

双量子点电荷比特的散粒噪声谱^{*}

施振刚[†] 文 伟 湛雄文 向少华 宋克慧

(怀化学院物理与信息工程系, 怀化 418008)

(怀化学院信息科学研究所, 怀化 418008)

(2009 年 7 月 30 日收到; 2009 年 8 月 14 日收到修改稿)

考虑基底声子热库的耗散效应, 推导了双量子点电荷比特的主方程, 并利用全计数统计方法计算了双量子点电荷比特的平均电流和 Fano 因子. 结果表明: 声子热库的耗散引起平均电流关于其峰值的非对称分布和 Fano 因子双峰的非对称分布, 并且随着声子热库温度 T 的升高, 平均电流的非对称分布越强, Fano 因子的峰值逐渐降低, 直至超泊松分布行为消失.

关键词: 双量子点电荷比特, 主方程, 全计数统计, 散粒噪声

PACC: 0367, 0560, 7335, 7270

1. 引 言

量子信息处理和量子计算科学是目前物理学及相关科学研究的热点, 而稳定量子比特的产生和控制, 是当前量子信息的实用化和量子计算的物理实现的关键问题. 至今, 物理学家从理论上提出了几十种物理系统(固态系统和量子光学系统等)和操控模式来达到实现量子计算的基本要求. 由于固态系统中的量子点系统的能级结构和量子态不仅可以进行工程设计、调节、集成和扩展, 而且还具有独特的量子相干特性, 量子点系统被认为是最理想的候选者之一^[1]. 自 Loss 等^[2]提出单电子量子点自旋比特以来, 人们相继提出了多量子点自旋比特^[3], 双量子点电荷比特^[4]和多量子点电荷比特^[5]. 相对于量子点自旋比特而言, 量子点电荷比特通过调节门电压就可以完成所有的操控而不需要局域的磁场控制. 因此, 对量子点电荷比特相干动力学研究引起了人们的极大兴趣. 对电荷通过导体的相干效应, 通常是测量电流-电压特性. 这里的电流是对时间平均了的平均电流, 而某时流过任一点处的电流实际上是不连续的, 而且时刻地变动和绕其平均值涨落. 这些与时间相关的精细起伏涨落里, 包含着在电荷转移过程中从电导测量中不能获得, 且又丰富的信息^[6-8]. 这种由电子电荷

离散本征特性所导致的电流相对其平均值的涨落, 就是散粒噪声. 因此, 散粒噪声测量是研究相干效应的另一有效工具^[9,10].

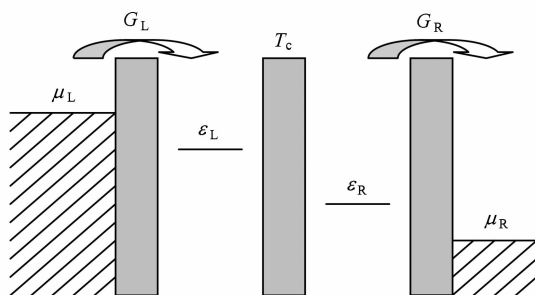


图 1 双量子点结构示意图

2. 理论模型和方法

理论模型如图 1 所示, 双量子点通过隧穿势垒与源电极和漏电极连接. 调节门电压使源电极的化学势 μ_L 高于漏电极的化学势 μ_R . 因此, 电子可以通过双量子点从源电极隧穿到漏电极. 同时假定双量子点处于库仑阻塞区, 则最多只能有一个额外电子隧穿到双量子点内. 此时, 双量子点中电子的有效希尔伯特空间为以下三个态: 左边量子点上有一个额外电子相应的态 $|L\rangle = |N_L + 1, N_R\rangle$, 其能量记为 ε_L ; 右边量子点上有一个额外电子相应的态 $|R\rangle = |N_L, N_R + 1\rangle$, 其能量记为 ε_R ; 以及“空”态 $|0\rangle$

^{*} 湖南省教育厅科研基金重点项目(批准号:06A055, 09B079)和怀化学院青年基金(批准号:HHUQ2009-07, HHUQ2009-09)资助的课题.

[†] E-mail: shi_zhengang@yahoo.com

$= |N_L, N_R\rangle$. 假定高激发态位于 $\mu_L \gg \varepsilon_L, \varepsilon_R \gg \mu_R$ 之外, 则双量子点只有最低的两个杂化态对输运有贡献.

双量子点的哈密顿量可以表示为^[11]

$$H_D = \varepsilon_L |L\rangle\langle L| + \varepsilon_R |R\rangle\langle R| + T_c (|L\rangle\langle R| + |R\rangle\langle L|), \quad (1)$$

其中 T_c 为量子点间的隧穿强度. 定义赝自旋算子 $\sigma_z = |L\rangle\langle L| - |R\rangle\langle R|$, $\sigma_x = |L\rangle\langle R| + |R\rangle\langle L|$, 则双量子点的哈密顿量可化为两能级量子体系

$$H_{\text{TLS}} = \frac{\varepsilon}{2} \sigma_z + T_c \sigma_x, \quad (2)$$

其中 $\varepsilon = \varepsilon_L - \varepsilon_R$ 是两个量子点间的能量差. H_{TLS} 的本征态 $|\pm\rangle$ 和本征能量 $\varepsilon_{\pm}$ 分别为 $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{4T_c^2 + (\Delta \mp \varepsilon)^2}} [\pm 2T_c |L\rangle + (\Delta \mp \varepsilon) |R\rangle]$ 和 $\varepsilon_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon^2 + 4T_c^2} = \pm \frac{1}{2} \Delta$.

两个电极的哈密顿量为

$$H_{\text{res}} = \sum_k \varepsilon_k^L c_k^+ c_k + \sum_k \varepsilon_k^R d_k^+ d_k, \quad (3)$$

其中 c_k^+ (c_k) 是源电极中动量为 k 的电子的产生(湮没)算符, d_k^+ (d_k) 是漏电极中动量为 k 的电子的产生(湮没)算符, ε_k^i ($i = L, R$) 是这些电子的能量.

双量子点与电极间的隧穿哈密顿量为

$$H_V = \sum_k (V_k^L c_k^+ s_L + V_k^R d_k^+ s_R + \text{h. c.}), \quad (4)$$

这里引入了算子 $s_L = |0\rangle\langle L|$, $s_R = |0\rangle\langle R|$, V_k^i ($i = L, R$) 是双量子点和电极的隧穿耦合强度.

在本文中我们还考虑声子热库环境对双量子点比特相干演化的影响. 声子热库的哈密顿量为

$$H_p = \sum_q \omega_q a_q^+ a_q, \quad (5)$$

其中 a_q^+ (a_q) 是频率为 ω_q 的声子的产生(湮灭)算符. 电声相互作用哈密顿量为^[11,12]

$$H_{\text{ep}} = \frac{1}{2} \sigma_z \sum_q g_q (a_{-q} + a_q^+) = \frac{1}{2} \sigma_z A, \quad (6)$$

其中 g_q 是电声耦合强度. 为表述方便, 我们令 $A = \sum_q g_q (a_{-q} + a_q^+)$.

整个系统的哈密顿量由上述五部分构成:

$$H = H_{\text{TLS}} + H_p + H_{\text{res}} + H_V + H_{\text{ep}}. \quad (7)$$

整个系统的密度矩阵 ρ_{Dpr} 遵循刘维尔方程

$$i\hbar \frac{d\rho_{\text{Dpr}}}{dt} = [H, \rho_{\text{Dpr}}]. \quad (8)$$

我们感兴趣的是电荷量子比特的演化行为, 将电极电子和基底声子热库视为外部环境. 因此, 我们需要推导电荷量子比特的约化密度矩阵 $\rho_D = \text{Tr}_E \{\rho_{\text{Dpr}}\}$ 满足的主方程. 对弱比特热库耦合情形, 在玻恩-马尔可夫近似和无限偏压条件 ($\mu_L \rightarrow \infty, \mu_R \rightarrow -\infty$) 下, 假定声子热库处于热平衡态, 我们得到约化密度矩阵 ρ_D 满足的主方程^[11,13-18]

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_D}{dt} = & -\frac{i}{\hbar} [H_{\text{TLS}}, \rho_D] - \frac{1}{\hbar^2} \left\{ \frac{\Gamma_L}{2} [s_L s_L^+ \rho_D(t) - 2s_L^+ \rho_D(t) s_L + \rho_D(t) s_L s_L^+] \right. \\ & + \frac{\Gamma_R}{2} [s_R^+ s_R \rho_D(t) - 2s_R \rho_D(t) s_R^+ + \rho_D(t) s_R^+ s_R] \Big\} \\ & - \frac{1}{\hbar^2} \int_0^t dt' \frac{1}{4} \left\{ \sigma_z \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \sigma_z \exp\left[\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \rho_D(t) K \right. \\ & - \sigma_x \rho_D(t) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \sigma_z \exp\left[\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] K^* \\ & - \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \sigma_z \exp\left[\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \rho_D(t) \sigma_z K \\ & \left. + \rho_D(t) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \sigma_z \exp\left[\frac{i}{\hbar} H_{\text{TLS}}(t-t')\right] \sigma_z K^* \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

为了方便叙述, 我们令

$$\text{Tr}_p [\rho_p(0) A(t) A(t')] = K,$$

$$\text{Tr}_p [\rho_p(0) A(t') A(t)] = K^*.$$

对于声子热平衡态, 我们有

$$K(t) = \int_0^\infty d\omega J(\omega) [n_p(\omega) e^{i\omega t} + (1 + n_p(\omega)) e^{-i\omega t}],$$

其中 $J(\omega) = \sum_j |g_j|^2 \delta(\omega - \omega_j)$ 是声子热库的谱函数, $n_p = (e^{\frac{\omega}{k_B T}} - 1)^{-1}$, T 是声子热库的温度. 式中

$\Gamma_{L(R)}$ 是电子穿过左(右)边势垒的隧穿率, $\text{Tr}_p\{\dots\}$ 表示对声子热库求偏迹, $\rho_p(0)$ 是初始时刻声子热库的约化密度矩阵. 经过简单的计算, 我们可以得到约化密度矩阵 ρ_D 的矩阵元 $\rho_D^{mn} = \langle m | \rho_D | n \rangle$ 满足的微分方程

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_D^{00}(t)}{dt} &= -\Gamma_L \rho_D^{00}(t) + \Gamma_R \rho_D^{RR}(t), \\ \frac{d\rho_D^{LL}(t)}{dt} &= -iT_c [\rho_D^{RL}(t) - \rho_D^{LR}(t)] \\ &\quad + \Gamma_L [1 - \rho_D^{LL}(t) - \rho_D^{RR}(t)], \\ \frac{d\rho_D^{RR}(t)}{dt} &= -iT_c [\rho_D^{LR}(t) - \rho_D^{RL}(t)] - \Gamma_R \rho_D^{RR}(t), \\ \frac{d\rho_D^{LR}(t)}{dt} &= \left\{ -i\varepsilon - \frac{\Gamma_R}{2} - \gamma_p^* \right\} \rho_D^{LR}(t) + [iT_c + \gamma'_+] \\ &\quad \times \rho_D^{LL}(t) - [iT_c + \gamma'_-] \rho_D^{RR}(t), \\ \frac{d\rho_D^{RL}(t)}{dt} &= \left\{ i\varepsilon - \frac{\Gamma_R}{2} - \gamma_p \right\} \rho_D^{RL}(t) - [iT_c - \gamma_+] \rho_D^{LL}(t) \end{aligned}$$

$$\langle I \rangle = \frac{e\Gamma_L \Gamma_R T_c \left[2\varepsilon \text{Re}\gamma_+ + 2\left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \text{Im}\gamma_+ - 2T_c \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \right]}{D}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{S}{2e^2} &= \frac{\langle I \rangle}{e} + \frac{4\Gamma_L \Gamma_R T_c (\text{Im}\gamma_+ - T_c)}{D} \frac{\langle I \rangle}{e} + \left\{ \frac{4(\Gamma_L + \Gamma_R) T_c (T_c - \text{Im}\gamma_+) + 4\Gamma_L T_c (T_c - \text{Im}\gamma_-)}{D} \right. \\ &\quad + \frac{4\Gamma_L \Gamma_R \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) + 2(\Gamma_L + \Gamma_R) [\varepsilon^2 + \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right)^2]}{D} + \frac{4T_c \left[T_c \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) - \varepsilon \text{Re}\gamma_+ - \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \text{Im}\gamma_+ \right]}{D} \\ &\quad \left. + \frac{4T_c \left[T_c \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) - \varepsilon \text{Re}\gamma_- - \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \text{Im}\gamma_- \right]}{D} \right\} \left(\frac{\langle I \rangle}{e} \right)^2, \end{aligned} \quad (11)$$

式中 e 是电子电量,

$$\begin{aligned} D &= \Gamma_L T_c \left[2\varepsilon \text{Re}\gamma_- + 2\left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \text{Im}\gamma_- - 2T_c \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \right] \\ &\quad + T_c (\Gamma_L + \Gamma_R) \left[2\varepsilon \text{Re}\gamma_+ + 2\left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \text{Im}\gamma_+ \right. \\ &\quad \left. - 2T_c \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right) \right] - \Gamma_L \Gamma_R \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\Gamma_R}{2} + \gamma_p\right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Fano 因子 $F = \frac{S}{(2e\langle I \rangle)}$ 表示电流涨落的幅度, $F > 1$ 相应于超泊松分布, $F < 1$ 相应于亚泊松分布, $F = 1$ 相应于泊松分布.

3. 数值计算结果及讨论

为了清楚的说明双量子点电荷比特的相干效应, 我们以声子热库的欧姆型耗散为例计算双量子

点电荷比特的平均电流和 Fano 因子. 对于声子热库的欧姆型耗散, 有 $J(\omega) = g\omega e^{-\frac{\omega}{\omega_c}}$, 其中 g 是耦合常数, ω_c 是有效德拜频率. 此时,

$$\begin{aligned} \gamma_p &= \frac{1}{\Delta^2} \int_0^\infty dt (\varepsilon^2 + 4T_c^2 \cos \Delta t) \text{Re}\{K(t)\}, \\ \gamma_+ &= \frac{T_c}{\Delta^2} \int_0^\infty dt [\varepsilon(1 - \cos \Delta t) - i\Delta \sin \Delta t] K(t), \\ \gamma'_+ &= \frac{T_c}{\Delta^2} \int_0^\infty dt [\varepsilon(1 - \cos \Delta t) + i\Delta \sin \Delta t] K^*(t), \\ \gamma_- &= \frac{T_c}{\Delta^2} \int_0^\infty dt [\varepsilon(1 - \cos \Delta t) - i\Delta \sin \Delta t] K^*(t), \\ \gamma'_- &= \frac{T_c}{\Delta^2} \int_0^\infty dt [\varepsilon(1 - \cos \Delta t) + i\Delta \sin \Delta t] K(t). \end{aligned}$$

利用全计数统计方法^[10], 可以求得平均电流 $\langle I \rangle$ 和零频散粒噪声 S , 即

点电荷比特的平均电流和 Fano 因子. 对于声子热库的欧姆型耗散, 有 $J(\omega) = g\omega e^{-\frac{\omega}{\omega_c}}$, 其中 g 是耦合常数, ω_c 是有效德拜频率. 此时,

$$\begin{aligned} \gamma_p &= \frac{g\pi}{\Delta^2} \left[\frac{\varepsilon^2}{\beta} + 2T_c^2 \Delta e^{-\frac{\Delta}{\omega_c} \coth\left(\frac{\beta\Delta}{2}\right)} \right], \\ \text{Re}\{\gamma_\pm\} &= g \frac{\pi T_c}{\Delta^2} \left[\frac{\varepsilon}{\beta} - \frac{\varepsilon}{2} \Delta e^{-\frac{\Delta}{\omega_c} \coth\left(\frac{\beta\Delta}{2}\right)} \mp \frac{\Delta^2}{2} e^{-\frac{\Delta}{\omega_c}} \right], \\ \text{Im}\{\gamma_\pm\} &= \mp g \frac{\varepsilon T_c \omega_c}{\Delta^2} + g \frac{T_c}{2\Delta^2} \int_0^\infty d\omega \omega e^{-\frac{\omega}{\omega_c}} \left[\frac{1}{e^{\beta\omega} - 1} \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\Delta \mp \varepsilon}{\omega - \Delta} - \frac{\Delta \pm \varepsilon}{\omega + \Delta} \right) + \frac{1}{1 - e^{-\beta\omega}} \\ &\quad \left. \times \left(\frac{\Delta \pm \varepsilon}{\omega - \Delta} - \frac{\Delta \mp \varepsilon}{\omega + \Delta} \right) \right], \end{aligned}$$

其中, $\Delta = \sqrt{\varepsilon^2 + 4T_c^2}$, $\beta = (k_B T)^{-1}$.

计算中我们取 $\Gamma_L = 0.1 \text{ meV}$, $\Gamma_R = 2.5 \text{ } \mu\text{eV}$, T_c

$=0.1\text{ meV}$, $g=8\times 10^{-4}$, $\omega_c=5\text{ meV}$, 与文献[10]中的参量一致.

图2是平均电流、能量差 ε 和声子热库温度 T 的关系. 从图2可以看到:不管存在电声相互作用与否,平均电流均在共振隧穿点 $\varepsilon_L=\varepsilon_R$ 处达到最大值;不考虑电声相互作用时,平均电流关于其峰值呈现对称分布;考虑电声相互作用时,平均电流关于其峰值呈现非对称分布,并且随着声子热库温度 T 的升高,平均电流的非对称分布越强. 最近的实验^[9,10]就报道了平均电流的这种非对称分布. 由下面的分析不难看出,平均电流的这种非对称分布是由声子热库的耗散引起的. 不存在电声相互作用时,平均电流(10)式简化为

$$\langle I \rangle = \frac{4e\Gamma_L\Gamma_RT_c^2}{4T_c^2(2\Gamma_L+\Gamma_R)+4\varepsilon^2\Gamma_L+\Gamma_L\Gamma_R^2}, \tag{12}$$

从上式中很容易可以看出,平均电流关于其峰值是对称的. 可见,双量子点电荷比特与声子热库的耦合引起了平均电流的非对称分布.

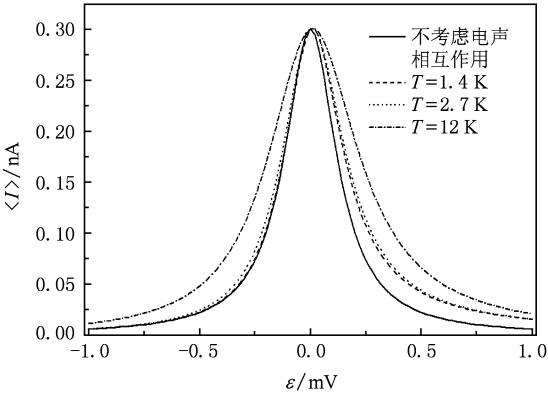


图2 不同声子热库温度下平均电流 $\langle I \rangle$ 随能量差 ε 的变化关系

图3是Fano因子、能量差 ε 和声子热库温度 T 的关系. 从图3可以看到:1) Fano因子在平均电流共振隧穿点附近展现出双峰结构. 不考虑电声相互作用时,Fano因子的双峰关于平均电流共振隧穿点呈现对称性;考虑电声相互作用时,Fano因子的双峰在平均电流共振隧穿点附近呈现非对称性. 2)随着声子热库温度 T 的升高,Fano因子的峰值逐渐降低. 声子热库温度较低时,Fano因子随能量差 ε 展

现丰富的超泊松分布、亚泊松分布和泊松分布行为. 声子热库温度较高时,譬如 $T=12\text{ K}$ 时,Fano因子的超泊松分布消失,只展现亚泊松分布和泊松分布行为.

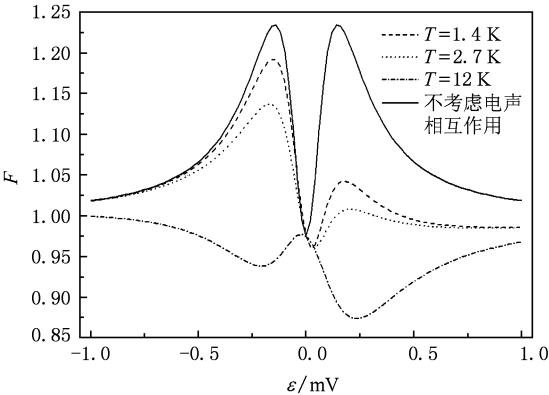


图3 不同声子热库温度下Fano因子随能量差 ε 的变化关系

根据电子从双量子点隧穿到漏电极的 $|-\rangle$ 和 $|+\rangle$ 隧穿通道,我们可以理解Fano因子的双峰结构. 在共振隧穿点 $\varepsilon_L=\varepsilon_R$ 处,由隧穿通道 $|-\rangle$ 隧穿的概率与由隧穿通道 $|+\rangle$ 隧穿的概率相同,这导致散粒噪声的亚泊松分布^[19]. 当 $|\varepsilon_L-\varepsilon_R|$ 较小时,隧穿通道间的动力学通道阻塞导致散粒噪声的超泊松分布^[20]. 当 $|\varepsilon_L-\varepsilon_R|\gg T_c$ 时,单通道隧穿导致散粒噪声的亚泊松分布^[21]. 当 $\varepsilon_L<\varepsilon_R$ 时,由 $|+\rangle$ 到 $|-\rangle$ 的弛豫过程增强动力学通道阻塞,当 $\varepsilon_L>\varepsilon_R$ 时,由 $|+\rangle$ 到 $|-\rangle$ 的弛豫过程抑制动力学通道阻塞,因此导致Fano因子的非对称性.

4. 结 论

考虑基底声子热库的耗散效应,推导了双量子点电荷比特的主方程,并利用全计数统计方法计算了双量子点电荷比特的平均电流和Fano因子. 结果表明:声子热库的耗散引起平均电流关于其峰值的非对称分布和Fano因子双峰的非对称分布,并且随着声子热库温度 T 的升高,平均电流的非对称分布越强,Fano因子的峰值逐渐降低,直至超泊松分布行为消失.

- [1] DiVincenzo D P 2005 *Science* **309** 2173
- [2] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [3] Weinstein Y S, Hellberg C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 110501
- [4] Wu Z J, Zhu K D, Yuan X Z, Jiang Y W, Zheng H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 205323
- [5] Hentschel M, Valente Diego C B, Mucciolo Eduardo R, Baranger Harold U 2007 *Phys. Rev. B* **76** 235309
- [6] Buttiker M 2000 *Phys. Rep.* **1** 336
- [7] Dong Z C, Xing D Y, Dong J M 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 556 (in Chinese) [董正超、邢定钰、董锦明 2001 物理学报 **50** 556]
- [8] An X T, Li Y X, Liu J J 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 4105 (in Chinese) [安兴涛、李玉现、刘建军 2007 物理学报 **56** 4105]
- [9] Barthold P, Hohls F, Maire N, Pierz K, Haug R J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 246804
- [10] Kießlich G, Schöll E, Brandes T, Hohls F, Haug R J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 206602
- [11] Brandes T 2005 *Phys. Rep.* **408** 315
- [12] Wu Z J, Zhu K D, Yuan X Z, Zheng H 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3346 (in Chinese) [吴卓杰、朱卡的、袁晓忠、郑 杭 2005 物理学报 **54** 3346]
- [13] Gurvitz S A, Prager Ya S 1996 *Phys. Rev. B* **53** 15932
- [14] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 357
- [15] Li X Q, Luo J Y, Yang Y G, Cui P, Yan Y J 2005 *Phys. Rev. B* **71** 205304
- [16] Li X Q, Cui P, Yan Y J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 066803
- [17] Dong B, Cui H L, Lei X L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 066601
- [18] Ouyang S H, Lam C H, You J Q 2008 *Eur. Phys. J. B* **64** 67
- [19] Sánchez R, Platero G, Brandes T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 146805
- [20] Belzig W 2005 *Phys. Rev. B* **71** 161301
- [21] Chen L Y, Ting C S 1992 *Phys. Rev. B* **46** 4714

Shot noise spectrum of a double quantum dot charge qubit^{*}

Shi Zhen-Gang[†] Wen Wei Chen Xiong-Wen Xiang Shao-Hua Song Ke-Hui

(Department of Physics and Information Engineer, huaihua University, Huaihua 418008, China)

(Research Institute of Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China)

(Received 30 July 2009; revised manuscript received 14 August 2009)

Abstract

We derive the master equation of a double quantum dot charge qubit by taking into account the dissipative effects of the phonon – bath environment, and study the current noise spectrum of the double quantum dot charge qubit in terms of full counting statistics. It is found that the current is asymmetric about the current peak. The Fano factor displays an asymmetric double-peak structure, the asymmetry is due to the dissipations induced by the phonon bath. With increasing temperature T of the phonon bath, the current resonance broadens, the Fano factor peaks become smaller, and the super-Poissonian behavior vanishes.

Keywords: double quantum dot charge qubit, master equation, full counting statistics, shot noise

PACC: 0367, 0560, 7335, 7270

^{*} Project supported by the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant Nos. 06A055, 09B079) and the Youth Foundation of Huaihua University, China(Grant Nos. HHUQ2009-07, HHUQ2009-09).

[†] E-mail: shi_zhengang@yahoo. com