子点内．因此，其系统的基态性质与零耦合时的相同．

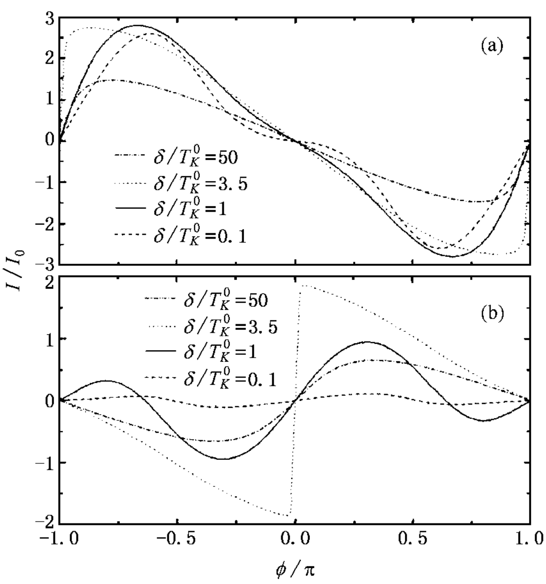

图 3 当 $t_c=0.5$ 时，在不同尺寸的介观环中，电流-相位的关系 (a)偶宇称；(b)奇宇称

然而，正如图 4 所表明的，当两个量子点处于强耦合时($t_c=5\Delta_0$)，系统的基态性质经历了一个大的变化．当 $\delta/T_K^0=50$ 时，由于尺寸效应和 Kondo 屏蔽的共存，与弱耦合系统类似，奇偶两宇称系统中的持续电流随磁通作正弦振动．但随着介观环尺寸的增大，持续电流的峰值急快地增加，当系统进入到完全屏蔽的自旋单态时($\delta/T_K^0=3.5$)，其峰值达到最大．在偶宇称系统中，电流峰值可以达到 $10I_0$，但电流的线型基本保持正弦型不变；而在奇宇称系统中，电流的峰值也可以达到 $6I_0$，但电流的线型直接从正弦型转变到了准-Fano 型，两种宇称系统中都没有锯齿形电流的出现．这表明强耦合系统与弱耦合系统具有完全不同的物理性质．当系统处在强耦合区时，两个量子点相干耦合成了一个人造分子，其两个 Kondo 态也相干叠加形成了成健和反健分子轨道．此时，电子通过分子轨道形成持续电流，因此，超强持续电流的出现和锯齿形电流的消失是分子轨道形成的结果．

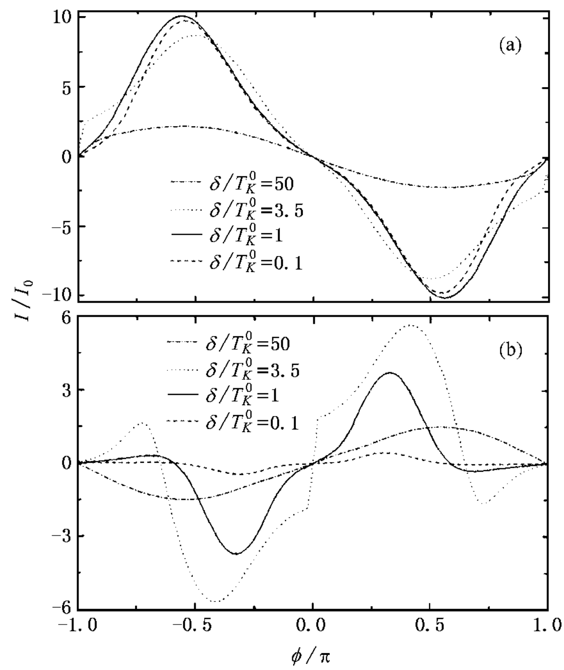

图 4 当 $t_c=5\Delta_0$ 时，在不同尺寸的介观环中，电流-相位的关系 (a)偶宇称；(b)奇宇称

为了进一步了解该系统处于 Kondo 区时的物理性质，在图 5 中，我们计算了分子轨道能级随介观环能级间隔 δ 的变化．点-点隧穿耦合 t_c 导致了两个 Kondo 态的相干叠加，形成了两个新的分子电子态，两个分子能级可以表示为

$$\bar{\varepsilon}_{\pm}=\frac{1}{2}\left((\bar{\varepsilon}_1+\bar{\varepsilon}_2)\pm\sqrt{(\bar{\varepsilon}_1-\bar{\varepsilon}_2)^2+4\bar{t}_c}\right).$$

当 $t_c=0$ 时，两个量子点退耦，此时有 $\bar{\varepsilon}_{\pm}=\bar{\varepsilon}_{1(2)}$．两个重整化参数 $\bar{\varepsilon}_{1(2)}$ 给出了两个量子点中的 Kondo 共振峰的位置．此时，从图中能够看到，当 $\delta/T_K^0>1$ 时，尺寸效应的存在使得奇偶系统中的 Kondo 共振峰的位置 $\bar{\varepsilon}_{1(2)}$ 都高于费米能级，并随着电子平均能

级间隔(δ)的减少而趋近于费米能级.最后,当尺寸效应消失时($\delta/T_K^0<1$),其共振位置 $\bar{\varepsilon}_{1(2)}$ 基本上位于费米能级上,与一般介观系统中的 Kondo 共振是一样.当 $t_c\neq0$ 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.从图中,可以看到,其新电子态的能级位置 $\bar{\varepsilon}_\pm$ 随 δ 的变化曲线基本上与 Kondo 共振位置 $\bar{\varepsilon}_{1(2)}$ 随 δ 的变化曲线重合,即对于弱耦合量子点系统,有 $\bar{\varepsilon}_\pm\approx\bar{\varepsilon}_{1(2)}$.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.此时,两个量子点和介观环可以形成一个局域的闭合通道,电子沿这个闭合通道运行导致介观环中的持续电流并不完全等于通过两个量子点介观流之和.

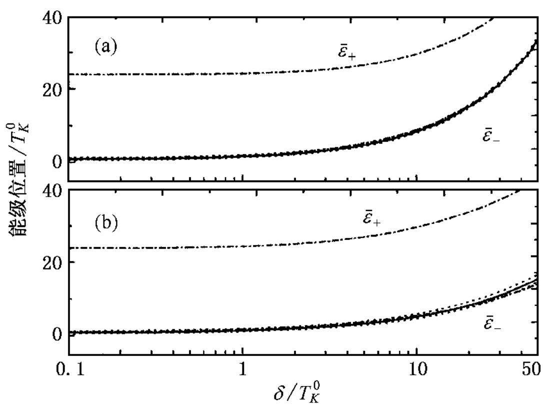

图 5　能级位置随 δ 的变化;(a) N = 偶数,(b) N = 奇数;$t_0=0.0$ (——),$0.5\Delta_0$(····),$5\Delta_0$(····)

当系统进入了强耦合区时($t_c=5\Delta_0$),正如图 5 所展示的,情况发生了极大的变化,双量子点系统具有两个分裂的成键和反键分子轨道.在奇偶宇称系统中,反健态的能级 $\bar{\varepsilon}_+$ 总是远离费米能级,而成健态的能级 $\bar{\varepsilon}_-$ 在 $\delta/T_K^0>1$ 时高于费米能级,而在 $\delta/T_K^0<1$ 时它靠近了费米能级.因此,系统在强耦合区仅有反键态对持续电流有贡献,两个量子点和介观环之间不再形成一个局域的闭合通道,这有利于电子隧穿通过平行双量子点系统,从而导致了超强持续电流的出现.

4. 结　　论

我们使用双杂质的 Ansderson 模型,研究了一个嵌入平行耦合双量子点的介观环系统处在 Kondo 区时的基态性质,并用 slave-boson 平均场方法求解了哈密顿.我们的计算结果表明,系统的基态性质依赖于两个量子点之间的耦合强度、系统的宇称和环的大小.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,两个量子点相干耦合形成了一个分子,导致出现了一个增强的 Kondo 效应和超强的持续电流,这个系统在未来的纳米技术中具有潜在的应用价值.此外,应该指出的是,处在低温区的双量子点系统,总是存在两种相互竟争的关联作用,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 $J\approx4t_c^2/U$,所以,我们研究的是 $T_K^0\gg J$ 时的情况.

[1] Fujisawa T, Oosterkamp T H, Van der Wiel W G *et al* 1998 *Science* **282** 932

Oosterkamp T H, Fujisawa T, Van der Wiel W G *et al* 1998 *Nature* **395** 873

Holleitner A W, Blick R H, Hüttel A K *et al* 2002 *Science* **297** 70

Yie 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]

[2] Georges A, Meir Y 1999 *Phys. Rev. Lett*. **82** 3508

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]

[3] Aguado R, Langreth D C 2000 *Phys. Rev. Lett*. **85** 1946

[4] Holleitner A W, Decker C R, Qin H *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett*. **87** 256802

[5] Jeong H, Chang A M, Melloch M R 2001 *Science* **293** 2221

[6] Aono T, Eto M 2001 *Phys. Rev*. B **63** 125327

[7] Van der Wiel W G, Franceschi S D, Elzerman J M *et al* 2002 cond-mat/0205350

[8] Busser C A, Anda E V, Lima A L *et al* 2000 *Phys. Rev*. B **62** 9907

Izmida W, Sakai O 2000 *Phys. Rev*. B **62** 10260

[9] Jones B A, Varma C M, Wilkins J W 1988 *Phys. Rev. Lett*. **61** 125

Affleck L, Ludwig A W W 1992 *Phys. Rev. Lett*. **68** 1046

[10] Loss D, Divincenzo D P 1998 *Phys. Rev*. A **57** 120

Wang Zh Q 2002 *Acta Phys. Sin*. **51** 1808 (in Chinese) [汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]

[11] Yoffe A D 2001 *Adv. Phys*. **50** 1

Ji Y H, Rao J P, Lei M S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 395 (in Chinese) [嵇英华、饶建平、雷敏生 2002 物理学报 **51** 395]

[12] Büttiker M, Imry Y, Landauer R 1983 *Phys. Lett.* A **96** 365
Long Ch Y, Liuo B, Wang X F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 159 (in Chinese) [龙超云、刘 波、王心福 2002 物理学报 **51** 159]

[13] Hewson A C 1993 *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge: Cambridge University Press)
Wang Z C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2874 (in Chinese) [王忠纯 2003 物理学报 **52** 2874]

[14] Kang K, Shin S C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5619
Simon P, Affleck J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2854

[15] Affleck, Simon P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2854

[16] Wu S Q, Wang S J, Sun W L *et al* 2003 *Phys. Lett.* A **307** 64

[17] Thimm W B, Kroha J, Delft J V *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2143

[18] Büttiker M, Stafford C A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 495

[19] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866

Kondo effect in parallel double quantum dots embedded in a mesoscopic ring*

Wu Shao-Quan† He Zhong Yan Cong-Hua Chen Xiong-Wen Sun Wei-Li

(*Department of Physics, Institute of Solid State Physics, Sichuan Normal University, Chengdu* 610066, *China*)

(Received 29 July 2005; revised manuscript received 7 September 2005)

Abstract

We theoretically studied the properties of the ground state of the parallel-coupled double quantum dot embedded in a mesoscopic ring in the Kondo regime by means of the two-impurity Anderson Hamiltonian. The Hamiltonian is solved by means of the slave-boson mean-field theory. Our results show that when the system goes into the strong coupling regime, two parallel dots can be coupled coherently, which leads to an enhanced Kondo effect and a giant persistent current emerging in this system. This double quantum dot device can be a candidate for future device applications.

Keywords: parallel double quantum dots, Kondo effect, giant persistent current

PACC: 7335, 7335C, 7215Q

* Project supported by the Funds for Major Basic Research Project of Sichuan Province, China (Grant No. 02GY029-188), and the Natural Science Foundation of the Committee of Education of Sichuan Province, China (Grant No. 2003A0780).

† E-mail: sqwucd@yahoo.com.cn