

磁台阶势垒结构中二维电子气的自旋极化输运^{*}

唐振坤^{1)†} 王玲玲^{1)‡} 唐黎明^{1)‡} 游开明²⁾ 邹炳锁¹⁾

1) (湖南大学物理与微电子科学学院, 长沙 410082)

2) (衡阳师范学院物理与电子信息科学系, 衡阳 421008)

(2007 年 12 月 10 日收到, 2008 年 2 月 25 日收到修改稿)

运用散射矩阵方法, 研究了台阶磁势垒量子结构中二维电子气的隧穿输运性质. 结果表明: 在零偏压下, 电子传输概率的自旋极化曲线随入射能量的增加而振荡衰减. 随着磁台阶数的增加, 电子传输概率的自旋极化度最大值减小, 同时电子传输概率的自旋极化度振荡衰减也越来越慢. 随着磁台阶的总宽度增加, 电子传输概率的自旋极化曲线出现更明显的振荡. 电子隧穿磁台阶势垒表现出明显的量子尺寸效应. 在偏置电压的作用下, 电子传输概率的自旋极化度在宽广的入射能量区出现明显的振荡增大, 电子隧穿磁台阶势垒表现出更明显的自旋过滤效应.

关键词: 磁台阶势垒, 自旋极化, 自旋过滤

PACC: 7340G, 7225

1. 引 言

近年来, 磁量子结构中的自旋极化输运性质^[1-13]受到了人们极大的关注. 20 世纪 90 年代以来, 随着分子束外延技术和现代刻蚀技术的发展, 利用电子束微刻技术在半导体异质结上沉积超导条^[14]和铁磁条^[15, 16], 实现对二维电子气的纳米级精细调制. 迄今为止, 在各种磁量子结构中, 包括磁垒磁阱^[1-3]、磁量子点^[4-7]、磁量子线^[8-11]等的自旋极化输运性质研究已取得了显著进展. Majumdar^[11]采用 δ 函数近似研究磁势垒结构中电子自旋输运的透射系数和电导特性. Guo 等^[2, 3]详细研究了磁场构型、外电压、入射能量、入射波矢等对磁垒磁阱结构中的电子自旋极化输运的影响和由双磁垒磁阱结构中的波矢过滤效应和自旋过滤效应. Brusheim 等^[4]研究了磁场调制下的双磁量子点结构中的电子自旋极化输运和自旋过滤性质, 研究表明磁场调制下的双磁量子点结构中电子的自旋极化度可以接近 100%, 是较理想的自旋过滤器. Chang 等^[8]研究了稀磁半导体量子线系统的电子自旋输运, 结果表明在外磁场的调制下, 由于两种自旋态的电子能量传输

不同, 从而使电导系数出现了明显的峰和谷. Misiorny 等^[12]研究了单分子磁场中的电子自旋极化输运性质, 指出在对称系统中只有在反平行结构时, 电子的自旋反转才会发生. 基于这个特殊现象, 可以制作成电流控制的磁力开关.

尽管对低维量子结构中的电子、声子输运性质^[17-39]的研究取得了很多具有标志性的成果, 但是, 到目前为止, 还很少见关于磁台阶势垒结构中的电子自旋极化输运性质的报道. 磁台阶势垒结构存在着明显的自旋过滤效应、波矢过滤效应、量子尺寸效应等. 本文运用散射矩阵^[17-19]方法计算了不同阶数的磁台阶势垒中的电子传输概率和传输概率的自旋极化度, 并进行必要的讨论, 揭示了磁台阶势垒结构中的磁台阶数、偏置电压、入射能量、入射波矢和结构尺寸对电子自旋极化输运的影响.

2. 理论模型与方法

考虑在偏置电压和具有纳米尺度的垂直非均匀台阶形磁势的作用下, 二维电子气的自旋输运行为. 这一系统可以通过在异质结 ($\text{InAs}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) 的上

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 90606001, 50602014), 湖南省自然科学基金(批准号: 07JJ3114, 07JJ107), 高等学校博士学科点专项基金(批准号: 20050532013)资助的课题.

[†] E-mail: llwang@hnu.cn

[‡] E-mail: lmtang@hnu.cn

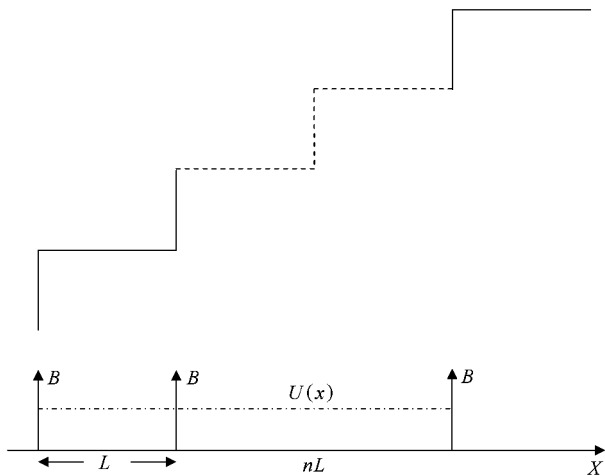


图1 磁台阶结构的构型(图中每隔 L 的宽度有一个 δ 型的磁场 B , 磁矢势将随着 δ 型的磁场 B 的个数增加而出现如图上方所示台阶形的变化)

方沉积金属铁磁条得到, 铁磁条的内平面磁场平行于异质结中的二维电子气体平面, 当铁磁条距离异质结面很近时, 非均匀磁场可以用 δ 函数近似描述. 同时, 若在铁磁条上施加负偏置电压, 则可在二维电子气体上诱发一个电势垒 $U(x)$ (如图1所示), 两个相邻磁垒之间的距离为 L . 为了减少参数的数量, 我们将电势垒简化为方势垒

$$U(x) = U_0 \Theta(x - L) \Theta(nL - x), \quad (1)$$

其中 $\Theta(x)$ 为阶跃函数. 将非均匀磁场近似为 δ 函数的形式

$$B_z(x) = Bl_b \delta(x - L) + Bl_b \delta(x - 2L) + \dots + Bl_b \delta(x - nL), \quad (2)$$

其中 $l_b = \sqrt{\hbar/eB_0}$ 为磁长度. 根据朗道规范得到矢势 $A = (0, A_y(x), 0)$, 由 $B = \nabla \times A$ 得到 $B_z(x) = dA_y(x)/dx$, 从而

$$A_y(x) = Bl_b \Theta(x - L) + Bl_b \Theta(x - 2L) + \dots + Bl_b \Theta(x - nL). \quad (3)$$

二维电子气在 (x, y) 平面, 磁场方向为 z 方向, 并沿 y 方向均匀分布, 而沿 x 方向变化. 采用抛物带有效质量近似, 二维电子气的哈密顿量表示为

$$H = \frac{1}{2m^*} [P + eA]^2 + U(x) + \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma}{2} \hbar B_z(x) \quad (4)$$

其中 m^* 为电子的有效质量, P 为电子的动量, A 为磁矢势, m_0 为自由电子质量, $U(x)$ 为体系的电势垒, g^* 为有效朗德因子, $\sigma = \pm 1$ 对应于 z 轴方向自旋向上和自旋向下电子的自旋本征态的量子数, B_z

(x) 是非均匀磁场的磁感应强度分布函数. 由于哈密顿量与动量算符 P_y 对易, 因此电子的波函数可以写成 $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$, 其中 k_y 为电子沿 y 方向的波矢, 于是可得一维薛定谔方程

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[E - U(x) - \frac{(\hbar k_y + eA_y)^2}{2m^*} - \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma}{2} \hbar B_z(x) \right] \right\} \psi(x) = 0. \quad (5)$$

为方便讨论问题, 我们引入体系的有效势

$$U_{\text{eff}}(x, k_y, \sigma) = U(x) + \frac{(\hbar k_y + eA_y)^2}{2m^*} + \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma}{2} \hbar B_z(x). \quad (6)$$

采用回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 和磁长度 $l_b = \sqrt{\hbar/eB_0}$ 作为单位来表示物理量, 将各相关物理量进行无量纲化. 各个区域的电子波函数可以表示为

$$\psi_m(x) = C_m e^{ik_m x} + D_m e^{-ik_m x} \quad ((m-1)L \leq x \leq mL, \quad 1 \leq m \leq n+1), \quad (7)$$

其中 k_m 为电子在相应区域的波矢

$$k_m = \sqrt{2E - [k_y + (m-1)B]^2} \quad (m=1 \text{ 或 } m=n+1), \quad (8)$$

$$k_m = \sqrt{2(E - U_0) - [k_y + (m-1)B]^2} \quad (2 \leq m \leq n). \quad (9)$$

边界条件 $\psi_n(nL) = \psi_{n+1}(nL)$, $\psi'_{n+1}(nL) - \psi'_n(nL) = \frac{g\sigma B}{2} \psi_n(nL)$.

当 $n=1$ 时, 将电子波函数代入边界条件可得

$$C_1 e^{ik_1 L} + D_1 e^{-ik_1 L} = C_2 e^{ik_2 L} + D_2 e^{-ik_2 L}, \quad (10)$$

$$ik_2 C_2 e^{ik_2 L} - ik_2 D_2 e^{-ik_2 L} - ik_1 C_1 e^{ik_1 L} + ik_1 D_1 e^{-ik_1 L} = \frac{g\sigma B}{2} (C_1 e^{ik_1 L} + D_1 e^{-ik_1 L}). \quad (11)$$

将两式变形

$$D_1 e^{-ik_1 L} - C_2 e^{ik_2 L} = -C_1 e^{ik_1 L} + D_2 e^{-ik_2 L}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \left(ik_1 - \frac{g\sigma B}{2} \right) D_1 e^{-ik_1 L} + ik_2 C_2 e^{ik_2 L} \\ & = \left(ik_1 + \frac{g\sigma B}{2} \right) C_1 e^{ik_1 L} + ik_2 D_2 e^{-ik_2 L}. \end{aligned} \quad (13)$$

将上述两方程写成矩阵形式

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} e^{-ik_1 L} & -e^{ik_2 L} \\ \left(ik_1 - \frac{g\sigma B}{2} \right) e^{-ik_1 L} & ik_2 e^{ik_2 L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 \\ C_2 \end{pmatrix} \\ & = \begin{pmatrix} -e^{ik_1 L} & e^{-ik_2 L} \\ \left(ik_1 + \frac{g\sigma B}{2} \right) e^{ik_1 L} & ik_2 e^{-ik_2 L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ D_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

上式可变形为

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-ik_1 L} & -e^{ik_2 L} \\ (ik_1 - \frac{g\sigma B}{2})e^{-ik_1 L} & ik_2 e^{ik_2 L} \end{pmatrix}^{-1} \times \begin{pmatrix} -e^{ik_1 L} & e^{-ik_2 L} \\ (ik_1 + \frac{g\sigma B}{2})e^{ik_1 L} & ik_2 e^{-ik_2 L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ D_2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

将 $n = 1$ 的磁势垒看作一个散射体, 根据散射矩阵的定义有

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = S_1 \begin{pmatrix} C_1 \\ D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 & t'_1 \\ t_1 & r'_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ D_2 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

所以 $n = 1$ 的磁势垒的散射矩阵可写为

$$S_1 = \begin{pmatrix} e^{-ik_1 L} & -e^{ik_2 L} \\ (ik_1 - \frac{g\sigma B}{2})e^{-ik_1 L} & ik_2 e^{ik_2 L} \end{pmatrix}^{-1} \times \begin{pmatrix} -e^{ik_1 L} & e^{-ik_2 L} \\ (ik_1 + \frac{g\sigma B}{2})e^{ik_1 L} & ik_2 e^{-ik_2 L} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

同样, 可以将 $n = 2, 3, \dots, N$ 的任意一个磁势垒看作一个散射体, 并写出其相对应散射矩阵 S_2, S_3, \dots, S_N . 根据散射矩阵合成公式^[17]有

$$S = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix} = S_1 \otimes S_2 \otimes \dots \otimes S_N. \quad (18)$$

利用散射矩阵方法, 可以计算出电子隧穿磁台阶势垒结构的传输概率

$$T(E, k_y, U_0) = \frac{k_{n+1}}{k_1} |t|^2. \quad (19)$$

为了定量分析磁调制量子结构中电子的自旋极化效应, 我们引入电子传输概率的自旋极化度

$$P(E, k_y, U_0) = \frac{T_+(E, k_y, U_0) - T_-(E, k_y, U_0)}{T_+(E, k_y, U_0) + T_-(E, k_y, U_0)}, \quad (20)$$

式中 $T_+(E, k_y, U_0)$ 和 $T_-(E, k_y, U_0)$ 分别表示自旋向上的电子和自旋向下的电子隧穿同一磁量子结构的传输概率.

3. 数值结果与讨论

在下面数值计算中, 我们取磁台阶势垒结构的材料为半导体 $\text{InAs}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, 其中有效质量 $m^* = 0.024m_0$, 有效朗德因子 $g^* = 15$, 本文取 $B_0 = 0.2\text{T}$, 图 2 的实线和点线分别对应 $\sigma = -1$ 和 $\sigma = 1$.

图 2 为二台阶势垒结构中, 不同入射能量电子传输概率随单个磁势垒大小的变化. 从图中可以看

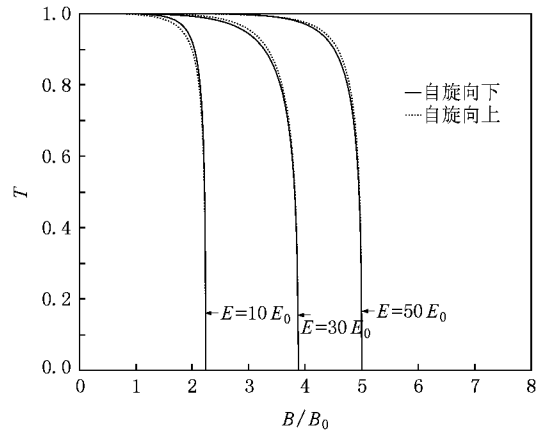


图 2 二台阶势垒结构中, 入射能量不同时, 传输概率 T 随单个磁势垒 B 的变化 (三组曲线分别为 $E = 10E_0, 30E_0, 50E_0$ 时的传输概率. $k_y = 0, U_0 = 0, L = 0.5$)

出入射能量 E 一定时, 磁势垒 B 的大小超过阈值时, 不同自旋取向的电子的传输概率均降为零, 此时自旋向上和自旋向下的电子都完全被磁势垒反射, 电子完全不能隧穿台阶势垒结构. 在不同的入射能量 E 下, 自旋向上和自旋向下的电子传输概率不一样, 入射能量 E 较小时, 自旋向下的电子传输概率较大, 入射能量 E 较大时, 自旋向上的电子传输概率较大, 但自旋向上和自旋向下的电子传输概率曲线都是在肩部分离较明显. 随着入射能量 E 增大, 电子能够隧穿的阈值磁势垒的大小也增大. 当 $k_y = 0$ 时, $k_{n+1} = \sqrt{2E - (nB)^2}$, 因此在电子的传输概率刚好为零的阈值点, 入射能量 E 与磁台阶的磁势垒总大小的平方成正比.

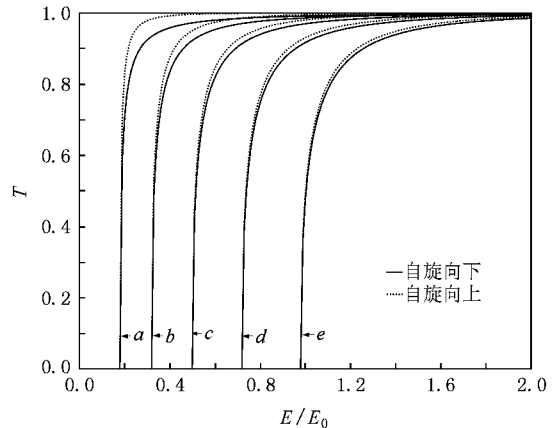


图 3 二台阶势垒结构中, 入射波波矢不同时, 传输概率 T 随入射波约化能量 E/E_0 的变化 (a, b, c, d, e 五组曲线分别代表波矢 $k_y = -0.4, -0.2, 0, 0.2, 0.4$ 时的传输概率曲线. $U_0 = 0, B = 0.5, L = 0.5$)

图 3 演示了二台阶势垒结构中入射波矢不同时的电子传输概率随入射能量的变化. 波矢 $k_y = 0$ 时, 相当于电子只是在一维量子线中传输. 如果波矢 k_y 不为零, 我们取电子的总能量等于 x 和 y 方向能量之和 ($E = E_x + E_y$), 这样就相当于电子在准一维的量子线中传输. 波矢 k_y 对电子传输概率的影响可

以等效于磁势垒 B , 如图 3 所示, 随着入射波矢 k_y 由负值到正值逐渐增大, 传输概率曲线的阈值能量也逐渐增大, k_y 为负时, 相当于减小了磁势垒的大小, 随着 k_y 的绝对值的增大, 电子的传输概率曲线分离逐渐增大, k_y 为正时, 相当于增加了磁势垒的大小, 随着 k_y 值的增大, 电子传输概率曲线分离逐渐减小.

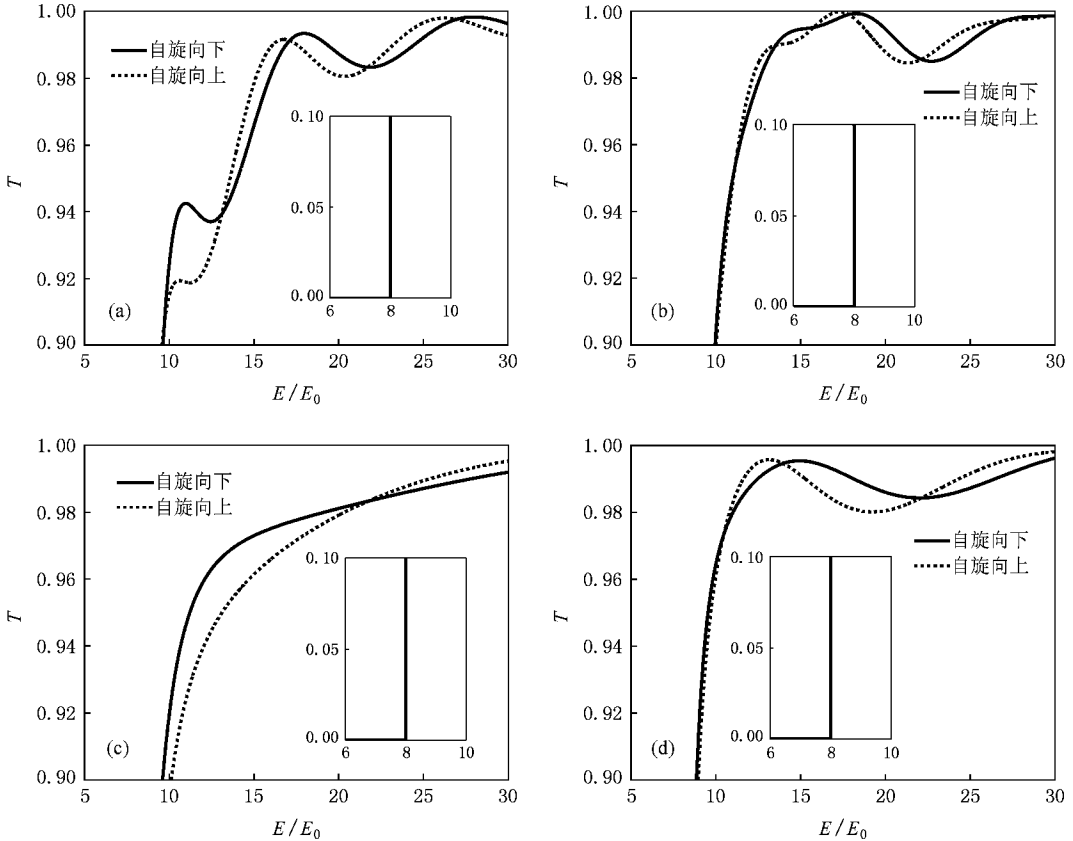


图 4 磁势垒总高度相同时, 不同台阶数的传输概率 T 随入射波约化能量 E/E_0 的变化. (a), (b), (c), (d) 分别对应 $L = 2, B = 2$ 的二台阶势垒, $L = 1, B = 1$ 的四台阶势垒, $L = 0.5, B = 2$ 的二台阶势垒, $L = 0.5, B = 1$ 的四台阶势垒结构的传输概率曲线 ($k_y = 0, U = 0$)

图 4 给出了磁势垒总高度相同的二阶和四阶台阶势垒结构的电子传输概率随入射能量变化的顶部曲线, 子图为底部曲线. 由图 1 磁台阶势垒结构的构型可知, 图 4(a), (b), (c), (d) 的磁势垒总高度相同, 其中 (a) 和 (b) 的磁台阶总宽度为 $L = 4$, (c) 的磁台阶总宽度为 $L = 1$, (d) 的磁台阶总宽度为 $L = 2$. 比较四组曲线, 可以看出四组传输概率曲线的阈值能量相同, 再次验证了电子自旋极化运输的传输概率曲线阈值能量取决于磁势垒总高度. 同时我们发现, 电子传输概率曲线随入射能量作准周期性振荡, 在特定的入射能量处, 出现共振隧穿峰, 磁台阶势垒的总宽度越大, 电子的传输概率振荡频率就越高, 电

子隧穿磁台阶势垒结构表现出了明显的量子尺寸效应. 比较四组传输概率曲线, 我们发现在零偏压下, 台阶数越小, 自旋向上和自旋向下的电子传输概率曲线分离越明显.

为了揭示台阶数对电子传输概率和传输概率的自旋极化度的影响, 我们计算了 $k_y = 0, B = 0.5$ 时不同台阶数的电子传输概率和相应传输概率的自旋极化度. 图 5 给出了 $L = 0.5$ 时的电子隧穿磁台阶势垒结构的传输概率随入射能量变化, 子图为放大的顶部曲线. 图 5(a), (b) 对应的偏置电压分别为 $U_0 = 0$ 和 $U_0 = -4$, 图 5 中 a, b, c 三组曲线分别代表二阶、四阶、八阶磁台阶势垒结构中不同自旋取向电子

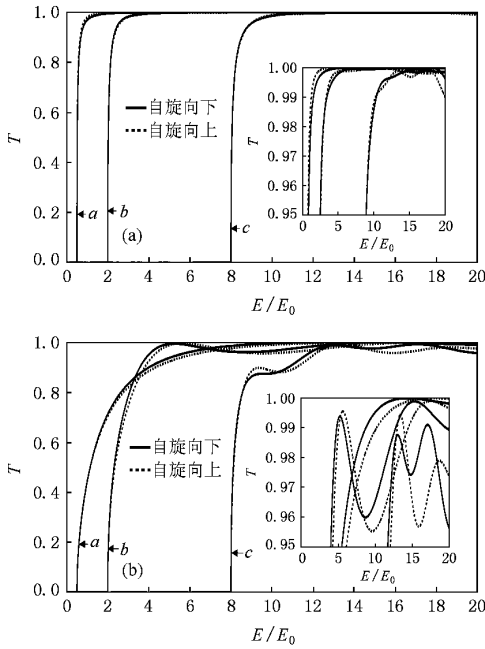


图 5 台阶数不同时, 传输概率 T 随入射波约化能量 E/E_0 的变化 (a, b, c 组曲线分别为电子隧穿二阶、四阶、八阶磁台阶势垒的传输概率. 图 (a) 和 (b) 分别对应的偏置电压为 $U_0 = 0$ 和 $U_0 = -4$. $k_y = 0, B = 0.5, L = 0.5$)

自旋极化输运的 $T-E$ 曲线. 比较图 5 的 (a) 与 (b), 我们发现 a, b, c 三组曲线的阈值能量相同, 并且非常好地符合了阈值点的入射能量与总磁势垒大小的平方成正比的规律. 在负的偏置电压作用下, 不同自旋取向的电子传输概率都明显降低, 同时传输概率曲线随入射能量的振荡幅度和频率都有所增大, 自旋向上和自旋向下的电子传输概率曲线在广阔的入射能量区出现更明显的分离.

图 6 给出了电子传输概率的自旋极化度随入射能量的变化. 图 6 中 a, b, c 三组曲线分别代表二阶、四阶、八阶磁台阶势垒结构中电子的 $P-E$ 曲线. 图 (a) (b) (c) (d) 对应的参数分别为 $U_0 = 0, L = 0.5; U_0 = -4, L = 0.5; U_0 = 0, L = 100; U_0 = -4, L = 100$. 从图 6 中我们发现, 电子传输概率的自旋极化度的最大值一般出现在阈值点附近, 随着磁台阶数的增加, 电子传输概率的自旋极化度的最大值逐渐减小. 在偏置电压作用下, 电子传输概率的自旋极化度在宽广的入射能量区出现明显的振荡增大, 电子隧穿磁台阶势垒表现出更加显著的自旋过滤效应. 由于电子隧穿磁台阶势垒结构存在着明显的量子尺寸效应, 磁台阶的总宽度越大, 电子传输概率的

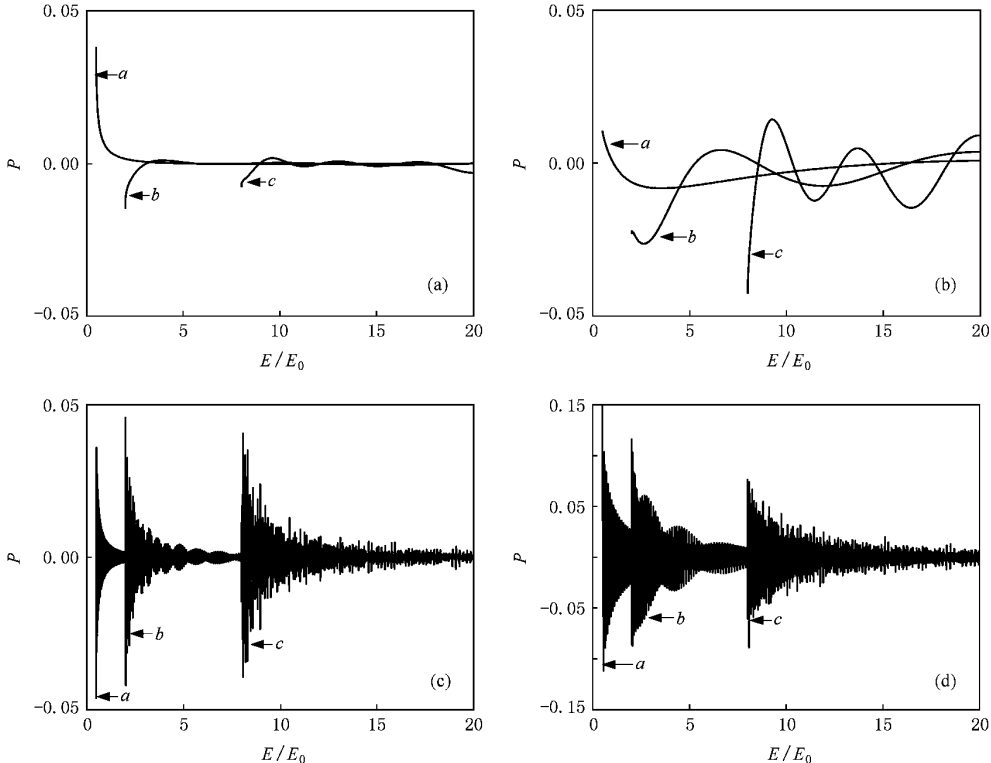


图 6 台阶数不同时, 电子传输概率的自旋极化度 P 随入射波约化能量 E/E_0 的变化 (a, b, c 三组曲线分别为电子隧穿二阶、四阶、八阶磁台阶势垒的电子传输概率的自旋极化度. (a) (b) (c) (d) 对应的参数分别为 $U_0 = 0, L = 0.5; U_0 = -4, L = 0.5; U_0 = 0, L = 100; U_0 = -4, L = 100$. 图中 $k_y = 0, B = 0.5$)

自旋极化度的准周期振荡频率就越高. 我们取 $L = 100$, 由于量子尺寸效应, 电子传输概率的自旋极化度曲线发生激烈的振荡, 这时电子传输概率的自旋极化曲线的外侧轮廓线可以近似看作电子传输概率的自旋极化度的包络曲线, 无论 L 的取值为多少, 电子传输概率的自旋极化度曲线总是在包络曲线的范围内进行复杂的振荡, 从图 6(c)(d) 可以明显看出, 磁台阶数越大, 电子传输概率的自旋极化度的衰减就越慢. 我们详细计算了更多阶磁台阶势垒结构的传输概率曲线和传输概率的自旋极化度曲线, 得到了相同的结论.

4. 结 论

本文运用散射矩阵的方法, 研究了零偏压和偏置电压作用下磁台阶势垒结构中二维电子气的隧穿

输运性质. 结果表明在磁台阶势垒结构中, 入射能量越大, 自旋电子能隧穿通过的磁台阶的总磁势垒就越大. 入射波矢 k_y 为负时, 电子传输概率曲线分离较大, k_y 为正时, 电子的传输概率曲线分离较小, 而且 k_y 的值越小, 电子隧穿的阈值能量就越小, 自旋向上与自旋向下的电子传输曲线分离也就越明显; 在磁台阶势垒结构中, 随着磁台阶数的增加, 电子传输概率的自旋极化度峰值逐渐减小, 同时电子传输概率的自旋极化度振荡衰减也越来越慢, 随着磁台阶的总宽度增加, 电子传输概率的自旋极化度曲线出现更明显的振荡, 电子隧穿磁台阶势垒表现出明显的量子尺寸效应, 在偏置电压作用下, 电子传输概率的自旋极化度出现明显的振荡增大, 使得电子隧穿磁台阶势垒结构在广阔的入射能量区表现出更明显的自旋过滤效应.

- [1] Majumdar A 1996 *Phys. Rev. B* **54** 11911
- [2] Guo Y, Gu B L, Zeng Z, Yu J Z, Kawazoe Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 2635
- [3] Guo Y, Qin J H, Zhai F, Chen X Y, Gu B L 2004 *Phys. Lett. A* **322** 117
- [4] Brusheim P, Xu H Q 2006 *Phys. Rev. B* **73** 045313
- [5] Wang R, Liang J Q 2006 *Phys. Rev. B* **74** 144302
- [6] Liu H F, Guo Y 2007 *Phys. Rev. B* **76** 045120
- [7] Li S S, Chang K, Xia J B, Hirose K 2003 *Phys. Rev. B* **68** 245306
- [8] Chang K, Peeters F M 2003 *Phys. Rev. B* **68** 205320
- [9] Zhang L B, Zhai F, Xu H Q 2006 *Phys. Rev. B* **74** 195332
- [10] Morze A V, Samokhin K V, Barnes C H W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4164
- [11] Xiao X B, Li X M, Zhou G H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1649 (in Chinese) [肖贤波、李小毛、周光辉 2007 物理学报 **56** 1649]
- [12] Misiomy M, Barnaš J 2007 *Phys. Rev. B* **76** 054448
- [13] Qin J H, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2569 (in Chinese) [秦建华、郭永、陈信义、顾秉林 2003 物理学报 **52** 2569]
- [14] Carmona H A, Geim A K, Nogaret A, Main P C, Foster T J, Henini M, Beaumont S P, Blamire M G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3009
- [15] Ye P D, Weiss D, Gerhardt R R, Seeger M, von Klitzing K, Eberl K, Nickel H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3013
- [16] Izawa S, Katsumoto S, Endo A, Iye Y 1995 *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** 706
- [17] Leng M H, Lent C S 1994 *Phys. Rev. B* **50** 10823
- [18] Tang L M, Wang L L, Chen K Q *et al* 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163505
- [19] Tang L M, Wang Y, Wang D, Wang L L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 437 (in Chinese) [唐黎明、王艳、王丹、王玲玲 2007 物理学报 **56** 437]
- [20] Peeters F M, Matulis A 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15166
- [21] Papp G, Peeters F M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2184
- [22] Xu H Z, Okada Y 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3119
- [23] Papp G, Peeters F M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3198
- [24] Chen K Q, Li W X, Duan W H, Shuai Z, Gu B L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 45422
- [25] Duan W H, Wang C M, Zhan Y Y 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 024305
- [26] Wang Q, Duan W H, Richards N L, Liew K M 2007 *Phys. Rev. B* **75** 201405
- [27] Duan W H, Quek S T, Wang Q 2008 *Smart. Mater. Struct.* **17** 015017
- [28] Wang X H, Wang R Z, Gu B Y, Yang G Z 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 093902
- [29] Wang X H, Gu B Y, Wang Rongzhou, Xu H Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 113904
- [30] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 9919
- [31] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2003 *Phys. Rev. B* **65** 153305
- [32] Chang K, Chan K S, Peeters F M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 155309
- [33] Yang W, Chang K 2005 *Phys. Rev. B* **72** 075303
- [34] Liu W M, Wu B, Niu Q 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2294
- [35] Liu W M, Fan W B, Zheng W M, Liang J Q, Chui S T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [36] He P B, Sun Q, Li P, Shen S Q, Liu W M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043618
- [37] Guo Y, Gu B L, Kawazoe Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1814 (in Chinese) [郭永、顾秉林、川添良幸 2000 物理学报 **49** 1814]

- [38] Gao F, Wang Y, You K M, Yao L J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2966 (in Chinese) [高峰、王 艳、游开明、姚凌江 2006 物理学报 **55** 2966]
- [39] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Chen K Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3649 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、陈克求 2006 物理学报 **55** 3649]

Spin polarized transport of two-dimensional electron gas through step-magnetic barrier structure ^{*}

Tang Zhen-Kun^{1)†} Wang Ling-Ling^{1)‡} Tang Li-Ming^{1)‡} You Kai-Ming²⁾ Zou Bing-Suo¹⁾

¹ *School of Physics and Microelectronics Science, Hunan University, Changsha 410082, China*

² *Department of Physics and Electronic Information Science, Hengyang Normal University, Hengyang 421008, China*

(Received 10 December 2007 ; revised manuscript received 25 February 2008)

Abstract

By using the scattering matrix method, the properties of two-dimensional electron gas spin polarized transport through step-magnetic barrier structure at different bias voltage are investigated. The results show that (i) the degree of spin polarization is cyclically reducing if the incidence energy increases at zero bias voltage, and (ii) it is reduced slower and the maximum of spin polarization decreases when the number of steps increase in this structure, and (iii) it is enhanced significantly in a wider energy range under applied bias voltage, and more distinct spin-filtering properties are observed in the step-magnetic barriers.

Keywords : step-magnetic barriers, spin polarization, spin filtering

PACC : 7340G, 7225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 90606001, 50602014), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 07JJ3114, 07JJ107) and Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050532013).

[†] E-mail : llwang@hnu.cn

[‡] E-mail : lmtang@hnu.cn