

电子在自旋-轨道耦合调制下磁受限半导体纳米结构中的传输时间及其自旋极化*

温丽 卢卯旺[†] 陈嘉丽 陈赛艳 曹雪丽 张安琪

(桂林理工大学物理与电子信息工程学院, 桂林 541004)

(2024 年 2 月 22 日收到; 2024 年 4 月 8 日收到修改稿)

通过考虑构筑在半导体 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结上的磁受限半导体纳米结构中的塞曼效应和自旋-轨道耦合, 本文采用理论分析和数值计算相结合的方法研究了电子的传输时间与自旋极化. 利用矩阵对角化和改进的转移矩阵方法, 数值求解电子的薛定谔方程; 采用 H.G. Winful 理论求电子的居留时间, 并计算自旋极化率. 由于塞曼效应与自旋-轨道耦合, 电子的居留时间明显地与其自旋有关, 因此可在时间维度上分离自旋, 实现半导体中电子的自旋极化. 因为半导体 GaAs 的有效 g-因子很小, 电子自旋极化主要源于自旋-轨道耦合, 大约为塞曼效应引起的自旋极化的 4 倍. 由于电子的有效势与自旋-轨道耦合的强度有关, 电子的居留时间及其自旋极化可通过界面限制电场或应力工程进行有效调控. 这些有趣的结果不仅对半导体自旋注入具有参考价值, 而且还可为半导体自旋电子学器件应用提供时间电子自旋分裂器.

关键词: 半导体自旋电子学, 磁调制半导体纳米结构, 自旋-轨道耦合, 居留时间

PACS: 85.75.-d, 75.75.Cd, 71.70.Ej, 03.65.Xp

DOI: 10.7498/aps.73.20240285

1 引言

在半导体自旋电子学中, 数字信息用电子自旋代替其电荷编码、存储、处理和传输, 新一代自旋电子器件基于半导体中自旋极化电子运行^[1]. 不过, 电子自旋在半导体材料中通常是简并的, 无法直接用于设计自旋电子器件, 因此, 半导体材料中电子自旋极化的产生及其调控是实现半导体自旋电子学器件的主要挑战^[2]. 在理论上, 既可使用电子自旋与外磁场之间的相互作用——塞曼效应 (Zeeman effect, ZE)^[3], 也可以利用电子自旋与其轨道角动量之间的相互作用——自旋-轨道耦合 (spin-orbit coupling, SOC)^[4], 使半导体材料中电子产生自旋极化, 因为这些相互作用能有效地破除半导体材料中电子简并的自旋态^[5]. 在方法上, 可

以将磁性材料中高度自旋极化的电子注入到半导体材料中, 不过材料之间电导率不匹配自旋注入的效率通常很低^[6], 但是, 最近 Zhu 等^[7-9]利用二维范德瓦耳斯 (van der Waals) 磁铁作为自旋极化源的实验工作取得了突破: 即使在室温也可取得半导体中高效的自旋注入, 有望开展相关的理论研究, 以便更好地指导进一步的实验工作; 也可以使半导体材料带有磁性, 研制磁性半导体, 比如, 在半导体中掺入少量磁性原子可得到稀磁半导体, 不过磁性半导体材料居里温度不高, 妨碍自旋电子器件在室温下的正常工作^[10]; 还可以利用半导体纳米结构中自旋相关的量子效应, 比如, 自旋过滤效应^[11,12], 从空间上分离自旋^[13], 从时间上分离自旋^[14]等方式, 实现半导体材料中电子的自旋极化.

利用现代纳米制备技术, 比如, 分子束外延生长 (molecular beam epitaxy, MBE)^[15]等, 半导体

* 国家自然科学基金 (批准号: 11864009, 62164005) 和广西自然科学基金 (批准号: 2021JJB100053) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: maowanglu@glut.edu.cn

异质结界面内的二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG) 的运动可以被纳米范围内非均匀磁场限制^[16], 在实验上, 构筑所谓的磁受限半导体纳米结构 (magnetically confined semiconductor nanostructure, MCSN)^[17]. MCSN 结构是一种磁性材料和半导体组成的量子小体系, 其中磁性材料产生不均匀的磁场局域地限制半导体中二维电子的运动. 由于低维度、小尺寸和量子磁受限, MCSN 结构具有丰富的电、磁性质和新型的量子效应, 在纳米电子学中应用广阔. 尤其是, 在 MCSN 结构中电子的自旋与结构磁场之间相互作用产生 ZE 效应, 而与空间轨道角动量之间相互作用导致 SOC 耦合, 这些自旋相关的相互作用能有效地消除半导体材料中电子简并的自旋态, 引起明显的自旋劈裂现象, 使 MCSN 结构在半导体自旋电子学领域具有重要的应用.

最近, 电子在 MCSN 结构中自旋相关的传输时间引起了研究人员极大兴趣, 主要是因为它可用于从时间维度上分离电子自旋、实现半导体材料中电子自旋极化, 使 MCSN 结构成为时间电子自旋分裂器 (temporal electron-spin splitter, TESS), 即半导体自旋电子学器件应用中一种优良的自旋极化源 (spin polarized source, SPS). 但是需要注意的是, 时间不是算符, 其定义与测量一直存在争议, 比如, 文献^[18]中作者列举了居留时间 (dwell time)、透射时间 (transmission time)、反射时间 (reflection time)、相位时间 (phase time) (也称为群延时 (group delay))、拉莫尔进动时间 (Larmor precession time)、比蒂克-朗道尔时间 (Büttiker-Landauer time)、复数时间 (complex time) 等 7 种不同的时间概念, 但是, 在学术界中比较公认的还是居留时间 (t_d) 和群延时 (t_g): 前者指电子在半导体纳米结构中所花的时间, 不管电子最终是否被透射或反射; 后者测量电子波包通过半导体纳米结构的时间^[19]. 而且, Winful^[20]发现了这两种主流时间之间满足 $t_d = t_g - t_i$, 其中 t_i 称为自干涉延时 (self-interference delay), 表示电子入射波与其反射波之间的叠加, 这样电子在半导体纳米结构中传输时间的计算归结为计算居留时间, 即 HGW 理论, 为研究电子在半导体纳米结构中的传输时间以及理解电子器件的动态响应提供了理论与方法. 2002 年, Zhai 等^[21]率先考虑 MCSN 结构中电子传输时间的问题, 一年后, Xu 等^[22]提出利用电子

在 MCSN 结构中传输时间在时间维度上分离电子自旋的思想. 由于 ZE 效应 (也叫旋-场相互作用), 研究表明电子在磁垒型^[23-26]、复合磁电垒型^[27,28] MCSN 结构中的居留时间均明显地依赖于其自旋 (其中电子在复合型 MCSN 结构中自旋相关的居留时间还可通过系统中肖特基金属 (Schottky metal, SM) 条带上施加的直流负压进行控制), 因此, 可在时间维度上分离自旋、实现半导体中电子的自旋极化, MCSN 结构的确可用于 TESS 器件. 为了操纵基于 MCSN 结构的 TESS 器件, 受原子层掺杂技术的启发^[29], Lu 等^[30]、Chen 等^[31]、Xie 等^[32]和 Guo 等^[33,34]将可调 δ -势引入 MCSN 结构中, 发现电子自旋极化率的大小与符号可通过改变 δ -掺杂的权重或位置调节, 成功提出了结构可控的 TESS 器件. 沿着电子的输运方向在基于 MCSN 结构的 TESS 器件上施加偏压、产生一个纵向电场, 研究发现电子的居留时间及其自旋极化可通过改变电场的强度或方向调制, 这样可获得电场可控的 TESS 器件^[35].

但是, 上述研究工作忽略了 MCSN 结构中的 SOC 耦合^[36]. 事实上, 基于 III-V 族化合物半导体的 MCSN 结构中存在 Rashba 型^[37]和 Dresselhaus 型^[38]两种物理机制不同的 SOC 耦合: 前者源于表面或界面处结构反演不对称、并可通过外加电场实现调控^[39]; 后者由块体结构反演不对称引起, 其强度可以由应力工程调制^[40]. 通过同时 ZE 效应与 Rashba 型和 Dresselhaus 型两种 SOC 耦合, 本文利用 Xie 等^[41]基于 H. G. Winful 理论建立的数值方法计算电子在一个真实 MCSN 结构中的居留时间, 研究如何利用自旋相关的传输时间在时间维度上分离自旋、实现半导体中电子自旋极化, 为半导体自旋电子学器件应用构建可控的 TESS 器件.

2 理论和方法

如图 1(a) 所示, 我们简略地画出了所考虑的真实 MCSN 结构, 实验上, 其在半导体异质结 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 的表面上, 沉积垂直磁化的、纳米尺度的铁磁 (FM) 条带实现^[42]. 图中, \mathbf{M}_0 , d 和 h 分别是 FM 条带的磁化强度、宽度和厚度, z_0 是 FM 条带与 2DEG 平面之间的垂直距离. 当 FM 条带充分接近 2DEG 时, 其在 2DEG 平面内产生的磁场可以表示为^[43]

$$\begin{cases} \mathbf{B} = B_z(x)\hat{z}, \\ B_z(x) = 2dB_0 \left[\frac{x+d/2}{(x+d/2)^2 + z_0^2} - \frac{x-d/2}{(x-d/2)^2 + z_0^2} \right], \end{cases} \quad (1)$$

式中 $B_0 = M_0 h/d$, $h \ll d$ 及 $z_0 \ll h$. 根据 Landau 规范, 磁矢势为 [44]

$$\begin{cases} \mathbf{A} = A_y(x)\hat{y}, \\ A_y(x) = B_0 d \ln \left[\frac{(x+d/2)^2 + z_0^2}{(x-d/2)^2 + z_0^2} \right]. \end{cases} \quad (2)$$

磁场 (1) 和磁矢势 (2) 均表示在真实 MCSN 结构的模型图 1(b) 中, 其中 x_- 和 x_+ 分别是 MCSN 结构左右边界的坐标. 同时计及 ZE 效应和 SOC 耦合 (包括 Rashba 型和 Dresselhaus 型), 并在单粒子及有效质量近似下, 电子在该真实 MCSN 结构中的哈密顿量 (Hamiltonian) 由下式给出 [45]:

$$\begin{aligned} H = & \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{[p_y + eA_y(x)]^2}{2m^*} + \frac{em^*g^*\hbar\sigma_z}{4m_0}B_z(x) \\ & + \eta_R\{[k_y + A_y(x)]\sigma_x - k_x\sigma_y\} \\ & + \eta_D\{k_x\sigma_x - [k_y + A_y(x)]\sigma_y\}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 m^* , m_0 , g^* , e , $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ 和 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 表

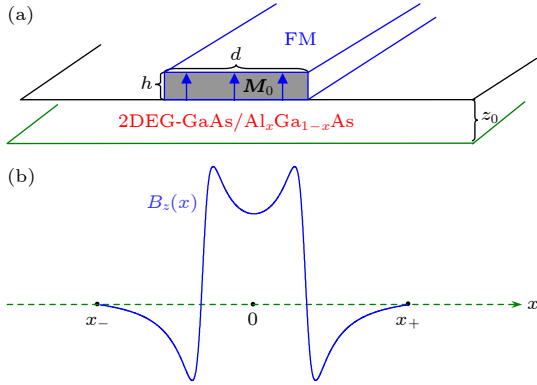


图 1 真实 MCSN 结构 (a) 及其模型 (b), 图中垂直磁化的铁磁 (FM) 条带沉积在 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结的表面, d , h 和 M_0 分别是 FM 条带的宽度、厚度和磁化强度, z_0 表示 FM 条带与 2DEG 之间的距离, 结构的两端分别位于 x_- 和 x_+ 处, $B_z(x)$ 是 FM 条带在 2DEG 平面内产生的磁场

Fig. 1. The MCSN device (a) and its model (b), where a vertically magnetized ferromagnetic (FM) stripe is patterned in the surface of GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure, d , h , \vec{M}_0 , x_- and x_+ are width, thickness, magnetization, left position and right end, respectively, z_0 represents the distance between FM stripe and 2DEG, and $B_z(x)$ is magnetic field induced by FM stripe within 2DEG.

示电子的有效质量、自由质量 (真空中)、有效 g -因子、电荷、动量和波矢. η_R 和 η_D 分别是 Rashba 型和 Dresselhaus 型 SOC 耦合的强度, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 为 Pauli 矢量, $\sigma_z = +1$ 和 $\sigma_z = -1$ 分别对应于自旋向上和向下的电子. 为便于数值计算, 对涉及的所有物理量进行无量纲化处理, 比如, $E \rightarrow EE_0$, $x \rightarrow x\ell_0$, $t \rightarrow t\tau_0$ 和 $B \rightarrow BB_0$ 等, 其中 $E_0 = \hbar e B_0/m^*$, $\ell_0 = \sqrt{\hbar/(eB_0)}$ 与 $\tau_0 = m^*/(eB_0)$ 分别为能量、长度与时间的单位.

在真实 MCSN 结构中, 电子沿着 y 轴方向的运动具有平移不变性, 所以电子的波函数可以表示为 $\Phi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$, 其中 k_y 是电子的横向波矢, 而波函数的 x 分量满足下面的一维薛定谔方程:

$$\psi''(x) + 2[E - U_{\text{eff}}(x, k_y, \sigma_z, \eta_R, \eta_D)]\psi(x) = 0, \quad (4)$$

式中能量为 E 的电子在该真实 MCSN 结构中所经历的有效势为

$$\begin{aligned} U_{\text{eff}}(x, k_y, \sigma_z, \eta_R, \eta_D) = & \frac{1}{2}[k_y + A_y(x)]^2 + \frac{m^*g^*\sigma_z}{4m_0}B_z(x) \\ & + \eta_R\{[(k_y + A_y(x))\sigma_x - k_x\sigma_y] \\ & + \eta_D\{k_x\sigma_x - [k_y + A_y(x)]\sigma_y\}. \end{aligned} \quad (5)$$

采用改进的转移矩阵法 (ITMM 方法) [46,47], 我们数值求解一维薛定谔方程 (4) 式. 可以假设电子在入射区和透射区的波函数分别为 $\psi_{\text{in}}(x) = \exp(ik_1x) + \gamma \exp(-ik_1x)$, $x < x_-$ 和 $\psi_{\text{out}}(x) = \tau \exp(ik_1x)$, $x > x_+$, 其中 $k_1 = k_r = \sqrt{2E - k_y^2}$, γ 和 τ 分别表示反射波幅和透射波幅. 把 MCSN 结构区 ($x_- \leq x \leq x_+$) 分成 $N (\gg 1)$ 小块: 每小块的宽度为 $d = (x_+ - x_-)/N$, 在每小块中有效势可看成常势, 波函数为平面波的线性组合, 比如, 在第 j 小块内波函数为 $\psi_j(x) = c_j \exp(ik_jx) + d_j \exp(-ik_jx)$, 其中 k_j 是波矢, c_j 和 d_j 是两个待定参数. 根据在界面处波函数的连续性条件, 可以得到:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} e^{ik_1x_-} & e^{ik_1x_-} \\ ik_1e^{ik_1x_-} & -ik_1e^{ik_1x_-} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma \end{pmatrix} \\ = & M \begin{pmatrix} e^{ik_1x_+} & e^{-ik_1x_+} \\ ik_1e^{ik_1x_+} & -ik_1e^{-ik_1x_+} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中转移矩阵为

$$\mathbf{M} = \prod_{j=1}^N \begin{pmatrix} \cos(k_j d) - \sin(k_j d)/k_j \\ k_j \sin(k_j d) \cos(k_j d) \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} m_{11} m_{12} \\ m_{21} m_{22} \end{pmatrix}.$$

从方程 (6), 容易得到电子通过图 1 所示的真实 MCSN 结构的透射波幅和反射波幅:

$$\tau(E, k_y, \sigma_z) = \frac{2k_l}{(k_l m_{11} + k_r m_{22}) + i(k_l k_r m_{12} - m_{21})}, \quad (7)$$

$$\gamma(E, k_y, \sigma_z) = \frac{(k_l m_{11} - k_r m_{22}) + i(k_l k_r m_{12} + m_{21})}{(k_l m_{11} + k_r m_{22}) + i(k_l k_r m_{12} - m_{21})}. \quad (8)$$

根据 (7) 式和 (8) 式, 可以得到群延时和自干涉延时:

$$t_g^{\sigma_z}(E, k_y) = |\tau|^2 \times \frac{\partial \arg(\tau)}{\partial E} + |\gamma|^2 \times \frac{\partial \arg(\gamma)}{\partial E}, \quad (9)$$

$$t_i^{\sigma_z}(E, k_y) = -\frac{\text{Im}(\gamma)}{k_l} \times \frac{\partial k_l}{\partial E}. \quad (10)$$

利用 Xie 等 [41] 数值方法, 可得到电子在该真实 MCSN 结构中的居留时间:

$$t_d^{\sigma_z}(E, k_y) = t_g^{\sigma_z}(E, k_y) - t_i^{\sigma_z}(E, k_y). \quad (11)$$

由居留时间方程 (11), 可以定义表征电子自旋极化效应程度的物理量——自旋极化率, 即电子自旋相关居留时间的相对差 [14,33]:

$$P_t(E, k_y) = \frac{t_d^{\uparrow}(E, k_y) - t_d^{\downarrow}(E, k_y)}{t_d^{\uparrow}(E, k_y) + t_d^{\downarrow}(E, k_y)}, \quad (12)$$

其中 $t_d^{\uparrow}(E, k_y)$ 和 $t_d^{\downarrow}(E, k_y)$ 分别为自旋向上电子和自旋向下电子在真实 MCSN 结构中的居留时间。

3 结果与讨论

在图 1 所示的真实 MCSN 结构中, 作为 2DEG 的材料, 半导体 GaAs 的一些参数为 $m^* = 0.067m_0$, $g^* = 0.44$ 和 $\eta_R = \eta_D = 3.91 \text{ meV} \cdot \text{nm}$ [45]. 当取 $B_0 = 0.1 \text{ T}$ 时, 可得 $\ell_0 = 81.3 \text{ nm}$, $E_0 = 0.17 \text{ meV}$ 和 $\tau_0 = 3.82 \text{ ps}$. 为了方便, 部分结构参数取为 $d = 81.3 \text{ nm}$, $z_0 = 8.13 \text{ nm}$, $x_- = -121.95 \text{ nm}$ 和 $x_+ = +121.95 \text{ nm}$.

首先, 我们只考虑 ZE 效应, 不计 SOC 耦合. 作为入射能 (E) 的函数, 图 2 中我们计算了自旋向上电子和自旋向下电子在图 1 所示的真实 MCSN 结构中的居留时间, 图中电子的横向波矢 $k_y = 0$, 即垂直入射的情况. 由于半导体 GaAs 的有效 g -因子很小, ZE 效应很弱. 比如, 当磁场为 $B = 3.0$

时, 经过估算 ZE 效应大约为 0.0012, 因此, 自旋向上电子与自旋向下电子的居留时间没有什么差别. 如图 2 所示, 两条时间谱线在远离共振处几乎重叠在一起, 但是在能量是 $4E_0$ (即共振时) 明显不重叠. 从而导致电子自旋极化效应很弱, 即电子自旋极化率 (参看方程 (12) 中用居留时间的定义) 很小, 正如图 2 的插图所示, 其显示了电子自旋极化率随入射能的变化, 图中电子的横向波矢仍为 $k_y = 0$ 、其他结构参数也保持不变. 的确, 电子自旋极化效应非常弱, 自旋极化率在远离共振时几乎为零, 即便是在共振状态下 P_t 也只有 23% 左右. 电子居留时间及其自旋极化的这些结果意味着, 仅仅考虑 ZE 效应, 不可能用居留时间在时间维度上分离自旋, 实现半导体材料中电子的自旋极化, 即基于半导体 GaAs 的真实 MCSN 结构不可能用作半导体自旋电子学器件应用中 TESS 器件. 因此, 必须考虑 SOC 耦合, 计算电子在真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化.

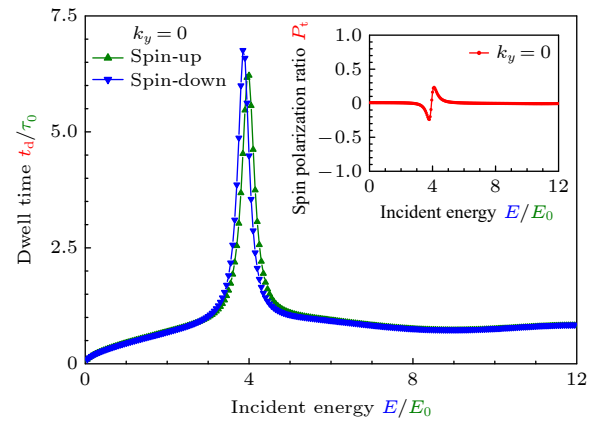


图 2 仅考虑塞曼效应时, 自旋向上电子和自旋向下电子在真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化 (在插图中) 随着入射能的变化, 图中电子的横向波矢取为 $k_y = 0$ (垂直入射)

Fig. 2. When only Zeeman effect is involved, dwell time changes with incident energy for spin-up (up-triangle curve) and spin-down (down-triangle curve) electrons in the MCSN, respectively, where spin polarization ratio defined by dwell time is presented in the inset and transverse wave vector of electron is chosen as $k_y = 0$ (i.e., the normal incidence).

我们先考虑 Rashba 型 SOC 耦合. 在图 3(a) 中, 作为入射能的函数, 计算了自旋向上电子和自旋向下电子的居留时间, 其中没有考虑 ZE 效应和 Dresselhaus 型 SOC 耦合, 电子的横向波矢 $k_y = 0$ (正入射情况), Rashba 型 SOC 耦合的强度为 $\eta_R =$

3.91 meV·nm ≈ 0.2 (无量纲). 因为 Rashba 型 SOC 耦合, 自旋向上电子的居留时间谱线随着入射能量的增大向低能方向移动, 但是自旋向下电子的居留时间曲线则移向高能方向, 因此电子在图 1 所示的真实 MCSN 结构中的居留时间发生了明显的分裂, 即居留时间强烈地依赖于电子的自旋, 这样半导体 GaAs 中电子的自旋可以在时间维度上进行有效的分裂, 从而实现半导体材料中电子的自旋极化. 图 1 的插图给出了电子的 P_t 随着其入射能的变化, 参数的选择情况没有改变. 确实, 由于 Rashba 型 SOC 耦合, 在所考虑的真实 MCSN 结构中出现了很强的电子自旋极化效应, 其自旋极化率随着入

射能量剧烈地变化(在低能区尤为明显), 特别是在共振时(即入射能严格等于真实 MCSN 结构中的束缚能), 电子的居留时间达到峰值, 而且自旋极化率可达到最佳 85% 左右、同时改变符号. 因此, 基于 Rashba 型 SOC 耦合, 该真实 MCSN 结构可用于一个高效的 TESS 器件, 作为半导体自旋电子研究领域中的 SPS 器件. 考虑到半导体自旋电子器件的应用特别希望获得可控的 SPS 器件^[48], 而真实 MCSN 结构中的 Rashba 型 SOC 耦合可通过改变界面限制电场予以调节, 图 3(b) 给出了 P_t 随着 Rashba 型 SOC 耦合强度 (η_R) 变化的曲线, 其中电子的横向波矢 $k_y = 0$ (即保持电子垂直入射), 而电子的入射能则分别取为 $E = 3.0$, $E = 5.0$ 和 $E = 7.0$. 对于能量 $E = 3.0$ 和 $E = 7.0$ 的情况, 自旋极化率的大小随者 Rashba 型 SOC 耦合的强度明显地变化; 但是, 入射能 $E = 5.0$ 时, 自旋极化率的大小与符号均随着 SOC 耦合的强度剧烈地改变. 可见, Rashba 型 SOC 耦合对电子在图 1 所示的真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化具有很好的调控作用, 即可通过改变界面限制电场调制 Rashba 型 SOC 耦合, 从而调控半导体 GaAs 中自旋极化电子的动力学行为, 而且这种调控作用与电子的入射能有关. 显然, Rashba 型 SOC 耦合对基于图 1 所示的真实 MCSN 结构的 TESS 器件的调制源于电子的有效势对 SOC 耦合强度的依赖性, 并导致了一个高效的电场可控 TESS 器件.

除了 Rashba 型 SOC 耦合以外, 在真实 MCSN 结构中还存在另外一种物理机制不同的 Dresselhaus 型 SOC 耦合, 而且其强度可通过应力工程实现控制. 最后, 考虑 Dresselhaus 型 SOC 耦合, 研究电子在图 1 所示的真实 MCSN 结构的居留时间及其自旋极化, 此处不计 ZE 效应与 Rashba 型 SOC 耦合, 而且为了一致性, 电子的横向波矢与其他的结构参数与前面的情况取为相同. 作为电子入射能 (E) 的函数, 图 4(a) 计算了自旋向上电子和自旋向下电子的居留时间, 其中 Dresselhaus 型 SOC 耦合的强度取为 $\eta_D = 0.2$ (无量纲). 与 Rashba 型 SOC 耦合情况相反, 自旋向上电子的居留时间向高能方向移动, 而自旋向下电子的居留时间则移向低能端, 这表明 Dresselhaus 型与 Rashba 型是两种不同的 SOC 耦合. 但是, 自旋向上和自旋向下电子居留时间之间的明显差异, 均来自真实 MCSN 结构中存在的 SOC 耦合. 同时也意味着,

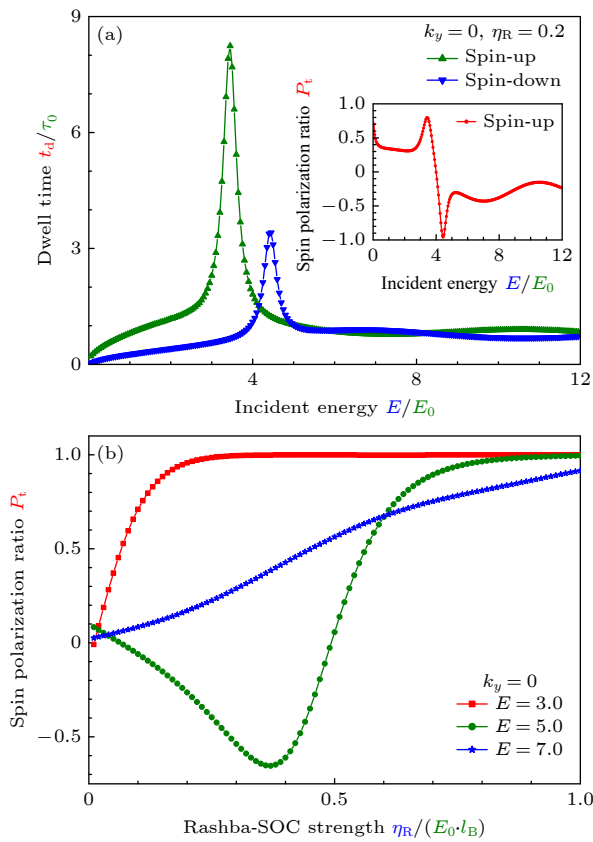


图 3 只考虑 Rashba 型 SOC 耦合 (a) 自旋向上和自旋向下电子在真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化(在插图中)随着入射能量的变化, 其中 Rashba-SOC 耦合的强度为 $\eta_R = 0.2$; (b) 当入射能量分别为 $E = 3.0, 5.0, 7.0$ 时, 自旋极化随着 Rashba-SOC 耦合强度的变化; 图中电子的横向波矢取为 $k_y = 0$

Fig. 3. Only Rashba-SOC effect is considered: (a) Dwell time and spin polarization ratio (in the inset) vary with incident energy for spin-up and spin-down electrons in the MCSN, where Rashba-SOC strength is chosen as $\eta_R = 0.2$; (b) spin polarization ratio changes with Rashba-SOC strength for incident energy $E = 3.0, 5.0, 7.0$; and transverse wave vector is set to be $k_y = 0$.

半导体 GaAs 中电子自旋可利用这个强自旋相关的居留时间从时间域上进行分离, 从而实现电子自旋极化, 正如图 4(a) 的插图所揭示的那样, 其展示了 P_t 随电子入射能变化的情况. 电子的自旋极化率在某个入射能处可达到 90% 以上, Dresselhaus 型 SOC 耦合也可以引起很强的电子自旋极化效应, 使图 1 所示的真实 MCSN 结构成为高效的 TESS 器件. 考虑到在基于 III-V 族化合物半导体 MCSN 结构中的 Dresselhaus 型 SOC 耦合可通过应力工程改变, 图 4(b) 给出了 P_t 随着 Dresselhaus 型 SOC 耦合的强度 (η_D) 变化的曲线, 图中电子的入射能分别取为 $E = 3.0$, $E = 5.0$ 和 $E = 7.0$. 由于电子在真实 MCSN 结构中所感受到的有效势与

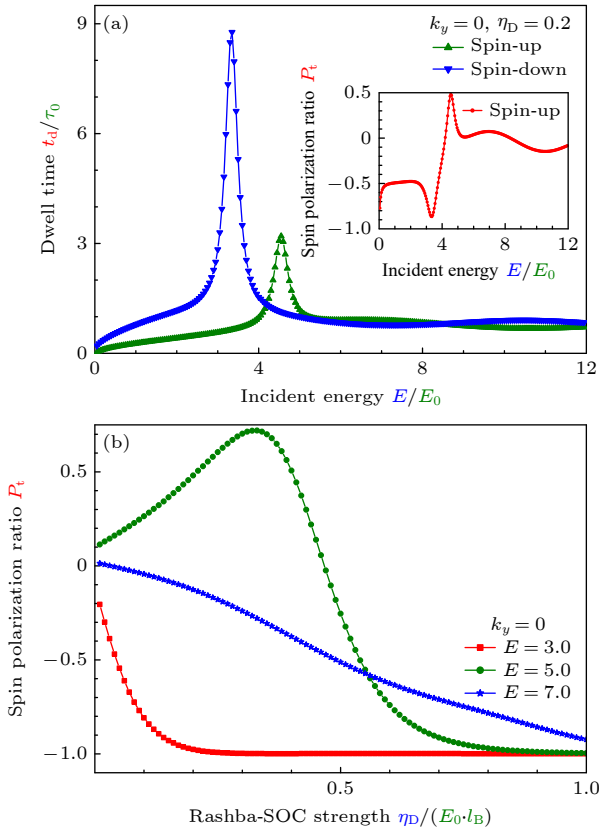


图 4 仅计及 Dresselhaus 型 SOC 效应 (a) 自旋向上和自旋向下电子在真实 MCSN 结构的居留时间及其自旋极化 (在插图中) 随着入射能量的变化, 其中 Dresselhaus-SOC 耦合的强度为 $\eta_D = 0.2$; (b) 当入射能量分别为 $E = 3.0$, 5.0 , 7.0 时, 自旋极化随着 Dresselhaus-SOC 强度的变化; 图中电子的横向波矢取为 $k_y = 0$

Fig. 4. Only Dresselhaus-SOC effect is considered: (a) Dwell time and spin polarization ratio (in the inset) vary with incident energy for spin-up and spin-down electrons in the MCSN, where Dresselhaus-SOC strength is chosen as $\eta_D = 0.2$; (b) spin polarization ratio changes with Dresselhaus-SOC strength for incident energy $E = 3.0$, 5.0 , 7.0 ; and transverse wave vector is set to be $k_y = 0$.

Dresselhaus 型 SOC 耦合密切相关, 自旋极化率的大小和极性都随着 SOC 耦合的强度强烈地变化, 尤其是当入射能 $E = 5.0$ 时情况更为突出, 因此可以通过调节应力的方式控制电子在真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化, 而且这种应力调控作用与电子的入射能相关, 因此, 图 1(a) 中的真实 MCSN 结构可以作为半导体自旋电子学器件应用中的应力可控的 TESS 器件.

4 结 论

总之, 通过同时考虑 ZE 效应以及 Rashba 型与 Dresselhaus 型两种物理机制不同的 SOC 耦合, 从理论上研究了电子在一个真实 MCSN 结构中的居留时间及其自旋极化效应, 其中的真实 MCSN 结构可通过在半导体 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结的表面上沉积具有垂直磁化强度的 FM 条带实现. 计算结果表明, ZE 效应和 SOC 耦合对电子在该真实 MCSN 结构中的居留时间均有影响, 但是, 由于半导体 GaAs 具有较小的有效 g -因子, 电子自旋极化效应的主要贡献来自于 SOC 耦合. 而且, Rashba 型和 Dresselhaus 型两种 SOC 耦合同样地贡献真实 MCSN 结构中电子的自旋极化效应, 不过具体的行为方式相反. 此外, 自旋极化率的大小和符号可以通过改变 Rashba 型或 Dresselhaus 型 SOC 耦合 (即改变界面限制电场或调整应变工程) 进行调控. 因此, 利用电子自旋相关的居留时间可以从时间域分离自旋, 同时, 该真实 MCSN 结构可作为半导体自旋电子学器件应用中的电场可调或应力可控的 TESS 器件.

参考文献

- [1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnár S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [2] Žutić I, Fabian J, Sarma S Das 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [3] Gong C, Zhang X 2019 *Science* **363** 706
- [4] Soumyanarayanan A, Reyren N, Fert A, Panagopoulos C 2016 *Nature* **539** 509
- [5] Jiang L X, Li Q C, Zhang X, Li J F, Zhang J, Chen Z X, Zeng M, Wu H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 017505 (in Chinese) [蒋龙兴, 李庆超, 张旭, 李京峰, 张静, 陈祖信, 曾敏, 吴昊 2024 *物理学报* **73** 017505]
- [6] Gurram M, Omar S, Wees B J V 2017 *Nat. Commun.* **8** 248
- [7] Zhu W K, Lin H L, Yan F G, Hu C, Wang Z A, Zhao L X, Deng Y C, Kudrynskyi Z R, Zhou T, Kovalyuk Z D, Zheng Y H, Patané A, Žutić I, Li S S, Zheng H Z, Wang K Y 2021

- Adv. Mater.* **33** 2104658
- [8] Zhu W K, Xie S H, Lin H L, Zhang G J, Wu H, Hu T G, Wang Z A, Zhang X M, Xu J H, Wang Y J, Zheng Y H, Yan F G, Zhang J, Zhao L X, Patané A, Zhang J, Chang H X, Wang K Y 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 128501
- [9] Zhu W K, Zhu J M, Zhou T, Zhang X P, Lin H L, Cui Q R, Yan F G, Wang Z A, Deng Y C, Yang H X, Zhao L X, Žutić I, Belashchenko K D, Wang K Y 2023 *Nat. Commun.* **14** 5371
- [10] Kitchen D, Richardella A, Tang J M, Flatté M E, Yazdani A 2006 *Nature* **442** 436
- [11] He Y P, Chen M X, Pan J F, Li D, Lin G J, Huang X H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 028503 (in Chinese) [贺亚萍, 陈明霞, 潘杰锋, 李冬, 林港钧, 黄新红 2023 物理学报 **72** 028503]
- [12] Li C L, Zheng J, Wang X M, Xu Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 227201 (in Chinese) [李春雷, 郑军, 王小明, 徐燕 2023 物理学报 **72** 227201]
- [13] Liu X H, Zhang G L, Kong Y H, Li A H, Fu X 2014 *Appl. Surf. Sci.* **313** 545
- [14] Wang L, Guo Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 205311
- [15] Das S, Ghosh S, Kumar R, Bag A, Biswas D 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 4650
- [16] Kong Y H, Liu X H, Li A H, Gong Y J 2019 *Vacuum* **159** 410
- [17] Nogaret A 2010 *J. Phys. Condens. Matter* **22** 253201
- [18] Hauge E H, Støvneng J A 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 917
- [19] Wang R Q, Gong J, Wu J Y, Chen J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 087303 (in Chinese) [王瑞琴, 宫箭, 武建英, 陈军 2013 物理学报 **62** 087303]
- [20] Winful H G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 260401
- [21] Zhai F, Guo Y, Gu B L 2002 *Eur. Phys. J. B* **29** 147
- [22] Xu H Z, Liu P J, Zhang Y F 2003 *Phys. Status Solidi B* **240** 169
- [23] Chen S Y, Zhang G L, Cao X L, Peng F F 2021 *J. Comput. Electron.* **20** 785
- [24] Zhang G L, Lu M W, Chen S Y, Peng F F, Meng J S 2021 *IEEE Trans. Magn.* **57** 1400305
- [25] Guo Q M, Lu M W, Huang X H, Yang S Q, Qin Y J 2021 *Vacuum* **186** 110059
- [26] Xie S S, Lu M W, Huang X H, Wen L, Chen J L 2023 *Phys. Lett. A* **480** 128976
- [27] Guo Q M, Lu M W, Yang S Q, Qin Y J, Xie S S 2022 *Braz. J. Phys.* **52** 74
- [28] Lu M W, Chen S Y, Cao X L, Huang X H 2021 *IEEE Trans. Electron Devices* **68** 860
- [29] Capasso F, Mohammed K, Cho A Y, Hull R, Hutchinson A L 1985 *Appl. Phys. Lett.* **47** 420
- [30] Lu M W, Chen S Y, Cao X L, Huang X H 2020 *Results Phys.* **19** 103375
- [31] Chen S Y, Cao X L, Huang X H, Lu M W 2023 *Eur. Phys. J. Plus* **138** 111
- [32] Xie S S, Lu M W, Huang X H, Wen L, Chen J L 2023 *Results Phys.* **51** 106605
- [33] Guo Q M, Chen S Y, Cao X L, Yang S Q 2021 *Semicond. Sci. Technol.* **36** 055013
- [34] Guo Q M, Lu M W, Yang S Q, Qin Y J, Xie S S 2022 *J. Nanoelectron. Optoe.* **16** 1554
- [35] Chen S Y, Lu M W, Cao X L 2022 *Chin. Phys. B* **31** 017201
- [36] Lu M W, Chen S Y, Zhang G L, Huang X H 2018 *IEEE Trans. Electron Devices* **65** 3045
- [37] Rashba E I, Efros A L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 126405
- [38] Schliemann J, Loss D 2003 *Phys. Rev. B* **68** 165311
- [39] Bindel J R, Pezzotta M, Ulrich J, Liebmann M, sheman E Y, Morgenstern M 2016 *Nat. Phys.* **12** 920
- [40] Intronati G A, Tamborenea P I, Weinmann D A, Jarabert R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 016601
- [41] Xie S S, Lu M W, Chen S Y, Qin Y J, Wen L, Chen J L 2023 *Commun. Theor. Phys.* **75** 015703
- [42] von Bergmann K, Heinze S, Bode M, Vedmedenko E Y, Bihlmayer G, Blügel S, Wiesendanger R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 167203
- [43] Lu M W, Chen S Y, Zhang G L 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 1825
- [44] You J Q, Zhang L D, Ghosh P K 1995 *Phys. Rev. B* **52** 17243
- [45] Lu M W, Chen S Y, Zhang G L, Huang X H 2018 *J. Phys. Condens. Matter* **30** 145302
- [46] Lu K Y, He Z Y, Zu M M, Guo S Y 2022 *IEEE Electron Device Lett.* **43** 1645
- [47] Lu K Y, He Z Y, Zu M M, Guo S Y, Lu M W 2023 *IEEE Electron Device Lett.* **44** 1424
- [48] Rusetsky V S, Golyashov V A, Ereemeev S V, Kusdov D A, Rusinov I P, Shamirzaev T S, Mironov A V, Demin A Yu, Tereshchenko O E 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 166802

Transmission time and spin polarization for electron in magnetically confined semiconductor nanostructure modulated by spin-orbit coupling^{*}

Wen Li Lu Mao-Wang[†] Chen Jia-Li Chen Sai-Yan
Cao Xue-Li Zhang An-Qi

(College of Physics and Electronic Information Engineering, Guilin University of Technology, Guilin 541004, China)

(Received 22 February 2024; revised manuscript received 8 April 2024)

Abstract

Because digital information in semiconductor spintronics is encoded, stored, processed, and transferred by electron spins instead of its charge, the operation of a spintronic device requires that electrons in semiconductors be spin polarized. But spin states of electrons in traditional semiconductor materials are usually degenerate, therefore, conventional semiconductors cannot be directly used to design spintronic devices. Thus, how to spin polarized electrons in ordinary semiconductors (also called spin injection) including its effective manipulation, has become an important direction of research. In physics, either Zeeman effect between electron spins and external magnetic fields or spin-orbit coupling of electron spins and its spatial momentums can be employed to achieve electron-spin polarization. According to these physical mechanisms, some effective schemes have been developed successfully, such as spin filtering, temporally separating electron-spins, and spatial separations of electron spins. Utilizing the combination of theoretical analysis and numerical calculation, transmission time is investigated by considering both Zeeman effect as well as Rashba and Dresselhaus spin-orbit couplings for electron in magnetically confined semiconductor nanostructure, which is constructed on the GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure. Schrödinger equation of an electron is numerically solved by matrix diagonalization and improved transfer-matrix method. Adopting H.G. Winful's theory, dwell time of electron is calculated and spin polarization ratio is given. Due to Zeeman effect and spin-orbit coupling, dwell time of electron is obviously associated with the spins, which is used to separate electron-spins in time dimension and to realize spin polarization of electrons in semiconductors. Because the semiconductor GaAs has a small effective g-factor, which is about 4 times larger than that induced by Zeeman effect, electron-spin polarization originates mainly from spin-orbit coupling including Rashba and Dresselhaus types. Dwell time of electron and its spin polarization can be efficaciously modified by interfacial confining electric-field or strain engineering, because the effective potential of electron is related to spin-orbit coupling's strength. These interesting findings not only have some references for spin injection into semiconductors, but also provide a controllable temporal electron-spin splitter for semiconductor spintronics device applications.

Keywords: semiconductor spintronics, magnetically confined semiconductor nanostructure, spin-orbit coupling, dwell time

PACS: 85.75.-d, 75.75.Cd, 71.70.Ej, 03.65.Xp

DOI: [10.7498/aps.73.20240285](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240285)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11864009, 62164005) and the Guangxi Natural Science Foundation of China (Grant No. 2021JJB110053).

[†] Corresponding author. E-mail: maowanglu@glut.edu.cn

电子在自旋-轨道耦合调制下磁受限半导体纳米结构中的传输时间及其自旋极化

温丽 卢卯旺 陈嘉丽 陈赛艳 曹雪丽 张安琪

Transmission time and spin polarization for electron in magnetically confined semiconductor nanostructure modulated by spin-orbit coupling

Wen Li Lu Mao-Wang Chen Jia-Li Chen Sai-Yan Cao Xue-Li Zhang An-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 118504 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240285

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240285>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Rashba自旋-轨道耦合调制的单层半导体纳米结构中电子的自旋极化效应

Electron-spin polarization effect in Rashba spin-orbit coupling modulated single-layered semiconductor nanostructure

物理学报. 2023, 72(2): 028503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221381>

自旋-轨道耦合系统的电子涡旋

Electron vortices in spin-orbit coupling system

物理学报. 2022, 71(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220751>

环形势阱中自旋-轨道耦合旋转玻色-爱因斯坦凝聚体的基态

Ground state of spin-orbit coupled rotating ferromagnetic Bose-Einstein condensate in toroidal trap

物理学报. 2020, 69(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200372>

自旋发光二极管研究进展

Research progress of spin light emitting diode

物理学报. 2020, 69(20): 208501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200866>

自旋-轨道耦合二分量玻色-爱因斯坦凝聚系统的孤子解

Soliton solutions of the spin-orbit coupled binary Bose-Einstein condensate system

物理学报. 2023, 72(10): 106701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222319>

自旋-轨道耦合玻色爱因斯坦凝聚中多能级绝热消除理论

Adiabatic elimination theory of multi-level system in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensate

物理学报. 2023, 72(21): 216701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231052>