

反平行磁电垒结构中二维电子气体的输运性质

程正则

(咸宁学院电子与信息工程学院, 湖北咸宁 437100)

摘要: 本文对反平行磁电垒结构中二维电子气体的输运性质进行了详细的研究. 利用传递矩阵的方法计算了电子气体隧穿磁电垒结构的传输概率和电导率, 讨论了电势垒高度的变化对传输概率和电导率的影响. 结果表明, 该系统中不存在自旋过滤和自旋极化现象, 电子气体可实现理想的共振隧穿, 波矢过滤等.

关键词: 磁电垒; 共振隧穿; 波矢过滤; 传输概率; 电导率

中图分类号: TN104 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2009) 12-2762-04

Transport Properties of Two Dimensional Electron Gases in Antiparallel Magnetic Electric Barrier

CHENG Zheng ze

(The School of Electronic and Information Engineering, Xianning University, Xianning, Hubei 437005, China)

Abstract: This paper describes transport properties of two dimensional electron gases in antiparallel magnetic electric barrier structure. By means of transfer matrix method, we obtain the explicit expressions of electron transmission probability and conductance for a magnetic electric barrier structure and discuss the influence of different values of the electric potential barrier height on them. The results indicate that this system does not possess any spin filtering and spin polarization and electron gases can realize perfect resonant tunneling and wave vector filtering.

Key words: magnetic electric barrier; resonant tunneling; wave vector filtering; transmission; conductance

1 引言

二十世纪九十年代以来, 随着新型半导体材料 GaAs 的发展, 一些新颖的电子器件相继诞生^[1,2]. 近年来, 实验上用电子束微刻等高新技术成功地在 GaAs 半导体异质结表面上沉积铁磁材料或超导材料等实现了异质结面处二维电子气体(2DEG)的纳米尺度的磁调制. 电势垒, 磁垒和杂混磁电垒结构的物理性质和应用研究倍受人们的关注^[3-9]. Matulis 对电子隧穿相对复杂的磁垒结构中的输运现象进行了研究, 发现了十分有趣的依赖于电子纵向波矢的隧穿输运特性^[3]. Guo 等人对由相同磁垒, 不同磁垒和磁电垒等磁量子结构中电子的隧穿输运性质进行了深入的研究, 揭示了恒定电场对电子隧穿磁垒结构的共振隧穿性质的影响^[5], 讨论了磁电垒结构中的共振增强效应与负微分电阻效应等^[6]. Qin 等人研究了平行等强和平行非等强磁电垒结构中电子自旋极化输运性质^[7]. Papp 和 Peeters 研究了反平行磁电垒结构的输运性质, 但是由于他们导出的传输概率公式是错误的, 从而得到了错误的结论^[8]. Xu 等人虽

然指出了他们的错误, 但工作仅限于研究反平行磁电垒结构中不存在自旋极化和自旋过滤的特性^[9]. 本文利用传递矩阵的方法推导出二维电子气体(2DEG)隧穿反平行磁电垒结构的正确的传输概率公式, 并对该结构的输运性质进行了细致的研究, 揭示了 k_y 不同时电势垒高度的变化对共振隧穿的影响, 得到了一些新颖的结论.

2 理论模型和方法

反平行磁电垒结构的磁场构型是两个等强反向的 δ 型非均匀磁场, 同时在两个磁场之间有一矩形的电势垒, 如图 1 所示. 实验上可以通过在异质结(GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs)的上方沉淀金属铁磁条得到^[10,11].

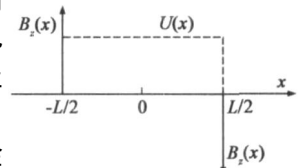


图1 磁电垒结构

为了阐明结构运作的基本原理, 减少参数数量, 我们将电势垒简化为方势垒, 即 $U(x) = U_0 \Theta(L/2 - |x|)$, 其中 Θ 为阶跃函数; 将非均匀磁场近似为 δ 函数的形式, 即 $B_z(x) = B \text{sgn}(-x) \delta(|x| - L/2)$.

二维电子气体(2DEG)在 (x, y) 平面, 磁场方向沿 z 方向, 沿 y 方向均匀分布, 并沿 x 方向变化. 在单粒子有效质量近似下, 系统的哈密顿量为

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

其中 m^* 为电子的有效质量, m_0 为真空中自由电子的质量, p 为电子的动量, $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 为对应于 Z 轴方向自旋向上和自旋向下的自旋本征态量子数, g^* 为有效朗德因子, A 为磁矢势, 根据朗道规范,

$$A(x) = B_z \odot (L/2 - |x|)$$

由于电子在 y 方向具有平移不变性, $[P_y, H] = 0$, 波函数可以表示为 $\varphi(x, y) = e^{ik_y y} \varphi(x)$, 其中 k_y 为电子沿 y

方向上的波矢. 为方便起见, 我们采用磁长度 $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB_0}}$

和回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 表示相关的物理量: (1) 长度 $r \rightarrow rl_B$, (2) 磁感应强度 $B_z(x) \rightarrow B_z(x)B_0$, (3) 矢势 $A(x) \rightarrow A(x)B_0l_B$, (4) 能量 $E \rightarrow E\hbar\omega_c$, (5) 波矢 $k_y \rightarrow k_y l_B^{-1}$. 在数值计算中, 以 GaAs 为例, 取材料参数为 $m^* = 0.067m_0$, $g^* = 0.44$, $B_0 = 0.2T$, 可得, $l_B = 575\text{\AA}$, $E_0 = \hbar\omega_c = 0.34\text{meV}$. 平面波函数 $\varphi(x)$ 满足静态薛定谔方程

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

引入有效势

$$U_{\text{eff}} = U(x) + \frac{\hbar^2}{2m_0} [k_y + \frac{e}{\hbar} A(x)]^2 + \frac{eg^*}{2m^*} \frac{\hbar}{2} B_z(x) \quad (3)$$

有效势共有三项: 第一项为电势垒; 第二项为与波矢 k_y 有关的磁有效势; 最后一项为电子的自旋与非均匀磁场的塞曼耦合项(仅在 $x = \pm \frac{L}{2}$ 处不为零). 有效势由电势垒调制, 它的每一项都对电子的输运性质起着决定性作用.

对方程(2) 求解可得各区域的电子波函数

$$\varphi(x) = \begin{cases} A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}, & x < -L/2 \\ A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}, & -L/2 < x < L/2 \\ A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x}, & x > L/2 \end{cases} \quad (4)$$

其中

$$k_1 = \sqrt{2E - k_y^2},$$

$$k_2 = \sqrt{|2(E - U) - (k_y + g^* B/2)^2|}.$$

利用波函数及其导数在势垒边界处的连续性, 我们采用传输矩阵的方法^[12], 很容易导出电子气体隧穿反平行磁电垒结构的传输概率

$$T(E, k_y) =$$

$$\begin{cases} \frac{4k_1^2 k_2^2}{[2k_1 k_2 \cos(k_2 L)]^2 + \left\{ [k_1^2 + k_2^2 + \left(\frac{g^* B}{2}\right)^2] \sin(k_2 L) \right\}^2}, & 2(E - U) > \left(k_y + \frac{g^* B}{2}\right)^2, \\ \frac{4k_1^2 k_2^2}{[2k_1 k_2 \cosh(k_2 L)]^2 + \left\{ [k_1^2 + k_2^2 + \left(\frac{g^* B}{2}\right)^2] \sinh(k_2 L) \right\}^2}, & 2(E - U) < \left(k_y + \frac{g^* B}{2}\right)^2, \\ 0, & 2E < k_y^2, \end{cases} \quad (5)$$

在弹道区, 由著名的朗道—布洛赫公式, 通过对半个费米面积分, 得到 $T = 0K$ 时电子隧穿体系的电导^[13, 14]

$$G = 2G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T(E_F, \sqrt{2E_F} \sin\theta) \cos\theta d\theta \quad (6)$$

式中 θ 为电子入射波矢与 x 方向的夹角, E_F 为费米能,

$$G_0 = \frac{e^2 m^* V_F l}{\hbar^2}, \quad l \text{ 为结构在 } y \text{ 方向的线度, } V_F \text{ 为费米能.}$$

3 结果和讨论

由图 1 知, 反平行磁电垒结构具有偶对称性, 有效势 U_{eff} 等效于一个单势垒结构, $U_{\text{eff}}(x, k_y, +1) = U_{\text{eff}}(-x, k_y, -1)$. 电子沿相反方向入射到同一磁电垒结构, 其传输概率是相同的. 方程(5) 也可以验证我们的结论, σ^2 项的存在使具有不同自旋指向 $\sigma = \pm 1$ 的电子隧穿反平行磁电垒结构, 其传输概率和电导是相同的, 即该结构不具有自旋过滤和自旋极化特性.

我们利用式(5), 式(6), 对无偏置电压下 2DEG 隧穿反平行磁电垒结构的传输概率与电导进行了计算. 图 2、3 分别给出了 2DEG 隧穿反平行磁电垒结构的传输概率和电导随入射电子能量的变化情况.

图 2(a), (b), (c) 的结构参数取为 $B = 5T$, $L = 2$, $U = 0, 2, 4$. 图中实线、虚线和点线分别代表电势垒 $U = 0, 2, 4$ 的情况. 我们选取 $k_y = 0, k_y = 2, k_y = -2$ 三种情况进行了分析.

从图 2 可以看出, 2DEG 隧穿反平行磁电垒结构的传输概率随着入射电子的能量呈现出明显的振荡. 对于不同的波矢 k_y , 在传输共振性质上都有十分相似的一面: (1) 每个共振区都有完全共振峰的出现, 并且发生在不同的能区, 表明了反平行磁电垒结构具有十分显著的波矢过滤特性. (2) 共振峰处传输概率的最大值 $T_m = 1$, 对应着完全隧穿. (3) 共振峰的起始位置和宽度展示了对波矢 k_y 和电势垒高度 U 的依赖性. (正的) 电势垒高度增加了有效势垒的高度, 延长了禁带宽度. 随

着 U 的增加, 共振峰向高能方向移动, 峰值依次经历增大到 1 再减小的过程.

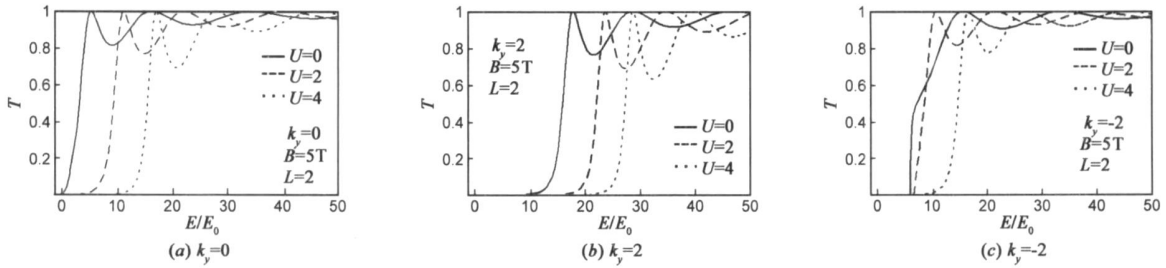


图2 电子隧穿反平行磁电垒结构的传输概率 T 随入射能量 E 的变化

为了进一步清楚地看出 2DEG 隧穿反平行磁电垒结构的共振隧穿性质, 我们给出了传输概率随入射电子能量和电势垒高度变化的三维图形(见图 3). 从图 3 中清晰地看到电子在低能区几乎完全被反射, 隧穿概率很小, 而在高能区, 电子可以实现理想地共振隧穿.

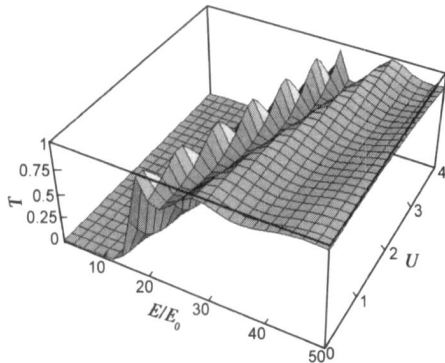


图3 电子隧穿反平行磁电垒结构的传输概率随入射电子能量和电势垒高度的变化 $L=2, B=5T, k_y=2$

$$L=2, B=5T, k_y=2$$

实验上可以直接测量的物理量是电导而不是传输概率, 但电子隧穿磁电垒结构的传输概率的大小可以通过电导随费米能的变化体现出来. 为了进一步揭示电子隧穿磁电垒结构的输运性质, 图 4, 5 给出了 2DEG 隧穿反平行磁电垒的电导 G 随费米能 E_F 的变化曲线.

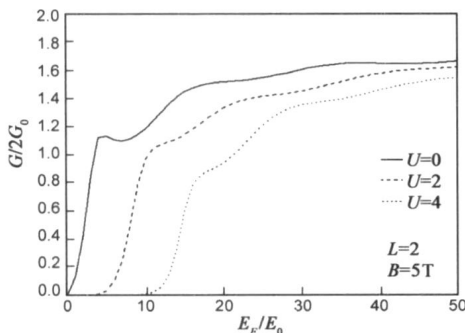


图4 电导在电势垒高度变化时随费米能的变化 $L=2; B=5T; k_y=2; U=0, 2, 4$

图 4 的结构参数取为: $L=2, B=5T, k_y=2, U=0, 2, 4$. 从图中可以看出电导 G 随费米能 E_F 的变化呈现出微弱振荡, 电势垒的高度会严重抑制传输概率的隧

穿, 因此随着 U 的增大, 电导 G 呈下降趋势. 特别是在低能区, $U \neq 0$ 时, 相应的电导几乎为零.

下面我们来分析磁势垒 B 对电导 G 的影响(见图 5). 结构参数取为: $L=2, U=2, k_y=2, B=0.2, 2, 5, 10T$. 从图中知, $B=0.2T$ 和 $B=2T$ 时的电导 G 几乎完全吻合. 也就是说, 当磁场 B 很小时, 磁场的变化对电导 G 的影响可以忽略不计. 但是, 随着 B 高度的增加, 电导 G 很快衰减并呈现出了明显的振荡且有尖锐共振峰的出现.

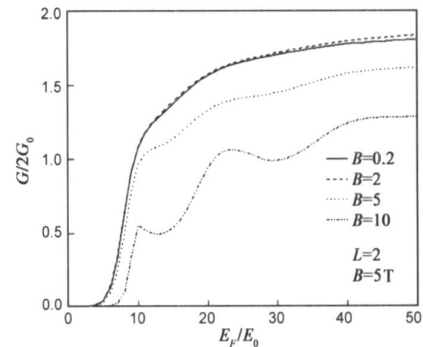


图5 电导在磁场变化时随费米能的变化 $L=2; U=2; k_y=2; B=0.2T, 2T, 5T, 10T$

4 结论

2DEG 隧穿反平行磁电垒结构的输运行为与磁量子结构构型、电势垒高度、入射电子能量及波矢密切相关, 表现出十分显著的波矢过滤性和理想的共振隧穿等特征. 我们工作的创新之处在于讨论了在纵向波矢 k_y 不同时电势垒高度的变化对电子隧穿磁电垒结构的输运性质的影响. 研究表明, 电子在较广阔的能区能出现共振隧穿, 隧穿概率较大. 传输概率和电导随着 U 的增加呈下降趋势. 这对基于“磁电垒结构具有波矢过滤性”原理的滤波器的设计和理想共振器件的设计都具有理论指导意义.

参考文献:

- [1] 梁振宪, 施卫. 高压超快 GaAs 光电导开关的研制[J]. 电子学报, 1998, 26: 104-106.

- [2] 焦世龙, 冯 , 陈堂胜, 范超, 李拂晓, 叶玉堂. 12 Gb/s GaAs PHEMT 跨阻抗前置放大器[J]. 电子学报, 2006, 34: 1156– 1158.
- [3] A Matulis, F M Peeters, P vasilopoulos. wave vector dependent tunneling through magnetic barriers[J]. Phys Rev Lett, 1994, 72: 1518– 1521.
- [4] Yong Guo, Bing lin Gu, Wenhui Duan. Transport in asymmetric multiple barrier magnetic nanostructures[J]. Phys Rev B, 1997, 55: 9314– 9317.
- [5] Yong Guo, Bing lin Gu, Zhong Zeng. Electron spin polarization in magnetically modulated quantum structures[J]. Phys Rev B, 2000, 62: 2635– 2639.
- [6] Yong Guo, Feng Zhai, Bing lin Gu. Resonant enhancement and negative differential resistances in hybrid magnetic electric barrier structures[J]. Phys Rev B, 2002, 66: 045312(1– 7).
- [7] 秦建华, 郭永, 陈信义. 磁电垒结构中自旋极化输运性质的研究[J]. 物理学报, 2003, 52(10): 2569– 2575
- [8] G Papp, F M Peeters. Spin filtering in a magnetic electric barrier structure. Appl[J]. Phys Lett, 2001, 78: 2184– 2186; 79: 3198.
- [9] H Z Xu, Y Okada. Does a magnetic barrier or a magnetic electric barrier Structure possess any spin polarization and spin filtering under zero bias[J]. Appl Phys Lett, 2001, 79: 3119 – 3121.
- [10] T Vancura, T Ihn, S Broderick. Electron transport in a two dimensional electron gas with magnetic barriers[J]. Phys Rev B, 2000, 62: 5074.
- [11] K M Krishnan. Ferromagnetic δ - $Mn_{1-x}Ga_x$ thin films with perpendicular anisotropy[J]. Appl Phys. Lett, 1992, 61: 2365 – 2367.
- [12] Hongqi Xu. Scattering matrix method for ballistic electron transport: Theory and an application to quantum antidote arrays[J]. Phys Rev B, 1994, 50: 8469– 8477.
- [13] M. Buttiker. Four terminal phase coherent conductance[J]. Phys Rev Lett, 1986, 59: 1761 – 1764.
- [14] M Buttiker, Y Imry, R Landauer. Generalized many-channel conductance formula with application to small rings[J]. Phys Rev Lett, 1985, 55: 6207– 6215.

作者简介:

程正则 男, 1965 年出生于湖北省咸宁市, 博士; 湖北省咸宁学院电子与信息工程学院党总支书记. 在国内外著名刊物上发表 SCI、EI 文章多篇. 主要从事材料光学和电子学方面的研究工作.
E-mail: czz8986@126.com; czz8986my@163.com