

# 横向点间耦合对双量子点 Aharonov-Bohm 结构输运性质的影响\*

江兆潭 刘 伟 杨富华 游建强 李树深 郑厚植

(中国科学院半导体研究所 超晶格与微结构国家重点实验室, 北京 100083)

**摘要:** 文中所研究的结构 Aharonov-Bohm(AB)是由两个耦合的量子点和与它们相耦合的源和漏组成,利用修正速率方程研究了横向点间耦合对 AB 结构输运性质的影响. 结果表明:点间耦合将引起电子占据几率在系统初始阶段的瞬时性振荡,而从源流向漏的电流单调地衰减到一个稳定值. 点间耦合把 AB 环分成两个相互耦合的子环,这将破坏通常以  $2\pi$  为周期的 AB 振荡,产生一种新的复杂的振荡,其周期随着通过两个子环的磁通比的变化而变化.

**关键词:** 量子点; AB 效应; 点间耦合

**PACC:** 7320D; 4210M

**中图分类号:** TN301.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0253-4177(2003)S0-0038-05

## 1 引言

微细加工技术的飞速发展使人们可以制造几何尺度小于弹性平均自由程的量子线、量子点等纳米结构<sup>[1]</sup>. 电子在这些结构中做弹道输运并且保持相位相干性<sup>[2,3]</sup>引起了科学家们的广泛关注. Yacoby 等<sup>[4]</sup>和 Schuster 等<sup>[5]</sup>从实验上观测了通过位于(Aharonov-Bohm)AB 环单臂上的量子点的传输相位. Buks 等<sup>[6]</sup>又研究了“Which-Path”探测器对该装置的退相干作用,结果表明振荡信号的可见度受到探测器灵敏度的影响,从而证实了费米子的互补性原理. Holleitner 等<sup>[7]</sup>测量了 AB 环的两个臂中各有一个量子点时的电流振荡,发现了相干耦合态对磁场的依赖关系. König 等<sup>[8]</sup>和 Loss 等<sup>[9]</sup>则从理论上研究了双量子点 AB 环的输运特性. 然而,上述研究都没有明显地展示量子点系统的瞬态动力学过程. Gurvitz 等<sup>[10~12]</sup>利用修正速率方程系统研究了多量子点耦合系统的输运过程和退相干效应. 受其工作的启发,我们研究了横向耦合双量子点 AB 环的输

运特性及其与磁场的依赖关系. 点间耦合破坏了通常以  $2\pi$  为周期的 AB 振荡,产生了一种新的复杂的周期性振荡,其周期与  $(m+n)$  呈线性关系,而在一个周期范围的具体振荡行为则与穿过两子环的磁通比  $m/n$  有关.

## 2 理论模型

图 1 给出了横向耦合双量子点 AB 环结构示意图. 它包括两个量子点(1 和 2)以及与它们相耦合的源(S)和漏(D),其化学势分别为  $\mu_S$  和  $\mu_D$ . 位于下面的四个图表示电子从源流向漏的四个经典通道.  $\Gamma_1^L$  ( $\Gamma_2^L$ )和  $\Gamma_1^R$  ( $\Gamma_2^R$ )表示电子从源流向量子点 1(2)和从量子点 1(2)流向漏的几率. 另外,量子点 1 和 2 之间的耦合  $\Omega_0$  把 AB 环分成两个子环(I 和 II),通过两个子环的磁通分别为  $\Phi_1$  和  $\Phi_2$ . 当磁场存在时整个系统的哈密顿量可写为<sup>[12]</sup>

$$H = \sum_{a=1,2,l,r} E_a a_a^\dagger a_a + \Omega_0 (e^{i\phi_{12}} a_2^\dagger a_1 + H. c.) + \sum_{\beta=l,r} (T_{\beta 1} e^{i\phi_{\beta 1}} a_1^\dagger a_\beta + T_{\beta 2} e^{i\phi_{\beta 2}} a_2^\dagger a_\beta + H. c.) \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金(批准号:10174075 和 G001CB3095-1)资助项目

江兆潭 男,1975 年出生,博士生,从事量子信息量子计算以及半导体介观体系中电子输运性质的研究.

刘 伟 男,1978 年出生,硕士生,从事单光子探测以及半导体低维物理的研究.

这里  $a_\alpha^+$  ( $a_\alpha$ ) 是电子在态  $|\alpha\rangle$  上的产生(消灭)算符,  $l, r$  代表源和漏.  $T_{\beta 1}$  ( $T_{\beta 2}$ ) 是量子点 1(2) 和库  $\beta$  之间的耦合.  $\phi_{\beta 1}$  ( $\phi_{\beta 2}$ ) 是从库  $\beta$  到量子点 1(2) 路径上的位相. 而  $\phi_{12}$  是电子从量子点 1 流到 2 的总位相. 显然, 通过 AB 环的总磁通等于穿过两个子环的磁通之和, 即  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ , 相应的约化磁通满足  $\phi = \phi_1 + \phi_2 = 2\pi\Phi/\Phi_0$ , 其中  $\phi_1 = \phi_{l1} + \phi_{l2} - \phi_{r2}$ ,  $\phi_2 = -\phi_{r1} - \phi_{l2} + \phi_{r2}$ .

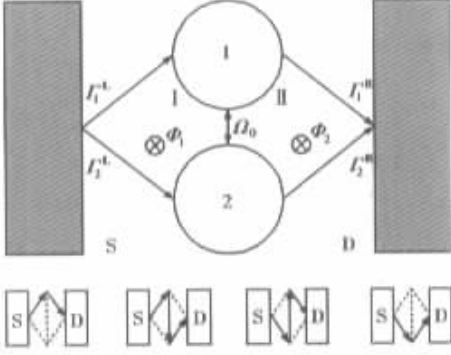


图1 横向耦合双量子点 AB 结构示意图 下面四幅图分别表示电子从源到漏的四个通道

Fig. 1 Schematic illustration of a transversely coupled double-quantum-dot AB structure The below part is the four classical channels for electrons flowing from the source to the drain

假设系统温度  $T=0\text{K}$  并且其初始状态是真真空态  $|0\rangle$ , 即源和漏中的电子恰好填满其费米能级. 系统的波函数在占有数表象中可表示为<sup>[12]</sup>

$$|\Psi(t)\rangle = [b_0(t) + \sum_{l,r} b_{lr}(t)a_r^+ a_l + \sum_{l<l',r<r'} b_{ll'rr'}(t)a_r^+ a_{r'}^+ a_l a_{l'} + \sum_l b_{l1}(t)a_1^+ a_l + \sum_{l<l',r} b_{ll'1r}(t)a_1^+ a_r^+ a_l a_{l'} + \sum_l b_{l2}(t)a_2^+ a_l + \sum_{l<l',r} b_{ll'2r}(t)a_2^+ a_r^+ a_l a_{l'} + \sum_{l<l'} b_{ll'12}(t)a_1^+ a_2^+ a_l a_{l'} + \dots] |0\rangle \quad (2)$$

这里  $b(t)$  是发现电子处在由产生和消灭算符定义的态上的幅度. 整个系统的量子动力学过程满足含时薛定谔方程  $i|\dot{\Psi}(t)\rangle = H|\Psi(t)\rangle$  (选取  $\hbar=1, m=1$ ). 在由  $|a\rangle$ — $E_1, E_2$ , 未被电子占据,  $|b\rangle$ —仅  $E_1$  被占据,  $|c\rangle$ —仅  $E_2$  被占据, 和  $|d\rangle$ — $E_1, E_2$  均被占据, 构成的四维 Fock 空间中, 系统约化密度矩阵  $\rho$  的运动方程为

$$\dot{\rho}_{aa} = -(\Gamma_1^L + \Gamma_2^L)\rho_{aa} + \Gamma_1^R\rho_{bb} + \Gamma_2^R\rho_{cc}$$

$$+ e^{i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R\rho_{bc} + e^{-i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R\rho_{cb}$$

$$\dot{\rho}_{bb} = -(\Gamma_1^R + \Gamma_2^L)\rho_{bb} + i\Omega_0(e^{i\phi_{12}}\rho_{bc} - e^{-i\phi_{12}}\rho_{cb}) + \Gamma_1^L\rho_{aa} + \Gamma_2^R\rho_{dd} - [e^{-i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L + e^{-i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R]\rho_{bc}/2 - [e^{-i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L + e^{i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R]\rho_{cb}/2$$

$$\dot{\rho}_{cc} = -(\Gamma_1^L + \Gamma_2^R)\rho_{cc} - i\Omega_0(e^{i\phi_{12}}\rho_{bc} - e^{-i\phi_{12}}\rho_{cb}) + \Gamma_2^L\rho_{aa} + \Gamma_1^R\rho_{dd} - [e^{-i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L + e^{-i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R]\rho_{bc}/2 - [e^{-i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L + e^{i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R]\rho_{cb}/2$$

$$\dot{\rho}_{dd} = -(\Gamma_1^R + \Gamma_2^R)\rho_{dd} + \Gamma_2^L\rho_{bb} + \Gamma_1^R\rho_{cc} + e^{i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L\rho_{cb} + e^{-i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^R\rho_{bc}$$

$$\dot{\rho}_{bc} = i\epsilon\rho_{bc} + i\Omega_0 e^{-i\phi_{12}}(\rho_{bb} - \rho_{cc}) - (\Gamma_1^L + \Gamma_1^R + \Gamma_2^L + \Gamma_2^R)\rho_{bc}/2 - [e^{i(\phi_{l1}-\phi_{l2})}\Gamma_{12}^L + e^{i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\Gamma_{12}^R](\rho_{bb} + \rho_{cc})/2 \quad (3)$$

这里  $\epsilon = E_2 - E_1$  代表量子点 2 和 1 的基态能级失调.  $\Gamma_1^L = 2\pi T_{l1}^2 \rho_L$  ( $\Gamma_2^L = 2\pi T_{l2}^2 \rho_L$ ) 和  $\Gamma_1^R = 2\pi T_{r1}^2 \rho_R$  ( $\Gamma_2^R = 2\pi T_{r2}^2 \rho_R$ ) 是电子从源进入量子点 1(2) 和从量子点 1(2) 进入漏的隧穿几率. 相干项分别由  $\Gamma_{12}^L = \sqrt{\Gamma_1^L \Gamma_2^L}$  和  $\Gamma_{12}^R = \sqrt{\Gamma_1^R \Gamma_2^R}$  给出. 约化密度矩阵的对角矩阵元  $\rho_{ii}$  表示在态  $|i\rangle$  ( $i=a, b, c, d$ ) 上发现电子的几率, 并且满足几率守恒; 非对角元  $\rho_{bc}$  ( $=\rho_{cb}^*$ ) 代表耦合量子点系统的相干性. 同时, 我们可以得到从源流向漏的电流为

$$I = I_C + I_D \quad (4)$$

其中直流电流:

$$I_D = e[\Gamma_1^R\rho_{bb} + \Gamma_2^R\rho_{cc} + (\Gamma_1^R + \Gamma_2^R)\rho_{dd}] \quad (5)$$

磁致电流:

$$I_C = e\Gamma_{12}^R[e^{i(\phi_{r1}-\phi_{r2})}\rho_{cb} + H.c.] \quad (6)$$

假设相干项为  $\rho_{bc} = \eta e^{i\Delta}$ , 那么磁致电流可进一步表示为  $I_C = 2e\eta\Gamma_{12}^R \cos(\phi_{r1} - \phi_{r2} + \Delta)$ .

### 3 数值结果和讨论

利用上面的理论模型, 我们研究了双量子点 AB 环的输运特性. 数值计算中假设两个量子点的基态能级失调  $\epsilon$  为 0, 穿过两个子环的磁通分别为  $\Phi_1$  和  $\Phi_2$ , 与之相对应的约化位相为  $\phi_1 = \Delta\phi_l + \phi_{l2}$  和  $\phi_2 = \Delta\phi_r - \phi_{l2}$ , 其中,  $\Delta\phi_l = \phi_{l1} - \phi_{l2}$ ,  $\Delta\phi_r = \phi_{r2} - \phi_{r1}$ . 选取  $\phi_{l2} = 0$ , 因此有  $\phi_1/\phi_2 = \Delta\phi_l/\Delta\phi_r$ . 源和漏与量子点之间的隧穿几率保持为  $\Gamma_1^R = \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = 0.1$ .

为了研究系统的瞬时动力学过程, 在图 2 中给出了系统处在状态  $|b\rangle$  和  $|c\rangle$  上的几率随时间的变化

曲线. 图 2(a)~2(c)和 2(d)~2(e)分别对应于不同的点间耦合  $\Omega_0=1$  和 2. 首先我们观察图 2(a)和 2(d), 它们对应于  $\Gamma_1^L=0.1$  的情况, 由于电子以相同的速度从源运动到量子点 1 和 2, 然后又以相同的速度从量子点 1 和 2 运动到漏, 因此系统处在状态  $|b\rangle$  和  $|c\rangle$  上几率始终保持相等. 随着  $\Gamma_1^L$  的增加, 电子将以更快的速度进入量子点 1. 因此, 初始阶段系统处在  $|b\rangle$  上的几率大于处在  $|c\rangle$  上的几率. 但是由于量子点 1 和 2 之间存在耦合作用, 因此造成电子在两个量子点之间的来回振荡, 如图 2(b)、2(c)、2(e) 和 2(f) 所示. 仔细观察还可以发现, 图 2(b) 中曲线的周期是图 2(e) 中曲线周期的 2 倍, 同样, 图 2(c) 中曲线的周期是图 2(f) 中曲线周期的 2 倍, 表明了电子在两个量子点之间的振荡周期随着  $\Omega_0$  的增加而缩短, 这与 Tsukada 等<sup>[13]</sup> 给出的结果  $|b(t)|^2 = \cos^2(\Omega_0 t)$  和  $|c(t)|^2 = \sin^2(\Omega_0 t)$  一致. 从图 2 还可以看到, 在足够长的时间之后, 系统处在两个状态上的几率变为常数, 说明整个系统进入了一种稳定状态.

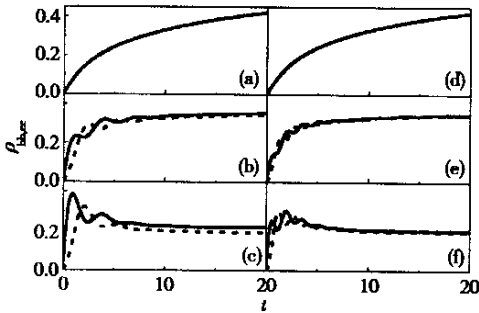


图 2 系统处在  $|b\rangle$  (实线) 和  $|c\rangle$  (虚线) 上的几率随时间的变化. 隧穿几率保持为  $\Gamma_1^R = \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = 0.1$ . (a)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.1$ ; (b)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.2$ ; (c)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.4$ ; (d)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.1$ ; (e)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.2$ ; (f)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.4$ .

Fig. 2 Electron-occupation probabilities in states  $|b\rangle$  (solid lines) and  $|c\rangle$  (dotted lines) as a function of time. Here the tunneling rates are  $\Gamma_1^R = \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = 0.1$ . (a)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.1$ ; (b)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.2$ ; (c)  $\Omega_0=1, \Gamma_1^L=0.4$ ; (d)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.1$ ; (e)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.2$ ; (f)  $\Omega_0=2, \Gamma_1^L=0.4$ .

相应地, 点间耦合为 1 时流过横向耦合量子点系统的电流随时间的变化在图 3 中给出. 从曲线 a 可以看出, 当  $\Gamma_1^L=0.1$  时电流最终衰减为零, 这是因为磁致电流  $I_c$  等于  $-I_D$ , 从而导致总的电流为 0. 当隧穿率  $\Gamma_1^L$  增加到 0.2 时, 流过量子点系统的电流在经过足够长的时间后变为一个不为 0 的常数 (我

们称之为稳态电流). 随着  $\Gamma_1^L$  进一步增加, 例如 0.4, 稳态电流也会进一步增加. 这可从物理的角度进行解释. 当所有隧穿率都相等 (例如 0.1), 电子以相同的幅度  $A_1$  和  $A_4$  经由通道 1 和 4 到达漏, 由于  $\Delta=\pi$ , 所以从源流到漏的电流为 0. 当  $\Gamma_1^L$  变为 0.4 时, 另外的两个通道 2 和 3 开通, 幅度  $A_1 > A_4$  并且它们之间的位相差变小. 这就导致稳态电流的增加, 类似于电子的双缝实验.

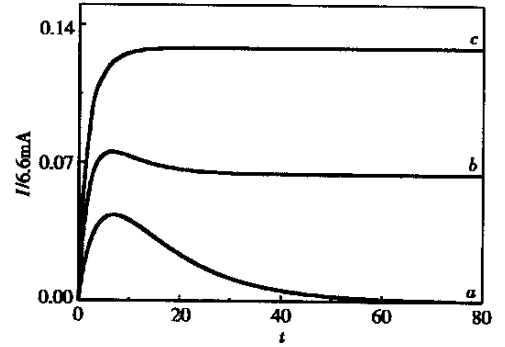


图 3 从源流到漏的电流随时间的变化曲线 (a)  $\Gamma_1^L=0.1$ ; (b)  $\Gamma_1^L=0.2$ ; (c)  $\Gamma_1^L=0.4$ . 隧穿几率保持为  $\Gamma_1^R = \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = 0.1$ , 点间耦合为 1.

Fig. 3 Time-dependent evolutions of the currents flowing from the source to the drain (a)  $\Gamma_1^L=0.1$ ; (b)  $\Gamma_1^L=0.2$ ; (c)  $\Gamma_1^L=0.4$ . The other tunneling rates are  $\Gamma_1^R = \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = 0.1$ , and the interdot coupling is 1.

最后, 我们研究稳态电流的振荡周期与两子环 I 和 II 磁通比的关系. 首先在图 4 中给出了穿过子环 I 的磁通是穿过 II 的磁通的整数倍的情况, 即  $\Phi_1/\Phi_2 = n/1 (n=1, 2, 3, \dots)$ . 其稳态电流的振荡周期为  $2(n+1)\pi$ , 详见文献<sup>[14]</sup>. 这里我们重点讨论穿过子环 I 的磁通是穿过 II 的磁通的非整数倍的情况:

$$(1) \Phi_1/\Phi_2 = m/n (n \neq 1);$$

$$(2) \Phi_1/\Phi_2 = x/1 (x \text{ 是非整数}).$$

对应情况 (1), 图 5(a) 和 5(b) 分别是磁通比  $\Phi_1/\Phi_2 = 3/2$  和  $4/3$  时稳态电流随着约化磁通的变化曲线. 显然, 它们的周期分别为  $10\pi$  和  $14\pi$ . 可以这样定性地理理解, 当  $\Phi_1/\Phi_2 = m/n$  时, 电子经过四条通道的位相差为  $\phi, n\phi/(m+n), m\phi/(m+n)$  和  $(m-n)\phi/(m+n)$ , 因此其周期为  $2(m+n)\pi$ . 图 5(c) 和 5(d) 对应于非整数磁通比  $\Phi_1/\Phi_2 = 1.5/1$  和  $2.5/1$  的情况, 仔细观察可以发现它们的周期分别为  $10\pi$  和

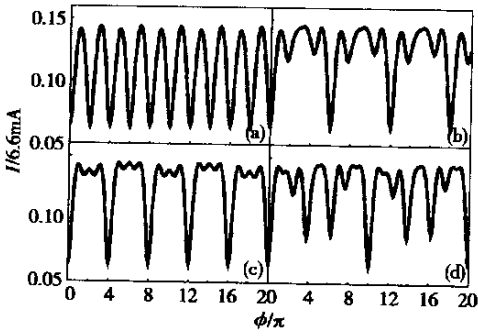


图4 稳态电流随时间的变化曲线 图中曲线对应磁通比  $\Phi_1/\Phi_2$  分别为 (a) 1 : 1 ; (b) 2 : 1 ; (c) 3 : 1 ; (d) 4 : 1. 隧穿几率为  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , 点间耦合为 1.

Fig. 4 Variations of the stationary currents as a function of time The corresponding magnetic flux ratios are (a) 1 : 1 ; (b) 2 : 1 ; (c) 3 : 1 ; and (d) 4 : 1. The tunneling rates are  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , and the interdot coupling is 1.

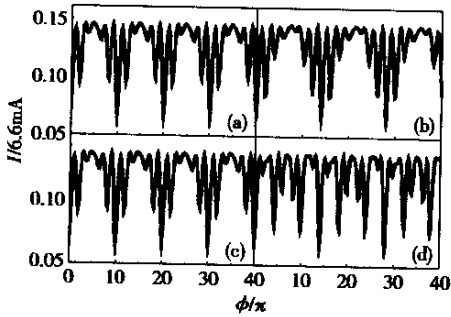


图5 稳态电流随时间的变化曲线 图中曲线对应磁通比  $\Phi_1/\Phi_2$  分别为 (a) 3 : 2 ; (b) 4 : 3 ; (c) 1.5 : 1 ; (d) 2.5 : 1. 隧穿几率为  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , 点间耦合为 1.

Fig. 5 Variations of the stationary currents as a function of time The corresponding magnetic flux ratios are (a) 3 : 2 ; (b) 4 : 3 ; (c) 1.5 : 1 ; and (d) 2.5 : 1. The tunneling rates are  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , and the interdot coupling is 1.

14 $\pi$ . 进一步比较图 5(a)和 5(c)发现,它们表现出完全相同的振荡行为;而从图 5(b)和 5(d)可看出,尽管它们呈现出相同的周期,但是同一个周期内的具体振荡行为却不相同. 当磁通比  $\Phi_1/\Phi_2=1.5/1$  时,可约化为  $\Phi_1/\Phi_2=3/2$ (称为约化磁通比),所以其周期为  $2(3+2)\pi=10\pi$ ;而  $\Phi_1/\Phi_2=2.5$  时,其磁通比可进一步约化为  $\Phi_1/\Phi_2=5/2$ ,此时其周期为  $2(5+2)\pi=14\pi$ ,显然与磁通比为  $4/3$  时具有相同的周期. 具体振荡行为之所以不同,是由于它们的磁通比一

个是  $5/2$ ,另外一个为  $4/3$ . 因此我们可以得出,稳态电流的振荡周期是由  $(m+n)$  的大小来决定,而在一个周期内的具体振荡行为则与穿过两子环的磁通比  $m/n$  有关.

为进一步验证上面的结果,图 6 给出了磁通比为任意值,比如  $\Phi_1/\Phi_2=1.1, 1.2, 1.3$ , 和  $1.4$  时的稳态电流曲线. 仔细观察发现,对应稳态电流的振荡周期分别为  $42\pi, 22\pi, 46\pi$  和  $24\pi$ . 容易理解,对应于磁通比  $\Phi_1/\Phi_2=1.1, 1.2, 1.3$ , 和  $1.4$ , 其约化磁通比分别为  $11/10, 12/10=6/5, 13/10$  和  $14/10=7/5$ , 根据稳态电流的振荡周期与磁通比  $\Phi_1/\Phi_2=m/n$  的关系,显然与数值结果一致.

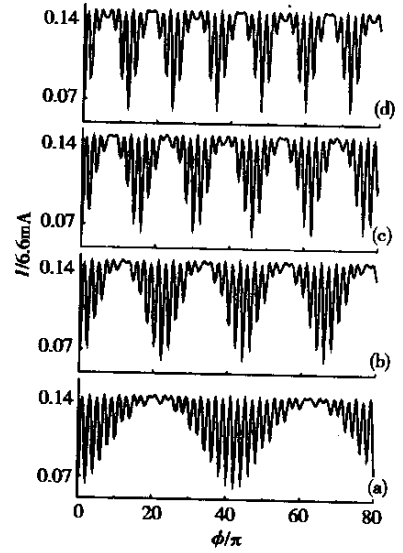


图6 稳态电流随时间的变化曲线 图中曲线对应磁通比  $\Phi_1/\Phi_2$  分别为 (a) 1.1 : 1 ; (b) 1.2 : 1 ; (c) 1.3 : 1 ; (d) 1.4 : 1. 隧穿几率为  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , 点间耦合为 1.

Fig. 6 Variations of the stationary currents as a function of time The corresponding magnetic flux ratios are (a) 1.1 : 1 ; (b) 1.2 : 1 ; (c) 1.3 : 1 ; and (d) 1.4 : 1. The tunneling rates are  $\Gamma_1^L=0.4, \Gamma_1^R=\Gamma_2^L=\Gamma_2^R=0.1$ , and the interdot coupling is 1.

### 4 结论

利用修正速率方程研究了双量子点 AB 结构的瞬时动力学过程和稳态电流的特性. 结果表明:两量子点之间的耦合作用破坏了通常以  $2\pi$  为周期的 AB 振荡,产生了一种新的复杂的周期性振荡,其周期与  $(m+n)$  呈线性关系,而在一个周期范围的具体

振荡行为则与穿过两子环的磁通比  $m/n$  有关.

## 参考文献

- [ 1 ] Zheng H Z, Wei H P, Tsui D C, et al. Phys Rev B, 1986, 34: 5635
- [ 2 ] Wang Chuankui, Jiang Zhaotan. Ballistic transport in Y-typed quantum-channels. Chinese Journal of Semiconductors, 2001, 22(3): 283 (in Chinese) [王传奎, 江兆潭. Y 型量子线中电子弹道输运性质. 半导体学报, 2001, 22(3): 283]
- [ 3 ] Niu Zhichuan, Zhou Zengqi, Lin Yaowang, et al. Chinese Journal of Semiconductors, 1996, 17(3): 227 (in Chinese) [牛智川, 周增圻, 林耀望, 等. 半导体学报, 1996, 17(3): 227]
- [ 4 ] Yacoby A, Heiblum M, Mahalu D, et al. Phys Rev Lett, 1995, 74: 4047
- [ 5 ] Schuster R, Buks E, Heiblum M, et al. Nature (London), 1997, 385: 417
- [ 6 ] Buks E, Schuster R, Heiblum M, et al. Nature (London), 1998, 391: 871
- [ 7 ] Holleitner A W, Decker C R, Qin H, et al. Phys Rev Lett, 2001, 87: 256802
- [ 8 ] König J, Gefen Y. Phys Rev B, 2002, 65: 045316
- [ 9 ] Loss D, Sukhorukov E. Phys Rev Lett, 2000, 84: 1035
- [10] Gurvitz S A. Phys Rev B, 1998, 57: 6602
- [11] Gurvitz S A. Phys Rev Lett, 2000, 85: 812
- [12] Gurvitz S A, Prager Ya S. Phys Rev B, 1996, 53: 15932
- [13] Tsukada N, Wieck A D, Ploog K. Appl Phys Lett, 1990, 56: 2527
- [14] Jiang Z T, You J Q, Bian S B, et al. Phys Rev B, 2002, 66: 205306

# Influence of Transverse Interdot Coupling on Electron Transport Properties in a Double-Quantum-Dot Aharonov-Bohm Structure \*

Jiang Zhaotan, Liu Wei, Yang Fuhua, You Jianqiang, Li Shushen and Zheng Houzhi

(National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,  
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract:** By means of modified rate equations we investigate the influence of the transverse interdot coupling on the Aharonov-Bohm (AB) structure, which is composed of two coupled quantum dots (QDs) sandwiched between source and drain. The numerical results show that the interdot coupling between the two QDs can cause a temporal oscillation in electron-occupation at the initial stage of the quantum dynamics, while the source-drain current decays monotonically to a stationary value. On the other hand, the interdot coupling divides the AB ring into two coupled subrings. That destroys the normal AB oscillation and generates a new and complex periodic oscillation with its period related to the magnetic flux ratio.

**Key words:** quantum dot; AB effects; interdot coupling

**PACC:** 7320D; 4210M

**Article ID:** 0253-4177(2003)S0-0038-05

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Nos. 10174075 and G001CB3095-1)

Jiang Zhaotan male, was born in 1975, doctor candidate. He mainly works on quantum information, quantum computing, and electronic transport properties in semiconductor mesoscopic systems.

Liu Wei male, was born in 1978, graduate student. He mainly works on single photon detecting and properties of low dimensional semiconductor physics.