

多层结构双自旋过滤隧道结中的电子输运特性^{*}

金 莲¹⁾ 朱 林²⁾ 李 玲¹⁾ 谢征微^{1)†}

1) 四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610066)

2) 乐山师范学院物理与电子信息科学系, 乐山 614004)

(2009 年 4 月 9 日收到, 2009 年 4 月 24 日收到修改稿)

在转移矩阵方法及 Mireles 和 Kirczenow 的量子相干输运理论的基础上, 研究了正常金属层/磁性半导体层/非磁绝缘层/磁性半导体层/正常金属层型双自旋过滤隧道结中 Rashba 自旋轨道耦合效应和自旋过滤效应对自旋相关输运的影响. 讨论了隧穿磁电阻 (TMR), 隧穿电导与各材料层厚度、Rashba 自旋轨道耦合强度以及两磁性半导体中磁矩的相对夹角 θ 之间的关系. 研究表明, 含磁性半导体层的双自旋过滤隧道结由于磁性半导体层的自旋过滤效应和 Rashba 自旋轨道耦合作用可获得极大的 TMR 值. 另外 TMR 和隧穿电导随着 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化而振荡, 振荡周期随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增大逐渐减小.

关键词: 双自旋过滤隧道结, Rashba 自旋轨道耦合, 隧穿磁电阻, 隧穿电导

PACC: 7340G, 7570

1. 引 言

自旋电子学是一门磁学和微电子学交叉的新兴学科, 它研究介观尺度范围内自旋极化电子的输运特性, 以及如何利用电子自旋作为载体来进行信息的处理、传输和存储^[1]. 磁电阻 (MR) 效应是自旋电子学研究领域的一个重要方面. MR 效应是指外磁场改变而引起物质电阻率变化的现象. 由于磁电阻效应能把外磁场信号转化为电信号, 所以它在磁读写、磁存储器件和磁性传感器等领域有广泛的应用. 对于由铁磁金属/非磁绝缘体/铁磁金属 (FM/I/FM) 组成的磁性隧道结, 当两铁磁金属层中的磁矩由反平行排列变为平行排列时, 其隧穿电导会发生显著的变化并得到较大的隧穿磁电阻 (TMR). 由于磁性隧道结功率损耗低, 性能稳定, 对这种磁性隧道结中的 MR 效应以及自旋相关的隧穿现象的研究引起了人们的极大关注^[1, 2]. 对于普通的 FM/I/FM 磁性隧道结, 由于 FM 层中电子的自旋极化度有限, 其 TMR 值的提高将受到限制^[2, 3]. 最近, 利用铁磁绝缘 (FI) 材料的自旋过滤 (spin-filter) 效应的 NM/FI/I/FI/NM (NM 为非磁金属) 型双自旋过滤隧道结, 在实验上得以实现^[4]. 结果显示, 利用自旋过滤效应, 双自旋

过滤隧道结不仅可获得极大的 TMR, 并且可克服普通磁性隧道结中 TMR 随偏压急剧下降的缺点^[4-7].

自从 Datta 和 Das^[8] 开创性地提出铁磁金属/半导体/铁磁金属 (FM/S/FM) 自旋极化场效应晶体管后, 半导体中的 Rashba 自旋轨道耦合效应在新型自旋电子器件中的应用也引起了人们的关注. 由于 Rashba 自旋轨道耦合可通过外加电场进行控制, 从而可控制电子自旋的运动. 因而, 人们在实验和理论上对 Rashba 效应在铁磁金属到半导体的电子自旋注入以及自旋相关的电子输运的影响进行了大量的研究^[9-19]. Mireles 和 Kirczenow^[12, 13] 在相干量子输运理论的基础上, 研究了 FM/S/FM 异质结中的 Rashba 自旋轨道耦合效应对自旋相关的电子输运性质的影响, 计算发现在没有净的极化电流通过该异质结时, FM/S/FM 也具有量子自旋阀效应. 文献^[14-19] 研究结果也表明, 在 FM/S/FM 结中 Rashba 自旋轨道作用对量子自旋阀效应有很大影响. 随着 Rashba 耦合作用的变化, 自旋相关电子的透射系数以及 MR 会出现周期的振荡现象, 同时在具有高自旋极化率的磁性半导体多层膜结构中由于 Rashba 自旋轨道耦合作用的影响, 自旋相关电子在隧穿时间上存在明显的自旋分离特性.

由于在磁性半导体 (FS) 中同样存在自旋过滤效

^{*} 四川师范大学科研基金重点项目 (批准号: 07ZDY004) 和乐山师范学院科研基金 (批准号: 207053) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zzwie@yahoo.com.cn

应,因而在含 FI 的双自旋过滤隧道结研究的基础上,本文进一步对含 FS 层的磁性半导体双自旋过滤隧道结,即 NM/FS1/I/FS2/NM (NM 表示正常金属层,FS 表示磁性半导体层,I 表示非磁绝缘体层)型隧道结自旋相关电子隧穿输运特性进行研究.在该隧道结中 Rashba 自旋轨道耦合效应以及自旋过滤效应将同时存在.利用 Mireles 和 Kirczenow 的量子相干输运理论^[11,12]及转移矩阵^[6]方法,本文将对该双自旋过滤隧道结中的自旋过滤效应、Rshaba 自旋轨道耦合以及磁性半导体层和绝缘层厚度等对 TMR 和隧穿电导的影响进行了计算和讨论.由于半导体材料在电子输运研究中的广泛应用,该研究将不仅有助于我们进一步了解 Rashba 自旋轨道耦合作用和自旋过滤效应对电子自旋相关隧穿输运的影响,而且在新型自旋相关的电子器件研究中也具有一定的意义.

2. 理论模型

NM/FS1/I/FS2/NM 型双自旋过滤隧道结的势垒形状(在零偏压下)的结构如图 1 所示.图 1 中的 FS 相当于一个自旋过滤器,如果隧穿电子的自旋磁矩与 FS 中的磁化强度方向一致,则容易穿过,反之则不易穿过,从而产生自旋极化电流.该隧道结各层的 Hamilton 量分别为

$$\begin{aligned}\hat{H}_N &= -\frac{\hbar}{2m_N^*} \nabla^2, \\ \hat{H}_S &= -\frac{\hbar}{2m_S^*} \nabla^2 + \mathbf{h}(x) \cdot \boldsymbol{\sigma} + \delta E_c \\ &\quad - \frac{i\sigma_z}{2} (\nabla \alpha_R + \alpha_R \nabla),\end{aligned}$$

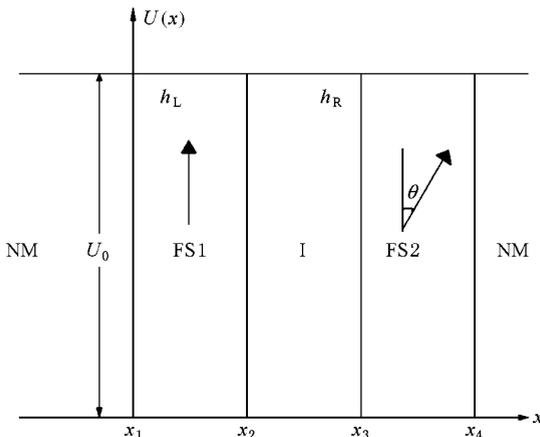


图 1 NM/FS1/I/FS2/NM 型隧道结结构示意图

$$\hat{H}_I = -\frac{\hbar}{2m_I^*} \nabla^2 + U_0, \quad (1)$$

其中,

$$\begin{aligned}U(x) &= \begin{cases} 0 & (x < x_2), \\ U_0 & (x_2 \leq x \leq x_3), \\ 0 & (x > x_3), \end{cases} \\ \mathbf{h}(x) &= \begin{cases} 0 & (x < x_1), \\ h_L & (x_1 \leq x \leq x_2), \\ 0 & (x_2 \leq x \leq x_3), \\ h_R & (x_3 \leq x \leq x_4), \\ 0 & (x > x_4). \end{cases}\end{aligned} \quad (2)$$

这里 $h_{(R)}$ 表示左(右)FS 区域内的分子场, $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利自旋算符.假设左右 FS 区域的分子场大小相等,即有 $|h_L| = |h_R| = h_0$. \hat{H}_S 表达式的第三项 δE_c 是铁磁与绝缘(半导)体之间不匹配的导带所导致的能量差,第四项 $-\frac{i\sigma_z}{2} (\nabla \alpha_R + \alpha_R \nabla)$ 是 Rashba 自旋轨道耦合能,其中 α_R 是自旋轨道的 Rashba 参数.

在准一维情况下,各层中电子的波函数分别有以下三种情况.第一种在 NM 层中,电子波函数为

$$\begin{aligned}\psi_\sigma &= A_{v\sigma} e^{ik_{v\sigma}x} + B_{v\sigma} e^{-ik_{v\sigma}x}, \\ k_{v\sigma} &= \sqrt{\frac{2m_N^* E}{\hbar^2}},\end{aligned} \quad (3)$$

其中 $v = L, R$ 分别代表左右两边的正常金属层, $\sigma = \uparrow, \downarrow$.

第二种在 FS 层中,不同自旋的电子波函数如下:自旋向上电子的波函数为

$$\psi_{S\uparrow} = C_{S\uparrow} e^{ik_1x} + D_{S\uparrow} e^{ik_2x}, \quad (4)$$

其中,

$$k_1 = -k_R + \sqrt{k_R^2 + \frac{2m_S^*}{\hbar^2} (E - \delta E_c - h_0)}, \quad (5)$$

$$k_2 = -k_R - \sqrt{k_R^2 + \frac{2m_S^*}{\hbar^2} (E - \delta E_c - h_0)}.$$

自旋向下电子的波函数为

$$\psi_{S\downarrow} = C_{S\downarrow} e^{ik_3x} + D_{S\downarrow} e^{ik_4x}, \quad (6)$$

其中,

$$k_3 = +k_R + \sqrt{k_R^2 + \frac{2m_S^*}{\hbar^2} (E - \delta E_c + h_0)},$$

$$k_4 = +k_R - \sqrt{k_R^2 + \frac{2m_S^*}{\hbar^2} (E - \delta E_c + h_0)}. \quad (7)$$

最后, 在 I 层中的电子波函数为

$$\begin{aligned} \psi_{1\sigma} &= C_{1\sigma} e^{k_1 x} + D_{1\sigma} e^{-k_1 x}, \\ k_1 &= \sqrt{\frac{2m_1^*(U_0 - E)}{\hbar^2}}. \end{aligned} \quad (8)$$

在以上各式中, m_S^* , m_N^* 和 m_1^* 分别表示 FS, NM 和 I 区域的电子有效质量, \hbar 是普朗克常数, $k_R = m_S \alpha_R / \hbar^2$, 而 A_{σ} , B_{σ} , C_{σ} , D_{σ} , $D_{S\sigma}$ 和 $D_{I\sigma}$ 均为待定系数.

不同 σ 自旋的电子波函数 ψ_{σ} 和 $\frac{d\psi_{\sigma}}{dx}$ 在各界面处的连续性条件为

$$\begin{aligned} \psi_{\sigma}(x_1^-) &= \psi_{S\sigma}(x_1^+), \\ \mu\psi'_{\sigma}(x_1^-) &= \psi'_{S\sigma}(x_1^+) + i\lambda_{\sigma} k_R \psi_{S\sigma}(x_1^+), \\ \psi_{S\sigma}(x_2^-) &= \psi_{I\sigma}(x_2^+); \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} &\begin{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial x} + ik_R\right) \psi_{S\uparrow}(x_2^-) \\ \left(\frac{\partial}{\partial x} - ik_R\right) \psi_{S\downarrow}(x_2^-) \end{pmatrix} \\ &= \mu \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \psi_{1\uparrow}(x_2^+) \\ \frac{\partial}{\partial x} \psi_{1\downarrow}(x_2^+) \end{pmatrix}; \\ &\begin{pmatrix} \psi_{1\uparrow}(x_3^-) \\ \psi_{1\downarrow}(x_3^-) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{S\uparrow}(x_3^+) \\ \psi_{S\downarrow}(x_3^+) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial}{\partial x} \psi_{1\uparrow}(x_3^-) \\ \mu \frac{\partial}{\partial x} \psi_{1\downarrow}(x_3^-) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial x} + ik_R\right) \psi_{S\uparrow}(x_3^+) \\ \left(\frac{\partial}{\partial x} - ik_R\right) \psi_{S\downarrow}(x_3^+) \end{pmatrix}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\psi_{S\sigma}(x_4^-) = \psi_{\sigma}(x_4^+),$$

$$\psi'_{S\sigma}(x_4^-) + i\lambda_{\sigma} k_R \psi_{S\sigma}(x_4^-) = \mu\psi'_{\sigma}(x_4^+). \quad (12)$$

这里 $\mu = m_S^*/m_e$, 与自旋 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 相对应的有 $\lambda_{\uparrow, \downarrow} = \pm 1$.

由上述波函数的边界条件可得

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_{L\uparrow} \\ B_{L\uparrow} \\ A_{L\downarrow} \\ B_{L\downarrow} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} T_{0\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{0\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{1\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{1\downarrow} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} T_{2\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{2\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{3\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{3\downarrow} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} T_{4\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{4\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{5\uparrow} & T'_{5\downarrow} \\ T'_{5\uparrow} & T_{5\downarrow} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} T_{6\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{6\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{7\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{7\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{R\uparrow} \\ B_{R\uparrow} \\ A_{R\downarrow} \\ B_{R\downarrow} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

这里

$$T_{0\sigma} = \frac{1}{2\mu k_{L\sigma}} \begin{pmatrix} \mu k_{L\sigma} e^{-ik_{L\sigma} x_1} & e^{-ik_{L\sigma} x_1} \\ \mu k_{L\sigma} e^{ik_{L\sigma} x_1} & -e^{ik_{L\sigma} x_1} \end{pmatrix}; \quad (13)$$

$$T_{1\uparrow} = \begin{pmatrix} e^{ik_1 x_1} & e^{ik_2 x_1} \\ (k_1 + k_R) e^{ik_1 x_1} & (k_2 + k_R) e^{ik_2 x_1} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$T_{1\downarrow} = \begin{pmatrix} e^{ik_3 x_1} & e^{ik_4 x_1} \\ (k_3 - k_R) e^{ik_3 x_1} & (k_4 - k_R) e^{ik_4 x_1} \end{pmatrix};$$

$$T_{2\uparrow} = \begin{pmatrix} \frac{k_2 + k_R}{k_2 - k_1} e^{-ik_1 x_2} & \frac{i}{k_2 - k_1} e^{-ik_1 x_2} \\ -\frac{k_1 + k_R}{k_2 - k_1} e^{-ik_2 x_2} & -\frac{i}{k_2 - k_1} e^{-ik_2 x_2} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$T_{2\downarrow} = \begin{pmatrix} \frac{k_4 - k_R}{k_4 - k_3} e^{-ik_3 x_2} & \frac{i}{k_4 - k_3} e^{-ik_3 x_2} \\ -\frac{k_3 - k_R}{k_4 - k_3} e^{-ik_4 x_2} & -\frac{i}{k_4 - k_3} e^{-ik_4 x_2} \end{pmatrix};$$

$$T_{3\sigma} = \begin{pmatrix} e^{k_1 x_2} & e^{-k_1 x_2} \\ \mu k_1 e^{k_1 x_2} & -\mu k_1 e^{-k_1 x_2} \end{pmatrix}; \quad (16)$$

$$T_{4\sigma} = \frac{1}{2\mu k_1} \begin{pmatrix} \mu k_1 e^{-k_1 x_3} & e^{-k_1 x_3} \\ \mu k_1 e^{k_1 x_3} & -e^{k_1 x_3} \end{pmatrix}; \quad (17)$$

$$T_{5\uparrow} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{ik_1 x_3} & \cos \frac{\theta}{2} e^{ik_2 x_3} \\ i \cos \frac{\theta}{2} (k_1 + k_R) e^{ik_1 x_3} & i \cos \frac{\theta}{2} (k_2 + k_R) e^{ik_2 x_3} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$T'_{5\uparrow} = \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} e^{ik_1 x_3} & -\sin \frac{\theta}{2} e^{ik_2 x_3} \\ (-i) \sin \frac{\theta}{2} (k_1 + k_R) e^{ik_1 x_3} & (-i) \sin \frac{\theta}{2} (k_2 + k_R) e^{ik_2 x_3} \end{pmatrix};$$

$$T'_{5\downarrow} = \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} e^{ik_3 x_3} & \sin \frac{\theta}{2} e^{ik_4 x_3} \\ i \sin \frac{\theta}{2} (k_3 - k_R) e^{ik_3 x_3} & i \sin \frac{\theta}{2} (k_4 - k_R) e^{ik_4 x_3} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

$$T_{5\downarrow} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{ik_3 x_3} & \cos \frac{\theta}{2} e^{ik_4 x_3} \\ i \cos \frac{\theta}{2} (k_3 - k_R) e^{ik_3 x_3} & i \cos \frac{\theta}{2} (k_4 - k_R) e^{ik_4 x_3} \end{pmatrix};$$

$$T_{6\uparrow} = \begin{pmatrix} \frac{k_2 + k_R}{k_2 - k_1} e^{-ik_1 x_4} & -\frac{1}{k_2 - k_1} e^{-ik_1 x_4} \\ -\frac{k_1 + k_R}{k_2 - k_1} e^{-ik_2 x_4} & \frac{1}{k_2 - k_1} e^{-ik_2 x_4} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

$$T_{6\downarrow} = \begin{pmatrix} \frac{k_4 - k_R}{k_4 - k_3} e^{-ik_3 x_4} & -\frac{1}{k_4 - k_3} e^{-ik_3 x_4} \\ -\frac{k_3 - k_R}{k_4 - k_3} e^{-ik_4 x_4} & \frac{1}{k_4 - k_3} e^{-ik_4 x_4} \end{pmatrix};$$

$$T_{7\sigma} = \begin{pmatrix} e^{ik_{R\sigma} x_4} & e^{-ik_{R\sigma} x_4} \\ \mu k_{R\sigma} e^{ik_{R\sigma} x_4} & -\mu k_{R\sigma} e^{-ik_{R\sigma} x_4} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

若令转移矩阵为 S 则有

$$\begin{bmatrix} A_{L\uparrow} \\ B_{L\uparrow} \\ A_{L\downarrow} \\ B_{L\downarrow} \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} A_{R\uparrow} \\ B_{R\uparrow} \\ A_{R\downarrow} \\ B_{R\downarrow} \end{bmatrix}, \quad (22)$$

其中 S 为一个 4×4 的矩阵.

据此就可以得到自旋为 σ 的电子的隧穿系数 T_σ , 对于自旋向上的电子的隧穿系数为

$$T_\uparrow = \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{R\uparrow}|^2 + \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{R\downarrow}|^2, \quad (23)$$

其中,

$$A_{R\uparrow} = -\frac{S_{33}}{S_{13} S_{31} - S_{11} S_{33}}, \quad (24)$$

$$A_{R\downarrow} = \frac{S_{31}}{S_{13} S_{31} - S_{11} S_{33}}.$$

对于自旋向下的电子的隧穿系数为

$$T_\downarrow = \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\downarrow}} |A'_{R\uparrow}|^2 + \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |A'_{R\downarrow}|^2, \quad (25)$$

其中,

$$A'_{R\uparrow} = -\frac{S_{13}}{S_{11} S_{33} - S_{31} S_{13}}, \quad (26)$$

$$A'_{R\downarrow} = \frac{S_{11}}{S_{11} S_{33} - S_{31} S_{13}}.$$

根据 Landauer-Büttiker 方程^[14,20],隧穿电导定义为

$$G_c(\theta) = \frac{e^2}{h} T_c(\theta), \quad (27)$$

在隧穿系数 $T_c(\theta)$ 的基础上,便可得到隧穿电导.

$$\text{TMR 为}^{[6,14]} \frac{[G^{\uparrow}(\theta) + G^{\downarrow}(\theta)] - [G^{\uparrow}(\pi) + G^{\downarrow}(\pi)]}{G^{\uparrow}(\pi) + G^{\downarrow}(\pi)}.$$

3. 计算结果和讨论

在下面对 NM/FS1/I/FS2/NM 型双自旋过滤隧道结中电子的隧穿输运特性的计算中,我们取 $k_0 = 10^5 \text{ cm}^{-1}$,FS 层,NM 层和 I 层中电子的有效质量分别为 $m_S^* = 0.036 m_e$ 和 $m_N^* = m_I^* = m_e$,这里 m_e 是自由电子的质量.FS 层与 I 层之间的导带差为 $\delta E_c = 2.4 \text{ eV}$,FS 中的分子场大小取为 $h_0 = 0.18 \text{ eV}$,费米能 $E_F = 7.0 \text{ eV}$,I 层势垒高度 $U_0 = 7.8 \text{ eV}$.在下面的计算和讨论中均保持以上计算参数不变^[4,14,16].

3.1. FS 层和绝缘层厚度与 TMR 的关系

在 FS 层厚度与 TMR 的关系的计算中,取 $k_R = 2k_0$,绝缘层厚度为 0.8 nm ,固定整个隧道结的厚度,改变 FS1 层的厚度,计算结果如图 2 所示.从图 2 中可看出,TMR 随 FS1 层厚度的变化而振荡,且 TMR 会出现负值.同时,当 TMR 取得最大值时,所对应的 FS1 层厚度恰好为 950 nm ,与 FS2 层的厚度相同.这说明,为了获得大的 TMR 值,两个磁性半导体层的厚度不应相差太多.

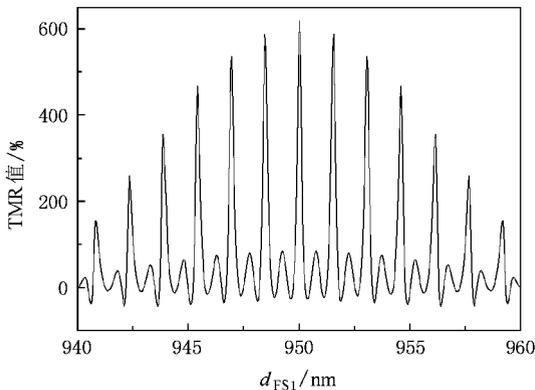


图 2 NM/FS1/I/FS2/NM 结中,TMR 随 FS1 层厚度 d_{FS1} 的变化
取 $k_R = 2k_0$,I 层厚度为 0.8 nm

当保持 NM/FS1/I/FS2/NM 隧道结中的两个 FS 层的厚度相同,都取为 950 nm ,在不同的 Rashba 自

旋轨道耦合强度下,TMR 值随绝缘层 I 厚度变化的计算结果如图 3 所示.从图 3 中可以看出,随着绝缘层厚度 d_I 的变化,TMR 值迅速增大,当绝缘层厚度增加到 0.8 nm 左右时,TMR 值的增大趋势减小,当绝缘层厚度大于 1 nm 后,无论绝缘层厚度如何改变,TMR 值不再增大并始终保持为一固定的值.这说明插入的绝缘层 I 只要取一适当的值即可得到大而稳定的 TMR 值.

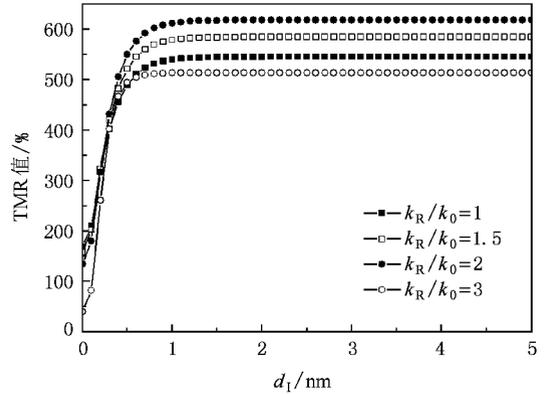


图 3 NM/FS1/I/FS2/NM 结中,不同的自旋轨道耦合强度下 TMR 随绝缘层厚度 d_I 的变化 FS1 和 FS2 厚度为 950 nm

3.2. 在不同磁矩相对夹角下自旋轨道耦合强度 k_R 对 TMR 值和隧穿电导 $G(\theta)$ 的影响

为了进一步说明 Rashba 自旋轨道耦合作用对 NM/FS1/I/FS2/NM 型双自旋过滤隧道结自旋相关隧穿输运性质的影响,我们对 TMR 值与自旋轨道耦合强度 k_R 的变化关系进行了计算,结果如图 4 所示.计算中,绝缘层厚度取为 0.8 nm (从前面的计算结果分析中可知,在该绝缘层厚度值附近的 TMR 振荡幅

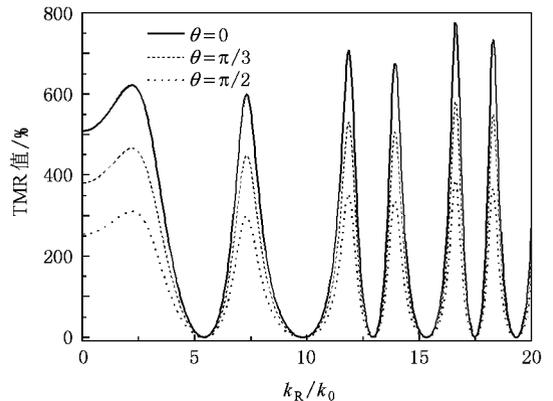


图 4 NM/FS1/I/FS2/NM 结中,TMR 随自旋轨道耦合系数 k_R 的变化 FS1 和 FS2 厚度为 950 nm ,I 层厚度为 0.8 nm

度比较小),两 FS 层厚度为 950 nm,两 FS 层中磁矩相对夹角 θ 分别取 $0, \pi/3$ 和 $\pi/2$,保持其他参数不变.

从图 4 可以看出, TMR 值随 k_R 的变化出现明显的振荡,通过调节 k_R 的值可得到较大的 TMR 值.随着 k_R 的增大, TMR 值的曲线振荡得越来越快,其振荡振幅逐渐增大,相邻波峰间的距离也逐渐减小,波峰也变得越来越窄.另外, TMR 值随 k_R 的变化曲线并不随 θ 的变化而移动,即振荡周期不随两 FS 层中磁矩的相对夹角的变化而变化.当自旋轨道耦合系数 k_R 不变时,随着磁矩夹角 θ 的增加, TMR 的峰值会变得越来越小,但最小值始终保持不变,其值接近于零.同时,当 $\theta = 0, k_R = 2k_0$ 时, TMR 的峰值可达 618%.

图 5 给出了当 $\theta = 0$ 和 π ,即两 FS 层的磁矩处

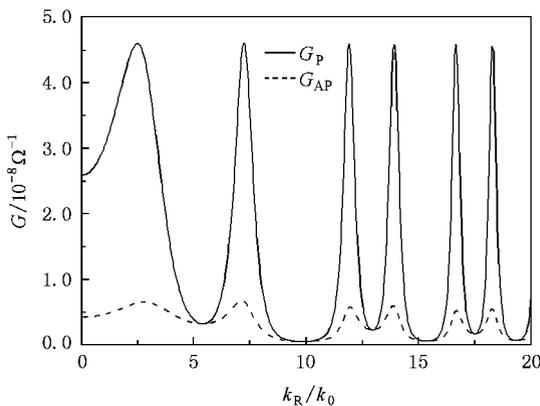


图 5 NM/FS1/I/FS2/NM 结中,隧穿电导 G 随自旋轨道耦合系数 k_R 的变化. FS1 和 FS2 厚度为 950 nm, I 层厚度为 0.8 nm

于平行和反平行排列时,磁性半导体双自旋过滤隧道结的隧穿电导 G_P 和 G_{AP} 与 Rashba 自旋轨道耦合系数 k_R 的变化关系.从图 5 可看到,随着 k_R 的增大,平行电导 G_P 和反平行电导 G_{AP} 振荡加快,峰也变得更加尖锐,并且相邻峰之间的距离也逐渐变短.但 G_P 和 G_{AP} 的振荡周期不随 k_R 的变化而变化,即 G_P 和 G_{AP} 的波峰、波谷所对应的 k_R 值一致.另外, G_P 和 G_{AP} 的振荡幅度保持不变,并不随 k_R 的变化而变化.除去波谷值相同外, G_P 始终大于 G_{AP} ,两者在波峰处的值相差最大.

4. 结 论

在量子相干理论和转移矩阵的基础上,讨论了 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R 和不同材料层厚度对磁性半导体双自旋过滤隧道结 NM/FS1/I/FS2/NM 中的 TMR 和隧穿电导的影响.结果表明:由于 FS 层中的自旋过滤效应,该双自旋过滤隧道结存在着大的 TMR,当两个 FS 层厚度相等时可取得最大 TMR 值.同时由于 Rashba 效应的影响, TMR 和隧穿电导将随 FS 层中 Rashba 自旋轨道耦合系数 k_R 的变化出现振荡现象.随着 Rashba 自旋轨道耦合系数 k_R 的增大, TMR 和隧穿电导 G 振荡加快,振荡周期变短.另外,随自旋轨道耦合系数 k_R 的增加,隧穿电导 G 的振幅变化不大,而 TMR 值的峰值却有明显的变化.这些结果将有益于我们进一步了解 Rashba 效应和自旋过滤效应在自旋相关输运中的作用,并对新型自旋电子器件的设计和应用有一定的帮助.

[1] Fert A 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517
 [2] Tedrow P M, Meservey R 1971 *Phys. Rev. Lett.* **27** 919
 [3] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225
 [4] Miao G X, Müller M, Moodera J S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 076601
 [5] Worledge D C, Geballe T H 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 5277
 [6] Xie Z W, Li B Z 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 9111
 [7] Saffarzadeh A 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* **15** 3041
 [8] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
 [9] Rashba E I 2000 *Phys. Rev. B* **62** R16267
 [10] Grundler D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6074
 [11] Alvarado S F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 513

[12] Mireles F, Kirczenow G 2002 *Phys. Rev. B* **66** 214415
 [13] Mireles F, Kirczenow G 2002 *Europhys. Lett.* **59** 107
 [14] Li Y X, Guo Y, Li B Z 2005 *Phys. Rev. B* **71** 012406
 [15] Guo Y, Yu X W, Li Y X 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 053902
 [16] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5316
 [17] Guo Y, Chen X Y, Zhai F, Gu B L, Kawazoe Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4591
 [18] Guo Y, Wang B, Gu B L, Kawazoe Y 2001 *Phys. Lett. A* **291** 453
 [19] Wang B, Guo Y, Gu B L 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1318
 [20] Landauer R 1957 *IBM J. Res. Dev.* **1** 233

Electronic transport properties of the multilayer structure double spin-filter tunnel junction ^{*}

Jin Lian¹⁾ Zhu Lin²⁾ Li Ling¹⁾ Xie Zheng-Wei^{1)†}

¹⁾ College of Physics and Electronic Engineering , Sichuan Normal University , Chengdu 610066 , China)

²⁾ Department of Physics and Electronic Information Science , Leshan Teachers College , Leshan 614004 , China)

(Received 9 April 2009 ; revised manuscript received 24 April 2009)

Abstract

Based on the transfer matrix method and the quantum coherent transport theory of Mireles and Kirczenow , the effects of the Rashba spin-orbit coupling and the spin-filter on the electronic transport properties in the NM/FS1/I/FS2/NM (NM represents the nonmagnetic metal layer , I represents the nonmagnetic insulator layer , and FS represents the magnetic semiconductor layer) double spin-filter tunnel junction are investigated . The influence of thickness of insulator layer and magnetic semiconductor layer on the tunnel magnetoresistance (TMR) and conductance are studied for different Rashba spin-orbit coupling strength and the different angle θ between the two magnetic moments of the left and right magnetic semiconductor layer . The results indicate that : in the presence of the spin-filter effect and the Rashba spin-orbit coupling interaction in the magnetic semiconductor layer , large TMR can be obtained in this double spin-filter junction . With the strength of Rashba spin-orbit coupling increasing , the tunnel magnetoresistance and conductance exhibit rapidly oscillating behavior and the oscillation period decreases gradually .

Keywords : double spin-filter tunnel junction , Rashba spin-orbit coupling , tunnel magnetoresistance , transmission conductance

PACC : 7340G , 7570

^{*} Project supported by the Key Program of the Scientific Research Foundation of Sichuan Normal University , China (Grant No. 07ZDY004) and the Scientific Research Foundation of Leshan Teachers College , China (Grant No. 207053).

[†] Corresponding author. E-mail : zzwxie@yahoo.com.cn