

恒定电场下双磁垒结构中的电子输运行为*

王 浩 郭 永 顾秉林

(清华大学现代应用物理系, 北京 100084)

(1999 年 2 月 3 日收到)

对磁量子结构中电子在外加恒定电场下的输运性质进行了研究. 分别计算了电子隧穿相同磁垒磁阱和不同磁垒磁阱构成的两种磁量子结构的传输概率和电流密度. 计算结果表明, 在相当宽广的非共振电子入射能区, 外加电场下电子的传输概率比无电场时增加. 对于电子隧穿相同磁垒磁阱构成的双磁垒结构, 共振减弱; 对于电子隧穿不同磁垒磁阱构成的双磁垒结构, 无电场作用时的非完全共振在适当的偏置电压下转化为完全共振, 这时的电子可实现理想的共振隧穿. 研究同时表明, 磁量子结构中存在着显著的量子尺寸效应和负微分电导.

PACC: 7340

1 引 言

由于潜在的器件应用价值和基础研究的意义, 低维量子结构已成为凝聚态物理中一个十分活跃的研究热点. 进入 90 年代, 实验上通过在半导体异质结表面沉积铁磁材料或超导材料成功地实现了纳米尺度的非均匀磁场, 由此引发了人们对具有纳米尺度的非均匀磁场与电子相互作用的浓厚兴趣^[1,2]. Peeters 和 Matulis^[3] 最早提出了磁台阶、磁垒、磁阱等磁量子结构的概念. Matulis 等^[4] 在研究电子隧穿更为复杂的磁结构时发现了依赖于纵向波矢的隧穿特性. You 等^[5,6] 用平面波近似的方法考虑了几种特殊磁结构中的电子隧穿输运特性. Ibrahim 和 Peeters^[7] 对具有任意强度以及沿一个方向周期性磁调制的二维电子气的能谱结构做了较为系统的研究, 结果表明电子的能带由磁微带构成, 能谱的不同区域可以与电子的特殊经典轨道相对应. Guo 等^[8,9] 详细研究了由相同磁垒磁阱和不同磁垒磁阱周期排列而成的磁超晶格中的共振劈裂效应和波矢过滤效应. Mu 等^[10] 用平面波近似的方法研究了通过在半导体异质结表面沉积铁磁条形成的磁垒结构中的电子在外加电场下的输运行为, 指出外电场的存在加强了电子输运中的各向异性. Yevtushenko 等^[11] 对交变电场下磁超晶格中的电子输运行为进行了研究, 揭示出混沌态电子的运动对于样品纵向电导的影响. 磁量子结构极大地拓宽了低维量子结构的研究领域, 其中电输运性质的研究已成为当前国际上备受关注的焦点之一. 受这些富有新意工作的启发, 我们深入地研究了恒定电场作用下双磁垒结构中电子的输运行为, 计算了电子隧穿不同构型的磁量子结构的传输概率和电流密度.

* 国家高技术研究发展计划(批准号: 715-010-0011)和清华大学科研基金(批准号: 98jc082)资助的课题.

2 理论方法

考虑在偏置电压的作用下, 电子隧穿由构筑单元 A 和 A , 或 A 和 B 组成的磁量子结构(如图 1 所示). 每个构筑单元均由一个磁垒和一个磁阱构成. 构筑单元 A 的磁垒高度为 B_1 , 磁阱深度为 $-B_1$, 磁垒磁阱宽度均为 d_1 . 构筑单元 B 的磁垒高度为 B_2 , 磁阱深度为 $-B_2$, 磁垒磁阱宽度均为 d_2 . 两构筑单元间的无磁场区宽度为 l . 整个磁量子结构可划分成 7 个区域. 为一般起见, 我们在下面的理论推导中只给出由不同构筑单元组成的磁量子结构的结果.

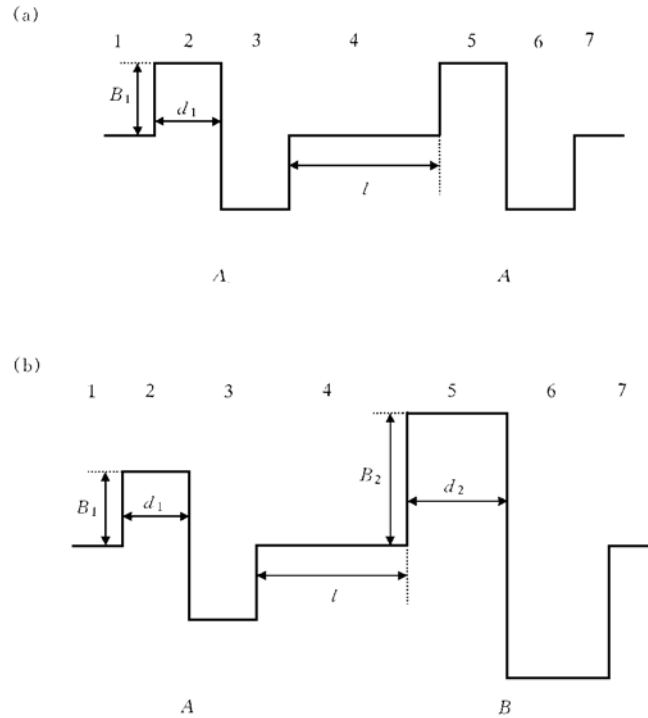


图 1 由相同磁垒磁阱组成的磁量子结构(a)和由不同磁垒磁阱组成的磁量子结构(b)

对于受 z 方向磁场调制的 x - y 平面的二维电子气, 在 x 方向加一偏压 V 后, 每一个区域内的薛定谔方程可写为

$$\frac{1}{2m^*} \{ P_x^2 + [p_y + eA_i(x)]^2 \} \Phi(x, y) = \left[E + \frac{eVx}{L} \right] \Phi(x, y) \quad (i = 1, 2, \dots, 7), \quad (1)$$

这里 m^* 是电子的有效质量, 对于 GaAs 材料, $m^* = 0.067m_e$ (m_e 是自由电子质量), e 是质子电荷, $L = 2d_1 + 2d_2 + l$ 是磁量子结构的总长度. 矢势 \mathbf{A}_i 采用朗道规范 $\mathbf{A}_i = (0,$

$A_i(x), 0)$ 形式, 则磁场为 $B_z = dA_i(x)/dx$. 为了讨论方便, 我们进行了无量纲化处理. 选取磁长度 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$ ($B_0 = 0.1 \text{ T}$) 为长度单位, 能量 E 以及外加偏压 eV 以 $\hbar\omega_c = \hbar eB_0/m^*$ 为单位, 矢势 $A_i(x)$ 以 $B_0 l_B$ 为单位. 由于 y 方向的波矢 k_y 与哈密顿算符对易, 电子波函数可写为 $\Phi(x, y) = e^{ik_y y} \phi(x)$. 最后得到波函数 $\phi(x)$ 所满足的与波矢 k_y 、外加偏压 V 有关的一维薛定谔方程,

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + 2E - [A_i(x) + k_y]^2 + 2 \frac{eVx}{L} \right] \phi(x) = 0. \quad (2)$$

函数

$$V(x) = \frac{1}{2} [A_i(x) + k_y]^2 - \frac{eVx}{L}$$

可以解释为磁量子结构的有效电势. 在区域 1 和 7, 波函数是自由电子波函数, 可分别写为

$$\begin{aligned} \phi_1(x) &= e^{ik_1 x} + r e^{-ik_1 x}, \\ \phi_7(x) &= \tau e^{ik_7 x}, \end{aligned}$$

这里的

$$k_i = \sqrt{2E - [A_i(x) + k_y]^2} \quad (i = 1, 7).$$

在磁垒磁阱区 2, 3, 5 和 6, 波函数 $\phi_i(x)$ 可以写成厄米函数 U_i^1 和 U_i^2 的线性组合^[11],

$$\phi_i(x) = \exp\left[-\frac{\xi_i^2}{2}\right] [C_i U_i^1(\xi_i) + D_i U_i^2(\xi_i)] \quad (i = 2, 3, 5, 6), \quad (3)$$

式中 C_i 和 D_i 为任意常数, $\xi_i = \sqrt{m^* \omega_i / \hbar} (x - x_i^0)$, 其中 $\omega_i = eB_z / m^*$,

$$x_i^0 = \begin{cases} -\frac{\hbar k_y}{eB_1} + \frac{m^* V}{eB_1^2 L} & (i = 2), \\ 2d_1 + \frac{\hbar k_y}{eB_1} + \frac{m^* V}{eB_1^2 L} & (i = 3), \\ 2d_1 + l - \frac{\hbar k_y}{eB_2} + \frac{m^* V}{eB_2^2 L} & (i = 5), \\ 2d_1 + l + 2d_2 + \frac{\hbar k_y}{eB_2} + \frac{m^* V}{eB_2^2 L} & (i = 6). \end{cases} \quad (4)$$

在无磁场区 4, 波函数 $\phi_4(x)$ 可以用爱里函数 $A_i(-\sigma)$ 和 $B_i(-\sigma)$ 表示为

$$\phi_4(x) = C_i A_i(-\sigma) + D_i B_i(-\sigma), \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \sigma &= \left[\frac{2m^* eV}{\hbar^2 L} \right]^{1/3} (x + x_4^0), \\ x_4^0 &= \frac{L}{eV} \left[E - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right]. \end{aligned}$$

由磁垒磁阱边界处波函数及其导数连续性条件, 利用传输矩阵的方法, 我们可以得到在偏置电压作用下, 电子隧穿磁量子结构的传输概率

$$T(E, k_y, V) = \frac{k_7}{k_1} |\tau|^2. \quad (6)$$

电子隧穿磁量子结构的传输电流密度 J_x 可以由下式给出:

$$\begin{aligned} J_x &= \frac{2e}{(2\pi)^2} \iint_{k_x > 0} v_x [f(E, E_F) - f(E, E_F - eV)] T(E, k_y, V) dk_x dk_y \\ &= \frac{e \sqrt{m^*}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^2}} \int_0^\infty [f(E, E_F) - f(E, E_F - eV)] \sqrt{E} dE \\ &\quad \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T \left(E, \sqrt{\frac{2m^* E}{\hbar^2}} \sin \theta, V \right) \cos \theta d\theta \\ &= J_0 \int_0^\infty [f(E, E_F) - f(E, E_F - eV)] \sqrt{E} dE \int_{-1}^1 T(E, \theta, V) d\theta, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $J_0 = \frac{e \sqrt{m^*}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^2}}$, $f(E, E_F)$ 和 $f(E, E_F - eV)$ 分别是 1 区和 7 区的费米分布函数. 在 $T = 0$ K 时, 上述方程简化为

$$J_x = J_0 \int_{E_0}^{E_F} E^{1/2} dE \int_{-1}^1 T(E, \theta, V) d\theta. \quad (8)$$

E_0 由 $E_0 = (E_F - eV) \Theta(E_F - eV)$ 定义, Θ 为阶跃函数.

3 结果与讨论

我们利用前面得到的(6), (8)式, 对偏置电压作用下电子隧穿由相同磁垒磁阱和不同磁垒磁阱构成的磁量子结构的传输概率与传输电流密度进行了计算. 通过对由相同构筑单元和由不同构筑单元组成的两种双磁垒结构输运性质的比较, 以及对无外电场和有外电场情况下输运性质的比较, 充分揭示出偏置电压下电子隧穿不同磁量子结构的电输运特性.

图 2 给出电子隧穿由相同构筑单元构成的双磁垒结构的传输概率随入射电子能量的变化. 构筑单元的结构参数为 $B_1 = 0.1$ T, $d_1 = 1$, 无磁场区的宽度 $l = 3$. 为了讨论不同波矢 k_y 对传输概率的影响, 我们选取 $k_y = 0$, $k_y > 0$, $k_y < 0$ 三种情况. 从图 2 可以看到, 在零偏压下有完全共振峰出现, 且对于不同的波矢 k_y , 传输共振发生在不同的能区, 表明了磁垒量子结构具有十分显著的波矢过滤特性. 这些计算结果与 Matulis 等^[4]的计算结果完全吻合. 随外加偏压增大, 共振峰的位置移向低能区, 峰值减小、共振减弱, 但在相当广阔的非共振电子入射能区, 电子的传输概率增大. 并且, 具有不同波矢 k_y 的电子入射相同的双磁垒结构, 传输概率的差异随偏压的增加而增大, 波矢过滤效应被进一步加强.

图 3 表示电子隧穿由不同构筑单元组成的磁量子结构的传输概率随电子入射能量的变化. 单元 A 的结构参数为 $B_1 = 0.1$ T, $d_1 = 1$; 单元 B 的结构参数为 $B_2 = 0.1$ T, $d_2 = 2$. 两单元间的无磁场区宽度 $l = 3$. 单元 A 和 B 具有相同的磁垒高度, 不同的磁垒磁阱宽度. 在零偏压下, 与图 2 中电子隧穿由相同构筑单元组成的双磁垒结构相比, 传输概率强烈衰减, 共振峰的峰值减小、共振减弱. 对不同的波矢 k_y , 衰减的程度差别很大, 这表明由

不相同的磁垒磁阱构成的磁量子结构具有更强的波矢过滤特性^[10]. 在外加偏压的作用下, 我们惊喜地看到共振峰的峰值增大、共振增强, 在相当宽的非共振入射能区电子的传输概率增大. 对于不同的共振峰而言, 施加适当的不同偏置电压, 均可由峰值小于 1 的非

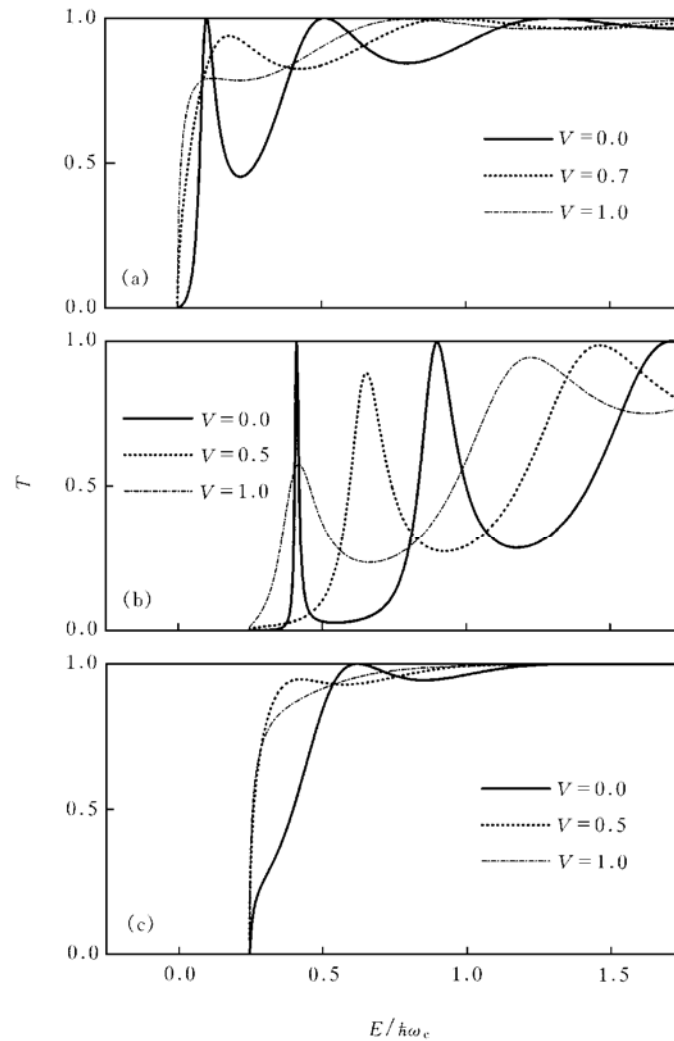


图2 电子隧穿相同构筑单元组成的磁量子结构的传输概率 T 随入射能量 E 的变化 (a) $k_y = 0$; (b) $k_y = 0.7$; (c) $k_y = -0.7$

完全共振过渡到峰值为 1 的完全共振, 实现理想的传输共振. 当进一步增加偏置电压时, 又发生了共振转变, 即由完全共振转化为非完全共振、共振减弱, 并且各个峰的位置随偏置电压增加逐步向低能区移动. $k_y = 0$, 当偏压达到 $eV = 2.3$ 时出现第一个完全共振峰, 当偏压达到 $eV = 3.5$ 时出现第二个完全共振峰. 对于 $k_y = 0.7$, 分别在 $eV = 3.0, 3.5, 4.5$ 时出现完全共振峰. 对于 $k_y = -0.7$, 分别在 $eV = 1.0, 1.5$ 时出现完全共振峰. 具有不同入射波矢 k_y 的电子实现完全共振所需偏置电压的差异再一次说明, 外加电场使波矢过滤

效应得到了加强.

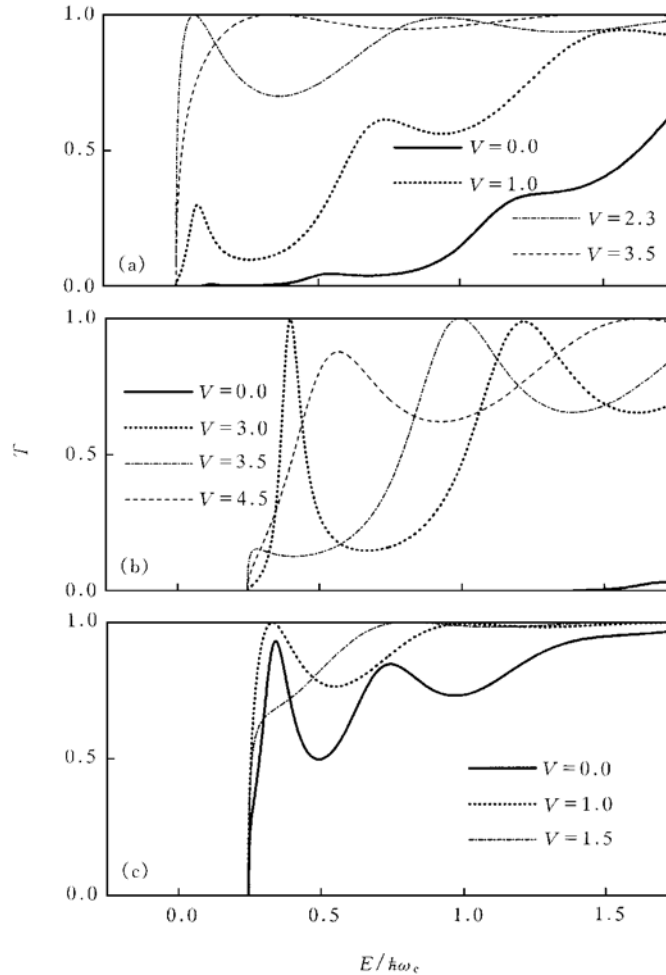


图 3 电子隧穿不同宽度和相同高度的构筑单元组成的磁量子结构的传输概率 T 随入射能量 E 的变化 (a) $k_y = 0$; (b) $k_y = 0.7$; (c) $k_y = -0.7$

图 4 给出电子隧穿另一类由不同构筑单元构成的磁量子结构的传输概率随电子入射能量的变化. 单元 A 的结构参数为 $B_1 = 0.1 \text{ T}$, $d_1 = 1$; 单元 B 的结构参数为 $B_2 = 0.2 \text{ T}$, $d_2 = 1$. 两单元间无磁场区的宽度 $l = 3$. 这类结构的特点是构筑单元的磁垒高度不同, 磁垒磁阱的宽度相同. 在零偏压的情况下, 与相同构筑单元组成的磁量子结构相比, $k_y = 0$ 和 $k_y = 0.7$ 时, 传输概率强烈衰减; $k_y = -0.7$ 时, 有一较平坦的完全共振峰, 波矢过滤效应明显^[10]. 加上偏压后, 非共振入射能区的电子传输概率增大. 随着偏压增加, 各共振峰移向低能区, 峰值依次经历增大到 1 后再减小的过程. 对于 $k_y = 0$, 分别在 $eV = 1.1, 2.4$ 时出现完全共振峰. 对于 $k_y = 0.7$, 分别在 $eV = 1.4, 2.6, 4.0$ 时出现完全共振峰. 对于 $k_y = -0.7$, 在 $eV = 0.8$ 时出现完全共振峰. 从图 3 和图 4 可以看出, 电子隧穿两类不同的

磁量子结构(一类有相同的磁垒宽度、不同的磁垒高度, 另一类有相同的磁垒高度、不同的磁垒宽度), 在传输共振性质上有十分相似的一面, 但定量上也有明显的不同. 譬如, 具有相同入射波矢 k_y 的电子隧穿这两类结构时, 理想传输共振所需的偏置电压差别很大. 这清楚地表明, 外加电场下的磁量子结构中量子尺寸效应十分显著, 不容忽视.

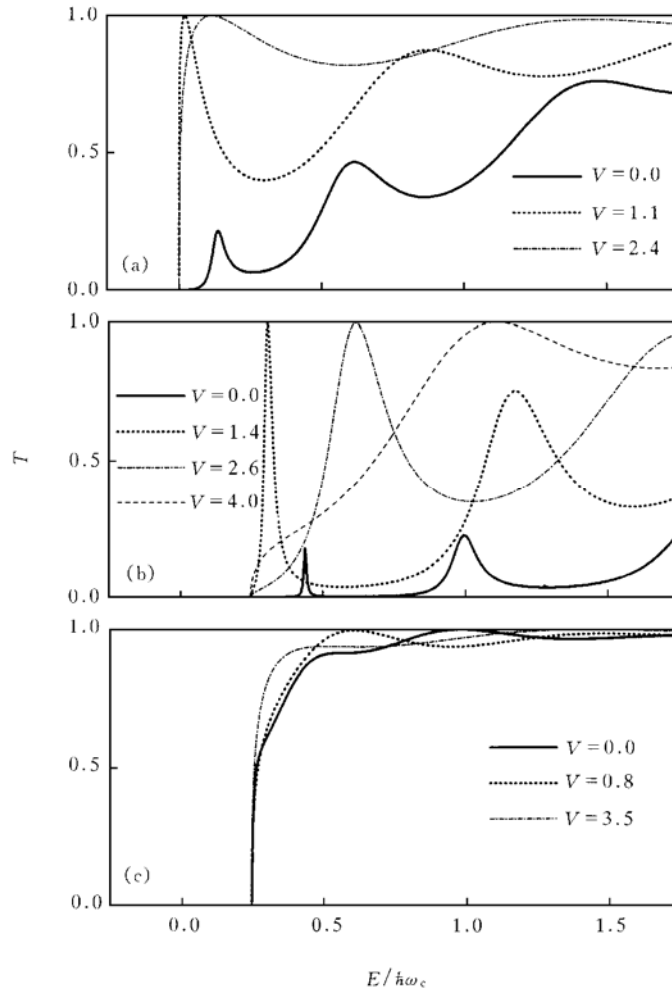


图 4 电子隧穿不同高度和相同宽度的构筑单元组成的磁量子结构的传输概率 T 随入射能量 E 的变化 (a) $k_y = 0$; (b) $k_y = 0.7$; (c) $k_y = -0.7$

人们对电子隧穿对称和非对称半导体双电势垒结构的性质进行了较为深入而系统的研究^[12-14], 结果表明非对称效应十分显著, 施加适当的偏置电压, 电子可以完全隧穿非对称双电势垒结构. 这与我们上述的电子隧穿双磁垒结构的输运性质有着相似之处. 事实上, 对图 2、图 3 和图 4 中出现的依赖外加偏置电压、入射波矢以及结构构型和结构参数十分丰富的传输共振特性, 我们可以借助磁量子结构有效势的概念加以解释. 对于 $k_y \geq 0$ 的情况, 电子隧穿双磁垒结构的有效势等效于双电势垒, 而对于 $k_y < 0$ 的情况, 其有效势

等效于双电势阱^[4]. 在零偏压下, 由相同构筑单元构成的双磁垒结构的有效势是对称的双势垒或双势阱, 可出现完全共振峰; 外电场的施加破坏了有效势的对称性, 从而导致共振减弱. 零偏压时, 由不同构筑单元构成的双磁垒结构的有效势是非对称的双电势垒或双电势阱, 与对称结构相比共振减弱, 且不对称的程度越大共振越弱; 施加适当正向偏压后, 有效势的对称程度得到提高, 共振增强, 在一定电压下电子可以实现理想共振.

图 5 给出了电子隧越具有不同构型的双磁垒结构传输电流密度随外加偏压的变化.

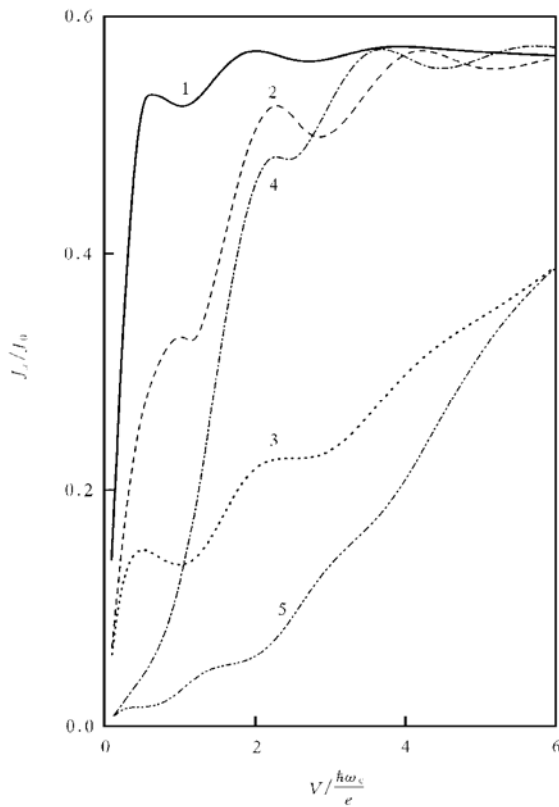


图 5 电子隧穿具有不同结构构型的磁量子结构的传输电流密度 J_x 随偏置电压 V 的变化. 结构参数: 曲线 1 为 $d_1 = d_2 = 1, B_1 = B_2 = 0.1 \text{ T}$; 曲线 2 和曲线 3 为 $d_1 = d_2 = 1, B_1 = 0.1 \text{ T}, B_2 = 0.2 \text{ T}$; 曲线 4 和曲线 5 为 $d_1 = 1, d_2 = 2, B_1 = B_2 = 0.1 \text{ T}$; 构筑单元间的无磁场区宽度均为 $l = 3$

费米能取为 $E_F = 0.6$, 电流密度 J_x 以 J_0 为单位, 偏置电压 V 以 $\hbar\omega_c/e$ 为单位. 曲线 1 对应的是由相同构筑单元构成的双磁垒结构的结果, 曲线 2 和曲线 3 代表左右构筑单元的磁垒高度比为 1:2 的双磁垒结构分别在正向偏压和反向偏压下的电流密度曲线; 曲线 4 和曲线 5 代表左右构筑单元的磁垒宽度比为 1:2 的双磁垒结构分别在正向偏压和反向偏压下的电流密度曲线. 为了定量比较的方便, 图 5 中的横坐标对应的是偏置电压的绝对值, 纵坐标对应的是传输电流密度的绝对值. 由图 5 可见, 一些传输电流密度曲线具有峰状隆起, 出现了类似于半导体双电势垒中的负微分电导现象. 此外, 凡是由不同构筑单元构成的双磁垒结构, 在相同大小的偏置电压下, 它们的电流密度总是要比由相同构筑单元构成的双磁垒结构的电流密度小, 且不同构筑单元结构参数的变化对电流密度的大小影响也很大. 曲线 2 和曲线 3 所代表结构的电流密度曲线与曲线 4 和曲线 5 所代表结构的电流密度曲线的差异很明显, 对于这两类结构, 在

相同大小的偏压下, 正向偏压的电流密度总比反向偏压的电流密度大. 我们仍可以借助磁结构有效势的概念, 解释电子隧穿不同构型的磁量子结构在传输电流密度上表现出的差异. 此外, 传输电流密度峰并不如上述的传输概率共振峰那么尖锐, 这主要是因为传输电流密度是传输概率对入射电子的各个方向和各种能量的积分, 这种平均化抹平了在传输概率中尖锐的峰状突起, 使得整条电流密度曲线较为平缓. 而电流密度对结构构型与结构参数的变化极为敏感的事实表明, 磁量子结构的尺寸效应对传输电流密度的影响十分显著.

4 结 论

我们对外加电场作用下电子隧穿双磁垒量子结构的输运行为进行了研究, 导出了传输概率与传输电流密度的公式, 并且分别计算了由相同构筑单元和不同构筑单元组成的双磁垒结构的传输概率与 J - V 特性. 结果表明, 外加电场使得电子在广阔的非共振入射能区的传输概率增大. 但对于由相同构筑单元构成的双磁垒结构, 与无电场时的完全共振相比, 施加电场后共振峰的峰值减小、共振减弱; 而对于由不同构筑单元构成的双磁垒结构, 施加偏压后共振峰的峰值增大、共振增强. 在适当的偏置电压作用下, 电子可以实现理想的共振隧穿. 外加电场还进一步加大了具有不同入射波矢 k_y 的电子在传输性质上的差异, 使得双磁垒结构的波矢过滤效应更加显著. 电子隧穿双磁垒结构还出现了类似于隧穿半导体双电势垒结构的负微分电导现象. 不同磁垒磁阱构成的双磁垒结构的电流密度普遍比相同磁垒磁阱构成的双磁垒结构的电流密度要小, 并且在同一构型的磁量子结构中结构参数对电流密度的影响也很大, 量子尺寸效应十分显著.

- [1] M. L. Leadbeater, C. L. Foden, J. H. Burroughes, M. Pepper, T. M. Burke, L. L. Wang, M. P. Grimshaw, D. A. Ritchie, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), R8629.
- [2] H. S. Sim, K. H. Ahn, K. J. Chang, G. Ihm, N. Kim, S. J. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 1501.
- [3] F. M. Peeters, A. Matulis, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 15166.
- [4] A. Matulis, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 1518.
- [5] J. Q. You, L. Zhang, P. K. Ghosh, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 17243.
- [6] J. Q. You, L. Zhang, *Phys. Rev.*, **B54**(1996), 1526.
- [7] L. S. Ibrahim, F. M. Peeters, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 17321.
- [8] Y. Guo, B. L. Gu, W. H. Duan, Y. Zhang, *Phys. Rev.*, **B55**(1997), 9314.
- [9] Y. Guo, Z. Q. Li, B. L. Gu, Q. Sun, J. Z. Yu, Y. Kawazoe, *Eur. Phys. J.*, **B3**(1998), 263.
- [10] Y. M. Mu, Y. Fu, M. Willander, *Superlatt. Microstruct.*, **22**(1997), 135.
- [11] O. M. Yevtushenko, K. Richter, *Phys. Rev.*, **B57**(1998), 14839.
- [12] S. S. Allen, S. L. Richardson, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 11693.
- [13] T. Schmidt, M. Tewordt, R. J. Haug, K. V. Klitzing, B. Schonherr, P. Grambow, A. Forster, H. Luth, *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 838.
- [14] P. N. Racec, T. Stoica, C. Popescu, M. Lepsa, Th. G. van de Roer, *Phys. Rev.*, **B56**(1997), 3595.

TRANSPORT OF ELECTRONS IN DOUBLE-BARRIER MAGNETIC STRUCTURES UNDER A CONSTANT ELECTRIC FIELD*

WANG HAO GUO YONG GU BING-LIN

(*Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084*)

(Received 3 February 1999)

ABSTRACT

We have investigated transport properties of electrons in magnetic quantum structures under an applied constant electric field. The transmission coefficient and current density have been calculated for electron tunneling through structures consisting of identical magnetic barriers and magnetic wells and structures consisting of unidentical magnetic barriers and magnetic wells. It is shown that the transmission coefficient of electrons in a wider nonresonance energy region is enhanced under an applied electric field. The resonance is suppressed for electron tunneling through double-barrier magnetic (DBM) structures arranged with identical magnetic barriers and magnetic wells. Incomplete resonance at zero bias is changed to complete resonance at proper bias for electron tunneling through DBM structures arranged with different magnetic barriers and magnetic wells. The results also indicate that there exist negative conductivity and noticeable size effect in DBM structures.

PACC: 7340

* Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 715-010-0011) and by the Research Foundation of Tsinghua University (Grant No. 98jc082).