

磁电垒结构中自旋极化输运性质的研究*

秦建华 郭 永 陈信义 顾秉林

(清华大学物理系, 北京 100084)

(2002 年 9 月 4 日收到, 2002 年 12 月 10 日收到修改稿)

研究了电子隧穿几类磁电垒结构的自旋极化输运性质, 导出统一的传输概率公式, 揭示了非均匀磁场的分布与自旋过滤的关系, 同时表明采用有效朗德因子较大的半导体材料可以显著增强磁电垒结构的自旋过滤效果.

关键词: 磁电垒, 自旋过滤, 自旋电子学, 自旋极化

PACC: 7340

1. 引 言

二十几年来, 磁调制量子结构物理无论在理论还是在实验上均得到了人们极大的关注^[1-26]. 自从 Dubrovin 和 Novikov^[1]以及后来的 Vil'ms 和 Entin^[2]提出磁调制量子结构的概念以来, 理论上人们陆续提出了各类磁调制量子结构, 其中包括磁垒、磁阱、磁台阶^[3]、磁量子点及反点^[4]、磁量子线^[5]、磁量子环^[6]、周期及准周期超晶格^[7, 14]等. 起初实验上实现二维电子气的磁调制进展较慢, 但随着分子束外延技术和现代刻蚀技术的发展, 利用电子微刻技术在半导体异质结上沉积超导层^[8]和铁磁层^[9, 10], 实现了对二维电子气的纳米级磁调制. 通过电子束微刻技术, 超导薄膜可以做成任意的形状, 从而任何想象得到的非均匀磁场的几何构型在实验上都能实现, 这为理论研究奠定了坚实的实验基础.

理论上磁调制量子结构的能谱和输运性质研究已取得了显著进展, 人们重点研究了磁调制量子结构的波矢过滤、能谱结构、共振劈裂、自旋极化输运和磁阻性质等等. 1996 年, Peeters 等人^[4]提出磁量子反点的概念, 同时给出其中电子能级的初步结果. 1998 年, Sim 等人^[11]对磁量子反点的磁边缘态、单电子能级及电导等进行了研究, 并得到磁量子点中电子的能谱结构, 澄清了磁边缘态与磁约束下电子的经典运动轨道之间的对应关系. Guo 等人近年来在这方面作了系统性的研究工作, 深入地研究了由相同磁垒和不同磁垒构成的磁量子结构中电子的隧穿

输运性质, 并发现后者的波矢过滤更显著^[12]; 首次对周期磁垒超晶格中的共振劈裂效应进行了研究, 揭示了共振峰的劈裂规律^[13, 23]; 首次将准周期的概念引入磁超晶格, 对 Fibonacci 序列和 Thue-Morse 序列型的磁超晶格输运性质进行了研究^[14]; 研究了恒定电场下磁垒结构中电子的输运行为, 揭示了电场对共振隧穿的影响^[15]; 研究了复杂磁垒结构中的自旋极化输运特性, 指出自旋极化对磁场构型、偏置电压、入射能量以及入射波矢的依赖关系, 同时指出由不等同的磁垒构成的磁量子结构具有更为显著的自旋过滤特性^[16]; 讨论了磁电垒结构中的共振增强效应与负微分电阻效应^[17]等.

最近, 杂混磁电垒结构引起了人们的极大兴趣^[17-22]. Papp 和 Peeters^[19]研究了反平行磁电垒结构的输运性质. 该磁电垒结构的磁场构型为两个等强反向的 δ 型非均匀磁场, 同时在两个 δ 型磁场之间有一矩形的电势垒. 他们指出在零偏压下该结构具有自旋过滤的特征. 但 Papp 等人^[19]的工作中, 导出的传输概率公式是错误的, 从而他们得到了错误的结论. Xu 等人^[20]指出了他们的错误, 同时给出了正确的传输概率公式, 研究结果表明反平行磁电垒结构在零偏压下不存在自旋过滤效应. 随后, Papp 和 Peeters 等人^[21]也发现了自己犯的错误, 并对他们以前的工作做了校正, 重新给出了零偏压下反平行磁电垒结构的传输概率公式. 此外, 他们指出哈密顿量中 Zeeman 项中有效质量应该替换为自由电子质量, 同时指出他们以前的公式对应于另一类磁电垒结构. 这类磁电垒结构与反平行磁电垒结构类似, 区别

* 清华大学重点基础研究基金(批准号: JZ2002005)及国家自然科学基金(批准号: 10004006)资助的课题.

仅在于此类结构中两个 δ 型非均匀磁场的方向相同. 为了方便起见, 本文称之为平行等强磁电垒结构. 随后不久, Jiang 等人^[22]根据 Papp 和 Peeters^[21]提出的平行等强磁电垒结构, 重复出了 Papp 等人^[19]较早时得到的传输概率公式.

本文的目的在于通过研究几类磁电垒结构的自旋过滤效应, 进一步揭示非均匀磁场分布与自旋过滤之间的关系. 我们的研究发现, Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]给出的平行等强磁电垒结构的传输概率公式仍然存在着问题. 我们导出了统一的电子隧穿几类磁电垒结构的传输概率公式, 澄清 Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]的错误, 给出正确的结果, 并进行必要的讨论.

2. 理论模型和方法

我们研究与文献 [19, 20, 22] 相同或相似的磁电垒构型, 如图 1 所示. 图 1(a) 结构中磁场构型为两个反向等强的非均匀 δ 型磁场, (b) 结构中磁场构型为两个同向等强的非均匀 δ 型磁场, (c) 结构中磁场构型为两个同向非等强的非均匀 δ 型磁场. 为了方便起见, 我们分别称之为反平行磁电垒结构, 平行等强磁电垒结构及平行非等强磁电垒结构. 这些磁电垒结构, 在实验上可以通过在异质结 ($\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 或者 $\text{InAs}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) 的上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, 由于铁磁条的边缘磁场效应, 二维电子气体感受到非常局域的非均匀磁场的调制. 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, 如果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. 更为详细的说明, 可参阅文献 [19, 25].

本文研究这些磁调制量子结构中二维电子气体的自旋极化输运性质. 为了阐明这些结构运作的基本原理同时减少参数的数量, 我们将电势垒简化为方势垒即

$$U(x) = U_0 \Theta(x + L/2) \Theta(L/2 - x),$$

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

$$B_z(x) = B_1 \delta(x + L/2) + B_2 \delta(x - L/2).$$

考虑上述三类磁电垒结构中电子的运动, 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. 在零偏压下, 采用抛物带有效质量近似, 二维电子气的哈密顿量表示为

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

其中 m^* 为电子的有效质量, \mathbf{P} 为电子的动量, \mathbf{A} 为磁矢势, m_0 为自由电子质量, $U(x)$ 为体系的电势垒, g^* 为朗德有效因子, $\delta = \pm 1$ 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.

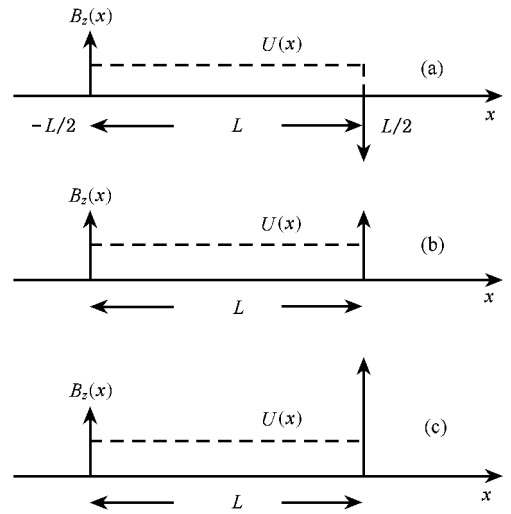


图 1 三类磁电垒结构的构型

下面我们导出统一的电子隧穿各类磁电垒结构的传输概率公式. 由于电子只在 (x, y) 平面运动, 从而 $\mathbf{P} = (p_x, p_y, 0)$, 电势垒

$$U(x) = U_0 \Theta(x + L/2) \Theta(L/2 - x);$$

非均匀磁场的磁感应强度分布为

$$B_z(x) = B_1 \delta(x + L/2) + B_2 \delta(x - L/2),$$

其中 B_1 为体系在 $x = -L/2$ 处的磁感应强度, B_2 为体系在 $x = L/2$ 处的磁感应强度. 三类磁电垒结构的区别就在于磁场构型的不同, 即 $B_1 = -B_2$, $B_1 = B_2$, $B_2 = nB_1$ ($n \neq 1$, $n > 0$) 分别对应于反平行磁电垒结构、平行等强磁电垒结构、平行非等强磁电垒结构. 由以上的磁场分布, 根据朗道规范则得到矢势 $\mathbf{A} = (0, A_y(x), 0)$, 由 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 得到 $B_z(x) = dA_y(x)/dx$, 从而 $A_y(x) = B_1 l_B \Theta(x + L/2) + B_2 l_B \Theta(x - L/2)$ 其中 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$ 为磁长度. 哈密顿量可以改写为

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{[p_y + eA_y(x)]^2}{2m^*} + U(x) + \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma\hbar}{2} B_z(x). \quad (2)$$

由于电子沿 y 方向的平移不变性, y 方向的动量算符与哈密顿量算符对易, 电子的波函数可以表示为 $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$, 其中 k_y 为电子沿 y 方向的波矢, $\psi(x)$ 满足约化的一维薛定谔方程

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} [E - U(x)] - \frac{(\hbar k_y + eA_y)^2}{2m^*} - \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma \hbar}{2} B_z(x) \right\} \psi(x) = 0. \quad (3)$$

为分析方便起见, 引入体系的有效势

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

引入回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 和磁长度 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$, 对各相关物理量进行无量纲化: 1) 磁感应强度 $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$, 2) 矢势 $A_y(x) \rightarrow B_0 l_B A_y(x)$, 3) 长度 $r \rightarrow l_B r$, 4) 能量 $E \rightarrow \hbar \omega_c E$, 同时取 $g = g^* m^* / m_0$, B_0 为某一特定的磁感应强度, 一般情况下取 $B_0 = 0.1\text{T}$ 或者 $B_0 = 0.2\text{T}$.

各区域电子的波函数为

$$\psi_1(x) = C_1 e^{ik_i x} + D_1 e^{-ik_i x}, \quad x < -L/2,$$

$$\psi_2(x) = C_2 e^{ik_r x} + D_2 e^{-ik_r x}, \quad -L/2 < x < L/2,$$

$$\psi_3(x) = C_3 e^{ik_f x} + D_3 e^{-ik_f x}, \quad x > L/2,$$

其中 k_i , k_1 和 k_f 为电子在对应区域的波矢

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

$$k_1 = \sqrt{\mathcal{X}(E - U_0) - (k_y + B_1)^2},$$

$$k_f = \sqrt{2E - (k_y + B_1 + B_2)^2}.$$

由边界条件 $\psi_1(-L/2) = \psi_2(-L/2)$, $\psi_2(L/2) = \psi_3(L/2)$, $\psi_2'(-L/2) - \psi_1'(-L/2) = \frac{g\sigma B_1}{2} \psi_1(-L/2)$,

$\psi_3'(L/2) - \psi_2'(L/2) = \frac{g\sigma B_2}{2} \psi_2(L/2)$, 利用传输矩阵方法, 可以导出电子隧穿上述三类磁电垒结构的传输概率公式

$$\mathcal{T}(E, k_y, \sigma) = \frac{4k_i^2 k_f^2}{[2k_i k_1 \alpha + \sigma g B k_i \gamma]^2 + \left\{ -\sigma g B k_1 \alpha + \left[k_i^2 + k_1^2 - \left(\frac{g\sigma B}{2} \right)^2 \right] \gamma \right\}^2}. \quad (6)$$

不难看出, 此时(4)式回到了 Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]的公式. 此外, 他们的公式还有另一个错误, 他们公式中的 g^* 应该为 g , 哈密顿量中 Zeeman 项质量应该为自由电子质量 m_0 . 平行非等强磁电垒的性质跟平行等强磁电垒结构的性质类似.

$$\mathcal{T}(E, k_y, \sigma) = \frac{4k_i k_1^2 k_f}{C_4^2 + D_4^2}, \quad (4)$$

其中

$$C_4 = k_i (k_i + k_f) \alpha + \frac{g\sigma}{2} (k_i B_2 + k_f B_1) \gamma,$$

$$D_4 = -\frac{g\sigma}{2} (B_1 + B_2) k_1 \alpha + \left[k_i k_f + k_1^2 - \left(\frac{g\sigma}{2} \right)^2 B_1 B_2 \right] \gamma,$$

$$\alpha = \cos(k_1 L), \quad \gamma = \sin(k_1 L).$$

这里 k_i (入射波矢) k_f (出射波矢) 为实数, 如果 k_f 为虚数则电子在该体系的传输会很快衰减.

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. 通过计算弹道电导 G , 可以进一步揭示电子隧穿磁电垒结构的隧穿输运性质. 在弹道区, 通过对半个费米面进行积分, 得到电子隧穿体系的电导^[17-22]

$$\mathcal{G}(E_F, \sigma) = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathcal{T}(E_F, \sqrt{2E_F} \sin \phi, \sigma) \cos \phi d\phi, \quad (5)$$

式中 ϕ 是电子入射波矢与 x 方向的夹角, E_F 为费米能, $G_0 = 2e^2 m^* v_F l / \hbar^2$, l 是结构在 y 方向的线度, v_F 为费米速度.

现在来分析上面三类磁电垒结构的区别. 反平行磁电垒结构中, $B_1 = -B_2$; 由 k_i , k_1 和 k_f 的表达式知 $k_i = k_f$; 矢势 $A_y(x)$ 为一矩形势垒; 有效势 U_{eff} 等效于一个单势垒(阱)结构. 平行等强磁电垒结构中, $B_1 = B_2$; 矢势 $A_y(x)$ 为一台阶形矢势; 由 k_i , k_1 和 k_f 的表达式看, $k_i \neq k_f$. Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]在研究平行等强磁电垒结构时, 错误地认为在平行等强磁电垒结构中 $k_i = k_f$. 如果在(4)式中取 $k_i = k_f$, 则得到

3. 计算结果和讨论

3.1. 反平行磁电垒结构

反平行磁电垒结构中, $B_1 = -B_2$, 入射和出射

波矢相等($k_i = k_f = \sqrt{2E - k_y^2}$),中间区域波矢 $k_i = \sqrt{\chi(E - U_0) - (k_y + B_1)^2}$,由(4)式得到

$$T(E, k_y, \sigma) = \frac{4k_i^2 k_f^2}{4k_i^2 k_f^2 \alpha^2 + \left[k_i^2 + k_f^2 + \left(\frac{g\sigma B_1}{2} \right)^2 \right]^2 \gamma^2} \quad (7)$$

显然,在零偏压下该结构的传输概率仅与 σ^2 项有关,因而具有不同自旋指向 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 的电子隧穿同一结构,其传输概率及电导是完全相同的,也就是说在零偏压下反平行磁电垒结构不具有自旋过滤的特性.这个结论已由 Xu 等人^[20]指出,之前 Papp 等人^[19]得到错误的结论是由于公式推导失误所致.

Xu 等人^[20]的工作中哈密顿量中的 Zeeman 项使用了电子的有效质量 m^* ,从而夸大了考虑自旋和不考虑自旋的差别.实际上,在反平行磁电垒结构中考虑自旋和不考虑自旋之间的差别是非常微小的,由于篇幅限制,我们在此不再给出具体的数值计算结果.

3.2. 平行等强磁电垒结构

图 2 是根据 Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]给出的平行等强磁电垒结构的传输概率公式计算得到的结果,使用的是 GaAs 系统($m^* = 0.067m_0$, $g^* = 0.44$).结构参数为 $B_0 = 0.2\text{T}$, $B_1 = B_2 = 3$, $L = 0.5$.图 2(a)(b)表示传输概率随电子入射能量的变化,图 2(c)表示电导随费米能的变化.从图中可以看出,电子隧穿该类结构存在显著的自旋过滤和自旋极化效应,但是 Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]给出的平行等强磁电垒结构的传输概率公式是错误的.第一,错误地认为 $k_i = k_f$;第二,哈密顿量 Zeeman 项中使用了电子有效质量 m^* ,从而夸大了自旋过滤效应.

图 3 给出我们根据正确的公式针对 GaAs 系统得到的计算结果. $m^* = 0.067m_0$, $g^* = 0.44$, $B_0 = 0.2\text{T}$, $B_1 = B_2 = 3$, $L = 0.5$.图 3(a)(b)表示传输概率随能量的变化,(a)表示 $U_0 = 0$, $k_y = -2, 0, +2$ 时具有不同自旋指向电子的 $T-E$ 曲线图,(b)表示 $U_0 = -4$, $k_y = -2, 0, +2$ 时具有不同自旋指向电子的 $T-E$ 曲线图,(c)表示电导随费米能的变化,插图为 $U_0 = -4$ 时电导的自旋极化度随费米能的变化曲

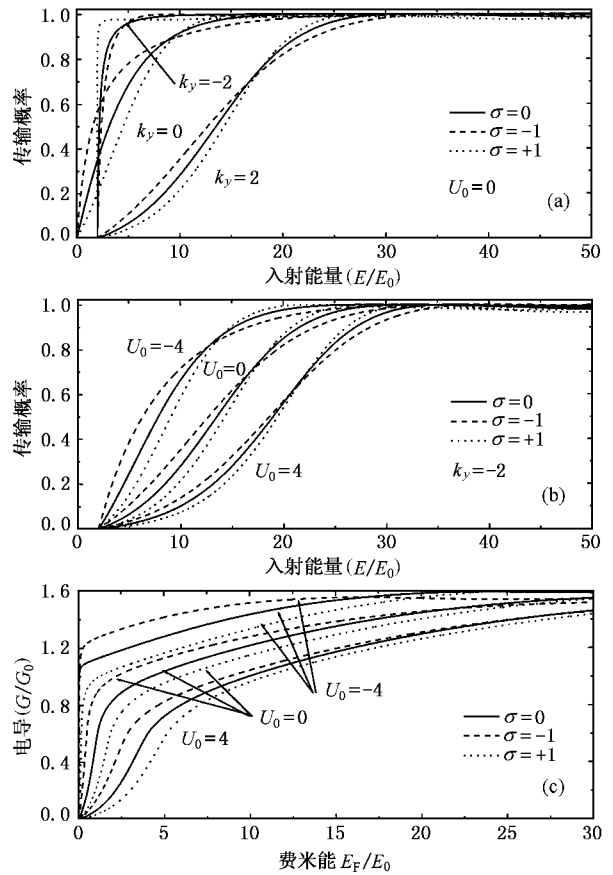


图 2 电子隧穿平行等强磁电垒结构的传输概率谱和电导谱(注:此图根据 Papp 等人^[21]和 Jiang 等人^[22]给出的平行等强磁电垒结构的传输概率公式计算得到)(a)(b)电子传输概率随能量的变化(c)电导随费米能的变化

线.电导的自旋极化度定义为 $G_{\uparrow\downarrow} = (G_{\uparrow} - G_{\downarrow}) / (G_{\uparrow} + G_{\downarrow})$.图 2(a)中随着波矢 k_y 的增大,曲线向高能方向移动;只有在 $k_y = -2$ 的曲线肩部才能看到自旋向上和自旋向下电子传输概率曲线的分离.图 2(b)中,只有在 $U_0 = -4$ 时,自旋向上和自旋向下电子的传输概率曲线才有微小的区别.图 2(c)所示自旋向上和自旋向下电子的电导曲线几乎重合在一起, $U_0 = -4$ 时的电导自旋极化度很小,不足 1% ,而 $U_0 = 4$ 时的电导自旋极化度则更小.从图 3 可知,对于 GaAs 系统,零偏压下电子隧穿平行等强磁电垒结构存在自旋过滤效应,但效果并不显著.

对于有效朗德因子 g^* 较大的 InAs 系统, $m^* = 0.024m_0$, $g^* = 15$.在计算中同样取 $B_0 = 0.2\text{T}$, $B_1 = B_2 = 3$, $L = 0.5$,计算结果如图 4 所示.图 4(a)(b)表示传输概率随电子入射能量的变化,(a) $U_0 = 0$, $k_y = -2, 0, +2$ 时具有不同自旋指向电子的 $T-E$ 曲

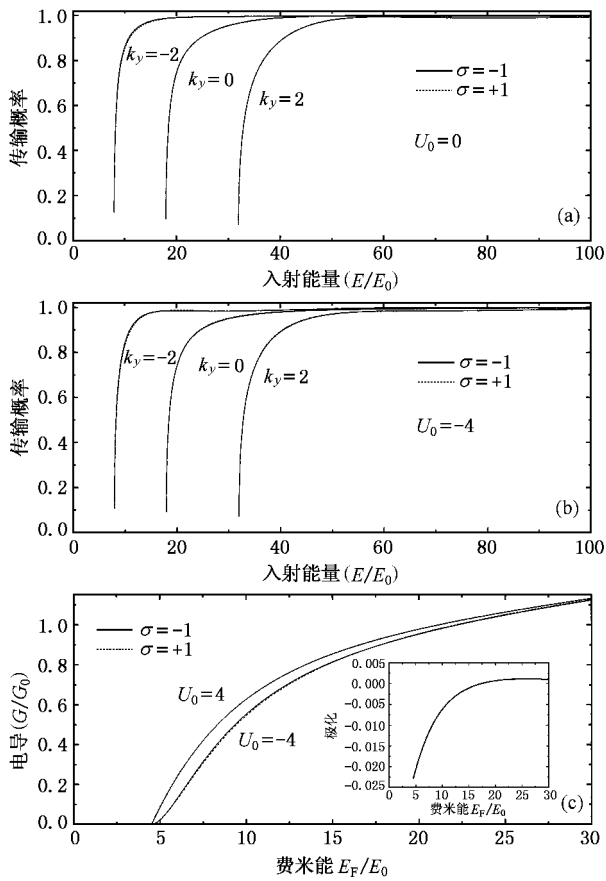


图3 电子隧穿平行等强磁电垒结构的传输概率谱和电导谱 (GaAs 系统) (a)(b)电子传输概率随入射能量的变化 (c)电导随费米能的变化

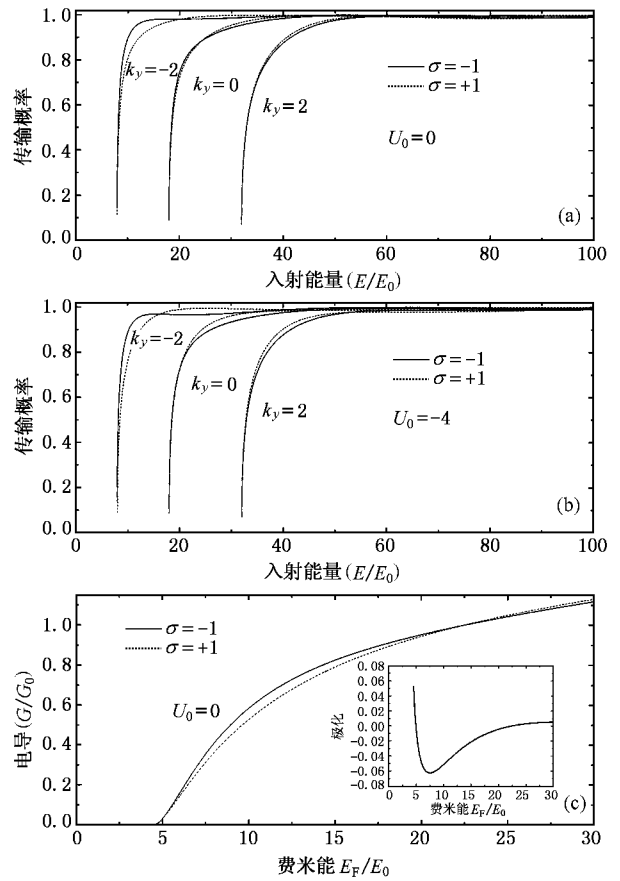


图4 电子隧穿平行等强磁电垒结构的传输概率谱和电导谱 (InAs 系统) (a)(b)电子传输概率随入射能量的变化 (c)电导随费米能的变化

线图 (b) $U_0 = -4$, $k_y = -2, 0, +2$ 时具有不同自旋指向电子的 $T-E$ 曲线图. 图 4(c) 表示电导随费米能的变化, 插图表示电导的自旋极化度随费米能的变化. 由图 4(a)(b) 知, 随着 k_y 的增大, 传输概率曲线向高能方向移动, k_y 为负时, 自旋向上和自旋向下电子的传输概率曲线分离变得更加明显, k_y 为正时, 分离变得很小; 此外, 电势垒 U_0 对不同自旋曲线的分离也有较大的影响. 在图 4(c) 仅画出 $U_0 = 0$ 时的电导曲线, 插图为对应的电导自旋极化度曲线, 电导自旋极化度的定义同前. 可以看出电导的自旋极化度在费米能量较低时出现了振荡, 但随着费米能的增大便很快衰减.

对照图 4 和图 3, 可以看出采用有效朗德因子较大的 InAs 系统, 自旋向上和自旋向下电子的传输概率曲线和电导曲线出现了更为明显的分离, 电导的自旋极化度也有一定的提高. 也就是说, 使用有效朗德因子较大的材料后, 体系的自旋过滤效果更为

显著. 因而要想获得显著的自旋过滤效果, 应采用 g^* 较大的材料.

3.3. 平行非等强磁电垒结构

图 5 给出电子隧穿基于 InAs 系统的平行非等强磁电垒结构的计算结果. $m^* = 0.024m_0$, $g^* = 15$, $B_0 = 0.2T$, $B_1 = 3$, $B_2 = 6$, $L = 0.5$. 可以看出, 该结构的性质和平行等强磁电垒结构相似, 但该结构的自旋过滤效果比平行等强磁电垒结构更为显著, 在费米能较小时电导的自旋极化度可以达到 45%.

通过对以上三类结构的分析, 我们注意到以下自旋过滤与纳米磁结构之间的密切关系. 在零偏压下, 反平行磁电垒结构不存在自旋过滤效应, 其非均匀磁场的分布满足 $B_z(-x) = -B_z(x)$; 平行等强磁电垒结构存在自旋过滤效应, 其非均匀磁场的分布满足 $B_z(-x) = B_z(x)$; 平行非等强磁电垒结构也存在自旋过滤效应, 其非均匀磁场的分布既不满足

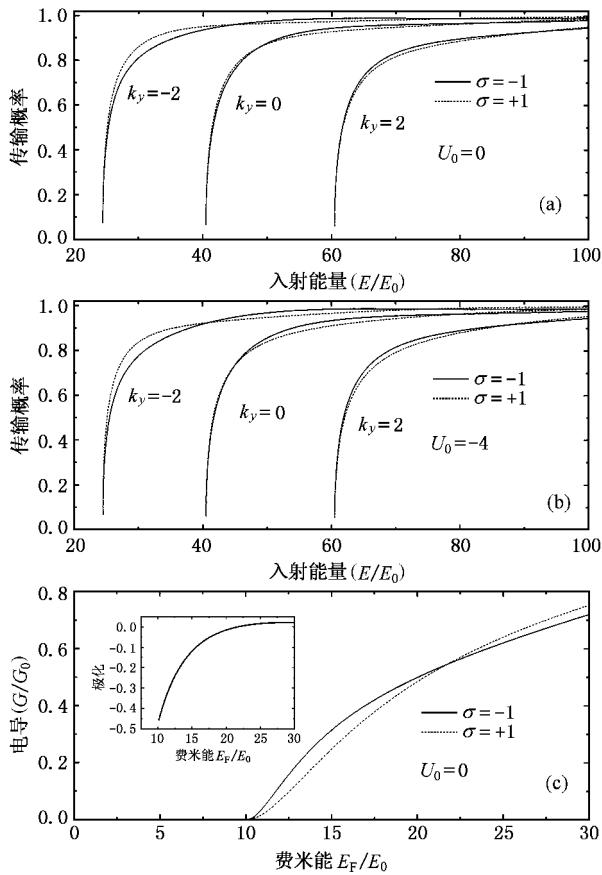


图5 电子隧穿平行非等强磁电垒的传输概率谱和电导谱(InAs系统)(a)(b)电子传输概率随入射能量的变化(c)电导随费米能的变化

足 $B_z(-x) = -B_z(x)$ 也不满足 $B_z(-x) = B_z(x)$ 。

对于反平行磁电垒结构,在零偏压下自旋向上的电子沿 $+x$ 方向隧穿与自旋向下的电子沿 $-x$ 方向隧穿,其有效势是相同的。此外,我们知道粒子隧

穿给定势垒时,从相反的两个方向入射的传输概率是一样的,因而导致了自旋向上和自旋向下的电子隧穿反平行磁电垒结构的传输概率相同,反平行磁电垒结构在零偏压下不存在自旋过滤和自旋极化。我们可以对这个结论进行推广,在受到 z 方向非均匀磁场调制的二维电子气体(在 $x-y$ 平面)系统中,以磁电垒结构中心为原点,如果其非均匀磁场的分布满足 $B_z(-x) = -B_z(x)$,则该类磁电垒结构在零偏压下不存在自旋过滤效应;否则,该类磁电垒结构即使在零偏压下也存在自旋过滤效应。

4. 结 论

理论上研究了电子隧穿三类不同的磁电垒结构的自旋过滤效应,导出了统一的传输概率表达式,指出平行等强磁电垒结构中入射波矢和出射波矢是不相等的。研究表明在受到 z 方向非均匀磁场调制的二维电子气(在 $x-y$ 平面)系统中,如果磁电垒结构非均匀磁场的分布满足 $B_z(-x) = -B_z(x)$,则该类磁电垒结构在零偏压下不存在自旋过滤效应;否则,该类磁电垒结构即使在零偏压下也存在自旋过滤效应。具体应用到我们讨论的三类磁电垒结构,在零偏压下,反平行磁电垒结构不具备自旋过滤效应,而平行等强磁电垒结构、平行非等强磁电垒结构则具备自旋过滤的性质,并且平行非等强磁电垒结构的自旋过滤效果比平行等强磁电垒结构的自旋过滤效果更为显著。研究同时表明,采用有效朗德因子较大的材料,可以显著地增大磁电垒结构的自旋过滤效果。

[1] Dubrovin B A and Novikov S P 1980 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **79** 1006
Yoshioka D and Iye Y 1987 *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 488
[2] Vil'ins P P and Entin M V 1980 *Fiz. Tekh. Poluprovodh.* **22** 1905
[3] Peeters F M and Matulis A 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15166
[4] Peeters F M, Matulis A and Ibrahim I S 1996 *Physica B* **227** 131
[5] Governale M and Boese D 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3215
[6] Kim N, Ihm G, Sim H S and Chang K J 1999 *Phys. Rev. B* **60** 8767
[7] Ibrahim I S and Peeters F M 1995 *Phys. Rev. B* **52** 17321
Krakovsky A 1996 *Phys. Rev. B* **53** 8469

[8] Carmona H A, Geim A K, Nogaret A, Main P C, Foster T J, Henini M, Beaumont S P and Blamire M G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3009
[9] Ye P D, Weiss D, Gerhardt R R, Seeger M, von Klitzing K, Eberl K and Nickel H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3013
[10] Izawa S, Katsumoto S, Endo A and Iye Y 1995 *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** 706
[11] Sim H S, Ahn K H, Chang K J, Ihm G, Kim N and Lee S J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1501
[12] Guo Y, Gu B L, Duan W H and Zhang Y 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9314

- [13] Guo Y , Gu B L , Li Z Q , Yu J Z and Kawazoe Y 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 4545
- [14] Guo Y , Gu B L , Li Z Q , Zhu J L and Kawazoe Y 1998 *J. Phys. : Condens. Matter* **10** 1594
- [15] Guo Y , Wang H , Gu B L and Kawazoe Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 1728
- [16] Guo Y , Gu B L , Zeng Z , Yu J Z and Kawazoe Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 2635
- [17] Guo Y , Zhai F , Gu B L and Kawazoe Y 2002 *Phys. Rev. B* **66** 045312
- [18] Papp G and Peeters F M 2001 *Phys. Stat. Sol. (b)* **225** 433
- [19] Papp G and Peeters F M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2184
- [20] Xu H Z and Okada Y 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3119
- [21] Papp G and Peeters F M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3198
- [22] Jiang Y , Jalil M B A and Low T S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1673
- [23] Guo Y and Gu B L 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1733 (in Chinese) [郭 永、顾秉林 1999 物理学报 **48** 1733]
- [24] Wang B , Guo Y , Hu H and Gu B L 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1153 (in Chinese) [王 斌、郭 永、胡 辉、顾秉林 2000 物理学报 **49** 1153]
- [25] Vančura T , Ihn T , Broderick S , Ensslin K , Wegscheider W and Bichler M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 5074
- [26] Li P F , Yan X H and Wang R Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2139 (in Chinese) [李鹏飞、颜晓红、王如志 2002 物理学报 **51** 2139]

A study on spin-polarized transport properties in magnetic-electric barrier structures *

Qin Jian-Hua Guo Yong Chen Xin-Yi Gu Bing-Lin

(Department of Physics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Received 4 September 2002 ; revised manuscript received 10 December 2002)

Abstract

We investigated spin-polarized transport properties for electrons tunneling through a few of magnetic-electric barrier structures. The general formula of the transmission was derived. The relationship between the spin-polarization and the distribution of the nonhomogeneous magnetic field was revealed. Furthermore, our results also indicated that the spin-filtering effect can be enhanced significantly when a semiconductor with a larger g^* factor is used.

Keywords : magnetic-electric barrier , spin filtering , spintronics , spin polarization

PACC : 7340

* Project supported by the Key Basic Research of Tsinghua University (Grant No. JZ2002005) and by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10004006).