

含 δ 势垒的铁磁/半导体/铁磁异质结中的自旋输运和渡越时间^{*}

杜 坚^{1,2)} 张 鹏¹⁾ 刘继红¹⁾ 李金亮¹⁾ 李玉现^{1)†}

1) 河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016)

2) 承德民族师范高等专科学校物理系, 承德 067000)

(2007 年 12 月 26 日收到, 2008 年 4 月 23 日收到修改稿)

研究了含 δ 势垒的铁磁/半导体/铁磁异质结中自旋相关的透射概率和渡越时间, 讨论了量子尺寸效应和 Rashba 自旋轨道耦合效应对隧穿特性的影响. 研究表明: δ 势垒的存在降低了自旋电子的透射概率, 改变了透射概率的位相. Rashba 自旋轨道耦合强度的增加加大了透射概率的振荡频率. 不同自旋取向的电子隧穿异质结时, 渡越时间随着半导体长度、Rashba 自旋轨道耦合强度以及两铁磁电极中的磁化方向的夹角的变化而变化.

关键词: δ 势垒, 铁磁/半导体/铁磁异质结, Rashba 自旋轨道耦合效应, 渡越时间

PACC: 7340S, 7170C, 7335A

1. 引言

自从 Datta 和 Das^[1] 基于自旋轨道耦合作用提出自旋三极管的概念以来, 由于半导体异质结中的 Rashba 自旋轨道耦合效应可以有效地操纵电子的自由度, Rashba 自旋轨道耦合效应在新量子器件的研究发展中占有重要地位^[2,3]. 物理工作者利用电子自旋不仅可以设计和生产出新一代自旋电子器件, 还可以在现有的电子器件上增加新的功能, 但科研进展得并不顺利, 在不同材料之间自旋注入效率上仍有重大困难需要克服^[4-12]. 在人们持续不断的努力下, 近来从理论上已经证明不同类型的异质结可展现出较高的自旋注入效率, 实验也证实了这一点, 例如 Fiederling 等^[13] 从参杂半导体到半导体以及 Ohno 等^[14] 从铁磁半导体到半导体的自旋注入实验都获得了很高的自旋流注入效率, 现在通过自旋极化电子从铁磁体注入到半导体来提高自旋的注入率也成为一种值得探索的方式. 渡越时间是了解自旋电子隧穿铁磁/半导体异质结特性的一个重要概念, 早在 1932 年, MacColl^[15] 就提出, 隧穿特性不仅由透射概率来表示, 还应该由粒子隧穿势垒的时间来标度. 自

旋电子在隧穿铁磁/半导体/铁磁异质结时, 透射概率和渡越时间都是量子力学隧道效应的重要参数, 它们对研究新异质结的理论模型起着重要作用. 近年来, Guo, Wang 和 Gu^[16] 在研究多层稀磁半导体结构时发现不同自旋取向电子在渡越时间上的分离现象, 并指出这种结构可以产生高的自旋电流^[17]. Wang, Guo 和 Gu^[18] 在研究自旋极化电子隧穿铁磁金属/绝缘体(半导体)异质结时, 发现隧穿电子的自旋相位可以决定渡越时间. Wu, Guo 和 Chen^[19] 在研究电子隧穿铁磁体/绝缘体(半导体)铁磁体时, 揭示了量子尺寸效应和 Rashba 自旋轨道耦合效应对渡越时间的影响. 本文中也对自旋电子隧穿铁磁/半导体/铁磁异质结时的透射概率和渡越时间进行了分析和讨论, 得出了与该异质结相关的透射概率和渡越时间的特性. 在研究过程中我们还参考了相关文献^[20-22].

2. 理论模型

我们研究的对象是含有 δ 势垒的铁磁/半导体/铁磁异质结(FM/I/SM/FM), 如图 1 所示. 其中, FM 代表铁磁金属, I 代表 δ 势垒, SM 代表半导体. 假定其

^{*} 国家自然科学基金(批准号:1067404)与河北省自然科学基金(批准号:A2007000227)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yxli@mail.hebtu.edu.cn

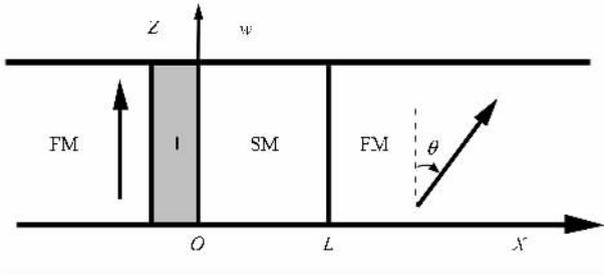


图1 准一维波导的 FM/I/SM/FM 异质结示意图

波导限制势的宽度 w 相对长度 L 要小得多,并在半导体的 y 轴(垂直与纸面向里)方向施加外场来产生一个非对称量子阱,这个非对称量子阱在半导体区域将产生 Rashba 自旋轨道耦合作用,约束势 $V(y)$ 使 y 方向电子的运动是量子化的. FM/I/SM/FM 异质结两端铁磁电极中磁矩方向之间的夹角为 θ . 根据 Hu 和 Matsuyama^[23] 提出的准一维对称的 Rashba 模型, FM/I/SM/FM 异质结的 Hamiltonian 可写为

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{2m(x)} \hat{p}_x + \frac{1}{2} \Delta(x) \sigma_z + \frac{1}{2\hbar} \sigma_z [\hat{p}_x \alpha_R(x) + \alpha_R(x) \hat{p}_x] + \delta E_c + Z \hbar \bar{v}_{Ff} \delta(x). \quad (1)$$

其中, $m(x)$ 是电子的有效质量,在铁磁区域电子有效质量用 m_f^* 表示,在半导体区域电子有效质量用 m_s^* 表示,并且有 $m_f^* = m_e$, $m_s^* = \mu m_e$, $\mu = \frac{m_s^*}{m_f^*} = 0.036$, m_e 是自由电子质量. σ_z 表示 Pali 自旋矩阵, Δ 是铁磁金属中的交换劈裂能, $\alpha_R(x)$ 是自旋轨道 Rashba 常数, \hbar 是普朗克常数, δE_c 是半导体与铁磁金属的导带不匹配. $V(x) = V_0 \delta(x) = Z \hbar \bar{v}_{Ff} \delta(x)$ 是 δ 势, Z 是用来代表 δ 势垒强度的无量纲数, \bar{v}_{Ff} 是铁磁金属中两自旋子能级的 Fermi 速度. 在 $x \leq 0$ 和 $x \geq L$ 的铁磁金属区域,自旋电子的波函数可以分别表示为

$$\Psi_{f\sigma}^L(x) = e^{ik_{f\sigma}^L x} + B_\sigma e^{-ik_{f\sigma}^L x}, \quad (2)$$

$$\Psi_{f\sigma}^R(x) = t_\sigma e^{ik_{f\sigma}^R x}, \quad (3)$$

上式中, L 代表左侧铁磁区域, R 代表右侧铁磁区域, $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 代表电子自旋向上或向下, $k_{f\sigma}^\nu$ 代表 $\nu = L$ 或 R 铁磁体处于 σ 态的 Fermi 波矢. 两个铁磁体之间半导体区域的波函数为

$$\Psi_\nu^s(x) = C_\nu e^{ik_\nu^s x} + D_\nu e^{-ik_\nu^s x}, \quad (4)$$

$$\Psi_\nu^s(x) = C_\nu e^{ik_\nu^s x} + D_\nu e^{-ik_\nu^s x}. \quad (5)$$

这里 k_σ^s 代表半导体处于 σ 态时的 Fermi 波矢. 没有外场时铁磁体和半导体的能谱分别为

$$E_f^\sigma(k_{f\sigma}) = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma})^2 + \frac{1}{2} \lambda_\sigma \Delta, \quad (6)$$

$$E_s^\sigma(k_\sigma^s) = \frac{\hbar^2}{2m_s^*} (k_\sigma^s)^2 + \lambda_\sigma \alpha_R k_\sigma^s + \delta E_c, \quad (7)$$

其中, $\lambda_\sigma = \pm 1$. 位于 $x = 0$ 附近的 δ 势垒 $V(x) = V_0 \delta(x)$ 要求两侧波函数的一阶导数之间满足跃变条件

$$\Psi'(0^+) - \Psi'(0^-) = \frac{2mV_0}{\hbar^2} \Psi(0). \quad (8)$$

此外, 半导体两侧的分界处还应满足波函数的连续性和流密度守恒:

$$\Psi_{f\sigma}^L(0^-) = \Psi_\sigma^s(0^+), \quad (9)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_s^*} \left[\frac{\partial}{\partial x} \Psi_\sigma^s(0^+) + i\lambda_\sigma k_R \Psi_\sigma^s(0^+) \right] - \frac{\hbar^2}{2m_f^*} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\sigma}^L(0^-) = Z \hbar \bar{v}_{Ff} \Psi_{f\sigma}^L(0), \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_\uparrow^s(L^-) \\ \Psi_\downarrow^s(L^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{f\uparrow}^R(L^+) \\ \Psi_{f\downarrow}^R(L^+) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial x} + ik_R \right) \Psi_\uparrow^s(L^-) \\ \left(\frac{\partial}{\partial x} - ik_R \right) \Psi_\downarrow^s(L^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\uparrow}^R(L^+) \\ \mu \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\downarrow}^R(L^+) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

其中 k_R 是 Rashba 波矢. 这里设半导体中两种自旋态电子的波矢 k_\uparrow^s 和 k_\downarrow^s 分别为 $k_\uparrow^s = K_S - k_R$, $k_\downarrow^s = K_S + k_R$. K_S 从能量守恒定律出发可以解出如下形式^[24]:

$$K_S = \left[k_R^2 + \mu (k_{f\sigma})^2 - (2m_s^*/\hbar^2) \left(\delta E_c - \frac{1}{2} \lambda_\sigma \Delta \right) \right]^{1/2}. \quad (13)$$

图2反映了两种自旋态电子能量与波矢之间的关系. 没有 Rashba 自旋轨道耦合作用时两种自旋态电子能量曲线重合, 谷底的波矢坐标位于零点, 入射

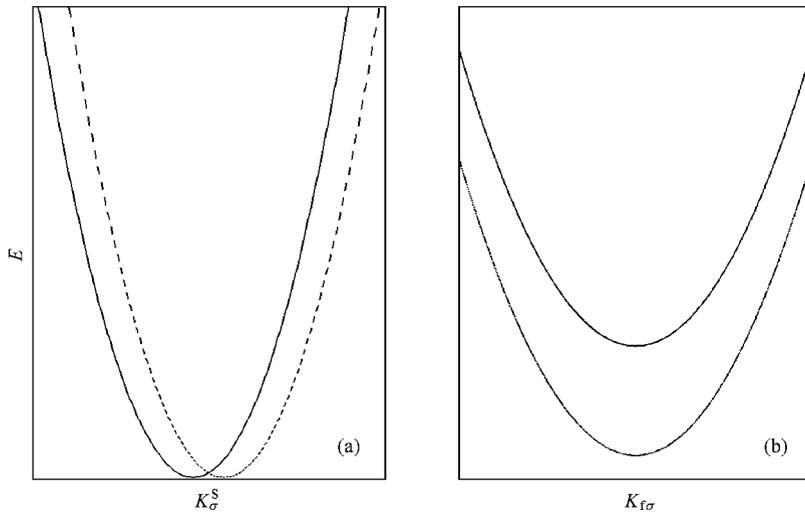


图2 FM/I/SM/FM 异质结一维能带示意图 描述了两种电子的能量 E 随波矢变化的特性 (其中实线代表自旋向上电子,虚线代表自旋向下电子)

波的波矢 K_S 大于零在右侧,反射波的波矢 K_S 小于零在左侧.图 2(a)显示,由于 Rashba 自旋轨道耦合作用的存在,导致了半导体中两种自旋电子波形产生平移而错开,自旋向上电子波形向左平移了 k_R ,自旋向下电子波形向右平移了 k_R .因此半导体中自旋向上电子的波矢应为 $k_{\uparrow}^s = K_S - k_R$,自旋向下电子的波矢应为 $k_{\downarrow}^s = K_S + k_R$,这个因 Rashba 自旋轨道耦合作用而产生的平移 k_R 就是所谓 Rashba 波矢.图 2(b)还表明:半导体中除了在两条曲线交点之处,即两者波矢均为零时能量相等外,其他波矢相同时两种自旋取向电子的能量均不相等;图 2(a)显示在铁磁体中两种电子波矢取值相同时,由于 Rashba 自旋轨道耦合作用的存在,使得自旋向上电子总是比自旋向下电子能量高出一些,特别在波谷处能量差有最大值,它的二分之一就是所谓的自旋劈裂能 Δ .

根据波函数在铁磁与半导体边界处的连续性和流密度守恒以及跃变条件,我们利用传递矩阵解出自旋电子通过 FM/I/SM/FM 异质结时的系数 t_{σ} ,并由此得到透射概率 T_{σ} ,即

$$T_{\sigma} = \frac{k_{f\sigma}^R}{k_{f\sigma}^L} |t_{\sigma}|^2. \quad (14)$$

从定态波函数出发,可以推出一个比较理想的计算电子隧穿异质结的渡越时间公式^[25]

$$\tau = S^{-1} \int_0^L |\Psi(x)|^2 dx, \quad (15)$$

其中, S 表示稳定态的概率流密度, $\Psi(x)$ 为电子

隧穿区域的波函数.量子力学波阻抗经过 Anwar, Khondker 和 Rezwan^[26]的研究,证实了其实部 $R(x)$ 可以用来计算电子的渡越时间,并给出下式:

$$S = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{2\hbar}{im} \Psi' \Psi^* \right), \quad (16)$$

式中, Ψ' 是波函数的一阶导数, Ψ^* 是波函数的共轭,于是电子隧穿异质结的渡越时间 τ 可以定义成如下形式:

$$\tau_{\sigma} = \int_0^L \frac{|\Psi_{\sigma}(x)|^2}{\text{Re} \left(\frac{\hbar}{im} \Psi_{\sigma}^* \frac{d\Psi_{\sigma}}{dx} \right)} dx. \quad (17)$$

3. 数值计算和分析

计算透射概率和渡越时间过程中,我们取 $m_e = 9.109534 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $\Delta = 3.46 \text{ eV}$, $\delta E_c = 2.4 \text{ eV}$, $k_{f\uparrow} = 1.05 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $k_{f\downarrow} = 0.44 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$.

我们首先计算了不同 δ 势垒强度时,两端铁磁电极磁化方向平行情况下透射概率随半导体长度的变化关系,结果如图 3 所示.可以明显看出:从图 3(a)到图 3(d)随 δ 势垒强度的增加无论是自旋向上电子还是自旋向下电子隧穿异质结的概率都在降低,这表明 δ 势垒有明显的阻碍自旋电子通过的作用,而且随势垒的增强自旋向下电子比自旋向上电子透射概率降低得更快;此外,随 δ 势垒强度的增加自旋向上和自旋向下电子波峰的相对位置也发生了移动,这说明 δ 势垒对两种不同自旋取向电子的位相有影响,并且影响的程度有所不同,两种自旋电

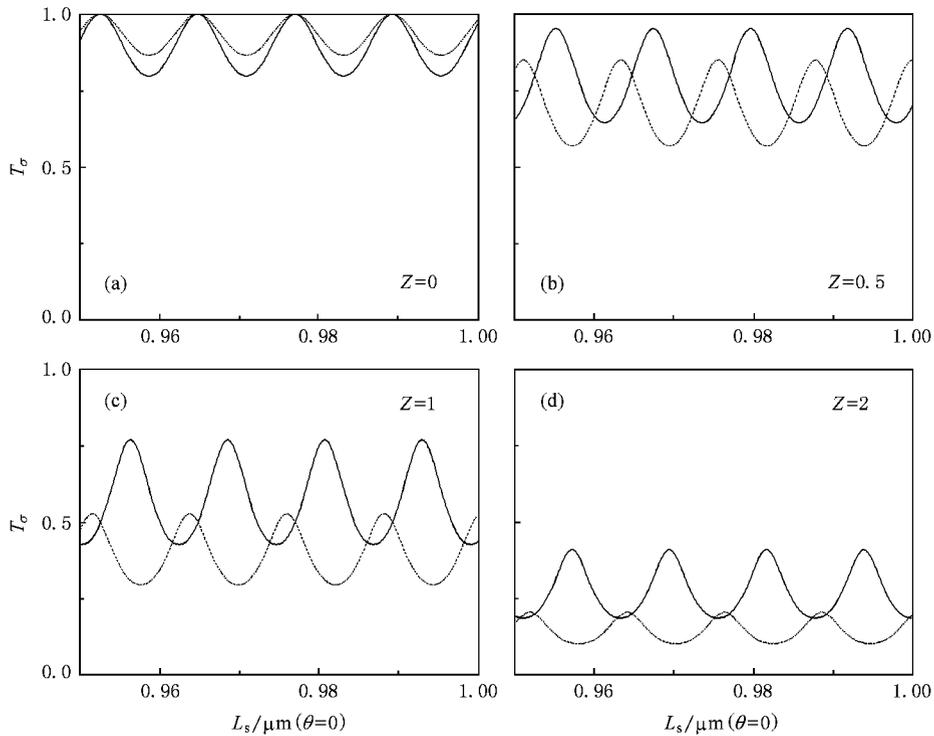


图3 不同 δ 势垒强度时透射概率 T_e 随 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化特性(实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子.半导体长度是 L_s , Z 的大小代表了 δ 势垒的强度)

子透射概率都在作周期性等幅振荡,这是因为半导体中自旋轨道耦合可以看作是自旋相关的作用势,波函数所具有的 A-B 相随自旋注入的变化而改变符号,因此透射概率随半导体长度的增加不断振荡.在势垒较弱时,这些等幅振荡就是简谐振荡,但在势垒较强时,振荡曲线较为平缓.

图4是 δ 势垒强度取固定值 $Z=1$ 时透射概率随两端铁磁电极磁化方向夹角 θ 变化的情况.当两端铁磁电极磁化方向夹角 θ 为 $\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}, \frac{2\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{3}$ 时,无论是自旋向上电子还是自旋向下电子隧穿异质结的概率都在做非等幅振荡.我们可以设想将磁矩分解为平行方向的分量和垂直方向的分量(分别对应图1中的 z 轴和 x 轴),再把这两个相互垂直磁矩影响下各自产生的振荡叠加,就会得到图4所示的非等幅振荡.磁矩垂直方向的分量是产生非等幅振荡的主要原因,只有磁矩垂直方向的分量为零才可能出现等幅的简谐振荡;从图4两端铁磁电极磁化方向平行或反平行时的(a)(e)(i)中可以看出:此时两种自旋态电子的透射概率都在作周期性等幅振荡.当半导体变长时,半导体内的准束缚态增多,对应共振能级减小,因此自旋向上和自旋向下电子

的透射概率共振峰数量增多,相邻波峰之间的距离变得越来越窄,波峰也变得越来越尖,这是异质结中半导体长度效应的体现.

图5所示为透射概率随 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化特性.其中(a)(c)均表示处于两端铁磁电极平行的状态下,用 $\theta=0$ 表示;(b)(d)均表示处于两端铁磁电极反平行的状态下,用 $\theta=\pi$ 表示;可以明显看出:四个小图中的曲线都是左右不对称的,越往右振荡越激烈,具有典型的共振传输的性质.这意味着 Rashba 自旋轨道耦合强度增大时,隧穿电子在半导体内被反射的次数在增多,隧穿难度也在增大,振荡频率加快,振幅增大;对比两端铁磁电极磁化方向平行的图5(a)和(c)可知,随 δ 势垒强度的增加无论是自旋向上电子还是自旋向下电子隧穿异质结的概率都明显降低,振幅都明显加大.此外,随 δ 势垒强度的增加自旋向上和自旋向下电子波峰的相对位置也发生了移动,这又一次表明两种不同自旋取向电子的位相发生了变化;再观察两端铁磁电极磁化方向反平行的(b)图,可以发现两种自旋取向电子的曲线完全重合,这是因为 δ 势垒强度为零时,两端铁磁电极磁化方向反平行对两种自旋电子的贡献完全相同造成的.

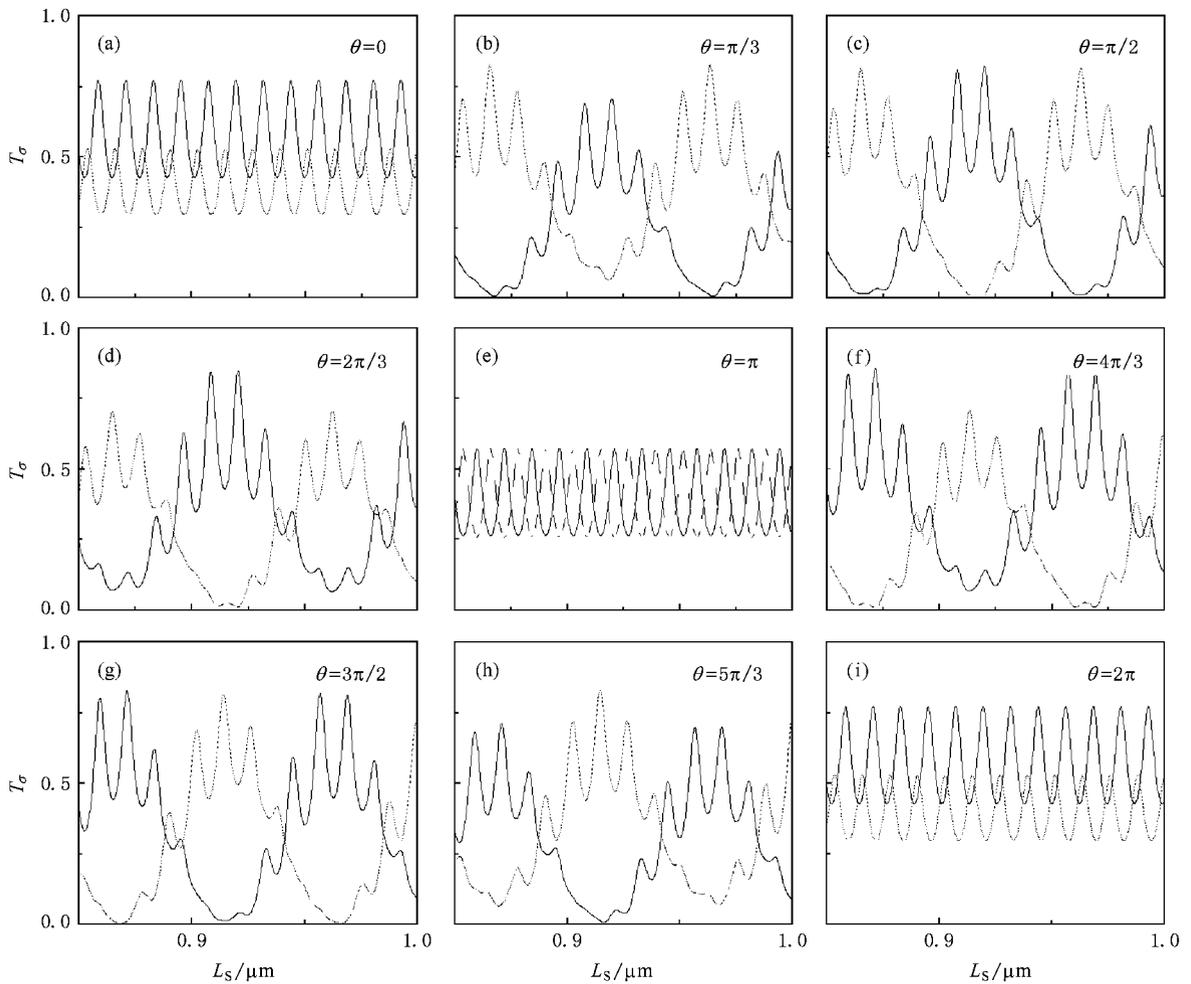


图4 δ 势垒高度 $Z=1$ 时,透射概率 T_{σ} 随两端铁磁电极磁化方向夹角 θ 变化的特性(实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子. Rashba 波矢 $k_R = 3k_0$)

我们同时对渡越时间进行了研究.图6是渡越时间随半导体长度变化的特性.首先,从四个小图中曲线的变化趋势可以看出:无论是自旋向上还是自旋向下,无论是铁磁电极磁化方向平行还是反平行,自旋电子的渡越时间都随半导体长度的增加而增加,这表明:自旋电子隧穿 FM/I/SM/FM 异质结时经过的路程越长,花费的时间就越多,这与经典物理中的规律完全一样.图(a)中的三条曲线从下到上依次对应 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 等于 1, 3, 5 的情况,可以明显看出:两端铁磁电极平行时 Rashba 自旋轨道耦合强度越大,自旋向上电子隧穿 FM/I/SM/FM 异质结的渡越时间越长,图(b)证明两端铁磁电极反平行时亦如此.而图(c)和(d)中的三条曲线却是从上到下依次对应 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 等于 1, 3, 5 的情况,显然 Rashba 自旋轨道耦合强度越大时,自旋向下电子隧穿 FM/I/SM/FM

异质结的渡越时间越短,这一点与前者恰好相反.因此可以得出结论:自旋向上电子和自旋向下电子在自旋进动过程中在时间上是可分离的.

4. 结 论

本文中,我们研究了 Rashba 自旋轨道耦合效应和量子尺寸效应对铁磁/半导体/铁磁异质结中隧穿性质的影响,得出了异质结的透射概率和渡越时间的特性.增加 δ 势垒的强度会明显地降低自旋电子的透射概率及增大其振幅, δ 势垒强度的变化还会改变透射概率振荡频率的位相. Rashba 自旋轨道耦合强度的增加会加大透射概率的振荡频率.不同自旋取向电子的渡越时间随半导体长度的增加而延长. Rashba 自旋轨道耦合强度的增加会延长自旋向上电子的渡越时间,也会缩短自旋向下电子的渡越

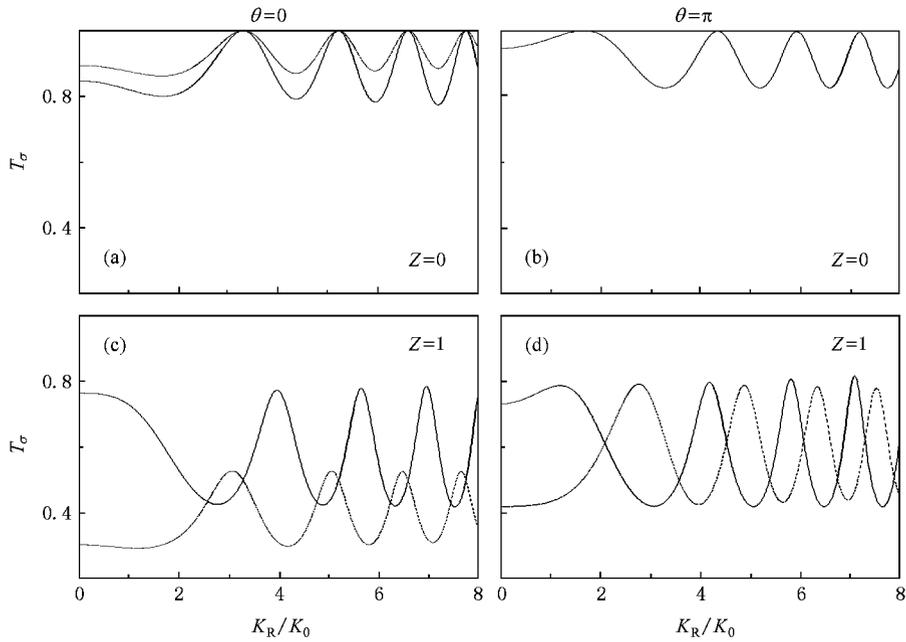


图5 不同 δ 势垒强度时,透射概率 T_σ 随 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化特性(实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子,半导体长度 L_s 是 $1\mu\text{m}$, Z 的大小代表了 δ 势垒的强度)

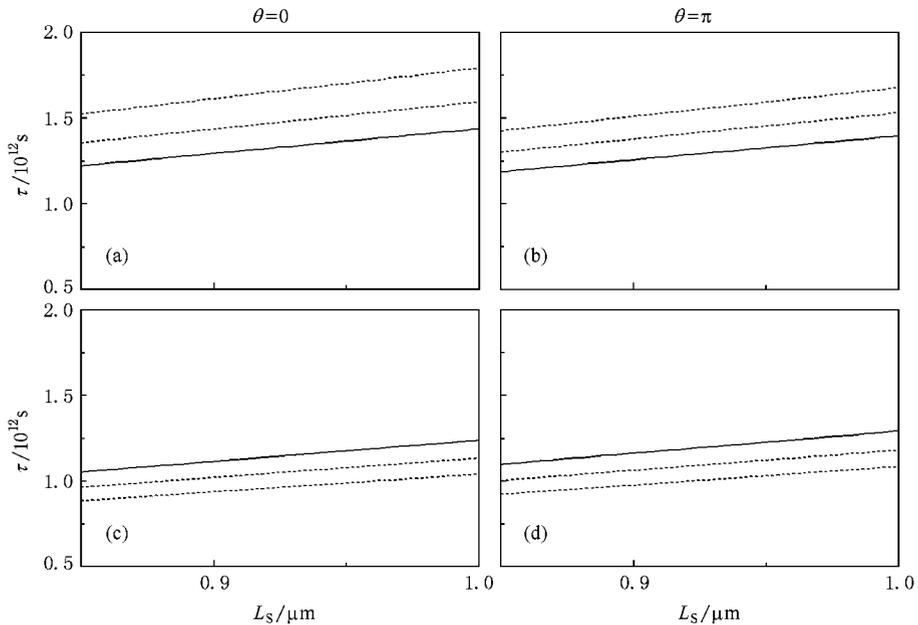


图6 渡越时间 τ 随半导体长度和两端铁磁电极磁矩夹角 θ 变化的特性 (a)(b)为自旋向上 (c)(d)为自旋向下(实线、点线和短划线分别表示 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 为 1,3,5 时的情况,半导体长度 L_s 的变化范围是 $0.85\mu\text{m}-1\mu\text{m}$, δ 势垒强度 $Z=1$)

时间,自旋向上电子和自旋向下电子在自旋进动过程中在时间上是可分离的。

- [1] Datta S , Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [2] Rashba E I , Efros Al L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 126405
- [3] Meir Y , Gefen Y , Entin-Wohlman O 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 798
- [4] Hanbicki A T , Jonker B T , Itskos G. 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1240
- [5] Loss D , Divincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [6] Goldhaber-Gordon D 1998 *Nature*(London) **391** 156
- [7] Cronenwett S R 1998 *Science* **281** 540
- [8] Tarucha S 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3613
- [9] Alhassid Y 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 895
- [10] Aleiner I L , Brouwer P W , Glazman L I 2002 *Phys. Rep.* **358** 309
- [11] Simmel F 1997 *Europhys. Lett.* **38** 123
- [12] Patel S R 1980 *Rev. Lett.* **80** 4522
- [13] Fiederling R , Keim M , Reuscher G *et al* 1999 *Nature* (London) **402** 787
- [14] Ohno Y , Young D K , Beschoten B *et al* 1999 *Nature* (London) **402** 790
- [15] MacColl L A 1932 *Phys. Rev.* **40** 621
- [16] Guo Y , Wang B , Gu B L , Kawazoe Y 2001 *Phys. Lett. A* **291** 453
- [17] Egues J C 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4578
- [18] Wang B , Guo Y , Gu B L 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1318
- [19] Wu H C , Guo Y , Chen X Y , Guo B L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5316
- [20] 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]
- [21] Li Y X , Li B Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1021 (in Chinese) [李玉现、李伯臧 2005 物理学报 **54** 1021]
- [22] 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]
- [23] Hu C M , Matsuyama T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 066803
- [24] Mireles F , Kirczenow G 2002 *Europhys. Lett.* **59** 107
- [25] Ricco B , Azbel M Y 1984 *Phys. Rev. B* **29** 1970
- [26] Anwar A F M , Khondker A N , Rezwan M 1989 *J. Appl. Phys.* **65** 2761

Spin-tunneling time and transport in a ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction with a δ tunnel barrier^{*}

Du Jian^{1,2)} Zhang Peng¹⁾ Liu Ji-Hong¹⁾ Li Jin-Liang¹⁾ Li Yu-Xian^{1)†}

¹⁾ Department of Physics, He Bei Normal University, Shijiazhuang 050016, China)

²⁾ Chengde Teacher's College For Nationalities Physical Department, Chengde 067000, China)

(Received 26 December 2007 ; revised manuscript received 23 April 2008)

Abstract

We study the characteristics of the spin-tunneling time and the transmission coefficient in a ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction with a δ tunnel barrier. The effects of the quantum size and Rashba spin-orbit coupling are discussed. It is shown that the existence of the tunnel barrier will reduce the magnitude of the transmission coefficient and the variation of the barrier strength will change the phase of the transmission coefficient. The oscillation frequency of the transmission coefficient increases with the increasing of the Rashba spin-orbit coupling. When the spin-dependent electron tunnels through the heterojunction, the tunneling time becomes longer with the length of the semiconductor increasing. The Rashba spin-orbit coupling also affects the spin-tunneling time.

Keywords : δ tunnel barrier , ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction , Rashba spin-orbit coupling , spin-tunneling time

PACC : 7340S , 7170C , 7335A

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674040) and the Natural Science Foundation of Hebei Province ,China (Grant No. A2007000227).

[†] Corresponding author. E-mail : yxli@mail.hebtu.edu.cn