电子关联效应对平行双量子点系统磁输运性质的影响

吴绍全　方栋开　赵国平

Effect of electronic correlations on magnetotransport through a parallel double quantum dot

Wu Shao-Quan　Fang Dong-Kai　Zhao Guo-Ping

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 64, 107201 (2015)　DOI: 10.7498/aps.64.107201
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.107201
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10

电子关联效应对平行双量子点系统磁输运性质的影响*

吴绍全† 方栋开 赵国平

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610066)

(2014 年 10 月 24 日收到; 2014 年 12 月 30 日收到修改稿)

从理论上研究了平行双量子点系统中的电子关联效应对该系统磁输运性质的影响. 基于广义主方程方法, 计算了通过此系统的电流、微分电导和隧穿磁阻. 计算结果表明: 电子自旋关联效应可以促发一个很大的隧穿磁阻, 而电子库仑关联效应不仅可以压制电子自旋关联效应, 还可以导致负隧穿磁阻和负微分电导的出现. 对相关的基本物理问题进行了讨论.

关键词: 平行双量子点, 电子关联, 主方程方法, 负微分电导和负磁阻

PACS: 72.15.Qm, 75.25.–b, 73.23.Ra **DOI:** 10.7498/aps.64.107201

1 引 言

近年来, 由于双量子点 (DQD) 系统在纳米电子学、自旋电子学 [1,2] 和量子计算等 [3−5] 领域潜在的应用价值而引起了广泛关注. 关于双量子点系统输运性质已有大量研究, 在这些研究中双量子点系统展现出了诸多很有意义的性质, 例如: 近藤效应、库仑阻塞、泡利自旋阻塞、负微分电导以及超散粒噪声等 [6−9]. 而当双量子点系统嵌入铁磁导体中时所展现出来的与自旋有关的输运性质, 无论从理论方面还是从试验的角度进行研究, 都具有十分重要的意义和挑战性. 这样的双量子点系统可称为双量子点自旋阀 [10−14], 其相关性质在很大程度上决定于两个方面: 一方面, 它十分依赖于电极中的磁场取向; 另一方面, 两端导体内部的电子的自旋极化与双量子点系统中的电子的自旋极化间的相互作用. 由于上述两方面的因素, 双量子点系统中会出现较为复杂的自旋阀性质的表现. 本文研究了电子关联效应对平行双量子点系统磁输运性质的影响, 研究结果表明, 电子自旋关联效应可以促发系统出现一个很大的隧穿磁阻, 而库仑关联效应可以导致系统产生负隧穿磁阻和负微分电导. 这些性质在自旋阀量子器件开发和量子计算等方面有重要的意义.

2 系统的模型

图 1 是本文所研究系统的简单示意图. 两个量子点之间是通过电子关联效应进行耦合, 没有直接的隧穿耦合; 同时, 每个量子点两端分别与两个半无限铁磁导体相耦合. 由于两个量子点之间电子关联效应作用, 每个量子点中的 I-V 性质与另一个量子点中的量子态变化是十分敏感的, 因此可以通过调控一个量子点中的量子态而控制另一个量子点

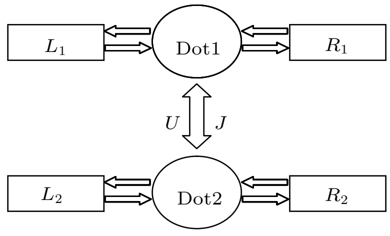

图 1 系统模型示意图

Fig. 1. The model of the system.

* 四川省教育厅自然科学重点基金 (批准号: 12ZA132) 和四川高校科研创新团队建设计划资助 (批准号: 12TD008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 2963434972@qq.com

的磁隧运性质. 图1所示系统的哈密顿量可以表为

$$H = H_{\mathrm{lead}} + H_{\mathrm{DQD}} + H_{\mathrm{tunnel}}. \tag{1}$$

哈密顿量中的三个分量分别为

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{lead}} &= \sum\nolimits_{k\alpha\sigma} \varepsilon_{k\alpha\sigma} c_{k\alpha\sigma}^{\dagger} c_{k\alpha\sigma}, \\ H_{\mathrm{DQD}} &= \sum_{i\sigma} \varepsilon_{i\sigma} n_{i\sigma} + J\boldsymbol{S}_1 \cdot \boldsymbol{S}_2 + U_0 \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \\ &\quad + U\left(n_{1\uparrow} + n_{1\downarrow}\right)\left(n_{2\uparrow} + n_{2\downarrow}\right), \\ H_{\mathrm{tunnel}} &= \sum_{k\alpha i\sigma} \left(V_{\alpha i} c_{k\alpha\sigma}^{\dagger} d_{i\sigma} + \mathrm{H.c.}\right); \end{aligned}$$

式中三个分量中的$i = 1, 2$标识的是量子点的位置, 上层的量子点标记为1, 下层的标记为2; H_{lead}描述的是双量子系统两端半无限铁磁导体的哈密顿量; $c_{k\alpha\sigma}^{\dagger}(c_{k\alpha\sigma})$是电子的产生(消灭)算符, σ表示电子的自旋取向, $\alpha\,(\alpha = L_1, L_2, R_1, R_2)$表示系统两端导体, 而$\varepsilon_{k\alpha\sigma}$是电子能量; H_{DQD}表示无导体耦合时双量子点系统的哈密顿量, $\varepsilon_{i\sigma}$表示量子点中电子能量, $d_{i\sigma}^{\dagger}(d_{i\sigma})$是量子点中产生(消灭)算符, 而$n_{i\sigma} = d_{i\sigma}^{\dagger} d_{i\sigma}$是粒子数算符, 量子点间的自旋相互作用强度表示为$J$, 两个量子点内部的库仑排斥作用能统一表示为$U_0$, 而两个量子点之间的库仑作用能用$U$来表示; H_{tunnel}是导体与量子点之间的隧穿耦合, 其耦合强度可以用其固有线性宽度来表示, 用公式可表示成$\varGamma_{\alpha_i\sigma} = 2\pi\left|V_{\alpha_i}\right|^2 \rho_{\alpha_i}^{\sigma}$, V_{α_i}指的是隧穿矩阵的矩阵元, 而$\rho_{\alpha_i}^{\sigma}$指的是对应导体中量子态的态密度.

在下面的计算中, 我们考虑两种导体的磁性结构, 分别为平行组态结构和反平行组态结构. 如此可以引入自旋极化强度p, 定义为: $p = (\varGamma_{\alpha_i\sigma} - \varGamma_{\alpha_i\bar{\sigma}})/(\varGamma_{\alpha_i\sigma} + \varGamma_{\alpha_i\bar{\sigma}})$, 此处我们设定所有电极都由相同的铁磁性导体材料所制成. 如此对于平行磁性组态结构有: $\varGamma_{L_i\uparrow} = \varGamma_{R_i\uparrow} = (1+p)\varGamma_0$和$\varGamma_{L_i\downarrow} = \varGamma_{R_i\downarrow} = (1-p)\varGamma_0$; 对于反平行磁性组态结构有: $\varGamma_{L_i\uparrow} = \varGamma_{R_i\downarrow} = (1+p)\varGamma_0$和$\varGamma_{L_i\downarrow} = \varGamma_{R_i\uparrow} = (1-p)\varGamma_0$. 因子$\varGamma_0$描述的是当电极无自旋极化时, 平行双量子点和各个电极之间的耦合强度. 为了简单且能获得有意义的系统磁输运结构, 我们设定在量子点1中电子能级是简并的, 即有$\varepsilon_{1\uparrow} = \varepsilon_{1\downarrow}$; 但量子点2中的电子能级不是简并的; 而电子自旋极化强度的量值为$p = 0.4$, 这个值是典型的过渡族金属所具有的. 同时分别对系统施加对称的电压, 分别为$\mu_{L_i} = V_i/2$和$\mu_{R_i} = -V_i/2$, 此处我们令$V_1 = V_2 = V$.

在本文的研究中, 我们假定单个量子点内的库仑排斥作用U_0足够大, 以便每个量子点最多只能容纳一个电子, 那么此时双量子点系统共有九个量子态: 一个空态、四个单占据态以及四个双占据态. 表1具体给出了这些量子态和能量. 其中c, c_1, c_2, c_3, c_4以及$\Delta\varepsilon$分别表示为$c = \sqrt{\Delta\varepsilon^2 + J^2}$, $c_{1/2} = \Delta\varepsilon \pm c$, $c_{3/4} = \sqrt{(\Delta\varepsilon \pm c)^2 + J^2}$以及$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{1\uparrow} + \varepsilon_{2\downarrow} - \varepsilon_{1\downarrow} - \varepsilon_{2\uparrow}$.

表1 双量子点系统的量子态以及对应的能量

Table 1. Eigenstates and eigenenergies of the double quantum dot (DQD).

能态	能量
$\lvert 0,0\rangle$	0
$\lvert\uparrow,0\rangle$	$\varepsilon_{1\uparrow}$
$\lvert\downarrow,0\rangle$	$\varepsilon_{1\downarrow}$
$\lvert 0,\uparrow\rangle$	$\varepsilon_{2\uparrow}$
$\lvert 0,\downarrow\rangle$	$\varepsilon_{2\downarrow}$
$\lvert T_+\rangle = \lvert\uparrow,\uparrow\rangle$	$\varepsilon_{1\uparrow} + \varepsilon_{2\uparrow} + U + J/4$
$\lvert T_-\rangle = \lvert\downarrow,\downarrow\rangle$	$\varepsilon_{1\downarrow} + \varepsilon_{2\downarrow} + U + J/4$
$\lvert T\rangle = \dfrac{1}{c_3}\left[c_1\lvert\uparrow,\downarrow\rangle + \lvert\uparrow,\downarrow\rangle\right]$	$(\varepsilon_{1\uparrow} + \varepsilon_{1\downarrow} + \varepsilon_{2\uparrow} + \varepsilon_{2\downarrow} + 2U - J/2 + c)/2$
$\lvert S\rangle = \dfrac{1}{c_4}\left[c_2\lvert\uparrow,\downarrow\rangle + \lvert\uparrow,\downarrow\rangle\right]$	$(\varepsilon_{1\uparrow} + \varepsilon_{1\downarrow} + \varepsilon_{2\uparrow} + \varepsilon_{2\downarrow} + 2U - J/2 - c)/2$

本文主要研究量子点与电极处于弱耦合时的磁输运性质, 即$\varGamma_0 \ll k_{\mathrm{B}}T$. 此时对系统输运做出主要贡献的是序贯隧穿过程, 适合用主方程(master equation)方法处理[15–26]. 主方程方法是基于系统约化密度算符$\rho(t)$, 其时间演化方程由刘维尔方程表示:

$$\dot{\rho}(t) = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[H_{\mathrm{DQD}} + H_{\mathrm{tunnel}}, \rho(t)] + \boldsymbol{W}\rho(t), \tag{2}$$

在刘维尔方程中, 约化态密度矩阵为$\boldsymbol{\rho}_{\chi_1\chi_2} \equiv \langle\chi_1|\,\rho\,|\chi_2\rangle$, 式中$\chi_1$和$\chi_2$分别表示双量子点系统中的量子态. 当$\chi_1 = \chi_2 = \chi$, 为对角项时, 矩阵$\boldsymbol{W}$可以由下面给出公式的得到:

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{W}\,|_{\chi_1=\chi_2} \\ &= \sum_{\alpha,r,\chi'} (W_{\alpha,\chi,\chi'}^{r}\rho_{\chi'\chi'} - W_{\alpha,\chi',\chi}^{r}\rho_{\chi\chi}); \end{aligned} \tag{3}$$

当$\chi_1 \neq \chi_2$, 为非对角项时, 矩阵$\boldsymbol{W}$的表达公式可写为

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{W}\,|_{\chi_1\neq\chi_2} \\ &= \frac{1}{2}\sum_{\alpha,r,\chi'} (W_{\alpha,\chi',\chi_1}^{r} + W_{\alpha,\chi',\chi_2}^{r})\rho_{\chi_1\chi_2}. \end{aligned} \tag{4}$$

其中$r=+,-$, 符号"+"表示电子流入量子点, 而符号"−"是电子表示流出量子点. 当系统处于定态时, 约化态密度矩阵满足的方程为

$$0=-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}\langle\chi_1|\left[H_{\mathrm{DQD}}+H_{\mathrm{tunnel}},\rho\right]|\chi_2\rangle+\boldsymbol{W}|_{\chi_1,\chi_2}\rho, \tag{5}$$

上式就是一般的主方程的表达. 使用归一化条件, 我们可以计算得出约化密度矩阵的各个矩阵元, 从而可以计算通过α导体的电流为

$$I_\alpha=e\sum_{\chi,\chi'}\left[W^{+}_{\alpha,\chi,\chi'}\rho_{\chi'\chi'}-W^{-}_{\alpha,\chi',\chi}\rho_{\chi\chi}\right]. \tag{6}$$

反映系统磁输运性质的特征量是系统的隧穿磁阻(TMR), 由下式给出:

$$TMR=\left(I_P-I_{AP}\right)/I_{AP}, \tag{7}$$

I_P是系统处于平行磁性组态结构时所通过的电流, I_{AP}是系统处于反平行磁性组态结构时所通过的电流. 在我们的计算中, 具体参数取值为: $k_{\mathrm{B}}T=0.039$, $p=0.4$, $\varGamma_0=5$ μeV, $\varepsilon_{1\uparrow/1\downarrow}=0.5$ meV, $\varepsilon_{2\uparrow}=0.5$ meV, $\varepsilon_{2\downarrow}=0.3$ meV 和$I_0=e\varGamma/\hbar$.

3 计算结果与讨论

作为出发点, 我们首先讨论两个量子点之间没有电子关联时的情况, 即$U=0$和$J=0$. 此时双量子点系统退耦为两个独立的单量子点系统, 图2展示了通过dot1的电流、微分电导和隧穿磁阻随电压变化的情况. 从图2中我们可以发现, 当电压$V<2\varepsilon_{1\uparrow(\downarrow)}$时, 由于电压没有达到阈值电压, 在两种磁性组态的情况下, dot1都是空的和电流被阻塞了. 随着偏压增加至接近阈值电压时, 系统的量子态开始由空态$|0\rangle$向单占有态$|\uparrow\rangle$和$|\downarrow\rangle$跃迁, 使得通过系统的序贯电流开始单调地增加, 并最终到达一个平台, 并在$V=2\varepsilon_{1\uparrow/1\downarrow}=1$ meV处, 其微分电导的变化曲线上出现一个波峰. 此外, 当$p\neq0$时, 存在自旋隧穿不对称的情况. 在平行磁性组态结构时, 左端电极中的多(少)电子隧穿到右端电极中的多(少)电子能带; 而在反平行磁性组态结构时, 左端电极中的多(少)电子隧穿到右端电极中的少(多)电子能带. 因此, 平行磁性组态结构时的电流大于反平行磁性组态结构时的电流, 这导致一个正的隧穿磁阻. 从图2(c)可以看到一个有趣的现象是序惯隧穿磁阻是$TMR=0.255$, 小于由Julliere公式计算的值, 即对于$p=0.4$, 有$TMR^{\mathrm{Jull}}=2p^2/(1-p^2)=0.38$.

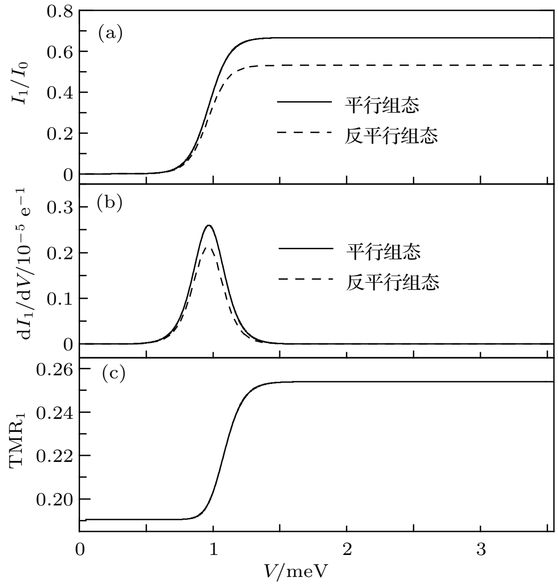

图2 在$J=0$和$U=0$时, 通过dot1的电流(a)、微分电导(b)以及隧穿磁阻(c)随偏压的变化曲线

Fig. 2. Current (a), differential conductance (b) and tunnel magnetoresistance (c) in the dot1 as a function of bias voltage with $J=0$, $U=0$.

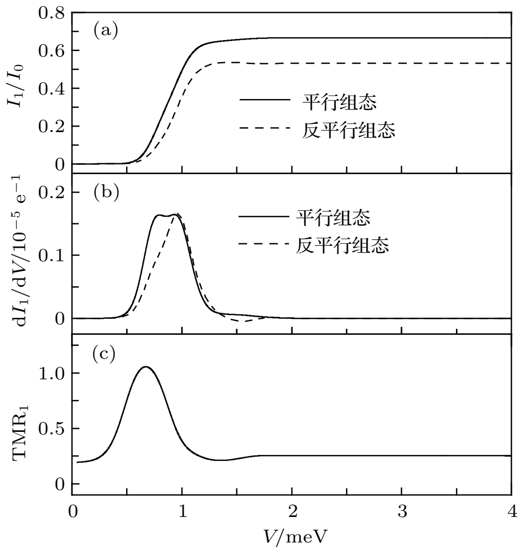

图3 在$J=0.3$和$U=0$时, 通过dot1的电流(a)、微分电导(b)以及隧穿磁阻(c)随偏压的变化曲线

Fig. 3. Current (a), differential conductance (b) and tunnel magnetoresistance (c) in the dot1 as a function of bias voltage with $J=0.3$, $U=0$.

然而当$U\neq0$或$J\neq0$时, 导致两个量子点相干耦合, 使情况极为不同. 此时电子隧穿通过dot1依赖于双量子点系统中量子态之间的跃变. 图3展示了当$U=0$和$J=0.3$时, 通过dot1的电流、微分电导和隧穿磁阻随电压变化的情况. 与图2比较,

可以发现在低电压区, 自旋关联对 I_{AP} 没有什么影响, 但对 I_P 的影响显著. 当系统处于平行磁性组态结构时, 由于自旋关联, 通过dot1的电流并不是在阈值电压 ($V = 2\varepsilon_{1\uparrow(\downarrow)} = 1$ meV) 处才会出现, 而是在 $V = 0.72$ meV时就出现了, 而系统处于反平行磁性组态结构时, 电子仅仅在阈值电压处才通过dot1. 如此导致隧穿磁阻在 $V = 0.72$ meV处出现了一个峰值高达 $TMR = 1.15$ 的波峰, 其值远远超过了由Julliere公式计算的值.

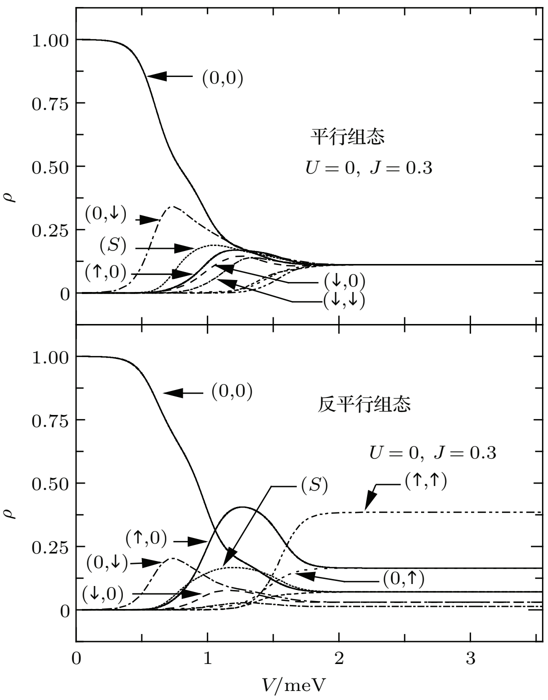

图4　在 $J = 0.3$ 和 $U = 0$ 时, 系统各量子态的占据概率随偏压变化的曲线

Fig. 4. The probabilities of quantum states of the double dot system as a function of bias voltage with $J = 0.3$, $U = 0$.

一个超大隧穿磁阻的出现可以通过双量子点系统中的量子态占据概率随电压的变化来说明. 如图4所示, 电流通过系统的第一个通道 (从态 $|0,0\rangle$ 到态 $|0,\downarrow\rangle$ 的跃迁) 在 $V = 0.6$ meV处打开, 但这个通道仅对通过dot2的电流有贡献. 随着电压的进一步增加, 对于处于平行磁性组态的系统, 导致电流通过dot1的第一 (从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 的跃迁) 和第二 (从态 $|0,0\rangle$ 到态 $|\uparrow,0\rangle$ 的跃迁) 个通道分别在 $V = 0.72$ meV和 $V = 1$ meV打开. 而对处于反平行磁性组态的系统, 这两个通道同时在 $V = 1$ meV处打开. 因此, 在 $V = 0.6$ meV和 $V = 0.9$ meV区间, 平行磁性组态时的电流远远大于反平行磁性组态时的电流, 如此导致一个超大隧穿磁阻的出现. 具体讲就是当系统处于平行磁性组态时, 一个自旋向下的电子在 $V = 0.6$ meV时进入dot2, 而自旋关联导致自旋向上电子进入dot1, 然后在 $V = 0.72$ meV时离开dot1形成电流, 其系统经历了从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 的跃变. 而当系统处于反平行磁性组态时, 自旋向上电子进入dot1后, 由于组态的限制要在 $V = 1$ meV时才能离开dot1形成电流.

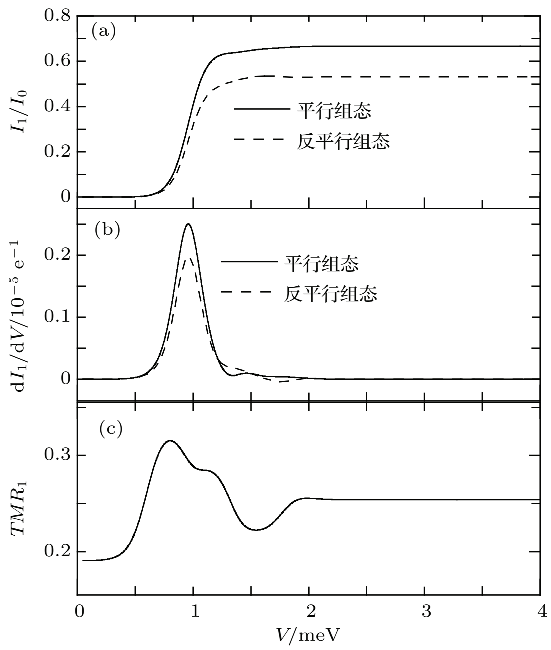

图5　在 $J = 0.3$ 和 $U = 0.1$ 时, 通过dot1的电流 (a)、微分电导 (b) 以及隧穿磁阻 (c) 随偏压的变化曲线

Fig. 5. Current (a), differential conductance (b) and tunnel magnetoresistance (c) in the dot1 as a function of bias voltage with $J = 0.3$, $U = 0.1$.

然而, 当库仑作用能不为零时, 情况就会大为不同. 首先考虑 $U = 0.1$ 和 $J = 0.3$ 时的情况, 如图5所示. 此时超大隧穿磁阻消失了, 其电流和微分电导随电压变化的曲线类似于无电子关联时的情况 (见图2). 超大隧穿磁阻的消失可归因于库仑作用能增加了双占据态的能量, 这增加了从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 跃迁的阈值电压. 正如前面所述, 在 $U = 0$ 时超大隧穿磁阻的出现是由于在平行磁性组态时, 从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 跃迁在 $V = 0.72$ meV时出现, 而在反平行磁性组态时, 该跃迁在 $V = 1$ meV时才出现. 但是当 $U = 0.1$ 时, 在两种磁性组态下, 从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 跃迁都是在 $V = 1$ meV时才出现 (图6), 如此超大隧穿磁阻消失了, 反映在这个系统中, 电子间库仑相互作用能够有效地抵消电子间自旋相互作用对该系统输运性质的影响.

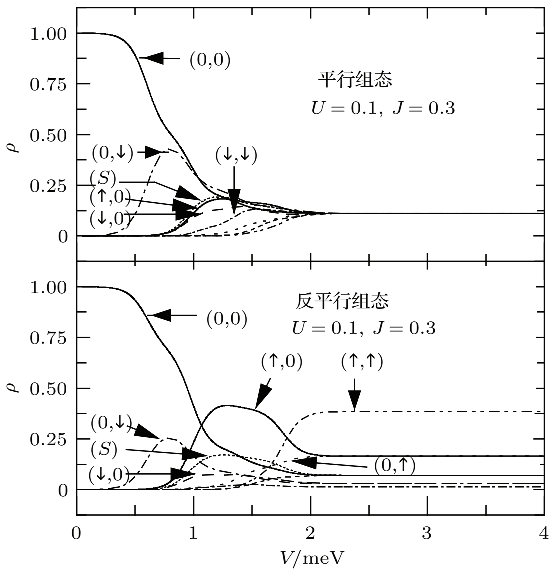

图6 在 $J=0.3$ 和 $U=0.1$ 时, 系统各量子态的占据概率随偏压变化的曲线

Fig. 6. The probabilities of quantum states of the double dot system as a function of bias voltage with $J=0.3$, $U=0.1$.

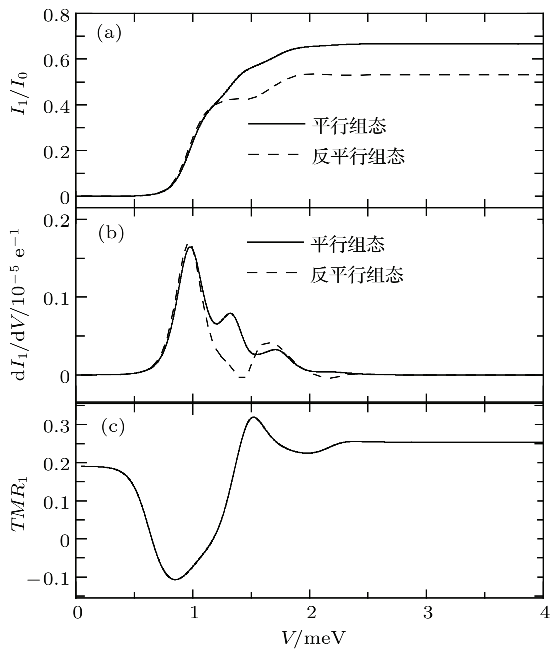

图7 在 $J=0.3$ 和 $U=0.3$ 时, 通过dot1的电流(a)、微分电导(b)和隧穿磁阻(c)随偏压的变化曲线

Fig. 7. Current (a), differential conductance (b) and tunnel magnetoresistance (c) in the dot1 as a function of bias voltage with $J=0.3$, $U=0.3$.

如果进一步增大库仑作用能, 让 $U=0.3$ 和 $J=0.3$, 情况有了一些新的变化. 此时, 由于库仑作用能的增加会相应地增加双占据态的能量, 从而也就增加了从单占据态向双占据态跃迁的阈值电压, 导致电流随电压变化的线形从无或弱库仑作用时的一个平台(见图3和图5)逐渐转变为两个平台(见图7), 分别对应于从空态跃迁到单占据态通道的打开和从单占据态跃迁到双占据态通道的打开. 从图7我们可以看到, 相对于平行组态, 在反平行组态时这种转变更为明显, 这是因为如图8所示, 在平行组态时, 从空态到单占据态通道的打开出现在 $V=0.9$ meV, 而从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 的跃迁出现在 $V=1.1$ meV, 导致两个平台相隔太近而不明显. 而在反平行组态时, 从态 $|0,\downarrow\rangle$ 到态 $|S\rangle$ 跃迁出现在 $V=1.6$ meV, 如此明显出现了两个平台. 此外, 在 $V=0.9$ meV处, 只打开了从空态跃迁到单占据态的通道, 而从图8中可以看到, 单占据态 $|0,\downarrow\rangle$ 在平行磁组态的占据概率远大于在反平行磁组态的占据概率, 这意味着相对于反平行磁组态, 一个自旋向下的电子在平行磁组态更可能占据dot2, 从而阻塞了电子隧穿通过dot1, 导致反平行磁组态的电流大于平行磁组态时的电流, 从而导致在 $V=0.9$ meV附近出现负磁阻.

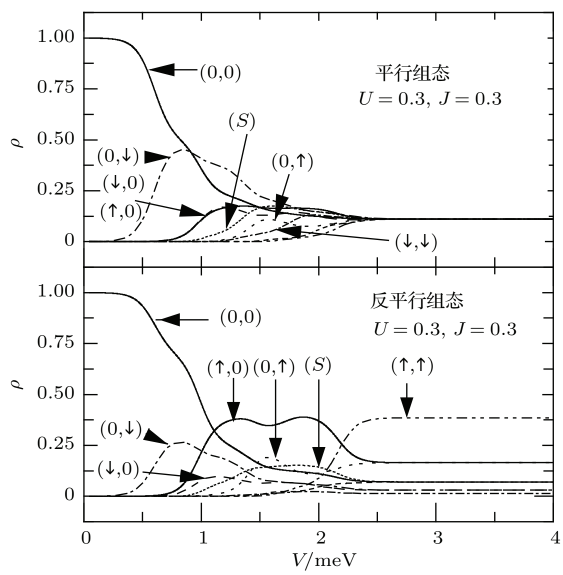

图8 在 $J=0.3$ 和 $U=0.3$ 时, 系统各量子态的占据概率随偏压变化的曲线

Fig. 8. The probabilities of quantum states of the double dot system as a function of bias voltage with $J=0.3$, $U=0.3$.

图9展示了当 $U=0.78$ 和 $J=0.3$ 时, 通过dot1的电流、微分电导和隧穿磁阻随电压变化的情况. 从图中可以看到, 在两种组态的情况下, 电流随电压变化的曲线已从一个台阶增加到了两个台阶. 第一个台阶对应于两个隧穿通道(从态 $|0,0\rangle$ 分别向态 $|\uparrow,0\rangle$ 和态 $|\downarrow,0\rangle$ 跃迁)在阈值电压 $V=1$ meV时打开所形成. 而第二个台阶对应于从单占据态向双占据态跃迁所形成的隧穿通道在阈值电压 $V=2.5$ meV时打开, 此时由于库仑作用, 双占据

态具有更高的能量, 其所形成的隧穿通道就有更高的阈值电压. 此外, 从图中还可以看到整个电流随电压变化的第一个台阶都属于负微分电导区, 即电流随电压的增加而减少.

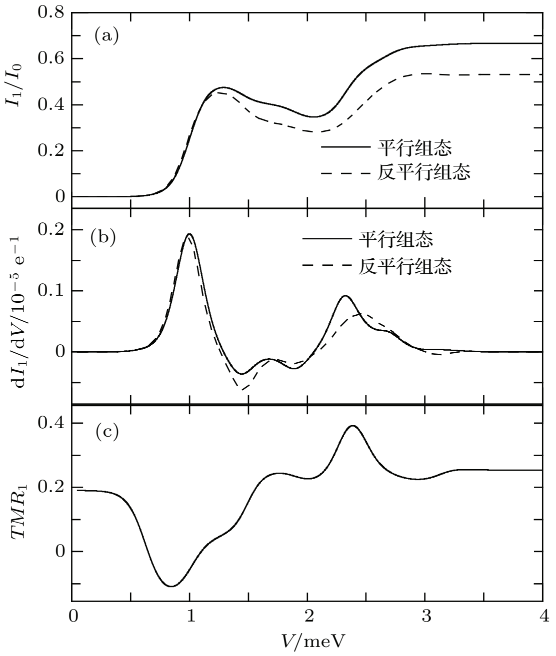

图 9 在 $J = 0.3$ 和 $U = 0.78$ 时, 通过 dot1 的电流 (a)、微分电导 (b) 和隧穿磁阻 (c) 随偏压的变化曲线

Fig. 9. Current (a), differential conductance (b) and tunnel magnetoresistance (c) in the dot1 as a function of bias voltage with $J = 0.3$, $U = 0.78$.

负微分电导的出现与系统中存在“慢”和“快”输运通道有关, 或者与电子集“束”通过系统有关. 也就是由于动力学通道堵塞, 在一个通道中的电子会压制另一个通道中电子的输运, 如此减少了总的电流. 在我们研究的系统中, 是电子集“束”通过系统导致了负微分电导的出现. 动力学通道堵塞产生于库仑作用和系统中不对称性的共存, 而系统中的不对称性来自于保留 dot1 自旋能级的简并, 由外磁场消去 dot2 自旋能级的简并. 由于这个不对称性, 电子占据和隧穿通过 dot1 和 dot2 的概率不一样, 正如图 10 所示. 当 $V \leqslant 2.5$ meV 时, 通过双占据态的输运是不可能的. 从前面的讨论中我们知道, 量子态 $|0,\downarrow\rangle$ 的阈值偏压是 $V = 0.6$ meV, 所以, 当 0.6 meV $< V < 2.5$ meV 时, dot2 中的电子会压制电子隧穿通过 dot1, 只有当 dot2 在某些瞬间出现空态时, 电子才能隧穿通过 dot1, 如此导致电子集“束”通过 dot1, 使得在此偏压区间通过 dot1 的电流随偏压的增加而减少和负微分电导的出现. 此外, 从图 9 中我们同样可以看到, 在 $V = 0.9$ meV 处有一个负磁阻的出现, 通过比较图 8 和图 10, 可以发现图 9 中出现负磁阻的原因与图 7 中出现负磁阻的原因是相同的. 所以在这个系统中, 当电子间库仑相互作用能等于或大于自旋相互作用能 (即: $V \geqslant J$) 时, 会出现负磁阻.

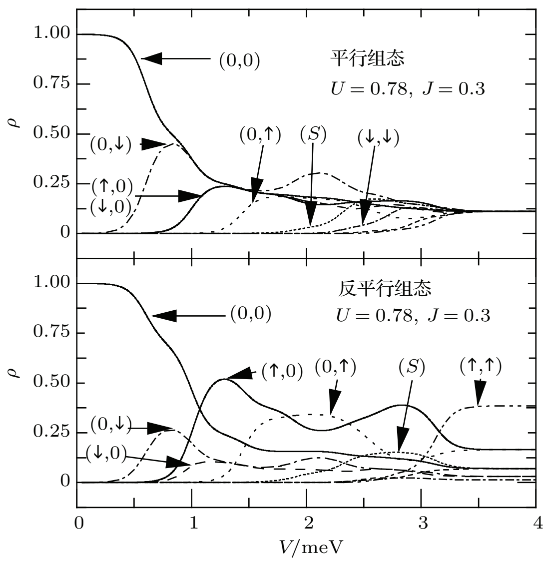

图 10 在 $J = 0.3$ 和 $U = 0.78$ 时, 系统各量子态的占据概率随偏压变化的曲线

Fig. 10. The probabilities of quantum states of the double dot system as a function of bias voltage with $J = 0.3$, $U = 0.78$.

4 结 论

本文研究了电子关联效应对平行双量子点系统磁输运性质的影响. 研究结果表明, 电子关联效应可以显著地改变系统的磁输运性质. 电子自旋关联能够导致一个巨大隧穿磁阻的出现, 其数值远大于用 Julliere 公式所计算的隧穿磁阻的值, 但这个巨大隧穿磁阻在库仑作用不为零时消失了, 反映出在这个系统中, 电子间库仑相互作用能够有效地抵消电子间自旋相互作用对该系统输运性质的影响; 同时电子库仑关联和系统中不对称性的共存将诱导出动力学通道阻塞, 使电子聚“束”通过 dot1, 从而导致负微分电导以及负隧穿磁阻的出现. 这些新颖的性质在自旋电子学、纳电子学中具有潜在的应用价值.

参考文献

[1] Zutic I, J Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323

[2] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120

[3] Hanson R, Burkard G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 050502
[4] Cottet A, Belzig W, Bruder C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 206801
[5] Weymann I, König J, Martinek J, Barnaś J, Schön G 2005 *Phys. Rev. B* **72** 115334
[6] Goldhaber-Gordon D, Shtrikman H, Mahalu D, Abusch D, Meirav U, Kastner M A 1998 *Nature* **391** 156
[7] Cronenwett S M, Oosterkamp T H, Kouwenhoven L P 1998 *Science* **281** 540
[8] Sun Q F, H Guo H, Lin T H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 176601
[9] Hamaya K, Kitabatake M, Shibata K, Jung M, Ishida S, Taniyama T, Hirakawa K, Arakawa Y, Machida T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 236806
[10] Buttiker M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2901
[11] Trocha P, Barnaś J 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165432
[12] Hornberger R, Koller S, Begemann G, Donarini A, Grifoni M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 245313
[13] Weymann I 2007 *Phys. Rev. B* **75** 195339
[14] Wu S Q, He Z, Yan C H, Sun W L, Wang S J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1413 (in Chinese) [吴绍全, 何忠, 阎从华, 孙威立, 王顺金 2006 物理学报 **55** 1413]
[15] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2009 物理学报 **58** 4175]
[16] McClure D T, DiCarlo L, Zhang Y, Engel H A, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 056801
[17] Golovach V N, Loss D 2004 *Phys. Rev. B* **69** 245327
[18] Cota E, Aguado R, Platero G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 107202
[19] Weymann I 2008 *Phys. Rev. B* **78** 045310
[20] Izumida W, Sakai O 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10260
[21] Jones B A, Varma C M, Wilkins W J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 125
[22] Buttiker M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2901
[23] Buttiker M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 12485
[24] Trocha P, Barna J 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165432
[25] Zou C Y, Wu S Q, Zhao G P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 017201 (in Chinese) [邹承役, 吴绍全, 赵国平 2013 物理学报 **62** 017201]
[26] Blum K 1996 *Density Matrix Theory and Applications* (New York: Taylor & Francis)

物 理 学 报 Acta Phys. Sin. Vol. 64, No. 10 (2015) 107201

Effect of electronic correlations on magnetotransport through a parallel double quantum dot*

Wu Shao-Quan† Fang Dong-Kai Zhao Guo-Ping

(*College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610066, China*)

(Received 24 October 2014; revised manuscript received 30 December 2014)

Abstract

We theoretically investigate the effects of electronic correlations (including spin and Coulomb correlations) on the magnetotransport through a parallel double quantum dot (DQD) coupled to ferromagnetic leads. Two dots couple coherently through electron correlations, rather than tunneling directly between two dots, and each dot is coupled to two semi-infinite ferromagnetic leads. We assume that the intradot Coulomb repulsion is much larger than the interdot Coulomb repulsion U. Thus, only the zero, one and two-particle DQD states are relevant to transport. Because of interdot electron correlation, the I-V characteristics of each dot is sensitive to the change in the state of the other dot. This work focuses on the effects of electron spin correlation and electron Coulomb correlation on magnetotransport through this system. In order to determine the transport properties of the system, we use the generalized master equation method. This method is based on the reduced density operator defined by averaging the statistical operator of the total system over the states of all leads. With the framework of the generalized master equation and the sequential tunneling approximation, we calculate the current, differential conductance and tunnel magnetoresistance (TMR) in the dot 1 as a function of bias for different spin correlations and Coulomb correlations. Our results reveal that the magnetotransport through this system is more sensitive to Coulomb correlation than to spin correlation; when Coulomb correlation equals zero, the spin correlation can induce a giant tunnel magnetoresistance, which is further larger than the Julliere's value of TMR; when Coulomb correlation occurs, the giant tunnel magnetoresistance disappears; when Coulomb correlation is equal to or larger than spin correlation, Coulomb correlation can suppress spin correlation; while the coexistence of Coulomb correlation and asymmetry of the DQD system can result in dynamical channel blockade, which can lead to the occurrence of negative tunnel magetoresistance and negative differential conductance. These novel properties lead to the potential applications in nanoelectronics, and relevant underlying physics of this problem is discussed.

Keywords: parallel double quantum dot, electronic correlations, master equation method, negative differential conductance and negative tunnel magetoresistance

PACS: 72.15.Qm, 75.25.–b, 73.23.Ra **DOI:** 10.7498/aps.64.107201

* Project supported by the Scientific Research Funds of Education Department of Sichuan Province, China (Grant No. 12ZA132) and Construction Plan for Scientific Research Innovation Team of Sichuan Normal Universities, China (Grant No. 12TD008).

† Corresponding author. E-mail: 2963434972@qq.com