

电磁波辐照下量子线的电子自旋极化输运性质^{*}

肖贤波¹⁾ 李小毛¹⁾ 周光辉^{2)†}

1) 江西农业大学物理系, 南昌 330045)

2) 湖南师范大学物理系, 长沙 410081)

(2006 年 8 月 14 日收到, 2006 年 8 月 31 日收到修改稿)

理论上研究 Rashba 自旋-轨道相互作用(SOI)量子线在外电磁波辐照下的电子自旋极化输运性质. 在自由电子模型下利用散射矩阵方法, 发现当 Rashba SOI 较弱时, 自旋极化率与外电磁场频率和电子入射能量无关, 而当 Rashba SOI 较强时, 自旋极化率则强烈依赖于外场频率和电子入射能量, 其物理根源是 Rashba SOI 使子带混合引起的. 此外, 当电子的入射能量增加到打开另一通道阈值时, 电子的透射率出现一个反常的台阶结构, 这来源于电子与光子的非弹性散射而使电子在子带间的跃迁.

关键词: 量子线, 电磁波, 自旋极化输运, 散射矩阵

PACC: 7320D, 7335C, 7865K

1. 引 言

随着纳米加工技术的发展, 电子自旋极化输运由于在自旋场效应晶体管方面的可能应用引起了人们的兴趣^[1]. 近几年来, 基于半导体异质结二维电子气系统自旋轨道相互作用(spin-orbit interaction, SOI)的电子自旋极化输运性质吸引了很多人的注意. Moroz 等人讨论了在 Rashba SOI 作用下量子线的电子结构和自旋极化输运性质^[2], Mireles 等人利用紧束缚方法研究了量子线的弹道输运性质^[3], 通过改变 Rashba 耦合常数和量子线的宽度, 分别考虑了弱 Rashba 子带混合和强 Rashba 子带混合两种情况. 在前者情形下, 电子自旋极化率是一常数, 与电子入射能量和模式数无关; 但是在后者情形下, 由于 Rashba 子带混合不能忽略, 自旋电导强烈依赖于电子入射能量. Wang 还利用转移矩阵方法研究了 Rashba SOI 空间变化量子线中自旋极化电子的弹道输运^[4]. 郭永等人研究了零偏压和偏置电压作用下磁量子结构中二维自旋电子的隧穿输运性质^[5].

当量子线等介观体系在外电磁波的辐照下, 由于电子与光子的非弹性碰撞, 电子的输运将出现很多新的性质^[6-14]. Li 等人研究了 Aharonov-Bohm 环在磁场辐照下电子自旋输运性质^[15]. 但是, 量子线

在电磁波辐照和 Rashba SOI 共同作用下电子自旋输运问题目前还很少有人关注, 这也是本工作的出发点. 当量子线受到电磁波辐照时会产生一等效势垒, 电子在边界处发生透射和反射, 因此可观察到干涉现象, 而且电子的透射率出现一反常的台阶结构. Rashba SOI 改变电子自旋极化输运性质, 我们分别考虑了强和弱 Rashba SOI 两种情形, 我们发现当 Rashba SOI 较弱时, 电子自旋极化输运性质与外电磁场和电子入射能量无关, 然而当 Rashba SOI 较强时, 自旋输运性质强烈依赖外电磁场和入射能量. 本文结果与 Datta^[1]和 Mireles^[3]所预言的结果定性上一致. 这些结果对基础物理和将来自旋电子器件的应用都具有很重要的意义.

2. 模型和形式解

我们研究的系统为长为 L 含 Rashba SOI 的半导体量子线, 两端光滑的连接正常金属电极. 设 y 轴沿着量子线方向, x 轴垂直量子线方向. 量子线被横向极化并沿着 z 轴传播的 THz 电磁波辐照. 由于量子线的横向尺寸远小于辐照电磁波的波长, 因此电磁波的矢势可以写成 $A(t) = -(\epsilon/\omega) \sin(\omega t) \hat{i}$, 则相应的电场为 $E(t) = \epsilon \cos(\omega t) \hat{i}$. 这里 ω , ϵ 和 v 分别是电磁波的频率、幅度和速度. 在低温和弱场近似

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10574042)资助的课题.

[†] 通讯作者: ghzhou@hunnu.edu.cn

情况下,我们可以用自由电子模型描述电子的动力学.因此,量子线中(辐照区 $0 < y < L$)电子的含时 Schrödinger 方程为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(y, x, t) = \left\{ \frac{\hat{p}_y^2 + \hat{p}_x^2}{2m^*} + U(x) + e\epsilon x \cos(\omega t) + \alpha \begin{bmatrix} 0 & k_y + ik_x \\ k_y - ik_x & 0 \end{bmatrix} \right\} \Psi(y, x, t), \quad (1)$$

式中 m^* 和 e 分别是电子的有效质量和电量, α 是 Rashba SOI 常数, $U(x)$ 是形成量子线的横向限制势. 设辐照区电子波函数的形式可以写成^[12]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} c_1^\uparrow(t) \\ c_2^\downarrow(t) \\ c_3^\uparrow(t) \\ c_4^\downarrow(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 & \alpha k & \gamma \cos(\omega t) & -\beta \\ \alpha k & E_1 & \beta & \gamma \cos(\omega t) \\ \gamma \cos(\omega t) & \beta & E_2 & \alpha k \\ -\beta & \gamma \cos(\omega t) & \alpha k & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1^\uparrow(t) \\ c_2^\downarrow(t) \\ c_3^\uparrow(t) \\ c_4^\downarrow(t) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $E_{i(2)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \epsilon_{i(2)}$ 是电子占据第 $i(2)$ 个子带时的总能量,

$\beta = \alpha \int_{-d/2}^{d/2} \phi_1^*(x) \frac{d}{dx} \phi_2(x) dx = \alpha \int_{-d/2}^{d/2} \phi_2^*(x) \frac{d}{dx} \phi_1(x) dx$ 是 Rashba 子带混合常数,

$\gamma = e\epsilon \int_{-d/2}^{d/2} \phi_1^*(x) x \phi_2(x) dx = e\epsilon \int_{-d/2}^{d/2} \phi_2^*(x) x \phi_1(x) dx$ (d 是量子线宽度) 是两能级与电磁场的相互作用常数.

$$\begin{bmatrix} E_1 + \frac{\hbar\omega}{2} & \alpha k & \frac{\gamma}{2} & -\beta \\ \alpha k & E_1 + \frac{\hbar\omega}{2} & \beta & \frac{\gamma}{2} \\ \frac{\gamma}{2} & \beta & E_2 - \frac{\hbar\omega}{2} & \alpha k \\ -\beta & \frac{\gamma}{2} & \alpha k & E_2 - \frac{\hbar\omega}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1^{\uparrow'} \\ c_2^{\downarrow'} \\ c_3^{\uparrow'} \\ c_4^{\downarrow'} \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} c_1^{\uparrow'} \\ c_2^{\downarrow'} \\ c_3^{\uparrow'} \\ c_4^{\downarrow'} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 $[c_1^{\uparrow'} \ c_2^{\downarrow'} \ c_3^{\uparrow'} \ c_4^{\downarrow'}]^T = U^\dagger [c_1^\uparrow(t) \ c_2^\downarrow(t) \ c_3^\uparrow(t) \ c_4^\downarrow(t)]^T$. 解这个久期方程得到四个本征值 E_1^\pm, E_2^\pm 和相应的四个不含时的本征矢 $A_i' (i = 1, 2, 3, 4)$. 再通过一个反变换, 得到辐照区电子的含时列矢

$$A_i = UA_i' (i = 1, 2, 3, 4). \quad (7)$$

$$\Psi(y, x, t) = \sum_k e^{iky} \sum_{n, \sigma} \phi_n(x) c_n^\sigma(t) | \sigma \rangle e^{-i\frac{E_n}{\hbar}t}, \quad (2)$$

式中 k 是电子的纵向波矢, $c_n^\sigma(t)$ 是不同子带不同自旋态的含时波幅, $| \sigma \rangle = | \uparrow \rangle (| \downarrow \rangle)$ 代表自旋向上(下)态, $\phi_n(x)$ 是定态 Schrödinger 方程

$$\left[\frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + U(x) \right] \phi_n(x) = \epsilon_n \phi_n(x) \quad (3)$$

的本征波函数, ϵ_n 是横向子能级. 为简单我们只考虑最低两个子带, 将方程(2)和(3)代入方程(1), 然后两边同时乘 $\phi_1^*(x)$ 和 $\phi_2^*(x)$ 并在横向积分, 最后得到矩阵形式的 Schrödinger 方程

为解方程(4), 引入含时么正变换^[13]

$$U = \begin{bmatrix} 0 & e^{i(\frac{\omega}{2}t)} & 0 & 0 \\ e^{i(\frac{\omega}{2}t)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i(\frac{\omega}{2}t)} \\ 0 & 0 & e^{-i(\frac{\omega}{2}t)} & 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

然后再取旋波近似, 得到不含时的 Schrödinger 方程

根据上式, 电子波函数可写成

$$\begin{aligned} \Psi(y, x, t) = & m_1 e^{iK_1 y} e^{-i\frac{E_1^+}{\hbar}t} A_1 + m_2 e^{iK_2 y} e^{-i\frac{E_1^-}{\hbar}t} A_2 \\ & + m_3 e^{iK_3 y} e^{-i\frac{E_2^+}{\hbar}t} A_3 \\ & + m_4 e^{iK_4 y} e^{-i\frac{E_2^-}{\hbar}t} A_4, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 m_1, m_2, m_3, m_4 是任意常数, K_1, K_2, K_3 和 K_4 是辐照区电子波矢, 它们由四个本征值决定.

3. Rashba SOI 强度的两种极限情形

首先, 考虑弱 Rashba SOI, 即 $\beta \ll (\epsilon_2 - \epsilon_1)$ 的情形^[3], Rashba 子带混合可以忽略不计. 根据方程 (6), 四个本征值分别为

$$E_1^\pm = \frac{1}{2}(2bk^2 \mp 2ak - \sqrt{\gamma^2 + \delta^2} + \epsilon),$$

$$E_2^\pm = \frac{1}{2}(2bk^2 \mp 2ak + \sqrt{\gamma^2 + \delta^2} + \epsilon), \quad (9)$$

式中 $b = \hbar^2(2m^*)$, $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$, $\delta = \hbar\omega - (\epsilon_2 - \epsilon_1)$ 是电磁波与两子能级之差的失谐量. 则四个未归一化的含时本征矢为

$$A'_1 = \left(\frac{d_1}{\gamma} \quad -\frac{d_1}{\gamma} \quad -1 \quad 1 \right)^T,$$

$$A'_2 = \left(-\frac{d_2}{\gamma} \quad -\frac{d_2}{\gamma} \quad 1 \quad 1 \right)^T,$$

$$A'_3 = \left(-\frac{d_3}{\gamma} \quad \frac{d_3}{\gamma} \quad -1 \quad 1 \right)^T,$$

$$A'_4 = \left(\frac{d_4}{\gamma} \quad \frac{d_4}{\gamma} \quad 1 \quad 1 \right)^T, \quad (10)$$

式中 T 代表矩阵转置, 四个系数为

$$d_1 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + \gamma^2 + (\hbar\omega)^2 - 2ak\hbar\omega + (\epsilon_2 - \epsilon_1)(2ak - 2\hbar\omega + q) + (2ak - \hbar\omega)q}{2ak + q},$$

$$d_2 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + \gamma^2 + (\hbar\omega)^2 - 2ak\hbar\omega + (\epsilon_2 - \epsilon_1)(-2ak - 2\hbar\omega + q) - (2ak + \hbar\omega)q}{q - 2ak},$$

$$d_3 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + \gamma^2 + (\hbar\omega)^2 - 2ak\hbar\omega - (\epsilon_2 - \epsilon_1)(-2ak + 2\hbar\omega + q) - (2ak - \hbar\omega)q}{q - 2ak},$$

$$d_4 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + \gamma^2 + (\hbar\omega)^2 - 2ak\hbar\omega - (\epsilon_2 - \epsilon_1)(2ak + 2\hbar\omega + q) + (2ak - \hbar\omega)q}{2ak + q},$$

($q = \sqrt{\gamma^2 + \delta^2}$). 当一能量为 E 自旋向上的电子从左边正常金属入射到左边界面 ($y=0$) 时, 电子将同时发生透射和反射. 因为电子入射到辐照区后有一定的概率吸收一光子而从低模式跃迁到高模式, 而且有可能发生自旋反转, 因此在 $y < 0$ 区域的反射波里有两种能量成分 E 和 $E + \hbar\omega$. 该区域的电子波函数为

$$\Psi(y < 0, x, t) = \begin{pmatrix} e^{ik_1 y - i\frac{E}{\hbar}t} \phi_1(x) | \uparrow \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_1 e^{-ik_1 y - i\frac{E}{\hbar}t} \phi_1(x) | \uparrow \\ r_2 e^{-ik_1 y - i\frac{E}{\hbar}t} \phi_1(x) | \downarrow \\ r_3 e^{-ik_2 y - i\frac{E+\hbar\omega}{\hbar}t} \phi_2(x) | \uparrow \\ r_4 e^{-ik_2 y - i\frac{E+\hbar\omega}{\hbar}t} \phi_2(x) | \downarrow \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中 r_1, r_2, r_3, r_4 为反射系数, $k_1 = \sqrt{2m^*(E - \epsilon_1)}/\hbar$, $k_2 = \sqrt{2m^*(E + \hbar\omega - \epsilon_2)}/\hbar$.

根据方程 (7) (8) 和 (10) 辐照区的电子波函数为

$$\Psi(y, x, t) = \sum_{\pm} m_{1\pm} e^{iK_1 \pm y} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \begin{pmatrix} -\frac{d_1(K_{1\pm})}{\gamma} \phi_1 | \uparrow \\ \frac{d_1(K_{1\pm})}{\gamma} \phi_1 | \downarrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \uparrow \\ -e^{-i\omega t} \phi_2 | \downarrow \end{pmatrix} + \sum_{\pm} m_{2\pm} e^{iK_2 \pm y} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \begin{pmatrix} -\frac{d_2(K_{2\pm})}{\gamma} \phi_1 | \uparrow \\ -\frac{d_2(K_{2\pm})}{\gamma} \phi_1 | \downarrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \uparrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \downarrow \end{pmatrix}$$

$$+ \sum_{\pm} m_{3\pm} e^{iK_3 \pm y} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \begin{pmatrix} \frac{d_3(K_{3\pm})}{\gamma} \phi_1 | \uparrow \\ -\frac{d_3(K_{3\pm})}{\gamma} \phi_1 | \downarrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \uparrow \\ -e^{-i\omega t} \phi_2 | \downarrow \end{pmatrix} + \sum_{\pm} m_{4\pm} e^{iK_4 \pm y} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \begin{pmatrix} \frac{d_4(K_{4\pm})}{\gamma} \phi_1 | \uparrow \\ \frac{d_4(K_{4\pm})}{\gamma} \phi_1 | \downarrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \uparrow \\ e^{-i\omega t} \phi_2 | \downarrow \end{pmatrix}, \quad (12)$$

式中 $m_{1\pm}$, $m_{2\pm}$, $m_{3\pm}$ 和 $m_{4\pm}$ 是任意系数, 而波矢由方程(9)决定

$$\begin{aligned} K_{1\pm} &= \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 2k(v - 2E)}}{2b}, \\ K_{2\pm} &= \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 2k(v - 2E)}}{2b}, \\ K_{3\pm} &= \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 2k(u - 2E)}}{2b}, \\ K_{4\pm} &= \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 2k(u - 2E)}}{2b}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $v = -q + \epsilon$, $u = q + \epsilon$, 而 $y > L$ 区域的电子波函数为

$$\Psi(y > L, x, t) = \begin{pmatrix} t_1 e^{ik_1 y - i\frac{E}{\hbar}t} \phi_1(x) | \uparrow \\ t_2 e^{ik_1 y - i\frac{E}{\hbar}t} \phi_1(x) | \downarrow \\ t_3 e^{ik_2 y - i\frac{E + \hbar\omega}{\hbar}t} \phi_2(x) | \uparrow \\ t_4 e^{ik_2 y - i\frac{E + \hbar\omega}{\hbar}t} \phi_2(x) | \downarrow \end{pmatrix}, \quad (14)$$

式中 t_1, t_3 为自旋向上电子的透射系数, t_2, t_4 为自旋向下电子的透射系数. 因为在界面上($y = 0$ 和 $y = L$)电子波函数及流(不是简单的一阶导数)满足连续条件

$$\begin{aligned} \Psi(y < 0, x, t) |_{y=0} \\ = \Psi(0 < y < L, x, t) |_{y=0}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \hat{u}(y < 0)\Psi(y < 0, x, t) |_{y=0} \\ = \hat{u}(0 < y < L)\Psi(0 < y < L, x, t) |_{y=0}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Psi(0 < y < L, x, t) |_{y=L} \\ = \Psi(y > L, x, t) |_{y=L}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \hat{u}(0 < y < L)\Psi(0 < y < L, x, t) |_{y=L} \\ = \hat{u}(y > L)\Psi(y > L, x, t) |_{y=L}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\hat{u}(y < 0) = \hat{v}(y > L) = \frac{\hbar}{im^*} \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{v}(0 < y < L) =$$

$$\frac{\hbar}{im^*} \frac{\partial}{\partial y} + \begin{bmatrix} 0 & \frac{\alpha}{\hbar} \\ \frac{\alpha}{\hbar} & 0 \end{bmatrix} \text{ 根据方程(15)-(18)我们得到}$$

透射系数 t_1, t_2, t_3, t_4 . 因此总的电子透射率及自旋向上和向下的电子透射率分别为

$$\begin{aligned} T &= T_u + T_d, \\ T_u &= |t_1|^2 + |t_3|^2, \\ T_d &= |t_2|^2 + |t_4|^2, \end{aligned} \quad (19)$$

则定义自旋极化率为

$$P = \frac{|T_u - T_d|}{|T_u + T_d|}. \quad (20)$$

下面我们考虑强 Rashba SOI 的情形, 这时 Rashba 子带混合不能忽略了. 根据方程(6), 这种情形下的四个本征值变为

$$\begin{aligned} E_1^\pm &= \frac{1}{2}(2bk^2 \mp 2ak \\ &\quad - \sqrt{4\beta^2 + (2ak \pm \sqrt{r^2 + \delta^2})^2} + \epsilon), \\ E_2^\pm &= \frac{1}{2}(2bk^2 \mp 2ak \\ &\quad + \sqrt{4\beta^2 + (2ak \mp \sqrt{r^2 + \delta^2})^2} + \epsilon) \end{aligned} \quad (21)$$

而四个本征矢表达式太复杂所以在这里未给出其具体形式. 重复上面的步骤, 我们同样可以得到这种情况下自旋极电子的透射率和自旋极化率.

4. 数值结果和讨论

在数值例子中, 我们取量子线的材料为 GaAs/Al_xGa_{1-x}As, 其电子浓度 $n \sim 2.5 \times 10^{11}/\text{cm}^2$, 有效质量 $m^* = 0.067m_e$. 选取限制势 $U(x)$ 为硬势, 量子线宽度 $d = 50 \text{ nm}$, 长度 $L = 400 \text{ nm}$. 外电磁场的电场强度 $\epsilon = 100 \text{ V/mm}$. 同时取第一子能级作为能量单位, 所以最低的两子能级为 $\epsilon_1 = 1$ 和 $\epsilon_2 = 4$.

对于弱 Rashba SOI, 我们选取^[16] $\alpha = 1.05 \times 10^{-11} \text{ eV}\cdot\text{m}$, 其相对于子能级间隔的比值为 $\beta/(\epsilon_2 - \epsilon_1) = 0.08 \ll 1$. 图 1 是电子透射率与失谐量 δ 的关系, 透射率随失谐量(电磁波频率)的增大而减小, 其震荡特性来自于不同传播方向电子态之间的干涉效应. 但是, 从插图中可以看到自旋极化率是一个大小约为 0.47 的常数, 与外加电磁场无关. 这是因为 Rashba 子带混合较弱, 各子带自旋向上或向下的概率完全由 Rashba SOI 项决定而不受子带混合的影响. 图 2 是共振($\delta = 0$)情况下电子透射率与入射能量的关系. 当入射能量小于 2.3 时, 所有电子态的波矢都是虚数(衰减态), 所以透射率为 0. 当入射能量在 2.3 与 2.65 之间时, 有一半的电子态波矢是实数(传播态), 而入射能量大于 2.65 时所有态的波矢都是实数, 因此在 $E = 2.65$ 处有一个台阶. 而透射率的震荡同样来自不同电子态间的干涉. 此外, 自旋向上透射率和自旋向下的透射率也有相同台阶结构, 其原因与文献[12, 13]的解释相同. 从插图可以看到, 自旋极化率与入射能量也无关, 仍然是常数 0.47, 这同样是因为各子带的自旋取向是相互独

立的.

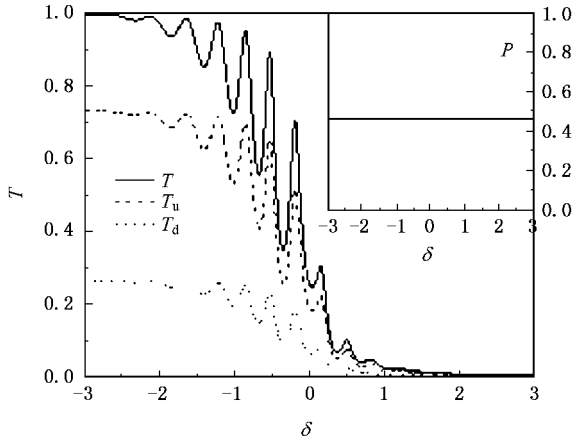


图1 弱 Rashba SOI 情况下电子透射率与失谐量的关系, 插图为自旋极化率与失谐量的关系. 所取参数为 $\alpha = 1.05 \times 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$, $\gamma = 0.4$, $E = 2.4$

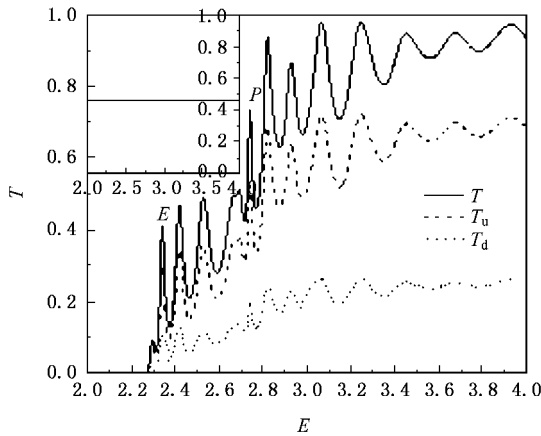


图2 弱 Rashba SOI 共振($\delta = 0$)时透射率与电子入射能量的关系, 插图为自旋极化率与电子入射能量的关系. 所取参数与图1相同

对于强 Rashba SOI, 我们选取^[16] $\alpha = 3.45 \times 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$, 其相对于子能级间隔的比值为 $\beta(\epsilon_2 - \epsilon_1) = 0.27$. 图3是电子透射率与失谐量的关系. 可见透射率也随失谐量的增大而减小, 这与弱 Rashba SOI 情形是定性相同的. 但是从插图中可以看到, 自旋极化率不再是一个常数, 而是强烈依赖于失谐量(外电磁波频率), 它随失谐量震荡, 其原因是 Rashba 子带混合比较强而不能忽略不计了, 各子带的自旋向上或向下的概率不但由 SOI 项决定, 而且还受 Rashba 子带混合项影响, 从图中可见 T_u 和 T_d 的振荡位相基本上相反, 所以自旋极化率不再是一常数. 图4是共振情况下电子透射率与入射能量的关系. 总透射率

变化性质与图2相似, 但是 T_u 与 T_d 的变化性质完全不一致了, 这是因为各子带的自旋取向由 SOI 项和 Rashba 子带混合项共同决定, 所以自旋极化率不再是一常数, 而是强烈依赖电子入射能量.

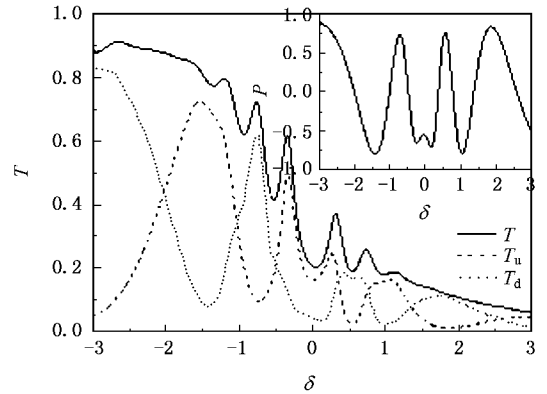


图3 强 Rashba SOI 情况下电子透射率与失谐量的关系, 插图为自旋极化率与失谐量的关系. 所取参数为 $\alpha = 3.45 \times 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$, $\gamma = 0.4$, $E = 1.75$

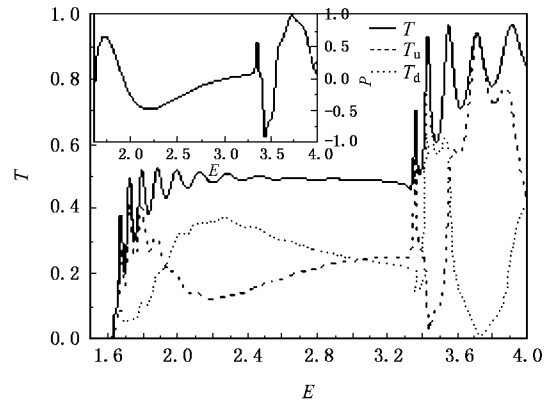


图4 强 Rashba SOI 共振($\delta = 0$)时透射率与电子入射能量的关系, 插图为共振时自旋极化率与电子入射能量的关系. 所取参数与图3相同

5. 结 论

本文研究了半导体异质结量子线在 THz 电磁波辐照下电子自旋极化输运性质, 分别考虑了弱和强 Rashba SOI 的情形, 得出了完全不同的结果. 弱 Rashba SOI 时自旋极化率与外电磁场和电子入射能量都无关, 而强 Rashba SOI 时自旋极化率强烈依赖于外电磁场频率和电子入射能量. 因此, 可以通过调节外场参量或者电子入射能量来改变电子自旋输运性质. 此外, 外加的电磁波相当于一个势垒, 由于电

子与光子之间的非弹性散射碰撞,电子的透射率出现一个反常的台阶结构.我们的理论结果可能有助

于理解外电磁场作用下量子线等介观系统的电子自旋输运性质.

- [1] Datta S , Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [2] Moroz A V , Barnes C H W 1999 *Phys. Rev. B* **60** 14272
Moroz A V , Samokhin K V , Barnes C H W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4164
- [3] Mireles F , Kirczenow G 2001 *Phys. Rev. B* **64** 024426
- [4] Wang X F 2004 *Phys. Rev. B* **69** 035302
- [5] GUO Y , Gu B L , Yoshiyuki K 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1814 (in Chinese) 郭 永、顾秉林、川添良幸 2000 *物理学报* **49** 1814]
- [6] Hu Q 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 837
Feng S C , Hu Q 1993 *Phys. Rev. B* **48** 5354
- [7] Gorelik L Y , Grincwajg A , Kleiner V Z , Shekhter R I , Jonson M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2260
- [8] Blom S , Gorelik L Y , Jonson M , Shekhter R I 1998 *Phys. Rev. B* **58** 16305
- [9] Sun Q F , Wang J , Lin T H 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12634
- [10] Cao J C , Lei X L 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085309
- [11] Yang M , Li S S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 125307
- [12] Tang C S , Chu C S 1999 *Phys. Rev. B* **60** 1830
- [13] Zhou G H , Yang M , Xiao X B , Li Y 2003 *Phys. Rev. B* **68** 155309
- [14] Xiao X B , Zhou G H , Yang M , Li Y , Xu Z F 2004 *Chin. Phys.* **13** 1531
- [15] Li Z J 2005 *Chin. Phys.* **14** 2100
- [16] Engels G , Lange J , Schäpers , Lüth H 1997 *Phys. Rev. B* **55** R1958
Schäpers T , Engels G , Lange J , Klocke T , Hollfelder M , Lüth H 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 4324

Spin polarized transport properties for quantum wire irradiated by THz electromagnetic wave^{*}

Xiao Xian-Bo¹⁾ Li Xiao-Mao¹⁾ Zhou Guang-Hui²⁾

1) *Department of Physics , Jiangxi Agriculture University , Nanchang 330045 , China*

2) *Department of Physics , Hunan Normal University , Changsha 410081 , China*

(Received 14 August 2006 ; revised manuscript received 31 August 2006)

Abstract

We theoretically study the spin-polarized electron transport properties of a quantum wire under irradiation of a transversely polarized external electromagnetic (EM) wave in the presence of Rashba spin-orbit interaction (SOI). Using the free-electron model and the scattering matrix approach , we show that spin polarization is independent on the EM frequency and the electron incident energy when Rashba SOI is weak , while it is strongly dependent on the EM frequency and the incident energy when Rashba SOI is comparatively strong. In addition , an unusual step-structure appears in the electronic transmission probability as the incident energy increases to a threshold value when a coherent EM field is applied. We demonstrate that the first effect comes from Rashba subband intermixing and the latter comes from inelastic scattering of electrons with lateral photons through intersubband transitions.

Keywords : quantum wires , electromagnetic wave , spin-polarized transport , scattering matrix

PACC : 7320D , 7335C , 7865K