

含双 δ 势垒三臂量子环的透射概率和持续电流^{*}

杜 坚[†] 王素新 杨淑敏

(承德民族师范高等专科学校物理系, 承德 067000)

(2008 年 11 月 14 日收到, 2009 年 4 月 14 日收到修改稿)

研究了含双 δ 势垒三臂量子环的透射概率和持续电流, 研究结果表明, 透射概率和持续电流都随半导体环尺寸的增大发生振荡, 透射概率和持续电流与电子自旋和铁磁电极磁矩的取向相关. 量子环尺寸取固定值时, 透射概率和持续电流都会随 AB 磁通的增加发生周期性等幅振荡. δ 势垒和 Rashba 自旋轨道耦合对透射概率或持续电流有着不同的影响.

关键词: 透射概率, 持续电流, Rashba 自旋轨道耦合, δ 势垒

PACC: 7340S, 7170C, 7335A

1. 引 言

1988 年, Julliere 研究铁磁体/半导体/铁磁体异质结的隧穿现象时发现了巨磁阻效应^[1,2], 这一重大发现被认为是自旋电子学的开端^[3]. 此后自旋电子学的进一步发展要求在室温和小磁场条件下注入高效的自旋极化电子流, 这一问题在 Datta 和 Das 提出自旋三极管^[4]后更加凸显, 但试验结果^[5,6]却显示自旋注入效率不足 1%, 这成为自旋量子器件研发中的巨大障碍. 许多物理工作者针对这一困难做出了有益的探索^[7,8], 欧姆注入就是被广泛研究的一种自旋注入方法, 其基本原理是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从而降低注入效率, Schmid^[9]指出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, Rashba^[10]进一步指出在铁磁金属与半导体界面处插入一个隧穿结可减小电阻不匹配问题, Alvorado^[11]的理论研究表明插入一个窄的势垒能够明显提升自旋注入率. 近年来, 随着纳米结构的需求和亚微米、纳米技术的进展, 人们对更多的介观异质结理论模型进行了探索和研究^[12-18], 量子环中的持续电流也成为研究的热门课题. 例如, Loss

等人注意到 Berry 相位对电子输运的影响, 并发现 Berry 相位可以导致类似于电荷电流的自旋持续电流^[19]. Byers 和 Yang^[20]指出, 由于电子相位耦合的作用, 一个孤立介观环可以通过磁通量的改变传递持续电流. 本文理论模型为了解决从铁磁电极到半导体环自旋注入的电阻不匹配问题, 在铁磁金属和半导体环之间插入双 δ 势垒, 以达到提升自旋注入率的目的. 并通过采用铁磁电极和非铁磁电极来对比分析透射概率和持续电流, 还利用量子环大小、 δ 势垒、Rashba 自旋轨道耦合、外加磁场以及铁磁电极磁矩方向研究变化规律, 得出存在 AB, AC 相位时的透射概率和持续电流的数据及图形.

2. 理论模型和研究方法

设想的含双 δ 势垒三臂量子环理论模型如图 1 所示. 这是一个有外加磁场的 AB 量子环结构. 中间部分是半导体量子环, 两端是铁磁金属或非铁金属电极, δ 势垒被夹在半导体环与两个金属电极之间. 其中半导体用 S 表示, 铁磁金属用 FM 表示, 非铁金属用 M 表示, δ 势垒用 I 表示. 圆心角 $\varphi' = -\varphi$, 环左侧 δ 势垒处为 $X = 0$, 环右侧为 $X = 2R$. 中臂的长度为 L_2 , 上臂和下臂的长度分别为 L_1, L_3 . 在半导体环内沿 Z 轴的方向施加一个外加磁场 $V(k)$ 的限制来产生一个非对称的量子阱, 这个非对称量子阱

^{*} 河北省教育厅自然科学研究指导项目(批准号 Z2008103)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: 808dujian@163.com

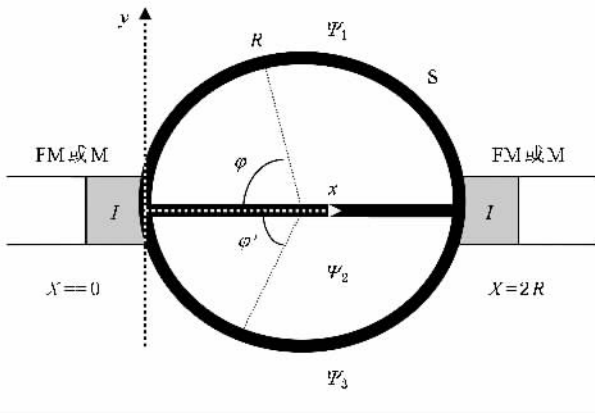


图1 含双 δ 势垒三臂量子环的理论模型(取过量子环圆心水平向右为 x 轴,平行纸面与环左侧相切为 y 轴,垂直于纸面竖直向上为 z 轴)

在半导体区域会产生 Rashba 自旋轨道耦合.为使电子波函数限制在环上,还对半导体环施加另一个外场 $V_c(r) = \frac{1}{2}K(r - R)^2$. 两侧为铁磁电极时,设铁磁电极的磁矩方向与 Z 轴平行,并且不考虑节点处的自旋交叉散射.参考文献 [19] 和 [20],可得到半导体环的 Hamiltonian 为

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

其中 $\beta = 2\alpha m_s^* / \hbar^2$, α 是 Rashba 自旋轨道耦合参数,对于以 InGaAs 为衬底的二维电子气其取值为 $(0.5 - 2.0) \times 10^{-11}$ eVm, m_s^* 为半导体中电子的有效质量, \hbar 是普朗克常数, $\sigma_r = \cos \varphi \sigma_i + \sin \varphi \sigma_j$, $\phi_0 = hc/e$ 为量子磁通.根据文献 [21] 附录 AB 环中的能量本征值为

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

$\Phi_{AC} = -\pi(1 - \sigma\sqrt{\beta^2 + 1})$ 称为 Aharonov - Casher (AC) 相位, $\sigma = \pm 1$. 半导体中能量确定时,量子数和能级之间的关系为 $n_\lambda^\sigma(E) = \lambda\sqrt{E} + \Phi^\sigma/2\pi$. 总磁通为 AC 磁通与 AB 磁通之和,即 $\Phi^\sigma = \Phi_{AC} + \Phi_{AB}$. 设两个 δ 势垒完全相同,均为 $V = Z\hbar\bar{v}_{Ff}/2$, Z 是代表 δ 势垒强度的纯数, \bar{v}_{Ff} 是铁磁金属中两自旋子能级的 Fermi 速度.设电极金属为理想导体,则铁磁电极的 Hamiltonian 和能谱分别为

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_f} \hat{p}_y + h(x) \sigma_z + V\delta(x) + V\delta(x - 2R), \quad (3)$$

$$E_{f\sigma}^v = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma}^v)^2 + \lambda_\sigma h(x), \quad (4)$$

其中, m_f^* 为铁磁体中电子的有效质量,且 $m_f^* = m_e$, $m_s^* = \mu m_e$, $\mu = \frac{m_s^*}{m_f^*} = 0.036$, m_e 是自由电子质量. $\lambda_\sigma = \pm 1$, $k_{f\sigma}^v$ 为铁磁金属中自旋态为 σ 的波矢. 设两侧铁磁金属电极中自旋电子的 Fermi 波矢均为 $k_{f\uparrow}^L = k_{f\uparrow}^R = 1.05 \times 10^{-10} \text{m}^{-1}$ 和 $k_{f\downarrow}^L = k_{f\downarrow}^R = 0.44 \times 10^{-10} \text{m}^{-1}$. $h(x)$ 是铁磁体中交换劈裂能,设两侧铁磁体的交换劈裂能均为 $h(x) = 1.73 \text{eV}$. 根据 Hamiltonian 的形式可以得到的波函数分别为

$$\Psi_\sigma^L = e^{ik_{f\sigma}^L x} + r_\sigma e^{-ik_{f\sigma}^L x}, \quad (5)$$

$$\Psi_\sigma^R = t_\sigma e^{ik_{f\sigma}^R x}. \quad (6)$$

其中, Ψ_σ^L 和 Ψ_σ^R 为左右两侧铁磁体中的波函数, r_σ 为入射端波函数的反射系数, t_σ 为透射端波函数的透射系数. 改换为非铁磁金属时,交换劈裂能将消失(5)和(6)式中的 Fermi 波矢转变为 k . 设 $\phi = 2\pi kR$, 由于 $L_2 = 2R = \phi/\pi k$ 为中臂长度, $L_1 = L_3 = \pi R = \phi/2k$ 为上臂和下臂的长度,因此 ϕ 或 kL 可当作描述量子环大小的物理量,例如用 $kL_2 = \phi/\pi$ 和 $kL_1 = kL_3 = \phi/2$ 分别描述量子环的三个臂长. 由于环中电场的作用,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 $k_+^\sigma = k + \Phi^\sigma/2\pi R$, $k_-^\sigma = k - \Phi^\sigma/2\pi R$. 图1理论模型遵循一维量子波导理论,半导体环的波函数为

$$\Psi_1^\sigma = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{1,\sigma}^\lambda e^{in_\lambda^\sigma \varphi} \chi^\sigma, \quad (7)$$

$$\Psi_2^\sigma = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{2,\sigma}^\lambda e^{ik_\lambda^\sigma x} \chi^\sigma, \quad (8)$$

$$\Psi_3^\sigma = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{3,\sigma}^\lambda e^{-in_\lambda^\sigma \varphi} \chi^\sigma, \quad (9)$$

其中, Ψ_1^σ , Ψ_2^σ 和 Ψ_3^σ 分别为半导体环上臂、中臂和下臂中的波函数,量子数 $n_\lambda^\sigma = \lambda kR + \Phi^\sigma/2\pi$. χ^σ 为 $\chi^\uparrow = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \cos \alpha/2 \\ e^{i\varphi} \sin \alpha/2 \end{pmatrix}$, $\chi^\downarrow = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \sin \alpha/2 \\ -e^{i\varphi} \cos \alpha/2 \end{pmatrix}$. 设上半环和下半环在各自对应的半个圆面积内具有完全相同的磁场,则磁场的效应就可以简化为一个相位的变化. 当一个电子从左向右入射时,顺时针通过上臂获得相位 $\Phi^\sigma/2$,逆时针通过下臂获得相位 $-\Phi^\sigma/2$,而经过中臂获得的相位为零. 由 δ 势垒强度 $V = Z\hbar\bar{v}_{Ff}/2$ 可推出 $\frac{2m_s^* V}{\hbar^2} = iZ$,考虑到节点处自旋翻转带来的影响[22],将流密度表示为

$$J^\sigma = \text{Re} \left[(\Psi^\sigma \chi^\sigma)^* + \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2\sigma_y} - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right) (\Psi^\sigma \chi^\sigma) \right]. \quad (10)$$

于是可以写出节点处应满足的方程如下：

$$\begin{aligned} 1 + r_\sigma &= c_{1\sigma}^+ + c_{1\sigma}^- e^{-i\Phi^\sigma/2} \\ &= c_{2\sigma}^+ + c_{2\sigma}^- \\ &= c_{3\sigma}^+ + c_{3\sigma}^- e^{i\Phi^\sigma/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/\pi k} &= c_{1\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi^\sigma)/2} + c_{1\sigma}^- e^{-i\phi/2} \\ &= c_{2\sigma}^+ e^{i\phi/\pi} + c_{2\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ &= c_{3\sigma}^+ e^{i(\phi-\Phi^\sigma)/2} + c_{3\sigma}^- e^{-i\phi/2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} k(c_{1\sigma}^+ - c_{1\sigma}^- e^{-i\Phi^\sigma/2} + c_{2\sigma}^+ - c_{2\sigma}^- + c_{3\sigma}^+ \\ - c_{3\sigma}^- e^{i\Phi^\sigma/2}) - k_{j\sigma}(1 - r_\sigma) \\ = -iZk_{f\sigma}(1 + r_\sigma), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} k_{j\sigma} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/\pi k} - k(c_{1\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi^\sigma)/2} \\ - c_{1\sigma}^- e^{-i\phi/2} + c_{2\sigma}^+ e^{i\phi/\pi} - c_{2\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ + c_{3\sigma}^+ e^{i(\phi-\Phi^\sigma)/2} - c_{3\sigma}^- e^{-i\phi/2}) \\ = -iZk_{f\sigma} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/\pi k}. \end{aligned} \quad (14)$$

由以上波函数的连续性、流密度守恒(Griffiths 边界条件)和跃变条件可以计算出自旋电子隧穿量子环时的透射系数 t_σ ，并由此算出透射概率 T^σ ，即

$$T^\sigma = \frac{k_{f\sigma}^R}{k_{f\sigma}^L} |t_\sigma|^2. \quad (15)$$

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 $I = \frac{e}{h} T^\sigma$ ，当电流经过双臂环时，总电流 $I = I_1 + I_2$ 。由于对称性破缺，上臂的 I_1 和下臂的 I_2 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 $I_1 = I + I_p$ ，下臂的 $I_2 = -I_p$ ，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。三臂量子环持续电流之间的关系与双臂环的完全不同，若双臂环一个臂中的电流大于 $I = \frac{e}{h} T^\sigma$ ，另一个臂中的电流就会起到调节作用，使节点处保持流密度守恒。对于三臂量子环，另外两臂中的电流则会起到调节作用，中臂的持续电流即可流入上臂，也可流入下臂，三者之间的流动关系要比双臂环复杂得多。参考相关文献 [23]，可采取将三臂环等效为双臂环的方法解决这一问题，即上臂不变，将中臂和下臂合并成与两者等效的新单臂，带来的好处是可忽略中臂和下臂之间的持续电流，这样就可以把三臂环问题简化为双臂环问题。先由流密度守恒推出上中下三臂中的概率电流分别为

$$I_1^\sigma = \frac{e}{h} \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{1\sigma}^+|^2 - |c_{1\sigma}^-|^2), \quad (16)$$

$$I_2^\sigma = \frac{e}{h} \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{2\sigma}^+|^2 - |c_{2\sigma}^-|^2), \quad (17)$$

$$I_3^\sigma = \frac{e}{h} \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{3\sigma}^+|^2 - |c_{3\sigma}^-|^2). \quad (18)$$

再根据等效新单臂必然与中臂、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电流定义成如下形式 [23]：

$$I_{\text{eff}}^\sigma = \frac{e}{h} \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{2\sigma}^+|^2 - |c_{2\sigma}^-|^2 + |c_{3\sigma}^+|^2 - |c_{3\sigma}^-|^2). \quad (19)$$

(19) 式实际上等于 (17) 式与 (18) 式之和，虽然对称性和磁通可通过波函数及边界条件影响概率电流，但 (16)(17)(18) 式使用的是未采用等效法时的波函数和边界条件，因此用 (19) 式计算有效概率电流不必改变三臂环的对称性和中臂两侧磁通分布。由于概率电流是自旋电子形成的不连续的电荷电流，是上臂中概率电流与等效新单臂中有效概率电流之和，持续电流可从总电流减去概率电流得到，因此跟据文献 [23] 将上臂中的持续电流定义为

$$I_{1p}^\sigma = (I - |I_1| - |I_{\text{eff}}|)/2. \quad (20)$$

同理，可以计算出中臂或下臂的持续流 I_{2p}^σ 和 I_{3p}^σ 。

量子环在实际应用中必然会与外电路相连，将持续电流与外电流分开是必须解决的问题。由于镶嵌在半导体环两端的 δ 势垒在实际应用中可由非常薄的绝缘体替代，而且半导体和绝缘体的电阻率又都非常大，因此利用这一特点不准将持续电流与外电流分开。假如外电流即有直流成分，又有交流成分，可在量子环两端分别并联两条各含电容和电阻的支路。外电流中频率较高的交流成分可通过电容支路过滤掉，而直流成分和剩余的低频交流成分可通过含电阻支路分流。根据并联电路电流分配与电阻成反比的规律 $I_1/I_2 = R_2/R_1$ ，只要电阻支路的阻值远远小于量子环支路的阻值，就可以大幅度降低通过量子环支路的外电流，以至于量子环支路中的外电流与持续电流相比可以达到忽略不计的程度，这样就可以从量子环支路中获取所需要的持续电流。

3. 计算结果和分析

图 2 是总磁通为零情况下，透射概率随半导体环增大时的变化规律。 $\theta = 0, \theta = \pi$ 分别代表两铁

磁电极磁矩方向平行和反平行状态. 图 2(a) 显示实线与虚线明显不同. 这是因为两铁磁电极磁矩方向平行时, 电子的两种自旋取向分别与磁矩方向平行和反平行, 使铁磁电极对两种自旋态电子具有不同的影响, 导致了两种透射概率的不同. (b) 中代表两种透射概率的实线和虚线完全重合, 这是因为两磁矩方向反平行时, 铁磁电极对两种自旋取向电子具有相同的贡献. 而 (d) 中实线和虚线重合的原因与 (b) 截然不同, 非铁磁电极不存在自旋劈裂能, 是两种自旋态电子所处的相同环境导致了两条曲线的重合. 因此 (b) 和 (d) 曲线的形状并不相同, 这表明“透射概率与金属电极是否具有铁磁性相关”. 图 2 还显示, 透射概率都随半导体环增大发生振荡, 这是半导体长度效应引起的. 而且透射概率共振峰的形状各不相同, 这是 Fano 共振现象, 是束缚态被连接到态

的连续性上引起的一种共振. 但 (a)(b)(d) 中的曲线仍存在左右对称性. 根据图 2 所设条件, 左右对称性与磁通或金属电极是否具有铁磁性无关, 只与三臂环的增大相关. 用 $\bar{T}^\sigma = \frac{1}{11\pi} \int_0^{11\pi} T^\sigma(kL) d(kL)$ 可计算透射概率的平均值, 定积分 $\int_0^{11\pi} T^\sigma(kL) d(kL)$ 是透射概率曲线下包围的面积, 面积越大, 平均透射概率就越大. (c) 是 δ 势垒存在的情况, 可以比较出它包围的面积明显小于 δ 势垒不存在的 (b), 可见平均透射概率因 δ 势垒存在而减小. 这是因为任何势垒都是电子隧穿过程中的阻碍, 势垒越强, 自旋电子受到的阻碍作用越大, 透射概率降低的就越多. 观察 (c) 还可看出 (c) 中曲线不再左右对称, δ 势垒的存在破坏了透射概率的左右对称性.

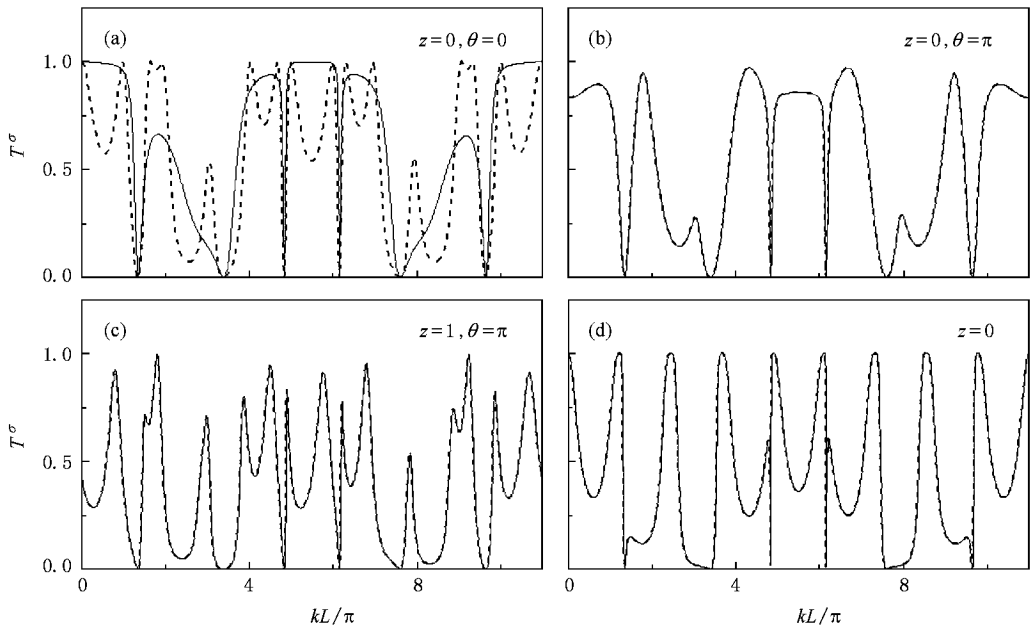


图 2 $\Phi^\sigma = 0$ 是 T^σ 随 kL 增大时的变化规律. 实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow, \downarrow$. (a)(b)(c) 为铁磁金属电极 (d) 为非铁磁金属电极

图 3 是量子环 $kL = 4.5\pi$ 和 δ 势垒不存在情况下, 透射概率随外加磁场增强时的变化规律. 左侧是铁磁电极磁矩反平行时的透射概率. 观察图 3(a) 发现, 两种自旋态电子的透射概率随 AB 磁通增强作周期性振荡. 而且实线与虚线的形状完全一样, 共振峰的高度和个数都相同, 实线的波峰总与虚线的波谷相对. 即两种透射概率的振幅相等, 频率相同, 位相相反. 这表明, 虽然磁矩方向反平行的铁磁电极对两种自旋态电子的透射概率贡献相同, 但电子的两

种自旋取向与外加磁场方向的不同必然会产生不同影响. 对比图 2(b) 可知, 两种自旋取向与外加磁场方向不同则导致了两种透射概率的位相相反. 图 3(b) 中的实线和虚线也存在振幅和频率相同以及位相相反的特征, 但曲线形状与 (a) 有所不同, 这再次说明“透射概率与金属电极是否具有铁磁性相关”. 由于 $\beta = 2am_s^*/\hbar^2$, α 是 Rashba 自旋轨道耦合参数. 因此图 3(c) 和 (d) 是存在 Rashba 自旋轨道耦合时的变化规律. 上下对比图 3 发现, 曲线的形状、共振峰

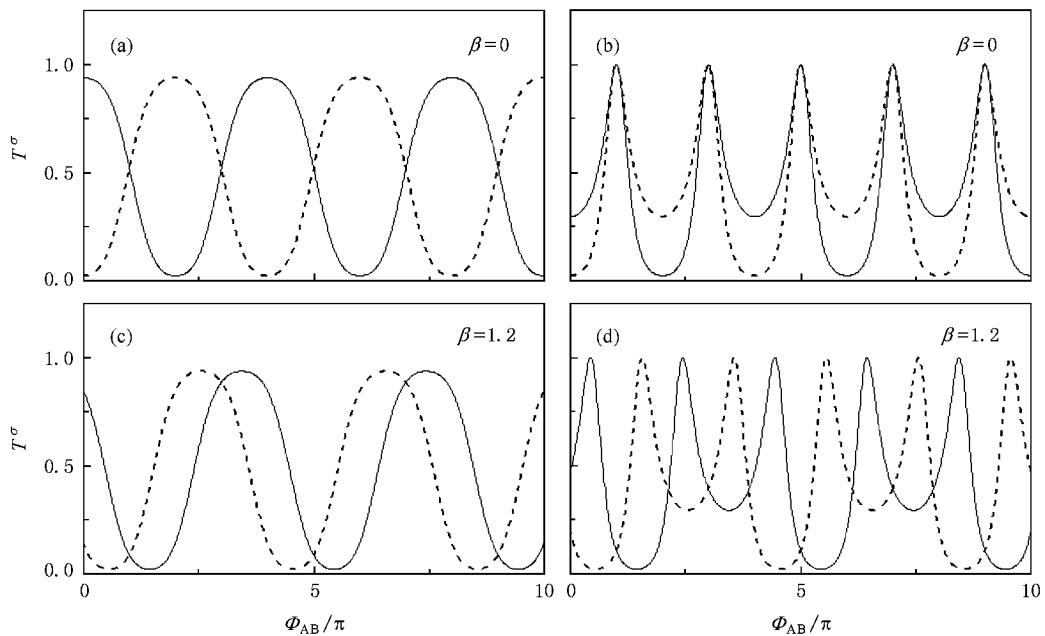


图 3 $Z=0$, $hL=4.5\pi$, T^σ 随 Φ_{AB} 增大时的变化规律(实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow, \downarrow$. 左侧 ($\theta = \pi$) 为铁磁金属电极, 右侧为非铁磁金属电极)

的高度和个数都没有变化, 变化的只是实线的波峰不再与虚线的波谷相对, 而且实线、虚线共振峰的位置也与原来不同. 这表明, 当量子环大小取固定值和外加磁场增强时, Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种自旋态透射概率位相和位相差的效应.

图 4 是总磁通为零和铁磁电极磁矩反平行情况下, 上臂和中臂的持续电流随量子环增大时的变化

规律. 可以看出, 图 4 (a) (b) 的持续电流都以很窄、很高的共振峰(倒过来看)形式出现, 共振峰的形状各不相同, 持续电流出现了 Fano 共振现象, 但 (a) 还具有一定程度的左右对称性. 这表明总磁通为零时, 持续电流的出现与量子环的尺寸相关. 而 (b) 显示, 持续电流共振峰的左右对称性随 δ 势垒的出现消失了, 这一特点与图 2 从 (b) 到 (c) 左右对称性的变

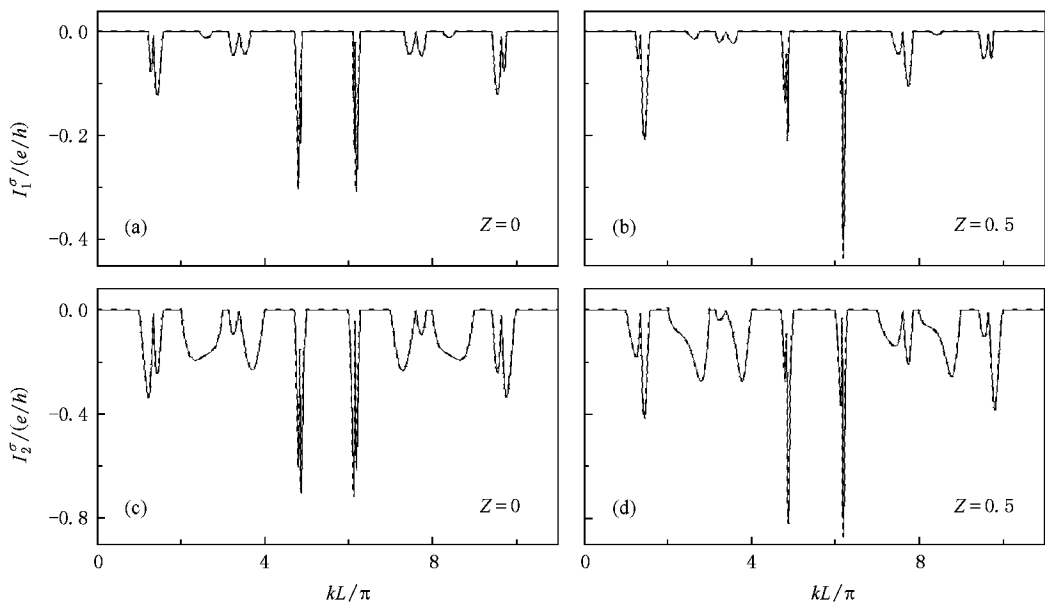


图 4 $\theta = \pi$, $\Phi^o = 0$, 是铁磁金属电极量子环 I_1 和 I_2 随 hL 增大时的变化规律(实线、虚线分别代表 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 波函数对应的持续电流)

化一样,可见图 4(a)中持续电流共振峰的左右对称性也只与量子环增大相关.再观察图 4(c)和(d)可以看出,中臂持续电流共振峰比(a)(b)高,而且共振峰宽度也有很大不同.也就是说,上臂和中臂的持续电流并不相同.由于三臂环的结构特征通过波函数影响到概率电流,而 I_1^{σ} 与 I_2^{σ} 以及 I_{eff1}^{σ} 与 I_{eff2}^{σ} 公式内对应的各个系数属于不同的波函数,因此持续电流 I_{1P}^{σ} 与 I_{2P}^{σ} 的不相等表明:各个臂上持续电流的不同与波函数有关,是三臂环的特殊结构引起了持续电流的不同.

图 5 是具有非铁磁金属电极和不存在 δ 势垒情况下,持续电流随外加磁场增强时的变化规律.左右两侧分别是 Rashba 自旋轨道耦合强度为零和不为零的情况.可以看出,持续电流表现出典型的振荡特性,以 4π 为周期出现持续电流的共振峰(倒过来看).其中(a)两种共振峰的高度和个数均相同,实线与虚线不重合,而且实线的共振峰总是位于相邻的

两个虚线共振峰中间.这表明(a)中两种持续电流具有相同的振幅和频率,但位相相反.(c)中两种持续电流也像(a)一样,具有相同的振幅和频率以及相反的位相.对比(a)(c)可看出,它们各自共振峰的数目相同(c)中持续电流零点位置的一侧总是与(a)中同种持续电流共振峰的位置重合,而且(a)和(c)曲线的形状和振幅并不一样.这表明,上臂和中臂的持续电流具有相同的频率,但同一自旋取向波函数持续电流的位相并不一致,上臂持续电流绝对值增大时,中臂同种的持续电流绝对值趋近于零,两者之间相互关联.而(c)与(a)曲线形状和振幅的差异,显然与两臂长度和位置不同相关.右侧是存在 Rashba 自旋轨道耦合的情况,左右对比发现不同之处是,除了右侧两种持续电流共振峰的位置与左侧不同之外,两种共振峰之间的距离也和左侧不同.这意味着外加磁场增强时,Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种持续电流位相和位相差的效应.

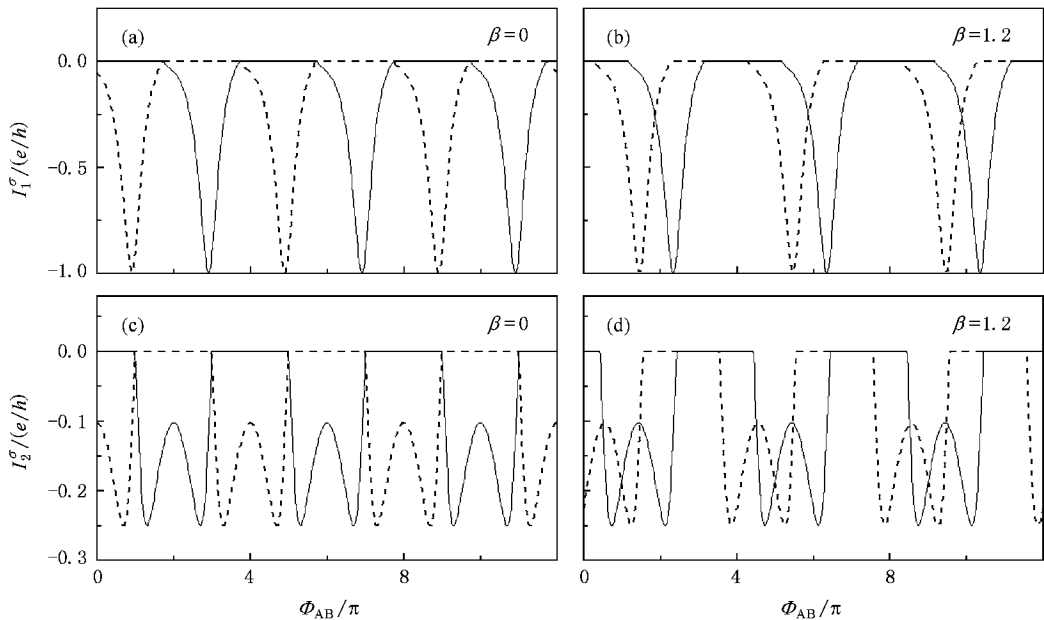


图 5 $kL = 4.5\pi$ 和 $Z = 0$, 是非铁磁金属电极量子环 I_1^{σ} 和 I_2^{σ} 随 Φ_{AB} 增大时的变化规律(实线、虚线分别代表 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 波函数对应的持续电流)

图 6 是在图 5 的基础上将非铁磁金属电极更换为磁矩方向平行的铁磁金属电极,并且将左侧(a),(b)中量子环尺寸缩小到 $kL = 3.5\pi$,其他条件不变.观察图 6 发现,各小图中自旋向上和自旋向下波函数对应的持续电流在数值和形状上有很大不同,自旋向上波函数持续电流的振幅要比自旋向下的大很多.产生这种现象的原因是:两铁磁电极磁矩的方向

平行时,由于两铁磁电极平行的磁矩方向与电子的两种自旋取向不一至,铁磁电极对两种持续电流具有不同的贡献,导致了两种持续电流振幅上的差异.左右对比图 6 可以发现,左右持续电流曲线的形状相差很大,振幅也不相等.显然这与左侧量子环尺寸的改变有关,是半导体环的尺寸效应引起了左右两侧持续电流的变化规律不同.再将图 6(b)与图 5(b)

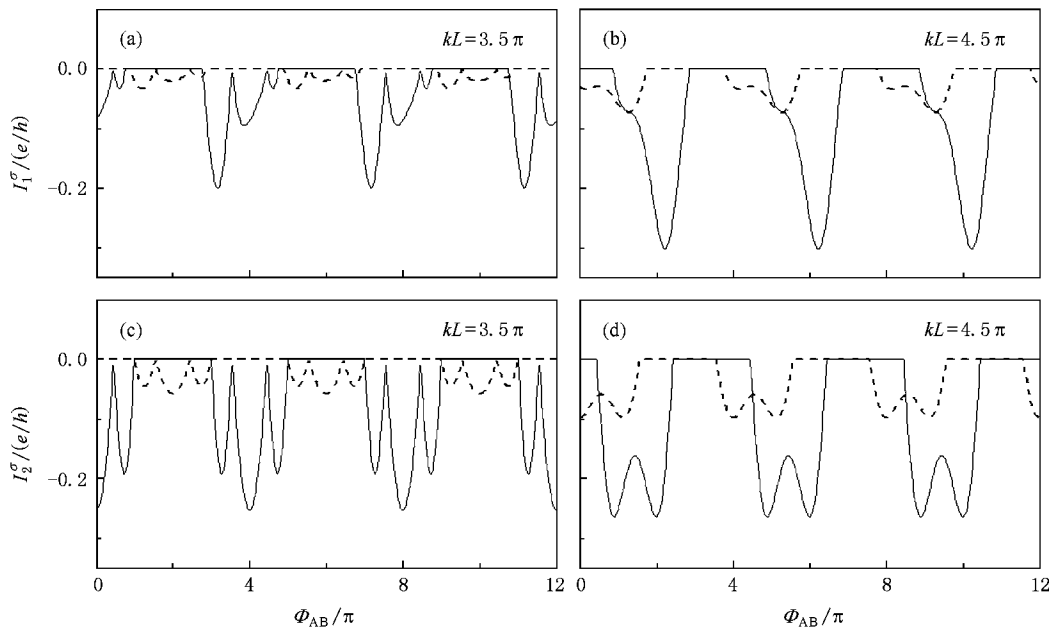


图 6 $\theta = 0, Z = 0$ 左右分别为 $\beta = 0, \beta = 1.2$, 是具有铁磁金属电极量子环 I_1 和 I_2 随 Φ_{AB} 增强时的变化规律(实线、虚线分别代表 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 波函数对应的持续电流)

对比,两者量子环尺寸相同,但图 6(b)实线振幅大约是 0.3,虚线振幅小于 0.1,而图 5(b)实线和虚线的振幅都已达到 1,曲线形状也有所不同.这表明,金属电极是否由铁磁性材料构成对持续电流具有很大影响.

4. 结 论

研究含双 δ 势垒三臂量子环的透射概率和持续电流后发现:1)透射概率与电子自旋方向以及金属电极是否具有铁磁性相关,透射概率随量子环增

大发生振荡.2)总磁通为零时,透射概率和持续电流都出现了 Fano 共振现象,透射概率因 δ 势垒存在而减小, δ 势垒破坏了透射概率和持续电流的左右对称性.各臂中持续电流的不同与波函数有关,是三臂环的特殊结构引起了持续电流的不同.3)透射概率和持续电流都随外加磁场增强发生周期性等幅振荡,Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种透射概率或持续电流位相和位相差的效应.4)两铁磁电极磁矩平行时,两种持续电流的振幅相差很大,持续电流曲线的形状与量子环的大小相关,与非铁磁金属电极相比持续电流有很大不同.

[1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnar S von, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488

[2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Dau F N van, Petroff F, Etienne Pcreuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472

[3] Julliere M 1975 *Lett. A* **54** 225

[4] Das S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665

[5] Lee W Y, Gardelis S, Choi B C, Xu Y B, Smith C G, Barnes C H W, Ritchie D A, Linfield E H, Bland J A C 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6682

[6] Hammer P R, Bennet B R, Yang M J, Johnson M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 203

[7] Fiederling R, Keim M, Reuscher G, Ossau W, Schmidt G, Waag A, Molenkamp L W 1999 *Nature* **402** 787

[8] Ohno Y, Yang D K, Beschoten G, Matsukura F, Ohno H, Awschalom D D 1999 *Nature* **402** 790

[9] Schmidt G 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790

[10] Rashba E I 2000 *Phys. Rev. B* **62** R16267

[11] Alvarado S F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 513

[12] Frustaglia D, Hentschel M, Richter K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 256602

- [13] Splettstoesser J , Governale M , Zulicke U 2003 *Phys. Rev. B* **68** 165341
- [14] Popp M , Frustaglia D , Richter K 2003 *Nanotechnology* **14** 347
- [15] Frustaglia D , Richter K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 235310
- [16] Hentschel M , Schomerus H , Frustaglia D , Richter K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 155326
- [17] 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]
- [18] Li Y X , Li B Z 2005 *Chin. Phys.* **14** 1021
- [19] Loss D , Goldbart P M , Balatsky A V 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655
- [20] Byers N , Yang C N 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 46
- [21] Meijer F E , Morpurgo A F , Klapwijk T M 2002 *Phys. Rev. B* **66** 033107
- [22] Citro R , Romro F , Marinaro M 2006 *Phys. Rev. B* **74** 115329
- [23] Wu H C , Gao Y , Chen X Y , Gu B L 2003 *Phys. Rev. B* **68** 125330

Tunneling coefficient and persistent current in triple-arm quantum ring with double δ barrier^{*}

Du Jian[†] Wang Su-Xin Yang Shu-Min

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

(Received 14 November 2008 ; revised manuscript received 14 April 2009)

Abstract

In this paper tunneling coefficient and persistent current in triple-arm quantum ring with double δ barrier is investigated. The results show that the tunneling coefficient and persistent current show oscillating behavior with the length of the semiconductor quantum ring increasing. The tunneling coefficient and persistent current depend not only on spin orientation of tunneling electrons but also on the ferromagnetic magnetization direction. When the size of the quantum ring is fixed , the tunneling coefficient and persistent current will generate isochronal oscillation with the increasing of the AB magnetic flux. Furthermore , δ barrier and Rashba spin-orbit interaction have different effect on the properties of the tunneling coefficient and persistent current.

Keywords : tunneling coefficient , persistent current , Rashba spin-orbit interaction , δ barrier

PACC : 7340S , 7170C , 7335A

^{*} Project supported by the Natural Foundation of the Bureau of Education of Hebei Province , China (Grant No. Z2008103).

[†] Corresponding author. E-mail : 808dujian@163.com