

# $\delta$ 势垒对多臂量子环中持续电流的影响\*

杜 坚<sup>†</sup> 王素新 袁爱国

(承德民族师范高等专科学校物理系, 承德 067000)

(2009 年 5 月 27 日收到; 2009 年 8 月 17 日收到修改稿)

提出了含  $\delta$  势垒的多臂量子环模型. 研究发现总磁通为零时, 持续电流随半导体环增大发生非周期性振荡, 下臂因含  $\delta$  势垒而获得最小的平均持续电流. AB 磁通增强时, 持续电流会发生周期性等幅振荡, 并与电极的磁矩方向以及隧穿电子的自旋方向相关. 两电极磁矩方向平行时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流相位和相位差的效应; 两电极磁矩方向反平行时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流振幅的效应. 各臂之间持续电流的不同与臂长和磁通分布的差异相关. 在一定条件下, 两种波函数所对应的持续电流是可分离的.

**关键词:** 多臂量子环, 持续电流,  $\delta$  势垒, Rashba 自旋轨道耦合

**PACC:** 7340S, 7170C, 7335A

## 1. 引 言

自旋电子学是研究利用电子自旋进行信息存储、处理和传输的新兴学科, 研究异质结自旋输运的性质是它的一个热门课题<sup>[1-11]</sup>, 并已取得一些研究成果. 例如, Governale 和 Zülicke<sup>[12]</sup> 研究了电子自旋进动长度与量子线横向宽度相当时的自旋积聚效应<sup>[13]</sup>, 分析了强 Rashba 自旋轨道耦合对其能带结构和自旋输运的影响. Berry 发现在绝热循环的 Hamilton 体系中存在几何相位<sup>[14]</sup>, 它可以通过改变粒子环绕磁通获得 AB 相位, 为研究量子结构提供了新的方法. Byers 和 Yang<sup>[15]</sup> 指出, 由于电子相位耦合的作用, 孤立介观环可以通过磁通量的改变传递持续电流. 然而, 研究异质结还必须解决自旋极化电流的注入问题, 可利用铁磁金属中两种自旋态电子电导率之间的显著差别来产生自旋极化电流, 然后通过铁磁体与半导体的欧姆接触来实现自旋极化电流的注入. 但铁磁体与半导体的欧姆接触会引起自旋反转散射而降低注入效率, 实验曾发现自旋极化电子从铁磁体注入到半导体的几率不到 1%<sup>[16]</sup>, 这成为研制新一代自旋电子器件的巨大障碍. Schmidt<sup>[17]</sup> 认为从铁磁金属到半导体自旋注入的基本障碍是它们之间的电阻不匹配, Alvorado<sup>[18]</sup>

的理论研究则表明插入一个窄的势垒能够明显提升自旋注入率. 本文提出了含  $\delta$  势垒多臂量子环的新模型, 利用相位对其持续电流的性质进行了研究. 由于  $\delta$  势垒被镶嵌在多臂量子环的下臂, 等长的上臂和下臂也因此而产生差异, 于是  $\delta$  势垒就具有了调制量子环内持续电流分布的功能, 这也是本文研究多臂环的动机所在. 由于  $\delta$  势垒在实际应用中可用非常薄的绝缘体代替, 所以也可将其插到铁磁体与半导体之间来提高自旋注入率. 在研究过程中, 重点参考了 Citro 的相关文献<sup>[19]</sup>.

## 2. 理论方法

本文所建立模型为严格的一维量子环, 没有杂质, 没有弹性散射, 各臂的横向宽度与臂长相比足够小, 低温时只有最低的子带被填充, 因此可以忽略电子的横向运动, 电子只做弹道输运. 如果不是严格的一维量子环, 电子的运动将会变得更复杂, 量子环自旋输运的品质也会受到不利影响. 新的多臂量子环模型如图 1 所示. 半导体用 S 表示, 铁磁金属用 FM 表示,  $\delta$  势垒用 I 表示. 并且用外场  $V_c(r) = \frac{1}{2}K(r - R)^2$  将电子的波函数限制在环上. 为了产生 Rashba 自旋轨道耦合效应, 在半导体环内沿 Z 轴方

\* 河北省教育厅自然科学研究指导计划(批准编号: Z2008103)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: 808dujian@163.com

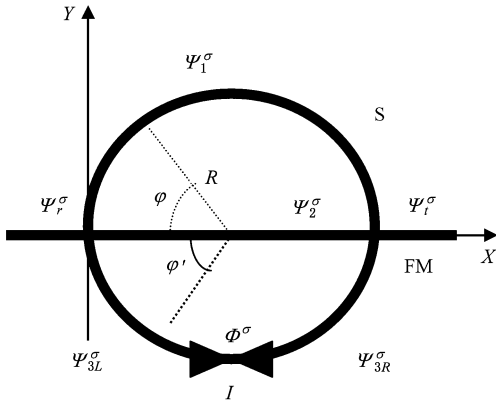


图1 含 $\delta$ 势垒的多臂量子环模型, $Z$ 轴垂直环平面向上,设左侧铁磁电极的磁矩方向沿 $Z$ 轴正向,右侧铁磁电极的磁矩方向与 $Z$ 轴的夹角为 $\theta$

向用外场  $V(k)$  来产生非对称量子阱,使半导体区域产生 Rashba 自旋轨道耦合.应该指出自旋轨道耦合是由反演对称性缺失引起的.如果半导体的晶体结构缺乏反演对称中心,就会产生 Dresselhaus 自旋轨道耦合;如果外加电场或结构组成导致结构反演不对称,就会产生 Rashba 自旋轨道耦合.文献[20,21]的研究表明:如果 Dresselhaus 和 Rashba 这两种自旋轨道耦合同时存在,则彼此之间的相互作用会产生周期势,使能谱出现间隙,并抑制自旋流,还会导致介观环的自旋输运产生各向异性;如果两种耦合单独存在,则由于彼此的 Hamilton 量在数值上是等值的,电导将随各自耦合强度的增强而产生同样的振荡.相对于来自半导体晶格固有性质的 Dresselhaus 耦合,Rashba 耦合可以通过元件结构层的设计或外加电场的改变而改变.由于用门电压就可以轻易控制  $\alpha$  的值,所以将 Rashba 项应用于元件设计具有更大的优越性.参考相关文献[22],可以得出存在 AB 磁通和 Rashba 自旋轨道耦合条件下,一维半导体环的 Hamilton 量为

$$\hat{H}_s = \left( -i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2} \sigma_r - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right)^2 + v \delta \left( \varphi' + \frac{\pi}{2} \right), \quad (1)$$

其中  $\beta = 2\alpha m_s^* / \hbar^2$ ,  $m_s^*$  为半导体内电子的有效质量,  $\hbar$  是 Dirac 常数,  $\alpha$  是 Rashba 自旋轨道耦合参数,对于以 InGaAs 为衬底的二维电子气  $\alpha = (0.5 - 2.0) \times 10^{-11}$  eVm.  $\sigma_r = \cos\varphi\sigma_i + \sin\varphi\sigma_j$ ,  $\Phi_{AB}$  为 AB 磁通,  $\phi_0 = hc/e$  为量子磁通,  $v$  是与  $\delta$  势垒强度相关的量.从坐标原点沿顺时针绕行的角度为  $\varphi$ ,从坐标原点沿逆时针绕行的角度为  $\varphi'$ ,转过相等圆心角时,  $\varphi' = -\varphi$ . 根据相关文献[23],多臂量子环

中的能量本征值为

$$E_n^\sigma = (n - \Phi_{AC}^\sigma / 2\pi - \Phi_{AB} / 2\pi)^2, \quad (2)$$

其中,  $\Phi_{AC}^\sigma = -\pi(1 - \sigma\sqrt{\beta^2 + 1})$ ,称为 Aharonov-Casher (AC) 相位,  $\sigma = \pm 1$ . 半导体中能量确定时,量子数  $n_\lambda^\sigma(E) = \lambda\sqrt{E} + \Phi^\sigma / 2\pi = \lambda kR + \Phi^\sigma / 2\pi$ ,总磁通  $\Phi^\sigma = \Phi_{AB} + \Phi_{AC}^\sigma$ . 由于半导体环中电场的作用,对应不同的电子自旋态存在不同的动量,自旋向上和自旋向下电子的波矢分别为  $k_\pm = k \pm \Phi^\sigma / 2\pi R$ . 在半导体环内,电子从  $\varphi = 0$  沿顺时针移动到  $\varphi = \pi$  获得的相位为  $\Phi^\sigma / 2$ ;电子从  $\varphi' = 0$  沿逆时针移动到  $\varphi' = \pi$  得到的相位为  $-\Phi^\sigma / 2$ ,电子通过中臂得到的相位为零.由  $\hat{H}_s$  可以得到半导体环上中下各臂中的波函数分别为

$$\Psi_1^\sigma(\varphi) = \sum_{\sigma=\pm, \lambda=\pm} c_{A,\sigma}^\lambda e^{i\lambda\varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (3)$$

$$\Psi_2^\sigma(\varphi) = \sum_{\sigma=\pm, \lambda=\pm} c_{Z,\sigma}^\lambda e^{i\lambda\varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (4)$$

$$\Psi_{3L}^\sigma(\varphi') = \sum_{\sigma=\pm, \lambda=\pm} c_{BL,\sigma}^\lambda e^{-i\lambda\varphi'} \chi^\sigma(\varphi'), \quad (5)$$

$$\Psi_{3R}^\sigma(\varphi') = \sum_{\sigma=\pm, \lambda=\pm} c_{BR,\sigma}^\lambda e^{-i\lambda\varphi'} \chi^\sigma(\varphi'). \quad (6)$$

其中,  $\chi^\uparrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \cos\alpha/2 \\ e^{i\varphi} \sin\alpha/2 \end{pmatrix}$ ,  $\chi^\downarrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \sin\alpha/2 \\ -e^{i\varphi} \cos\alpha/2 \end{pmatrix}$ . 设  $\delta$  势垒强度  $V = Z\hbar v_s / 2$ ,可推出  $\frac{2m_s^* V}{\hbar^2} = Zk$ . 考虑到节点处自旋反转带来的影响,将流密度表示为

$$J^\sigma = \text{Re} \left[ (\Psi^\sigma \chi^\sigma)^\dagger \left( -i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2\sigma_y} - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right) (\Psi^\sigma \chi^\sigma) \right]. \quad (7)$$

设两个铁磁电极均为理想导体,并且不考虑节点处的自旋交叉散射,则铁磁体中的 Hamilton 和能谱分别为

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_f^*} \hat{p}_y + h(x, y) \sigma_z, \quad (8)$$

$$E_{f\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma})^2 + \lambda_\sigma h(x, y). \quad (9)$$

其中,  $m_f^*$  为铁磁金属中电子的有效质量,  $h(x, y)$  为交换劈裂能,电子的 Fermi 波矢  $k_{f\uparrow} = 1.05 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}$  和  $k_{f\downarrow} = 0.44 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}$ . 由  $\hat{H}_f$  可得到左右两铁磁电极中的波函数,并分别用角标  $r$  和  $t$  加以区别.

$$\Psi_\sigma^r = e^{ik_{f\sigma}x} + r_\sigma e^{-ik_{f\sigma}x}, \quad (10)$$

$$\Psi_\sigma^t = t_\sigma e^{ik_{f\sigma}x}. \quad (11)$$

根据边界处波函数的连续性和流密度守恒可得出

$$1 + r_\sigma = c_{A\sigma}^+ + c_{A\sigma}^- e^{-i\phi\sigma/2} = c_{Z\sigma}^+ + c_{Z\sigma}^- \\ = c_{BL\sigma}^+ + c_{BL\sigma}^- e^{i\phi\sigma/4}, \quad (12)$$

$$t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/\pi k} = c_{A\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi\sigma)/2} + c_{A\sigma}^- e^{-i\phi/2} \\ = c_{Z\sigma}^+ e^{i\phi/\pi} + c_{Z\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ = c_{BR\sigma}^+ e^{i(2\phi-\Phi\sigma)/4} + c_{BR\sigma}^- e^{-i\phi/2}, \quad (13)$$

$$c_{BL\sigma}^+ e^{i(\phi-\Phi\sigma)/4} + c_{BL\sigma}^- e^{-i\phi/4} \\ = c_{BR\sigma}^+ e^{i\phi/4} + c_{BR\sigma}^- e^{-i(\phi-\Phi\sigma)/4}, \quad (14)$$

$$k(c_{A\sigma}^+ - c_{A\sigma}^- e^{-i\phi\sigma/2} + c_{Z\sigma}^+ \\ - c_{Z\sigma}^- + c_{BL\sigma}^+ - c_{BL\sigma}^- e^{i\phi\sigma/4}) \\ = k_{f\sigma}(1 - r_\sigma), \quad (15)$$

$$k_{f\sigma} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/\pi k} = k[c_{A\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi\sigma)/2} - c_{A\sigma}^- e^{-i\phi/2} \\ + c_{Z\sigma}^+ e^{i\phi/\pi} - c_{Z\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ + c_{BR\sigma}^+ e^{i(2\phi-\Phi\sigma)/4} - c_{BR\sigma}^- e^{-i\phi/2}], \quad (16)$$

$$c_{BR\sigma}^+ e^{i\phi/4} - c_{BR\sigma}^- e^{-i(\phi-\Phi\sigma)/4} \\ - c_{BL\sigma}^+ e^{i(\phi-\Phi\sigma)/4} + c_{BL\sigma}^- e^{-i\phi/4} \\ = -iZ[c_{BR\sigma}^+ e^{i\phi/4} + c_{BR\sigma}^- e^{-i(\phi-\Phi\sigma)/4}]. \quad (17)$$

设  $\phi = 2\pi kR = 2kL$ , 由于  $L = \pi R = \phi/2k$  为半导体半个环的长度, 因此  $\phi$  和  $kL$  都是描述量子环尺寸的物理量. 半导体环上自旋电子的定向移动会形成电流, 在一个小能量范围内总电流可以写成  $I^\sigma = \frac{e}{h} T^\sigma$ , 当电流经过双臂环时, 总电流  $I^\sigma = I_1^\sigma + I_2^\sigma$ , 由于对称性破缺, 上臂的  $I_A^\sigma$  和下臂的  $I_B^\sigma$  并不相等, Büttiker 认为这种不同是环绕电流  $I_p$  引起的, 即上臂的  $I_A^\sigma = I^\sigma + I_p^\sigma$ , 下臂的  $I_B^\sigma = -I_p^\sigma$ , 这是因为 AB 效应和不等臂效应破坏了量子环的对称性, 从而导致了持续电流的产生. 对于三臂环总电流  $I^\sigma = I_1^\sigma + I_2^\sigma + I_3^\sigma$ , 各臂之间的流动关系要比双臂环复杂得多, 参考相关文献[24]的简化方法, 上臂不变, 将中臂和下臂合并成与两者等效的新单臂, 这样可以忽略中臂和下臂之间的持续电流, 将三臂环简化为双臂环. 如果将各臂中概率流密度对应的电流称为概率电流, 则由流密度守恒可推出上中下三臂中的概率流密度分别为

$$I_1^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{A\sigma}^+|^2 - |c_{A\sigma}^-|^2), \quad (18)$$

$$I_2^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{Z\sigma}^+|^2 - |c_{Z\sigma}^-|^2), \quad (19)$$

$$I_{3L}^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{BL\sigma}^+|^2 - |c_{BL\sigma}^-|^2), \quad (20)$$

$$I_{3R}^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{BR\sigma}^+|^2 - |c_{BR\sigma}^-|^2). \quad (21)$$

根据等效新单臂必然与中臂和下臂相关以及节点处的流密度守恒, 可将等效新单臂中的有效概率流密度定义为如下形式

$$I_{\text{eff}}^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{Z\sigma}^+|^2 - |c_{Z\sigma}^-|^2 + |c_{BL\sigma}^+|^2 - |c_{BL\sigma}^-|^2). \quad (22)$$

因为  $\delta$  势垒两侧流密度守恒, 下臂中  $I_{3L}^\sigma = I_{3R}^\sigma$ , (22) 式使用  $|c_{BL\sigma}^+|^2 - |c_{BL\sigma}^-|^2$  或  $|c_{BR\sigma}^+|^2 - |c_{BR\sigma}^-|^2$  的结果都一样. 由于概率电流是与概率流密度对应的自旋电子形成的不连续电荷电流, 持续电流可从总电流减去概率电流得到, 因此跟据文献将上臂中的持续电流定义为

$$I_{1P}^\sigma = (I^\sigma - |I_1^\sigma| - |I_{\text{eff}}^\sigma|)/2. \quad (23)$$

同理, 可推出中臂和下臂的持续电流  $I_{2P}^\sigma$  和  $I_{3P}^\sigma$ .

### 3. 数值计算与分析

当持续电流曲线形状比较复杂时, 用平均持续电流从整体上比较持续电流的大小更加方便. 平均持续电流  $\bar{I}^\sigma = \frac{1}{11\pi} \int_0^{11\pi} I^\sigma(kL) d(kL)$ , 定积分  $\int_0^{11\pi} I^\sigma(kL) d(kL)$  是持续电流曲线与横坐标轴所包围的面积, 被包围的面积越大, 持续电流的平均值就越大. 因此判断持续电流的大小, 可直接比较各个持续电流曲线下面被包围的面积大小.

图 2 是总磁通为零和两铁磁电极磁矩反平行的情况. 可以看出: 图 2 的上中下三臂持续电流都随量子环增大做非周期性振荡, 各持续电流曲线的形状完全不同, 但实线与虚线总是保持重合. 这表明: 两种自旋态波函数的持续电流完全相同. 这是因为隧穿电子的两种自旋方向均与两铁磁电极的磁矩方向平行和反平行, 因此两铁磁电极对两种自旋态隧穿电子的贡献完全相同, 导致了两种持续电流具有相同的变化规律. 图 2(a), (c) 和 (d) 中  $\delta$  势垒强度均为  $Z = 3$ , 下臂  $I_{3P}^\sigma$  包围的面积最小, 因此下臂获得的平均持续电流也最小. 因为下臂虽与上臂等长, 并长于中臂, 但  $\delta$  势垒与任何势垒一样对电子输运具有阻碍作用, 所以下臂因阻碍作用最大而得到最小的平均持续电流. 再对比观察图 2(a) 和 (b), 尽管 (b) 中  $I_{1P}^\sigma$  共振峰(倒过来看)的位置分布与 (a) 相似, 但曲线包围的面积却小于 (a), 即图 2(a) 的平均

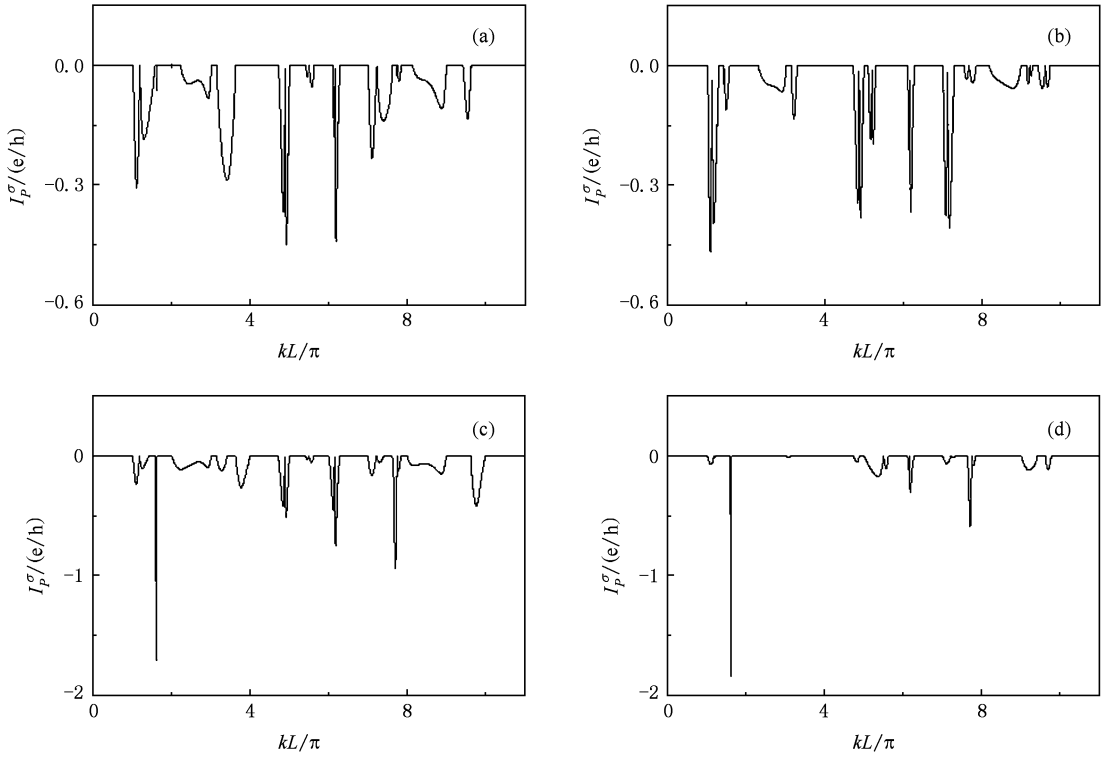


图 2  $\Phi^\sigma = 0, \theta = \pi$ , 持续电流的变化规律 实线和虚线分别代表  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ , 各小图中实线与虚线均保持重合. (a)  $I_{1p}^\sigma, Z = 3$ ; (b)  $I_{1p}^\sigma, Z = 1$ ; (c)  $I_{2p}^\sigma, Z = 3$ ; (d)  $I_{3p}^\sigma, Z = 3$

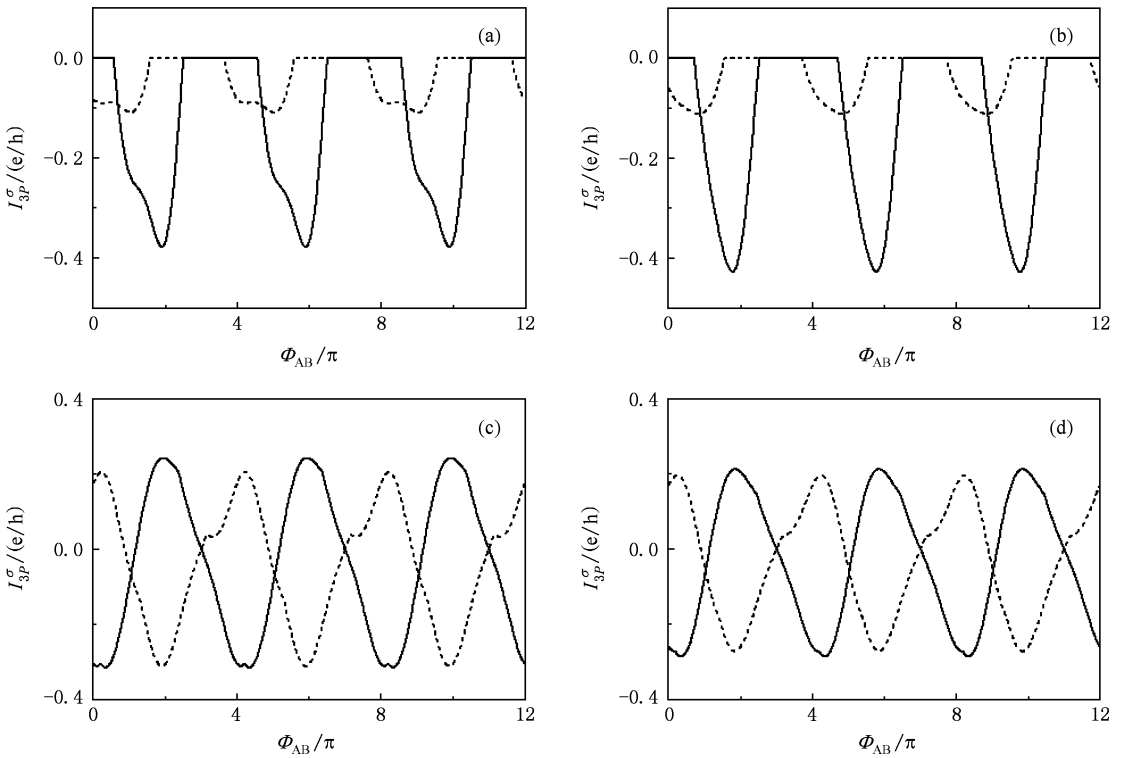


图 3  $\beta = 1.2, kL = 4.5\pi$ , 下臂持续电流的变化规律 实线和虚线分别代表  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ . (a)  $\theta = 0, Z = 1$ ; (b)  $\theta = 0, Z = 3$ ; (c)  $\theta = \pi, Z = 1$ ; (d)  $\theta = \pi, Z = 3$

持续电流大于(b). 这是因为下臂中  $\delta$  势垒强度由  $Z = 1$  提高到  $Z = 3$  时, 下臂对电子输运的阻碍作用增大, 导致了电子进入下臂的概率减小, 进入上臂和中臂的概率增大. 因此在下臂镶嵌  $\delta$  势垒, 通过控制  $\delta$  势垒强度, 可以调节各臂之间持续电流的分配, 这对自旋电子器件的设计具有重要意义. 观察还发现: 图 2(c) 和(d) 在同一  $kL$  值处出现了持续电流超过  $-1.5 e/h$  的情况, 这表明中臂和下臂存在巨持续电流的现象.

图 3 的  $\theta = 0, \theta = \pi$  分别对应两铁磁电极磁矩方向的平行和反平行. 由于  $\beta = 2 \alpha m_s^* / \hbar^2$  和  $\alpha$  是 Rashba 自旋轨道耦合参数, 所以  $\beta = 1.2$  意味着存在 Rashba 自旋轨道耦合的影响. 图 3 各小图均显示, 持续电流随 AB 磁通增强发生周期性等幅振荡. 图 3(a) 中实线与虚线的形状不同, 实线的共振峰(倒过来看)比虚线的高得多, 位置也不重合, 两者只是共振峰的个数相同. 这表明自旋向上波函数持续电流的振幅比自旋向下波函数的大很多, 位相也不同, 但振荡频率相同. 由于两铁磁电极平行的磁

矩方向与隧穿电子的两种自旋方向分别平行和反平行, 因此铁磁电极对两种自旋态隧穿电子具有不同的贡献. 并且外加磁场方向与隧穿电子的两种自旋方向各不相同, AB 磁通对两种自旋态隧穿电子也具有不同的影响, 这些因素都会导致两种自旋态波函数的持续电流之间出现差异. 对比观察图 3(a) 和(c) 发现, 图 3(c) 和图 3(a) 持续电流曲线的形状明显不同, 图 3(c) 中实线和虚线振幅相差不大, 曲线的形状也比较接近, 持续电流正负值都有, 两条曲线不重合. 因为图 3(c) 是两铁磁电极磁矩反平行的情况, 两铁磁电极对两种自旋态隧穿电子的贡献相同, 这比图 3(a) 少了一个导致持续电流不同的因素. 然而图 3(c) AB 磁通对两种自旋态隧穿电子具有不同影响这一因素仍然存在, 因此实线与虚线形状仍然不同, 并保持分离. 再对比  $\delta$  势垒强度分别为  $Z = 1$  和  $Z = 3$  的左右两侧, 两侧曲线的形状和振幅并不相同. 这表明总磁通不为零时,  $\delta$  势垒强度不同对持续电流的影响仍然不同.

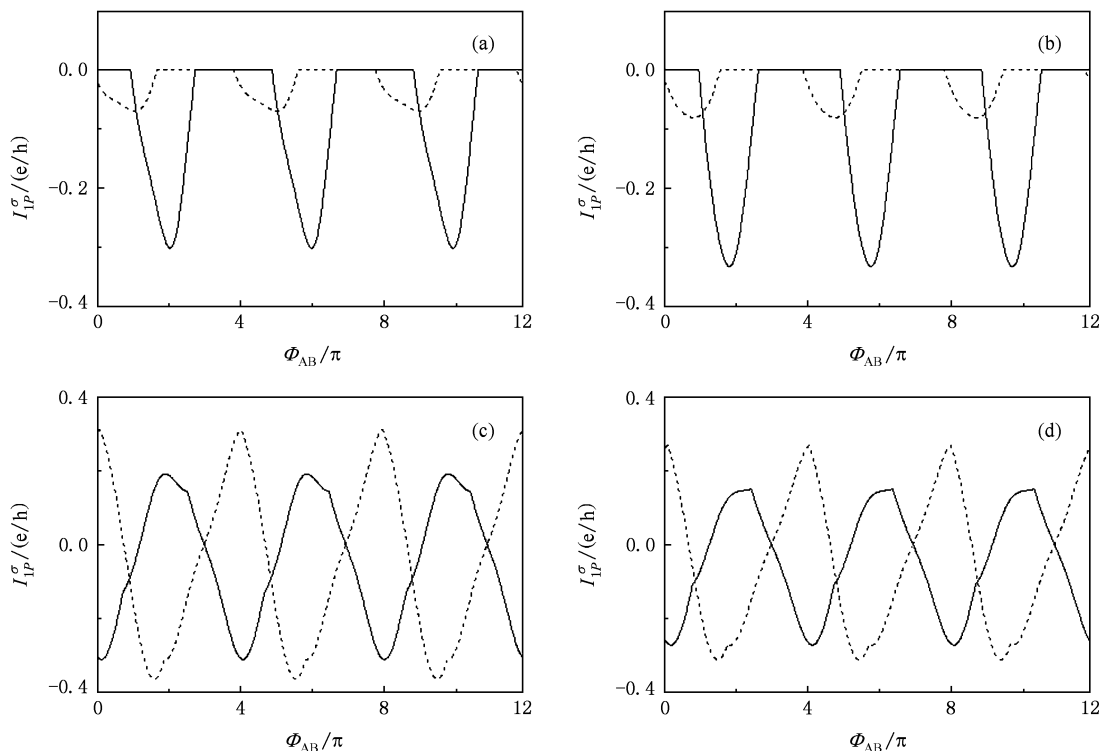


图 4  $\beta = 1.2, kL = 4.5 \pi$ , 上臂持续电流的变化规律. 实线和虚线分别为  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ . (a)  $\theta = 0, Z = 1$ ; (b)  $\theta = 0, Z = 3$ ; (c)  $\theta = \pi, Z = 1$ ; (d)  $\theta = \pi, Z = 3$

对比图 4(a), (b) 和图 3(a), (b) 发现: 两者的曲线具有较大差异. 尽管图 3(b) 和图 4(b) 实线共

振峰的形状和位置分布很相似, 但图 4(b) 中实线的振幅明显小于图 3(b). 这是由于下臂比上臂多了一

个  $\delta$  势垒,这一因素影响了各臂之间持续电流的分配,因此  $\delta$  势垒是引起两臂持续电流不同的一个相关因素,图 4(c),(d)和图 3(c),(d)曲线的不同也证实了这一点.另外,上中下三臂的臂长和磁通分

布上的差异可通过波函数影响到持续电流,因此各臂持续电流的不同还与波函数有关,臂长和磁通分布的不同是引起持续电流不同的其他两个相关因素.

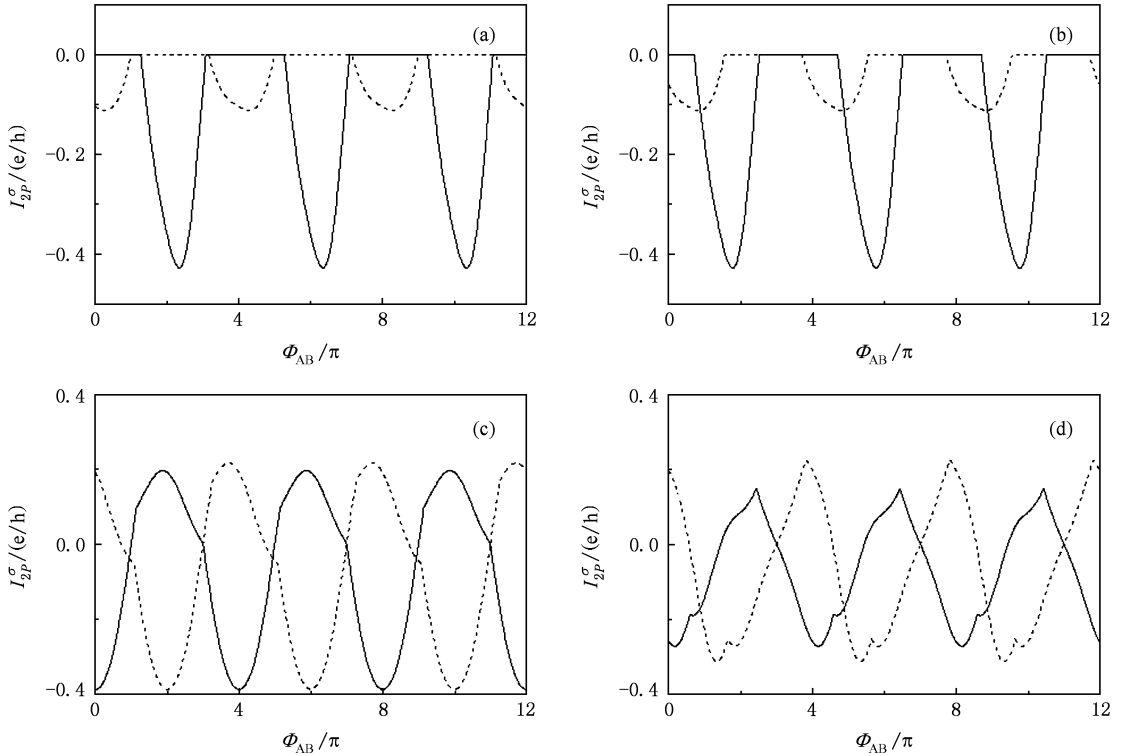


图 5  $Z = 3, kL = 4.5\pi$ , 中臂持续电流的变化规律. 实线和虚线分别代表  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ . (a)  $\theta = 0, \beta = 0$ ; (b)  $\theta = 0, \beta = 1.2$ ; (c)  $\theta = \pi, \beta = 0$ ; (d)  $\theta = \pi, \beta = 1.2$

图 5 是  $\delta$  势垒强度  $Z = 3$  的情况. 左侧  $\beta = 0$ , 不受 Rashba 自旋轨道耦合的影响; 右侧  $\beta \neq 0$ , 受 Rashba 自旋轨道耦合的影响. 左右对比可以看出, 两侧曲线明显不同. 图 5(a), (b) 虽然实线与实线 (或虚线与虚线) 共振峰的形状和高度完全相同, 但同一线形共振峰的位置不同, 实线与虚线共振峰之间的距离也不相同. 图 5(a) 中实线的共振峰总是位于虚线的两个共振峰之间, 虚线的共振峰亦如此. 针对两种共振峰这一分布特点, 可将两种自旋态波函数的持续电流分离开, 这对自旋电子器件的设计具有重要意义. 图 5(b) 中  $\beta \neq 0$  的状态表明:  $\theta = 0$  时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种自旋态波函数持续电流相位和相位差的效应. 再观察图 5(c), (d) 发现: 两侧曲线的形状明显不同, 并且图 5(d) 比 (c) 的振幅减小了. 这意味着:  $\theta = \pi$  时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种自旋态波函数持续电

流振幅的效应.

## 4. 结 论

以上研究可以得知: 1) 在总磁通为零条件下, 持续电流随半导体环增大发生非周期性振荡, 下臂因含  $\delta$  势垒而对电子输运具有更大的阻碍作用, 下臂也因此获得了最小的平均持续电流; 2) 持续电流随 AB 磁通增强发生周期性等幅振荡, 振幅和位相与铁磁电极的磁矩方向以及隧穿电子的自旋方向相关,  $\delta$  势垒强度不同对持续电流有影响; 3) 两电极磁矩夹角  $\theta = 0$  时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流相位和相位差的效应; 两电极磁矩夹角  $\theta = \pi$  时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流振幅的效应; 4) 各臂之间持续电流的不同与波函数的不同相关, 波函数的不同与臂长以及磁通分布的不同相关. 5) 满足一定条件

时,两种波函数所对应持续电流的共振峰相互错开, 两种持续电流是可分离的.

- 
- [1] Balents L, Egger R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3464
- [2] Fiete G A, Hur K Le, Balents L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 125416
- [3] Rodrigues V, Bettini J, Silva P C, Ugarte D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 96801
- [4] Wang X F, Vasilopoulos P, Peeters F M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 125301
- [5] Li Y X, Liu J J, Li B Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1366 (in Chinese) [李玉现、刘建军、李伯臧 2005 物理学报 **54** 1366]
- [6] Du J, Zhang P, Liu J H, Li J L, Li Y X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7221 (in Chinese) [杜 坚、张 鹏、刘继红、李金亮、李玉现 2008 物理学报 **57** 7221]
- [7] Yin Y Q, Li H, Ma J N, He Z L, Wang X Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4162 (in Chinese) [尹永琦、李 华、马佳宁、贺泽龙、王选章 2009 物理学报 **58** 4162]
- [8] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2009 物理学报 **58** 4175]
- [9] Chen X W, Chen B J, Shi Z G, Song K H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2720 (in Chinese) [谌雄文、谌宝菊、施振刚、宋克慧 2009 物理学报 **58** 2720]
- [10] Ma M M, Ding J W, Chen H B, Xu N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2726 (in Chinese) [马明明、丁建文、陈宏波、徐 宁 2009 物理学报 **58** 2726]
- [11] Du J, Li C G, Qin F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 576 (in Chinese) [杜 坚、李春光、秦 芳 2009 物理学报 **58** 576]
- [12] Governale M, Zülicke U 2002 *Phys. Rev. B* **66** 073311
- [13] Onoda M, Nagaosa N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 106601
- [14] Berry M V 1984 *Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A* **392** 45
- [15] Byers N, Yang C N 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 46
- [16] Hammar P R, Bennett B R, Yang M J, Mark J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 203
- [17] Schmidt G 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790
- [18] Alvorado S F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 513
- [19] Citro R, Romeo F, Marinaro M 2006 *Phys. Rev. B* **74** 115329
- [20] Sheng J S, Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 235315
- [21] Wang M, Chang K 2008 *Phys. Rev. B* **77** 125330
- [22] Meijer F E, Morpurgo A F, Klapwijk T M 2002 *Phys. Rev. B* **66** 033107
- [23] Molnar B, Peeters F M, Vasilopoulos P 2004 *Phys. Rev. B* **69** 155335
- [24] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *Phys. Rev. B* **68** 125330

# Effect of $\delta$ barrier on persistent current in a quantum ring with multiple arms<sup>\*</sup>

Du Jian<sup>†</sup> Wang Su-Xin Yuan Ai-Guo

(Chengde Teacher's College for Nationalities Physics Department, Chengde 067000, China)

(Received 27 May 2009; revised manuscript received 23 August 2009)

## Abstract

A new model of quantum ring with multiple arms containing  $\delta$  barrier is proposed in this paper. The results imply that the persistent current shows behavior of nonperiodic oscillation with the size of the semiconductor ring increasing when the total magnetic flux is zero. The lower arm obtains minimal average persistent current because it contains the  $\delta$  barrier. The persistent current generates periodic oscillation when the AB magnetic flux strengthens. It is related to not only the electrodes' magnetic moment direction but also the tunneling electrons' spin orientation. Furthermore, when the two magnetic moments are parallel, the Rashba spin-orbit interaction has the effect of changing the persistent current's phase and phase difference. However, when the magnetic moments in the two electrodes are antiparallel, the Rashba spin-orbit interaction affects the amplitude of the persistent current. Our results also indicate that the difference of the persistent current in each arm is related to the arm length and the magnetic flux's distribution. The persistent currents which the two kind of wave functions correspond to are separated under definite conditions.

**Keywords:** quantum ring with multiple arms, persistent current,  $\delta$  barrier, Rashba spin-orbit interaction

**PACC:** 7340S, 7170C, 7335A

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Research Foundation of Hebei Education Department, China (Grant No. Z2008103).

<sup>†</sup> E-mail: 808dujian@163.com