

双势垒抛物势阱磁性隧道结隧穿磁阻及自旋输运性质的研究

黄政 龙超云 周勋 徐明

Study on tunneling magnetoresistance effects in parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers

Huang Zheng Long Chao-Yun Zhou Xun Xu Ming

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 157301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.157301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.157301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Heusler 合金 $\text{Co}_2\text{MnAl}(100)$ 表面电子结构、磁性和自旋极化的第一性原理研究

First-principles study of the electronic structure, magnetism, and spin-polarization in Heusler alloy $\text{Co}_2\text{MnAl}(100)$ surface

物理学报.2015, 64(14): 147301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.147301>

不同 N 掺杂构型石墨烯的量子电容研究

Quantum capacitance performance of different nitrogen doping configurations of graphene

物理学报.2015, 64(12): 127301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.127301>

单轴压力下 $\text{Ge}_2\text{X}_2\text{Te}_5$ (X=Sb, Bi) 薄膜拓扑相变的第一性原理研究

First-principles study on the uniaxial pressure induced topological quantum phase transitions of $\text{Ge}_2\text{X}_2\text{Te}_5$ (X =Sb, Bi) thin films

物理学报.2015, 64(10): 107301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.107301>

磁场中的拓扑绝缘体边缘态性质

Edge mode of InAs/GaSb quantum spin hall insulator in magnetic field

物理学报.2015, 64(9): 097302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097302>

I 掺杂金红石 $\text{TiO}_2(110)$ 面的第一性原理研究

First-principles investigation of iodine doped rutile $\text{TiO}_2(110)$ surface

物理学报.2014, 63(20): 207302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.207302>

双势垒抛物势阱磁性隧道结隧穿磁阻及自旋 运输性质的研究*

黄政^{1)2)†} 龙超云²⁾ 周勋³⁾ 徐明⁴⁾

1)(贵州理工学院电气工程学院, 贵阳 550003)

2)(贵州大学, 光电子技术及应用重点实验室, 贵阳 550025)

3)(贵州师范大学物理与电子科学学院, 贵阳 550001)

4)(四川师范大学物理与电子工程学院, 贵阳 610066)

(2016年4月18日收到; 2016年5月27日收到修改稿)

采用相干量子输运理论和传递矩阵的方法, 在抛物势阱磁性隧道结(F/PW/F)的铁磁和半导体势阱间插入另一种半导体作为势垒, 构造具有双势垒的抛物势阱磁性隧道结作为研究对象, 研究了抛物势阱宽度、自旋轨道耦合效应、角度效应及插入势垒厚度对隧穿磁阻及自旋运输性质的影响. 计算结果表明, 通过适当调节Rashba自旋轨道耦合强度和插入势垒的厚度, 可以实现隧穿磁阻(TMR)的调制, 能获得较大的TMR值, 这些特点有助于促进新型磁性隧道结的开发和应用.

关键词: 自旋轨道耦合, 磁性隧道结, 隧穿磁阻

PACS: 73.20.At, 75.70.Cn, 72.25.-b

DOI: 10.7498/aps.65.157301

1 引言

20世纪90年代, Datta和Das利用外电场调节的自旋轨道耦合作用开创性的提出了自旋三极管概念, 通过Rashba自旋轨道耦合效应可有效地调控电子的自由度, 因而对铁磁/半导体/铁磁(F/S/F)等异质结自旋运输性质的研究成为近年来的热点^[1-8]. 其中, Mireles和Kirczenow^[9]提出了F/S/F磁性隧道结中的相干量子输运理论, 并利用Landauer弹道输运理论研究了相干量子输运. Schapers等^[10]研究了F/S/F晶体管中的干涉效应, 发现在考虑量子干涉情况下, 可以将自旋信号放大. Autes等^[11]对磁性隧道结磁性层厚度变化对运输影响的研究, 理论上预言了FM厚度取适当值时, 会得到很大的隧穿磁电阻. Guo等^[12]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. 谢征微等^[13,14]研究了Rashba自旋轨道耦合强度和不同材料层厚度对磁性半导体双自旋过滤隧道结中隧穿磁阻(TMR)和隧穿电导的影响, 结果发现TMR随Rashba自旋轨道耦合强度的增加发生振荡频率增大的非周期振荡.

同时, 随着半导体工艺技术的不断进步, 人们利用分子束外延(MBE)或金属有机化学气相沉积(MOCVD)方法制造出抛物势阱结构, 结构独特的势阱具有一些不同于常规势阱的特殊性质^[15], 进而引起了学者们的关注. 一般对抛物量子阱的研究工作主要集中在远红外吸收、磁致输运、回旋共振、光致发光等几个方面^[16-18], 而对抛物量子阱考虑了自旋属性的研究报道还很少. 2003年, Gusev和

* 国家自然科学基金(批准号: 11465006, 11565009)、贵州省科学技术基金(批准号: 黔科合J字[2014]2078号)、贵州省教育厅优秀科技创新人才奖励计划(批准号: 黔教合KY[2015]489)和贵州理工学院高层次人才科研启动经费项目(批准号: XJGC20150401)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangz888@163.com

Quivy^[19] 在不同宽度的抛物量子阱中对磁致电阻进行测量时, 观测到了不规则的峰值, 并将此现象归结为传输过程中磁场相关的交换能对磁致电阻峰值的影响. 2006年, Hashimzade 和 Hasanov^[20] 研究抛物量子阱中的自旋相关电导率, 得到了负磁致电阻的普遍表达式, 并阐述了其产生机理. 2010年, 刘德等^[21] 研究了抛物势阱磁性隧道结中的自旋输运及磁致电阻效应, 发现隧穿概率和隧穿磁电阻随抛物势阱宽度的增加发生周期性的振荡, Rashba 自旋耦合效应强度的增加加大了隧穿概率和隧穿磁电阻的振荡频率. 2011年, Chen 和 Lu^[22] 研究了抛物势阱中电子的古斯-汉森位移, 发现可通过调节古斯-汉森位移的方法来分离不同自旋方向的电子束.

本文在抛物势阱磁性隧道结 (F/PW/F) 的铁磁和半导体势阱间插入另一种半导体作为势垒, 构造具有双势垒的抛物势阱磁性隧道结作为研究对象, 研究了半导体阱宽、阱深及半导体势垒对隧道结隧穿磁阻及自旋极化率等自旋输运性质的影响.

2 理论和计算

考虑自旋电子通过含有双势垒的 F/I/PW/I/F 抛物势阱磁性隧道结, 结构模型如图 1 所示. F 表铁磁金属, PW 代表抛物势阱, I 代表势垒. 采用类似 Stoner-Wohlfarth 的磁化模型, 其中电子能级发生了分裂, 自旋指向不同电子的能级差用一个交换劈裂能 Δ 表示, 左右两侧铁磁电极的磁矩 m_L 和 m_R 夹角用 θ 表示. 为方便考虑, 这里选取坐标系的 z 轴平行于左边铁磁电极的磁矩 m_L . 本文中的 PW 采用由半导体材料 GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs 构成的组分对称抛物势阱, 用 Al 组分 x 来决定阱深 V_0 .

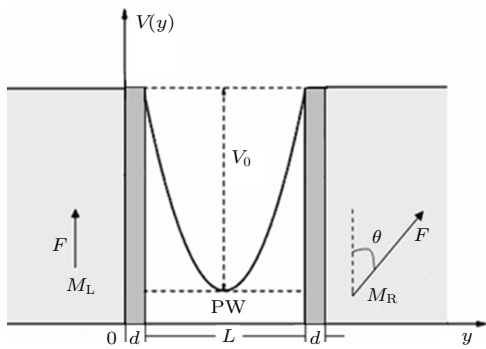


图 1 F/I/PW/I/F 抛物势阱磁性隧道结示意图
Fig. 1. A schematic of F/I/PW/I/F magnetic tunneling junction.

假定自旋极化的电子沿 y 轴方向由左边铁磁层 ($y < 0$) 隧穿长度是 L 的半导体对称抛物势阱并隧穿至右边铁磁层 ($y > L$). 通过施加外场, 在半导体抛物势阱区域中产生 Rashba 自旋轨道耦合作用. 假设此半导体区域具有准一维波导形状, 它能够严格限制自旋极化电子的横向运动, 并使其沿着垂直隧道结界面的 y 方向输运. 由于 z 方向上的势阱很窄, 故在通常实验条件下, 此方向上只有最低子能带被占据, 所以这里选取该子能带能量为能量零点, 同时忽略此方向的贡献. 为方便考虑, 这里半导体两端的势垒厚度取相同的数值. 考虑了电子与空间相关的有效质量, 在单带有效质量近似下, F/I/PW/I/F 磁性隧道结的 Hamiltonian 可分别表示为

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2}\hat{p}_y \frac{1}{m_f^*} \hat{p}_y + \frac{1}{2}\Delta\sigma_z, \quad (1)$$

$$\hat{H}_d = \frac{1}{2}\hat{p}_y \frac{1}{m_d^*} \hat{p}_y + \frac{1}{2\hbar}\sigma_z(\hat{p}_y\alpha_R + \alpha_R\hat{p}_y) + \delta E_C, \quad (2)$$

$$\hat{H}_s = \frac{1}{2}\hat{p}_y \frac{1}{m_s^*} \hat{p}_y + \frac{1}{2\hbar}\sigma_z(\hat{p}_y\alpha_R + \alpha_R\hat{p}_y) + \delta E_C + V(y), \quad (3)$$

其中, \hat{p}_y 为电子的动量算符, m_f^* 为电子在铁磁体中的有效质量, σ_z 表示 Pauli 自旋矩阵, Δ 为铁磁体中的交换劈裂能, δE_C 为铁磁体与半导体之间的导带不匹配, α_R 表示 Rashba 自旋轨道耦合参数.

抛物势阱结构势为

$$V(y) = \begin{cases} \frac{4V_0}{L^2}\left(y - \frac{L}{2}\right)^2, & d \leq y \leq L + d, \\ 0, & y < d, \quad y > L + d, \end{cases} \quad (4)$$

式中 V_0 表示抛物势阱的深度, L 表示抛物势阱的宽度, 其中 Al 含量 x 的关系可由下式决定^[23,24]

$$V_0 = \begin{cases} 0.75x \text{ (eV)}, & 0 \leq x \leq 0.45, \\ 0.75x + 0.69(x - 0.45)^2\theta \text{ (eV)}, & 0.45 \leq x \leq 1. \end{cases} \quad (5)$$

对应 V_0 , 半导体 Al_xGa_{1-x}As 中电子的有效质量为

$$m_s^* = (0.0665 + 0.0835x)m_e, \quad (6)$$

其中 m_e 为自由电子的静止质量. 于是, 在铁磁区域 ($y < 0$ 和 $y > L + 2d$) 中电子的本征波函数可写为

$$\psi_{L\sigma}(y) = A_{L\sigma} e^{ik_{L\sigma}y} + B_{L\sigma} e^{-ik_{L\sigma}y},$$

$$y < 0, \quad (7)$$

$$\psi_{R\sigma}(y) = A_{R\sigma} e^{ik_{R\sigma}y} + B_{L\sigma} e^{-ik_{R\sigma}y},$$

$$y > L + 2d, \quad (8)$$

式中的L, R分别表示左边和右边的铁磁层; $k_{L\sigma}$ 和 $k_{R\sigma}$ 为铁磁体处于自旋态 σ 态时的Fermi波矢; $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 表示分裂能带结构不同的自旋状态;

$$k_{v\sigma} = \sqrt{\frac{2m_f}{\hbar^2}(E_f - 1/2\lambda_\sigma\Delta)}.$$

半导体势垒区域($0 < y < d$ 和 $L + d < y < L + 2d$)中电子的波函数为

$$\psi_{\uparrow}^{sv}(y) = C_{sv\uparrow} e^{ik_{\uparrow}^{sv}y} + D_{sv\uparrow} e^{-ik_{\downarrow}^{sv}y}, \quad 0 < y < d, \quad (9)$$

$$\psi_{\downarrow}^{sv}(y) = C_{sv\downarrow} e^{ik_{\downarrow}^{sv}y} + D_{sv\downarrow} e^{-ik_{\uparrow}^{sv}y}, \quad L + d < y < L + 2d, \quad (10)$$

其中 $v = L, R$ 分别表示左边和右边的势垒层, k_{σ}^{sv} 为势垒中处于自旋态 σ 态时的Fermi波矢,

$$k_{\sigma}^{sv} = \sqrt{\frac{2m_{sv}^*}{\hbar^2}(E_f - \delta E_C) + k_{Rsv}^2 - \lambda_{\sigma}k_{Rsv}}.$$

对于半导体抛物势阱区域, 将该区域分割为很薄的多个相互连接的矩形窄层, 其层数 $j = 1, 2, 3, \dots, m$, y_j 为第 j 层半导体和第 $j + 1$ 层半导体交界处的坐标.

则对于半导体 j 层中, 自旋相关的波函数可以写为

$$\psi_{\uparrow}^{sj}(y) = C_{\uparrow j} e^{ik_{\uparrow}^{sj}y} + D_{\uparrow j} e^{-ik_{\downarrow}^{sj}y}, \quad (11)$$

$$\psi_{\downarrow}^{sv}(y) = C_{sv\downarrow} e^{ik_{\downarrow}^{sv}y} + D_{sv\downarrow} e^{-ik_{\uparrow}^{sv}y}, \quad (12)$$

其中,

$$k_{\sigma}^{sj} = \sqrt{2m_{sj}^*(E_f - \delta E_{Cj} - V(y)/\hbar^2 + k_{R}^2 - \lambda_{\sigma}k_R} \quad (13)$$

为半导体 j 层区域内 σ 自旋态的自旋轨道劈裂带的Fermi波矢, $k_R = m_s^*\alpha(y)/\hbar^2$ 为半导体 j 层中的Rashba自旋轨道波矢.

考虑边界处波函数的连续性和概率流守恒以及旋量的坐标系变换关系, 可以得到:

$$\psi_{f\sigma}^L(0) = \psi_{\sigma}^{sL}(0), \quad (14)$$

$$\psi_{\sigma}^{sL}(d) = \psi_{\sigma j=1}^s(d), \quad (15)$$

$$\psi_{\sigma j}^s(y_j) = \psi_{\sigma j+1}^s(y_j) \quad j < m, \quad (16)$$

$$\psi_{\sigma j=m}^s(L + d) = \psi_{\sigma}^{sR}(L + d), \quad (17)$$

$$\begin{pmatrix} \psi_{\uparrow}^{sR}(L + 2d) \\ \psi_{\downarrow}^{sR}(L + 2d) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow}^{R}(L + 2d) \\ \psi_{\downarrow}^{R}(L + 2d) \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \mu_0 \frac{\partial}{\partial y} \psi_{f\sigma}^L(0) \\ & = \left(\frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_{RsL} \right) \psi_{\sigma}^{sL}(0), \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\mu_1 \frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_{RsL} \right) \psi_{\sigma}^{sL}(d) \\ & = \left(\frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_R \right) \psi_{\sigma j=1}^s(d), \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\mu_j \frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_R \right) \psi_{\sigma j}^s(y_j) \\ & = \left(\frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_R \right) \psi_{\sigma j+1}^s(y_j) \quad j < m, \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\mu_m \frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_R \right) \psi_{\sigma j=m}^s(L + d) \\ & = \left(\frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_{RsR} \right) \psi_{\sigma}^{sR}(L + d), \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial y} + i\lambda_{\sigma}k_{RsR} \right) \psi_{\uparrow}^{sR}(L + 2d) \\ \left(\frac{\partial}{\partial y} - i\lambda_{\sigma}k_{RsR} \right) \psi_{\downarrow}^{sR}(L + 2d) \end{pmatrix} \\ & = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_2 \frac{\partial}{\partial y} \psi_{\uparrow}^R(L + 2d) \\ \mu_2 \frac{\partial}{\partial y} \psi_{\downarrow}^R(L + 2d) \end{pmatrix}, \quad (23) \end{aligned}$$

其中, $\mu_0 = \frac{m_{sL}^*}{m_f^*}$, $\mu_1 = \frac{m_{s1}^*}{m_{sL}^*}$, $\mu_j = \frac{m_{sj+1}^*}{m_{sj}^*}$, $\mu_m = \frac{m_{sR}^*}{m_{sm}^*}$, $\mu_2 = \frac{m_{sR}^*}{m_f^*}$ 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:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_{L\uparrow} \\ B_{L\uparrow} \\ A_{L\downarrow} \\ B_{L\downarrow} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} T_{0\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{0\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{1\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{1\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{2\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{2\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{3\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{3\downarrow} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} T_{PW\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{PW\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{4\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{4\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{5\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{5\downarrow} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} T_{6\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{6\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{7\uparrow} & T'_{7\uparrow} \\ T'_{7\downarrow} & T_{7\downarrow} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{R\uparrow} \\ B_{R\uparrow} \\ A_{R\downarrow} \\ B_{R\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (24) \end{aligned}$$

若令传递矩阵为 \mathbf{S} , 则

$$\begin{bmatrix} A_{L\uparrow} \\ B_{L\uparrow} \\ A_{L\downarrow} \\ B_{L\downarrow} \end{bmatrix} = \mathbf{S} \begin{bmatrix} A_{R\uparrow} \\ B_{R\uparrow} \\ A_{R\downarrow} \\ B_{R\downarrow} \end{bmatrix}, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = & \begin{bmatrix} T_{0\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{0\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{1\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{1\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{2\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{2\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{3\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{3\downarrow} \end{bmatrix} \\ & \times \begin{bmatrix} T_{PW\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{PW\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{4\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{4\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{5\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{5\downarrow} \end{bmatrix} \\ & \times \begin{bmatrix} T_{6\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{6\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{7\uparrow} & T'_{7\uparrow} \\ T'_{7\downarrow} & T_{7\downarrow} \end{bmatrix}, \quad (26) \end{aligned}$$

上式中 \mathbf{S} 为一个 4×4 的矩阵, 其中, $T_{0\sigma} \sim T_{7\sigma}$ 表达式见附录 A.

据此就可以得到自旋电子态为 σ 的隧穿系数 T_σ , 对于自旋向上电子的隧穿系数为

$$T_\uparrow = \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{R\uparrow}|^2 + \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{R\downarrow}|^2, \quad (27)$$

其中,

$$\begin{aligned} A_{R\uparrow} &= -\frac{S_{33}}{S_{13}S_{31} - S_{11}S_{33}}, \\ A_{R\downarrow} &= \frac{S_{31}}{S_{13}S_{31} - S_{11}S_{33}}. \end{aligned} \quad (28)$$

自旋向下电子的隧穿系数为

$$T_\downarrow = \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\downarrow}} |A'_{R\uparrow}|^2 + \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |A'_{R\downarrow}|^2, \quad (29)$$

其中,

$$\begin{aligned} A'_{R\uparrow} &= -\frac{S_{13}}{S_{11}S_{33} - S_{31}S_{13}}, \\ A'_{R\downarrow} &= \frac{S_{11}}{S_{11}S_{33} - S_{31}S_{13}}. \end{aligned} \quad (30)$$

根据 Landauer-Buttiker 方程^[25] 隧穿电导定义为

$$G_\sigma(\theta) = \frac{e^2}{h} T_\sigma(\theta). \quad (31)$$

在隧穿系数 $T_\sigma(\theta)$ 的基础上, 便可以得到隧穿电导.

隧穿磁阻 (TMR) 则可以定义为

$$\text{TMR}(\theta) = \frac{[G_\uparrow(\theta) + G_\downarrow(\theta)] - [G_\uparrow(\pi) + G_\downarrow(\pi)]}{G_\uparrow(\pi) + G_\downarrow(\pi)}. \quad (32)$$

自旋极化率 P 定义为

$$P = \frac{T_\uparrow(\theta) - T_\downarrow(\theta)}{T_\uparrow(\theta) + T_\downarrow(\theta)}. \quad (33)$$

3 数值结果与讨论

对插入了双势垒的 F/I/PW/I/F 抛物势阱磁性隧道结自旋相关的输运性质进行了研究, 在数值计算中选取的参数如下: 有效质量这里定义为 $m_f^* = m_e$, 其中 m_e 是自由电子的质量; 铁磁金属中的交换劈裂能设为 $\Delta = 3.46$ eV, 同时, 导带不匹配 $\delta E_C = 2.4$ eV, $E_f = 2.47$ eV. 对于铁磁金属来说, Fermi 波矢 $k_{F\uparrow} = 0.44 \times 10^8$ cm⁻¹, $k_{F\downarrow} = 1.05 \times 10^8$ cm⁻¹^[9]. 左右两侧铁磁和半导体抛物势阱间的势垒厚度取相同的数值. 这里采用 GaAs 的 Rashba 波矢 $k_R = m_s^* \alpha_R / \hbar^2$, 将 Rashba 自旋轨道耦合强度表示为 k_R/k_0 , 其中 $k_0 = 1.0 \times 10^5$ cm⁻¹.

图 2 给出了不同角度 θ 时隧穿磁阻 TMR 随半导体阱宽变化的关系. 取 Rashba 波矢 $k_R = 2k_0$, 由图可以看出, 不同角度下的隧穿磁阻随阱宽的增加作同周期的简谐振荡, 相邻波峰、波谷之间的距离均相等, 且振幅随角度 θ 的增加越来越小. 在 $\theta = 0$ 处, 有较高的 TMR 值, 此时接近 20%, 在 $\theta = \pi$ 处, TMR 的值恒为零. 在 Rashba 波矢取某些值时, TMR 的符号也由正变成了负.

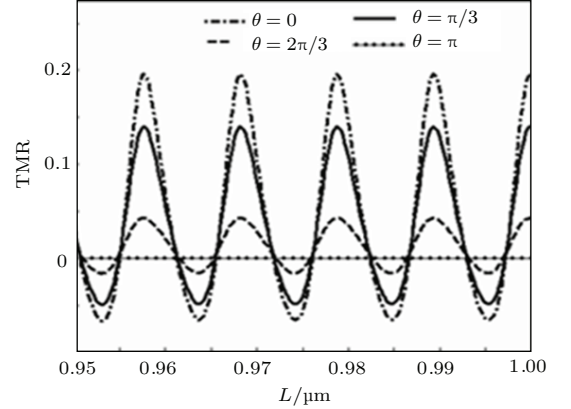


图 2 不同角度下隧穿磁阻随半导体阱宽的变化 ($k_R = 2k_0$, $d = 1$ nm)

Fig. 2. Tunnel magnetic resistance at $k_R = 2k_0$ as a function of the width of the parabolic-well L ($d = 1$ nm).

图 3 给出了 TMR 在不同角度下随自旋轨道耦合强度的变化关系, 取半导体长度 $L = 1.0$ μm . 随着 k_R/k_0 的增加, TMR 相邻波峰和波谷间的距离逐渐缩短, TMR 呈现出振荡周期变小、峰谷比变大的振荡行为. TMR 随角度的变化趋势与图 2 相似, 当两端铁磁区域磁矩角度 θ 在到 π 间变化时, TMR 呈单调递减的规律, 而且在 Rashba 波矢取某

些值时, TMR 的符号也由正变成了负. 在 $\theta = 0$ 时, Rashba 波矢取为 $1.12k_0$, $4.38k_0$, $6.21k_0$, $7.62k_0$ 和 $8.71k_0$ 处 TMR 的峰值可以达到 20%, 而在 $\theta = \pi$ 处, TMR 的值恒为零. 这是因为随着角度的增加, 交换劈裂能抑制了隧道结中的电子隧穿.

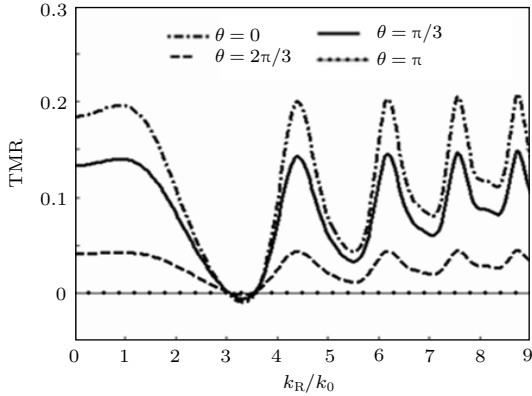


图3 不同角度下隧穿磁阻随 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化 ($d = 1 \text{ nm}$)
 Fig. 3. Tunnel magnetic resistance at $L = 1.0 \mu\text{m}$ as a function of Rashba spin-orbit coupling strength k_R/k_0 ($d = 1 \text{ nm}$).

自旋极化率是表征隧穿电子束中不同指向自旋电子隧穿差别的物理量. 从图 4 可见, 自旋极化率 P 随阱宽的增加呈周期性振荡, 势垒厚度的增加不改变其振荡周期. 但插入势垒后, 使自旋极化率出现了相位差, 且势垒宽度增加, 相位差增大. 同时, 自旋极化率的峰谷比随垒厚增加明显增大, 峰值增加, 当势垒强度 $d = 2 \text{ nm}$ 时, 自旋极化率的值最大, 接近 40%, 说明势垒的存在极大地影响了自旋电子的极化输运, 也表明适当调控插入势垒的宽度, 可以在此种结构的隧道结中获得较高的自旋极化率. 图中自旋极化率出现了负值, 表明出现了自旋翻转现象.

图 5 展示了隧穿磁电阻 TMR 在不同势垒宽度下随半导体阱宽的变化关系, 取 Rashba 波矢 $k_R = 2k_0$, 其中虚线、实线和点虚线分别表示势垒厚度取 $d = 0, 1, 2 \text{ nm}$ 时的情况. 从图中可以看出, 不同势垒厚度下的隧穿磁电阻随半导体抛物势阱宽度的增加做同周期的简谐振荡, 邻近波峰、波谷间的距离恒定不变, 这是隧道结量子尺寸效应引起的, 且 TMR 中出现了负值. 对于势垒厚度的增加, TMR 则呈现出振荡周期不变, 峰谷比增大的输运行为, 并且在 $d = 2 \text{ nm}$ 时的 TMR 值达到最大, TMR 达到 22.4%, 同时, 势垒的存在也使 TMR 的相位发生了移动.

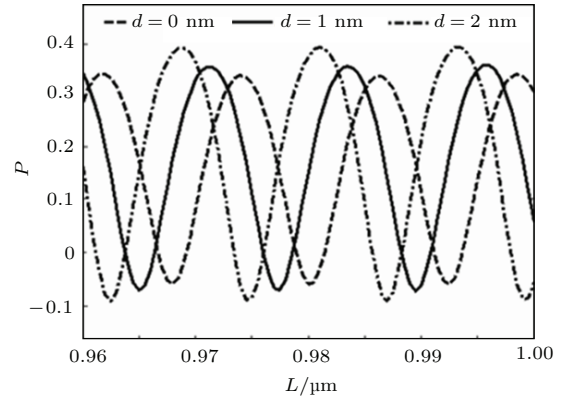


图4 不同势垒宽度下自旋极化率随半导体阱宽的变化 自旋轨道耦合大小设为 $2k_0$ 虚线、实线、点划线分别对应势垒宽度 $d = 0, 1, 2 \text{ nm}$ 的情况
 Fig. 4. Spin polarization (P) againsts the L for $k_R = 2k_0$, the dash, solid and dash-dotted lines correspond to $d = 0, 1, 2 \text{ nm}$, respectively.

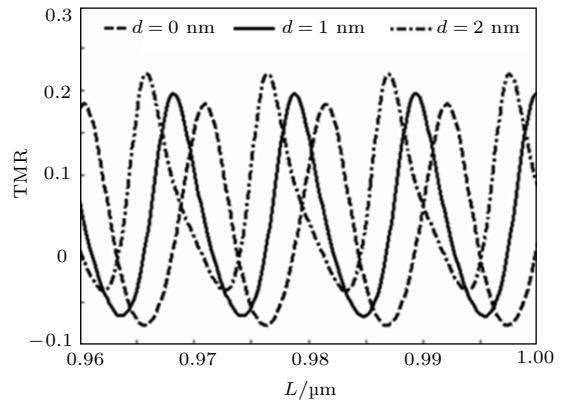


图5 不同势垒宽度下隧穿磁阻随半导体阱宽的变化 自旋轨道耦合大小设为 $2k_0$ 虚线、实线、点划线分别对应势垒宽度 $d = 0, 1, 2 \text{ nm}$ 的情况
 Fig. 5. Tunnel magnetic resistance againsts the L for $k_R = 2k_0$, the dash, solid and dash-dotted lines correspond to $d = 0, 1, 2 \text{ nm}$, respectively.

图 6 给出了自旋极化率随 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化情况. 可以看出, 随着 k_R/k_0 的增加, 自旋极化率 P 发生峰值增大、周期和峰谷比均减少的准周期性振荡, 具有共振隧穿的特性. 增加势垒的厚度, 自旋极化率出现了负值, 出现了自旋翻转现象, 同时自旋极化率的极大值显著增大, 在垒厚 $d = 2 \text{ nm}$ 时, 自旋极化率值最大. 这表明, 在选取的参数合适时可得到较高的自旋极化率.

图 7 展示了隧穿磁电阻 TMR 在不同势垒厚度下随自旋轨道耦合的变化. 从图可见, 随着 k_R/k_0 的增加, TMR 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, 波峰也变得越窄, 具有共振传输的行为. 随着势垒厚度的

增加, TMR的峰值是逐渐增加的, 这与图5得到结论一致. 由此可见, 通过适当调节Rashba自旋轨道耦合强度和插入势垒的厚度, 可以实现TMR的调制, 获得较大的TMR值.

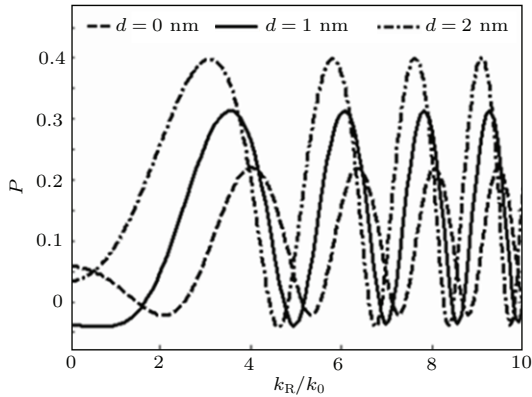


图6 不同势垒宽度下自旋极化率随Rashba自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化 虚线、实线、点划线分别对应势垒宽度 $d = 0, 1, 2$ nm的情况

Fig. 6. Spin polarization as a function of Rashba spin-orbit coupling strength k_R/k_0 the tunnel barrier with $d = 0$ nm, $d = 1$ nm, and $d = 2$ nm, respectively.

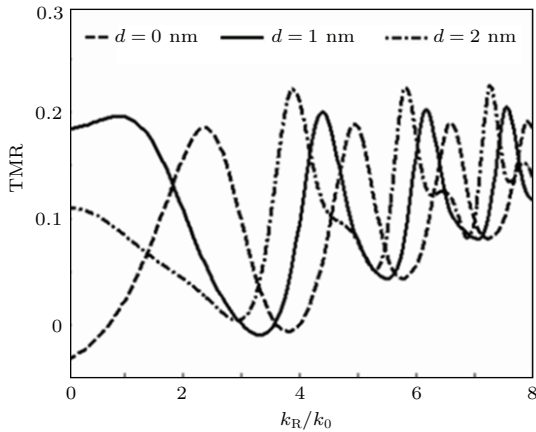


图7 不同势垒宽度下隧穿磁阻随Rashba自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化 虚线、实线、点划线分别对应势垒宽度 $d = 0, 1, 2$ nm的情况

Fig. 7. Tunnel magnetic resistance as a function of Rashba spin-orbit coupling strength k_R/k_0 with the tunnel barriers $d = 0$ nm, $d = 1$ nm, and $d = 2$ nm, respectively.

为了进一步说明插入势垒对输运性质的作用, 研究了铁磁和半导体抛物阱间插入对称双势垒厚度对隧穿磁阻TMR的影响, 如图8所示, 其中势垒

厚度从零增加到5 nm, 虚线、实线和点虚线分别表示自旋耦合强度 $k_R/k_0 = 1, 2, 3$ 时的情况. 从图中可以看到, 插入势垒厚度从零增加到 $d = 1.2$ nm时, TMR随插入势垒 d 厚度的增加呈现出指数形式的明显增加, 且这种变化趋势在取不同自旋轨道耦合强度时均相同, 继续增加势垒厚度, TMR值增加减缓, 逐渐趋于饱和, 在 d 增大到2 nm后, 无论势垒层厚度如何改变, TMR的值基本恒定不变. 这进一步说明薄势垒的存在有利于隧穿磁阻的增加, 只要选取合适的插入势垒厚度, 完全可以获得大而稳定的TMR值.

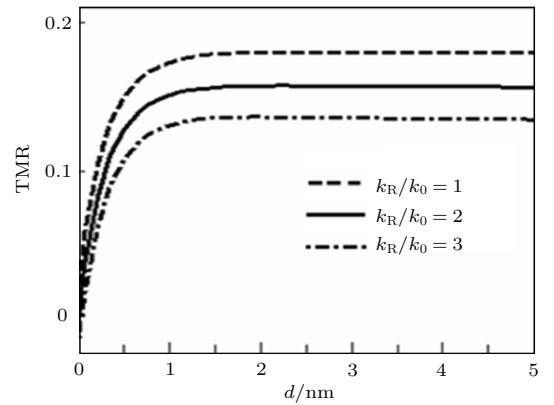


图8 不同自旋轨道耦合强度下, 隧穿磁阻TMR随插入势垒厚度的变化关系

Fig. 8. Tunnel magnetic resistance at $L = 1.0 \mu\text{m}$ as a function of the thickness of the barrier with $k_R/k_0 = 1, 2, 3$, respectively.

4 结 论

本文考虑了Rashba自旋轨道耦合效应, 以纳米级半导体作为势垒, 采用量子相干理论和传递矩阵的方法计算了F/I/PW/I/F抛物势阱磁性隧道的隧穿磁阻和自旋极化率. TMR随自旋轨道耦合强度的增加表现出了典型的共振隧穿特性, 在抛物势阱隧道结中插入势垒后, 明显提高了TMR的值, 这表明通过适当调节Rashba自旋轨道耦合强度和插入势垒的厚度, 可以实现TMR的调制, 获得较大的TMR值, 这些特点可以为新型自旋电子器件的开发和设计提供理论上的参考.

附录 A

$$S = \begin{bmatrix} T_{0\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{0\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{1\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{1\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{2\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{2\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{3\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{3\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{PW\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{PW\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{4\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{4\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{5\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{5\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{6\uparrow} & 0 \\ 0 & T_{6\downarrow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{7\uparrow} & T'_{7\uparrow} \\ T'_{7\downarrow} & T_{7\downarrow} \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 T_{0\sigma} &= \frac{1}{2\mu_0 i k_{L\sigma}} \begin{bmatrix} \mu_0 i k_{L\sigma} & 1 \\ \mu_0 i k_{L\sigma} & -1 \end{bmatrix}, \\
 T_{1\uparrow} &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i k_{\uparrow}^{sL} + i k_{R s L} & -i k_{\downarrow}^{sL} + i k_{R s L} \end{bmatrix}, \\
 T_{1\downarrow} &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i k_{\downarrow}^{sL} - i k_{R s L} & -i k_{\uparrow}^{sL} - i k_{R s L} \end{bmatrix}, \\
 T_{2\uparrow} &= \begin{bmatrix} \frac{-\mu k_{\downarrow}^{sL} + k_{R s L}}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{i k_{\uparrow}^{sL} d} & \frac{-i}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{-i k_{\uparrow}^{sL} d} \\ \frac{\mu k_{\uparrow}^{sL} + k_{R s L}}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{i k_{\downarrow}^{sL} d} & \frac{i}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{i k_{\downarrow}^{sL} d} \end{bmatrix}, \\
 T_{2\downarrow} &= \begin{bmatrix} \frac{\mu k_{\uparrow}^{sL} + k_{R s L}}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{-i k_{\downarrow}^{sL} d} & \frac{-i}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{-i k_{\downarrow}^{sL} d} \\ \frac{\mu k_{\downarrow}^{sL} - k_{R s L}}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{i k_{\uparrow}^{sL} d} & \frac{i}{\mu k_{\uparrow}^{sL} + \mu k_{\downarrow}^{sL}} e^{i k_{\uparrow}^{sL} d} \end{bmatrix}, \\
 T_{3\uparrow} &= \begin{bmatrix} e^{-i k_{\uparrow}^{s1} d} & e^{-i k_{\downarrow}^{s1} d} \\ (i k_{\uparrow}^{s1} + i k_{R1}) e^{-i k_{\uparrow}^{s1} d} & (-i k_{\downarrow}^{s1} + i k_{R1}) e^{-i k_{\downarrow}^{s1} d} \end{bmatrix}, \\
 T_{3\downarrow} &= \begin{bmatrix} e^{i k_{\downarrow}^{s1} d} & e^{-i k_{\uparrow}^{s1} d} \\ (i k_{\downarrow}^{s1} - i k_{R1}) e^{i k_{\downarrow}^{s1} d} & (-i k_{\uparrow}^{s1} - i k_{R1}) e^{-i k_{\uparrow}^{s1} d} \end{bmatrix}, \\
 T_{4\uparrow} &= \begin{bmatrix} \frac{\mu k_{\downarrow}^{sm} + k_{Rm}}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{-i k_{\uparrow}^{sm} L+d} & \frac{1}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{-i k_{\uparrow}^{sm} L+d} \\ \frac{\mu k_{\uparrow}^{sm} + k_{Rm}}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{i k_{\downarrow}^{sm} L+d} & \frac{-1}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{i k_{\uparrow}^{sm} L+d} \end{bmatrix}, \\
 T_{4\downarrow} &= \begin{bmatrix} \frac{\mu k_{\uparrow}^{sm} + k_{Rm}}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{-i k_{\downarrow}^{sm} L+d} & \frac{1}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{-i k_{\downarrow}^{sm} L+d} \\ \frac{\mu k_{\downarrow}^{sm} - k_{Rm}}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{i k_{\uparrow}^{sm} L+d} & \frac{-1}{\mu k_{\uparrow}^{sm} + \mu k_{\downarrow}^{sm}} e^{i k_{\uparrow}^{sm} L+d} \end{bmatrix}, \\
 T_{5\uparrow} &= \begin{bmatrix} e^{i k_{\uparrow}^{sR} L+d} & e^{-i k_{\downarrow}^{sR} L+d} \\ (\uparrow^{sR} + k_{R s R}) e^{i k_{\uparrow}^{sR} L+d} & (-\downarrow^{sR} + k_{R s R}) e^{-i k_{\downarrow}^{sR} L+d} \end{bmatrix}, \\
 T_{5\downarrow} &= \begin{bmatrix} e^{i k_{\downarrow}^{sR} L+d} & e^{-i k_{\uparrow}^{sR} L+d} \\ (\downarrow^{sR} - k_{R s R}) e^{i k_{\downarrow}^{sR} L+d} & (-\uparrow^{sR} - k_{R s R}) e^{-i k_{\uparrow}^{sR} L+d} \end{bmatrix}, \\
 T_{6\uparrow} &= \begin{bmatrix} \frac{k_{\downarrow}^{sR} + k_{R s R}}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{-i k_{\uparrow}^{sR} L+2d} & \frac{1}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{-i k_{\uparrow}^{sR} L+2d} \\ \frac{k_{\uparrow}^{sR} + k_{R s R}}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{i k_{\downarrow}^{sR} L+2d} & \frac{-1}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{i k_{\downarrow}^{sR} L+2d} \end{bmatrix}, \\
 T_{6\downarrow} &= \begin{bmatrix} \frac{k_{\uparrow}^{sR} + k_{R s R}}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{-i k_{\downarrow}^{sR} L+2d} & \frac{1}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{-i k_{\downarrow}^{sR} L+2d} \\ \frac{k_{\downarrow}^{sR} - k_{R s R}}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{i k_{\uparrow}^{sR} L+2d} & \frac{-1}{k_{\uparrow}^{sR} + k_{\downarrow}^{sR}} e^{i k_{\uparrow}^{sR} L+2d} \end{bmatrix}, \\
 T_{7\uparrow} &= \begin{bmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{i k_{R\uparrow} L+2d} & \cos \frac{\theta}{2} e^{-i k_{R\uparrow} L+2d} \\ \cos \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\uparrow} e^{i k_{R\uparrow} L+2d} & -\cos \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\uparrow} e^{-i k_{R\uparrow} L+2d} \end{bmatrix}, \\
 T'_{7\uparrow} &= \begin{bmatrix} \sin \frac{\theta}{2} e^{i k_{R\downarrow} L+2d} & \sin \frac{\theta}{2} e^{-i k_{R\downarrow} L+2d} \\ \sin \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\downarrow} e^{i k_{R\downarrow} L+2d} & -\sin \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\downarrow} e^{-i k_{R\downarrow} L+2d} \end{bmatrix}, \\
 T_{7\downarrow} &= \begin{bmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{i k_{R\downarrow} L+2d} & \cos \frac{\theta}{2} e^{-i k_{R\downarrow} L+2d} \\ \cos \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\downarrow} e^{i k_{R\downarrow} L+2d} & -\cos \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\downarrow} e^{-i k_{R\downarrow} L+2d} \end{bmatrix}, \\
 T'_{7\downarrow} &= \begin{bmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} e^{i k_{R\uparrow} L+2d} & -\sin \frac{\theta}{2} e^{-i k_{R\uparrow} L+2d} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\uparrow} e^{i k_{R\uparrow} L+2d} & \sin \frac{\theta}{2} \mu_2 k_{R\uparrow} e^{-i k_{R\uparrow} L+2d} \end{bmatrix},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T_{PW\uparrow} &= \begin{bmatrix} \frac{k_{\uparrow}^{s_{j+1}} + u_j k_{\downarrow}^{s_j}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{i(k_{\uparrow}^{s_{j+1}} - k_{\downarrow}^{s_j}) y_j} & \frac{u_j k_{\downarrow}^{s_j} - k_{\downarrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{-i(k_{\downarrow}^{s_{j+1}} + k_{\uparrow}^{s_j}) y_j} \\ \frac{u_j k_{\uparrow}^{s_j} - k_{\uparrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{i(k_{\uparrow}^{s_{j+1}} + k_{\downarrow}^{s_j}) y_j} & \frac{u_j k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{-i(k_{\downarrow}^{s_{j+1}} - k_{\downarrow}^{s_j}) y_j} \end{bmatrix}, \\
 T_{PW\downarrow} &= \begin{bmatrix} \frac{k_{\downarrow}^{s_{j+1}} + u_j k_{\uparrow}^{s_j}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{i(k_{\downarrow}^{s_{j+1}} - k_{\downarrow}^{s_j}) y_j} & \frac{u_j k_{\uparrow}^{s_j} - k_{\uparrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{-i(k_{\uparrow}^{s_{j+1}} + k_{\downarrow}^{s_j}) y_j} \\ \frac{u_j k_{\downarrow}^{s_j} - k_{\downarrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{i(k_{\downarrow}^{s_{j+1}} + k_{\uparrow}^{s_j}) y_j} & \frac{u_j k_{\downarrow}^{s_j} + k_{\uparrow}^{s_{j+1}}}{u_j (k_{\uparrow}^{s_j} + k_{\downarrow}^{s_j})} e^{-i(k_{\uparrow}^{s_{j+1}} - k_{\uparrow}^{s_j}) y_j} \end{bmatrix}
 \end{aligned}$$

参考文献

[1] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
 [2] Moser J, Zenger M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 162106
 [3] Zheng Y L, Lu M C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 177501 (in Chinese) [郑勇林, 卢孟春 2015 物理学报 **64** 177501]
 [4] Wang H Z, Zheng S S, Chen C C 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 107303
 [5] Gong S J, Duan C G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 187103

- (in Chinese) [龚士静, 段纯刚 2015 物理学报 **64** 187103]
- [6] Tang X Y, Lu J W 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 117302
- [7] Du J, Wang S X, Yuan A G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2760 (in Chinese) [杜坚, 王素新, 袁爱国 2010 物理学报 **59** 2760]
- [8] Matsuyama T, Hu C M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 155322
- [9] Mireles F, Kirczenow G 2002 *Phys. Rev. B* **66** 214415
- [10] Schapers Th, Nitta J, Heersche H B 2001 *Phys. Rev. B* **64** 125314
- [11] Autes G 2011 *Phys. Rev. B* **84** 134404
- [12] Guo Y, Way B, Gu B L, Kawazoe Y 2001 *Phys. Lett. A* **291** 453
- [13] Xie Z W, Li B Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 399 (in Chinese) [谢征微, 李伯藏 2002 物理学报 **51** 399]
- [14] Jin L, Zhu L, Li L, Xie Z W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8577 (in Chinese) [金莲, 朱林, 李玲, 谢征微 2009 物理学报 **58** 8577]
- [15] Yuen W P 1993 *Phys. Rev. B* **48** 17316
- [16] Burnet J H, Cheong H M, Paul W 2013 *Phys. Rev. B* **48** 7940
- [17] Maranowski K D, Gossard A C 2000 *J. Appl. Phys.* **77** 2746
- [18] Niculescu E C, Burileanu L 2003 *Mod. Phys. Lett. B* **17** 1253
- [19] Gusev G M, Quivy A A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 155313
- [20] Hashimzade F M, Hasanov Kh A 2006 *Phys. Rev. B* **73** 235349
- [21] Liu D, Zhang H M, Jia X M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017506 (in Chinese) [刘德, 张红梅, 贾秀敏 2011 物理学报 **60** 017506]
- [22] Chen X, Lu X J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 195409
- [23] Herling G H, Rustgi M L 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 796
- [24] Qi X H, Kong X J, Liu J J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 10578
- [25] Landauer R 1957 *IBM J. Res. Dev.* **1** 223

Study on tunneling magnetoresistance effects in parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers*

Huang Zheng^{1)2)†} Long Chao-Yun²⁾ Zhou Xun³⁾ Xu Ming⁴⁾

1) (Electrical Engineering College, Guizhou Institute of Technology, Guiyang 550003, China)

2) (Key Laboratory for Photoelectric Technology and Application, Guizhou University, Guiyang 550025, China)

3) (School of Physics and Electronic Science, Guizhou Normal University, Guiyang 550001, China)

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

(Received 18 April 2016; revised manuscript received 27 May 2016)

Abstract

In this paper, we construct a ferromagnet/semiconductor/ferromagnet parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers as research object by inserting another semiconductor as a barrier between ferromagnetic and semiconductor potential wells. On the basis of the quantum coherent transport theory and transfer matrix method, we investigate the spin polarized electron transport and the tunnel magnetic resistance (TMR) in parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers. We derive the analytical expressions of transmission probability, tunnel magnetic resistance and spin polarization from the new magnetic tunneling junction mode. The significant quantum size, Rashba spin orbit interaction, the angle effect and the thickness of the double barriers layer are discussed simultaneously. The results indicate that the tunnel magnetic resistance shows periodic variation as the width of the parabolic-well at different angles. The TMR is monotonically decreasing when the angle θ varying from 0 to π , which reflects the structure of the spin valve effect. Meanwhile, results also show that the spin polarization and the tunnel magnetic resistance oscillate with the same period for different barriers thickness. The phase difference appears after inserting the barriers. With increasing the barriers width, phase difference becomes large. The amplitude and peak to valley ratio of the spin polarization and the tunnel magnetic resistance are increase with the barrier width increases. Furthermore, the spin polarization make quasiperiodic oscillation that the oscillation amplitudes become large, the period and peak to valley ratio are decrease as the Rashba spin-orbit coupling strength increases. It appears the spin flip phenomenon as increasing the thickness of the barriers. The TMR shows the typical properties of resonant tunneling with the increasing of the spin orbit coupling strength. In order to better reveal the role of the symmetry double tunnel barriers in the parabolic well structure, we calculate TMR against the thickness of the double barriers. It is found that the existence of the double tunnel barriers increase the TMR and the spin polarization significantly, which shows that the large TMR value can be obtained with the suitable layer thickness of the double barriers layer and the Rashba spin-orbital coupling coefficients. These characteristics are helpful to promote the development and application of new magnetic tunnel junctions.

Keywords: spin-orbit coupling, magnetic tunneling junction, tunneling magnetoresistance

PACS: 73.20.At, 75.70.Cn, 72.25.-b

DOI: 10.7498/aps.65.157301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11465006, 11565009), the Guizhou Province Science and Technology Fund of China (Grant No. J[2014]2078), Guizhou Provincial Department of Education Outstanding Scientific and Technological Innovation Talent Incentive Plan, China (Grant No. KY[2015]489), and the High Level Talent Research Fund Project of Guizhou Institute of Technology, China (Grant No. XJGC20150401).

† Corresponding author. E-mail: huangz888@163.com