

doi: 103969/j.issn.0490-6756.2017.01.020

复合磁电垒纳米结构中的电子自旋过滤器

陈赛艳^{1,2}, 杨达莉², 卢卯旺¹, 李 帅¹, 王 星²

(1. 桂林理工大学理学院, 桂林 541004; 2. 桂林理工大学博文管理学院, 桂林 541006)

摘要: 采用转移矩阵法, 我们研究了在偏压存在的情况下, 由沉积在 *InAs* 半导体异质结上的两条铁磁条带和一条肖特基金属条带构建的电子自旋过滤器中电子的自旋过滤特性. 研究发现, 该电子自旋过滤器中, 电子自旋极化的大小和幅度与偏压密切相关, 这些有趣的性质对如何制造一个偏压可调的电子自旋过滤器十分有益.

关键词: 复合磁电垒纳米结构; 自旋极化; 自旋过滤器

中图分类号: O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2017)01-0119-05

An electron-spin filter based on a hybrid magnetic-electric-barrier nanostructure

CHEN Sai-Yan^{1,2}, YANG Da-Li², LU Mao-Wang¹, LI Shuai¹, WANG Xing²

(1. College of Science, Guilin University of Technology, Guilin, 541004, China;

2. Bowen College of Management Guilin University of Technology, Guilin, 541006, China)

Abstract: Based on transfer-matrix method, we investigate the effect of bias on electron-spin polarization in the spin filter, which can be experimentally realized by depositing two ferromagnetic (FM) strips and a Schottky metal (SM) stripe in parallel configuration on top of the *InAs* heterostructure. We find that both magnitude and sign of the electron-spin polarization are sensitive to the applied bias in this spin filter, which can result in a bias-tunable spin filter.

Keywords: Hybrid magnetic-electric-barrier nanostructure; Spin polarization; Spin filter

1 引言

近年来, 磁调制半导体复合纳米结构中的电子自旋输运已经引起了人们的广泛关注^[1-10]. 磁调制半导体复合纳米结构可以通过在异质结表面上沉积磁性材料形成, 其中, 半导体异质结包含一个高迁移率的二维电子气(2DEG), 而磁性材料产生非均匀磁场局地影响二维电子的运动. 2004年, Zhai^[11]等人以铁磁、肖特基金属和半导体复合纳米结构为基础提出了一个电子自旋过滤器. 他们研究发现, 该电子自旋过滤器有显著的自旋极化效应, 且电子的自旋极化度会随着施加在肖特基金

属条上的电压所诱发的电垒高度的变化而发生剧烈变化. 2008年, Zhang等人^[12]对该结构进行了进一步优化, 提出了一个巨磁阻器件, 他们对该器件的巨磁阻效应进行了研究, 理论研究表明, 改变该结构的结构参数和施加在肖特基金属条上的电压可改变磁阻比率的大小. Xu等人^[13]在Zhang等人^[12]研究的基础上研究了该器件的自旋极化效应, 他们的研究发现自旋极化端的势能以及自旋极化率为100%自旋极化平台的宽度可以通过改变施加在肖特基金属条上的电压来调节. 此外, 他们的研究结果还显示, 电压调节的效率与该器件的结构参数密切相关. 然而, 一个可调控的自旋极

收稿日期: 2015-12-20

基金项目: 2016年度广西高校中青年教师基础能力提升项目(KY2016YB822)

作者简介: 陈赛艳(1984-), 湖南邵阳人, 硕士, 主要研究磁纳米结构中的电子自旋输运. E-mail: sychen2015@glut.edu.cn

通讯作者: 杨达莉. E-mail: 271102427@qq.com

化源对电子自旋的应用尤为重要^[14]. 因此, 我们在该器件上施加偏压, 研究了在偏压存在的情况下, 该电子自旋过滤器中电子的自旋过滤特性. 研究发现, 该电子自旋过滤器的自旋过滤特性可以通过严格控制施加该器件上的偏压来进行调控. 这些有趣的性质对如何制造一个偏压可调的电子自旋过滤器十分有益.

2 方法和模型

我们考虑一个在 (x, y) 平面内, 由两条反向磁化的平行铁磁条带和一条肖特基金属条带共同调节的二维电子气, 如图 1(A) 所示. 实验上, 该装置可通过现代纳米技术来实现. 其中, d_M 和 d_E 分别为铁磁条和肖特基金属条的宽度, D 表示铁磁条和肖特基标准金属条之间的距离, d_z 为铁磁条的厚度, z_0 为条带和二维电子气之间的距离. 如果二维电子气中的电阻系数恒定, 那么在二维电子气上施加偏置电压将会产生一个三角形的电势 $V(x)$. 为简单起见, 我们假设由铁磁条产生的磁场 $B_z(x)$ 为 δ 函数, 肖特基条产生的势垒为方形势垒 $U(x)$ (如图 1(B) 所示); 磁场 $B_z(x)$ 、电势垒 $U(x)$ 和 $V(x)$ 在 y 轴上恒定不变, 只在 x 轴上发生变化, 因此, 在该可调节的二维电子气中运动的电子的哈密顿量可以表示为

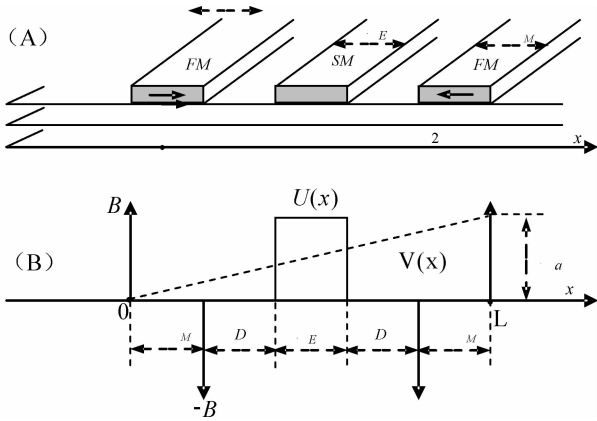


图 1 (A) 结构示意图 (B) 对应的磁场和电势垒剖面图
Fig. 1 (A) Schematic illustration of the device.
(B) Simplified model exploited in this work.

$$H = \frac{[\vec{p} + e\vec{A}]^2}{2m^*} + U(x) + \frac{1}{2} g^* \mu_B \sigma_z B_z(x) - \frac{eV_a x}{L} \quad (1)$$

其中, m^* 和 \vec{p} 分别表示电子的有效质量和电子的动量, e 是电子电荷量的绝对值, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ (m_0 为自由电子的质量) 为玻尔磁子, g^* 是二维电子气

中电子的有效朗德因子, V_a 表示偏压, σ_z 表示自旋的 z 分量 ($\sigma_z = +1/-1$ 对应于自旋向上和自旋向下的电子), 在朗德规范下, 磁矢势可以写成 $\vec{A}(x) = [0, A_y(x), 0]$, $L = 2d_M + 2D + d_E$. 为方便起见, 我们引进两个特征参量^[15]: 回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 和磁线度 $\iota_{B_0} = \sqrt{\hbar/eB_0}$, 将所有的物理量表示成无量纲的形式. 例如: 磁场 $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$, 磁矢势 $A(x) \rightarrow B_0 \iota_{B_0} A(x)$, 坐标 $x \rightarrow \iota_{B_0} x$, 波矢 $k \rightarrow k/\iota_{B_0}$, 能量 $E \rightarrow \hbar\omega_c E = E_0 E$, 偏压 $V_a \rightarrow V_a E_0/e$. 在我们的数值计算中, 采用 $InAs$ 作为二维电子气的材料 ($g^* = 15$, $m_{InAs}^* = 0.024m_0$), 磁场取 $B_0 = 0.1T$, 对应的简化单位为 $\iota_{B_0} = 81.3nm$, $E_0 = 0.48meV$.

由于系统在 y 轴上具有平移不变性, 则薛定谔方程 $H\Phi(x) = E\Phi(x)$ 的解可以写成 $\Phi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$, 其中 k_y 为 y 轴上的波矢分量. 因此, 波函数 $\psi(x)$ 满足下面的一维薛定谔方程(无量纲形式)

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + 2[E - U(x, k_y, \sigma_z)] \right\} \psi(x) = 0 \quad (2)$$

其中 $U(x, k_y, \sigma_z, V_a) = \frac{1}{2} [A_y(x) + k_y]^2 + U(x) + \frac{m^* g^* \sigma_z B_z(x)}{4m_0} - \frac{eV_a}{L} x$ 为该结构的有效势. 显然, 它不仅依赖于磁垒结构 $B_z(x)$ 、横向波矢 k_y 、电势垒 $U(x)$ 、电子的自旋 σ_z , 而且还与偏压 V_a 相关. 薛定谔方程(2)可以采用转移矩阵法^[16]求解, 根据文献[16]中的转移矩阵法, 在该结构的左边区域和右边区域, 电子的波函数可以分别写成: $\psi_l(x) = \exp(ik_l x)$ ($x < 0$), $\psi_r(x) = \tau \exp(ik_r x)$ ($x > L$) 其中 $k_l = \sqrt{2E - k_y^2}$, $k_r = \sqrt{2(E + V_a) - k_y^2}$, γ/τ 表示反射波/透射波的振幅. 再根据波函数在边界处的连续性条件即可求得与偏压相关的电子的透射系数:

$$T(E, k_y, \sigma_z, V_a) = \frac{k_r}{k_l} |\tau|^2. \quad (3)$$

为了更好地反映电子的自旋极化效应, 我们首先考虑透射束的自旋极化. 透射束的自旋极化可以根据自旋向上的电子和自旋向下的电子之间的差异定义为: $P_T = (T_\uparrow - T_\downarrow)/(T_\uparrow + T_\downarrow)$, 其中 T_\uparrow 和 T_\downarrow 分别表示自旋向上和自旋向下的电子的透射系数.

计算出透射系数 $T(E, k_y, \sigma_z, V_a)$ 之后, 我们就可以根据处理超微结构的 Landauer-Buttiker 电导理论计算该结构的弹道电导^[17]:

$$G_{\sigma_z}(E, V_a) = G_0(E) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T(E, \sqrt{2E} \sin\theta, \sigma_z, V_a) \cos\theta d\theta \quad (4)$$

其中, θ 为入射电子的速度与 x 轴的夹角, E 为电

子的入射能, $G_0(E) = e^2 m^* v_F L_y / h^2$, L_y 为复合磁垒纳米结构的纵向长度, v_F 为费米速率, G_{σ_z} 表示自旋向下和自旋向上的电导, 单位均为 $G_0(E)$. 与透射束的自旋极化的定义方法类似, 我们也可以根据自旋向上的电子和自旋向下的电子在费米面处的电导的差异将电导自旋极化定义为 $P_G = (G_{\uparrow} - G_{\downarrow}) / (G_{\uparrow} + G_{\downarrow})$, 其中 G_{\uparrow} 和 G_{\downarrow} 分别表示自旋向上的电子和自旋向下的电子的电导.

3 结果与讨论

在下面的数值计算中, 所有的物理量均为无量纲形式, 系统的结构参数设定为: $B=10.0, U=2.0, d_E=d_M=D=0.5$. 首先, 在图 2 中我们给出了在三个不同的偏压下, 电子透射束的自旋极化, 其中电子的波矢取为 $k_y=0.5$. 其中实线、虚线和点线分别对应于偏压 $V_a=0.0, -2.0$ 和 2.0 的情况. 从图形上我们可以看到电子的自旋极化效应非常明显, 且电子的自旋极化率与电子的入射能密切相关. 并且当电子的入射能取某些特定的值时, 电子的自旋极化率甚至可以达到 $\pm 100\%$. 此外, 当入射电子的能量从自旋向上的共振峰向相应的自旋向下的共振峰变化时, 电子自旋极化的符号发生了改变. 另外, 电子透射束的自旋极化还与偏压相关. 当我们对该器件施加正偏压 ($V_a > 0$) 时, 电子的自旋极化曲线向高能区域移动, 而当我们对该器件所施的偏压为负 ($V_a < 0$) 时, 其自旋极化曲线却向低能区域移动. 发生该现象的原因在于我们所考虑的系统中的电子的有效势 $U(x, k_y, \sigma_z, V_a)$ 强烈依赖于偏压.

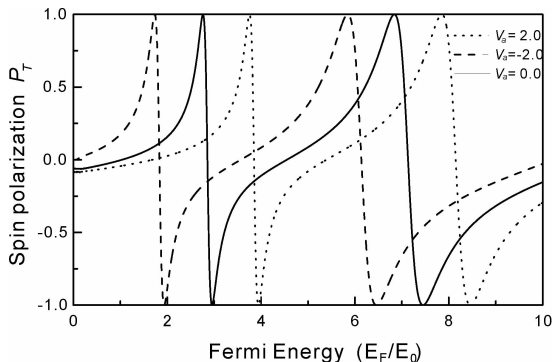


图 2 透射束的自旋极化 P_T 随着费米能 E_F 的变化关系图
 Fig. 2 The spin polarization of transmitted beam P_T varies with the Fermi energy E_F

在图 3 中, 我们展示了在三个特定的偏压 ($V_a = -2.0, 0.0$ 和 2.0) 下, 自旋向上(实线)的电子

和自旋向下(点线)的电子的弹道电导, 其中电导以 G_0 为单位. 从图中的电导曲线可知, 尽管透射系数过半费米面时取了平均, 但是电子隧穿的主要特色还是反映在这些电导曲线上. 比较图中的实线和点线可知, 自旋向上电子的电导与自旋向下电子的电导存在明显的差异, 前者向低能方向移动, 而后者则移向能量较高的区域移动, 即自旋向上的电子和自旋向下的电子的电导发生了显著的自旋劈裂现象. 此外, 由于施加偏压之后, 电子的有效势会发生改变. 因此, 在该体系中, 电子的电导强烈依赖于偏压. 当我们对该器件施加的偏压逐渐增大时, 自旋向上的电子和自旋向下的电子的电导曲线均向高能方向移动.

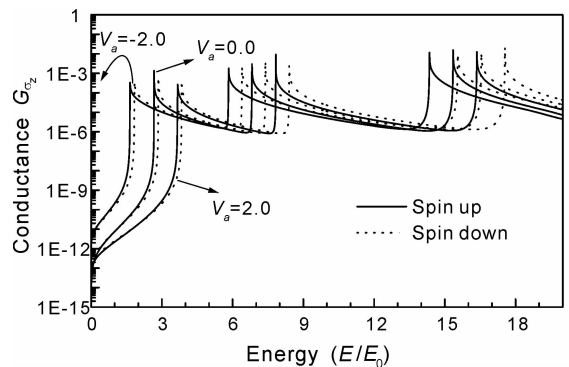


图 3 在三个特定的偏压 ($V_a = -2.0, 0.0$ 和 2.0) 下, 自旋向上(实线)和自旋向下(点线)电子的电导与电子入射能的函数关系图
 Fig. 3 The conductance G_{σ_z} as a function of the Fermi energy E_F for the spin-up (dashed line) and spin-down (dotted line) electrons at three fixed biases: $V_a=0.0, -2.0,$ and 2.0 .

为了更清楚地展示弹道电导的自旋劈裂效应, 在图 4 中, 我们示出了电子隧穿通过示于图 1(A) 的复合纳米结构的自旋极化, 其中的实线、虚线、点线对应的偏压分别为: $V_a = 0.0, -2.0, 2.0$. 从图形中我们可以明显地看到, 电子的自旋极化率和符号均随电子入射能的变化发生了剧烈的变化. 特别地, 在我们计算的能量区域内还出现了自旋极化率为 100% 的一段区域, 因此经过优化后的自旋过滤器具有更好的自旋极化效应. 而且, 自旋极化率为 100% 的区域与共振能的自旋劈裂区域完全吻合. 该关系图反应出来的另一个特征是, 当我们对该器件施加偏置电压时, 电子的自旋极化也随之发生了明显的改变. 当我们所施加的偏置电压为正时, 电子的自旋极化曲线向高能区域移动, 而当我们所施加的偏置电压为负时, 电子的自旋

极化曲线则向低能区域移动。

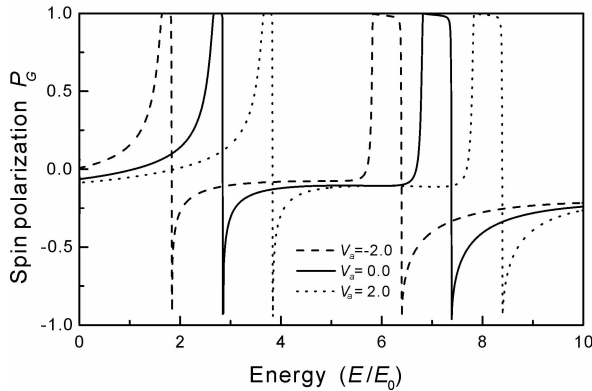


图 4 电导的自旋极化 P_G 与费米能 E_F 的变化关系图
Fig. 4 Spin polarization of conductance P_G versus the Fermi energy E_F

为了进一步探究偏压对电子自旋极化的影响,图 5 给出了电子隧穿通过图 1(A)所示复合纳米结构的电子自旋极化随偏压的变化图. 图中的实线、虚线和点线分别对应电子的入射能 $E = 7.0, 9.0$ 和 11.0 的情况. 这三条自旋极化曲线展示了几个有趣的特点: (1)偏压对电子自旋极化的影响非常显著,随着偏压的不断变化,电子的自旋极化展现出剧烈的振荡现象. (2)在电子的自旋极化曲线上出现了自旋极化率为 100% 的自旋极化平台,且该自旋极化平台的宽度随着偏压的增加逐渐变窄. (3)电子的自旋极化与电子的入射能密切相关,随着电子入射能的不断增加,电子的自旋极化曲线逐渐向右移动. 因此,偏压可以改变电子在铁磁、肖特基金属和半导体复合纳米结构中的自旋极化效应,这一结果引导人们可以通过调节施加在该器件上的偏压来改变电子的自旋极化率。

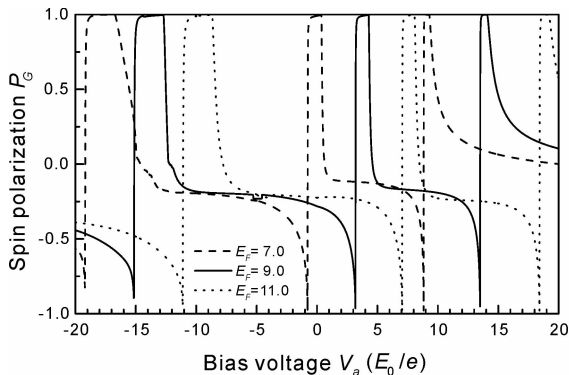


图 5 电导的自旋极化 P_G 随偏压 V_a 的变化关系图
Fig. 5 Spin polarization of conductance P_G versus the bias V_a

4 结 论

本节详细研究了在偏压下存在的情况下,基于铁磁,肖特基金属和半导体复合纳米结构的自旋过滤器中电子的自旋过滤特性. 该装置可以通过在 $InAs$ 异质结上沉积两反向磁化的平行铁磁条带和一条肖特基金属条带来实现. 通过大量的数值计算我们发现,在该自旋过滤器中,电子的自旋极化率和符号均强烈依赖于偏压. 这些有趣的现象告诉我们:偏压可以改变电子在铁磁,金属和半导体复合纳米系统中的自旋极化状态. 这一结果引导人们可以通过调节施加在该结构上的偏压来改变电子的自旋极化率,这对制作偏压可调的电子自旋过滤器非常有益。

参考文献:

- [1] Papp G, Vasilopoulos P, Peeters F M. Spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated periodically by ferromagnetic and Schottky metal stripes[J]. Phys Rev B, 2005, 72: 115315.
- [2] Liu G X, Zhang G L, Ma W Y, Shen L H. Spin filtering in a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure[J]. Solid State Commun, 2016, 231-232: 6.
- [3] Shen L H, Ma W Y, Liu G X, Yuan L. Spatial spin splitter based on a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure[J]. J Magn Magn Mater, 2016, 401: 231.
- [4] Li S, Lu M W, Jiang Y Q, Chen S Y. Spin-polarized transport in a δ -doped magnetic barrier nanostructure[J]. Phys Lett A, 2014, 378: 3189.
- [5] Lu J D, Xu B, Zheng W. Effects of a ferromagnetic metal stripe and a Schottky metal stripe on the electron transport in a nanostructure [J]. Vacuum, 2012, 86: 1041.
- [6] 吴海强, 郭华忠. 多量子点接触中静电势对电子输运的调制[J]. 四川大学学报:自然科学版, 2014, 51: 1224.
- [7] 骆敏, 余观夏, 林杨帆, 等. 三角形多势垒结构的共振透射系数的计算[J]. 四川大学学报:自然科学版, 2015, 52: 117.
- [8] 周殿凤, 庄红霞, 庄国策. C 掺杂 ZnS 纳米线电子性质和磁性质[J]. 四川大学学报:自然科学版, 2016, 53: 1307.
- [9] Sai-Yan Chen, Jia-Chao Wei, Ya-Qing Jiang, Xue-Li Cao. Delta-doping-controllable magnetoresistance device in a magnetically modulated semiconductor

- nanostructure [J], Chinese Journal of Physics, 2016, 54: 859-865.
- [10] Lu J D, Li Y B, Wang Y H, Heng B J, Electron-spin polarization in a nanostructure modulated by the periodic bias[J]. Physica E, 2009, 41: 1315.
- [11] Zhai F, Xu H Q, Guo Y. Tunable spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated by a ferromagnetic metal stripe and a Schottky metal stripe [J]. Phys Rev B, 2004, 70: 085308.
- [12] Zhang G L, Lu M W, Tang Y, Chen S Y. Giant magnetoresistance effect realized by depositing nano-sized ferromagnetic and Schottky stripes on a semiconductor heterostructure[J]. J Phys: Condens Mat, 2008, 20: 335221.
- [13] Xu H Z, Yan Q Q. Electric tunable of electron spin polarization in hybrid magnetic-electric barrier structures[J]. Phys Lett A, 2008, 372: 6216.
- [14] Slobodskyy A, Gould C, Slobodskyy T, *et al.* Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90: 246601.
- [15] Peeters F M, Matulis A. Quantum structures created by nonhomogeneous magnetic fields[J]. Phys Rev B, 1993, 48: 15166; Matulis A, Peeters F M, Vasilopoulos P. Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers[J]. Phys Rev Lett, 1994, 72: 1518.
- [16] Lu M W, Zhang L D, Yan X H. Spin polarization of electrons tunneling through magnetic-barrier nanostructures[J]. Phys Rev B, 2002, 66: 224412.
- [17] Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance[J]. Phys Rev Lett, 1986, 57: 1761.