

磁量子结构中二维自旋电子的隧穿输运*

郭 永 顾秉林

(清华大学物理系, 北京 100084)

川添良幸

(日本东北大学金属材料研究所, 仙台 980-8577)

(2000 年 1 月 19 日收到 2000 年 4 月 24 日收到修改稿)

研究了零偏压和偏置电压作用下磁量子结构中自旋电子的隧穿输运性质. 结果表明电子自旋输运的性质不仅取决于磁量子结构的构型、入射电子的能量和波矢, 而且取决于偏置电压. 在零偏压下, 由等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构不具有自旋过滤的特点, 而由不等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构却具有较好的自旋过滤特点. 偏置电压极大地改变了磁量子结构中电子的极化程度, 使得电子隧穿等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构的输运性质也显著地依赖于电子的自旋指向.

关键词: 磁量子结构, 自旋电子, 隧穿输运, 自旋极化

PACC: 7340, 0365

1 引 言

近年来凝聚态体系中电子的自旋极化行为引起了人们极大的研究热情^[1-16]. 这一方面是因为其中有丰富的物理内涵, 另一方面是具有潜在的十分广阔的器件应用前景. 科学家们预期可用高极化度的电子束制作高效的光子发射器(photoemitters)、自旋记忆装置(spin-memory devices)^[9]、自旋晶体管(spin transistors)^[10]及自旋量子计算机(spin quantum computer)^[11]. 最近美国 Yale 大学和 IBM 实验室的科研人员研究指出^[12]: 在未来半导体器件的设计和应用中, 电子的自旋所起的作用将与当代器件中电子电荷所起的作用一样重要. 据此他们提出全新的自旋电子学(spintronics)概念. 从此, 在世界范围内掀起了对半导体低维结构中自旋极化、自旋输运及其动力学行为研究的热潮.

低维磁调制量子结构中的物理性质和应用研究是近年来凝聚态领域又一倍受关注的课题^[17-28]. 实验上已于二十世纪九十年代初用电子束微刻等高新技术成功地半导体异质结表面上沉积铁磁材

料、超导材料等实现了对异质结面处二维电子气体的纳米尺度的磁调制. 异质界面处的电子气体在具有纳米尺度的非均匀磁场中的量子行为显著不同于电子在均匀磁场作用下的行为. 人们对此已进行了大量的卓有成效的研究. 譬如, 由磁垒磁阱构成的磁量子结构中的波矢过滤效应^[22,23]、电场效应^[24]、周期磁超晶格结构中的共振劈裂效应^[25]及能带结构^[26]、准周期磁超晶格结构中的输运性质^[27], 等等.

无疑, 磁调制量子结构中的电子自旋极化和输运性质是一项十分有意义的研究课题. 本文旨在对这一问题展开较为深入的探讨, 以期揭示结构构型和外加偏置电压对电子自旋输运的影响, 并对可能的自旋电子器件的设计和应用提供物理模型和理论依据.

2 理论方法

我们考虑在外加偏置电压和具有纳米尺度的垂直非均匀磁场作用下二维电子气体的自旋输运行为. 这一系统可以通过在 GaAs/AlGaAs 半导体异

* 国家高技术研究发展计划(批准号 715-010-0011)和清华大学基础性科研基金(批准号 98JC082)资助的课题.

质结上沉积铁磁条或超导条来实现^[22,26]. 选择非均匀磁场沿 z 方向, 且此磁场分布沿 y 方向是均匀的, 而沿 x 是变化的, 电场沿 x 方向. 我们所考虑的磁调制量子结构是由相同构筑单元 A 或不同构筑单元 A 和 B 构成的(如图 1 所示). 每一个构筑单元由一个磁垒[高度为 B_i 、宽度 d_i ($i=1,2$)] 和一个磁阱[深度为 $-B_i$ 、宽度 d_i ($i=1,2$)] 组成. 本文以构筑单元 A 和 B 组成的双磁垒量子结构为例, 首先推导出考虑电子自旋与非均匀磁场的相互作用后电子的极化率、电导和电流密度, 然后就这些公式作数值计算和分析. 所得公式可以很自然地推广到相同或不同构筑单元构成的多磁垒量子结构中.

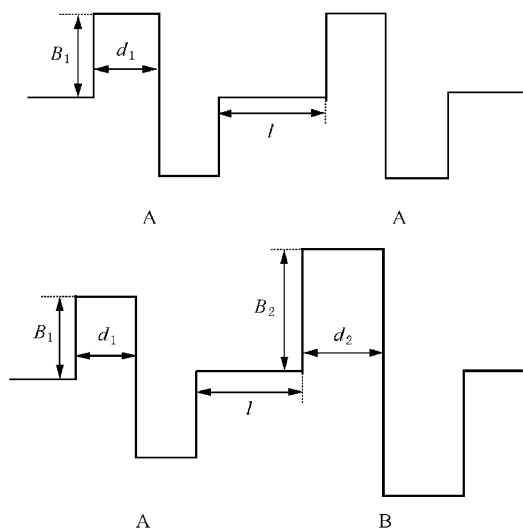


图 1 由相同磁垒磁阱组成的磁量子结构和由不同磁垒磁阱组成的磁量子结构

计及了非均匀磁场和电子自旋的相互作用后, 在磁垒磁阱区(即 $0 < x < L_x$, $L_x = 2d_1 + 2d_2$ 是沿 x 方向双磁垒结构的限度), 单电子系统的哈密顿量可写为

$$H = \frac{1}{2m^*} [P + eA_i]^2 + \frac{eg^*}{2m^*} \frac{\sigma\hbar}{2} B_z(x) - eFx, \quad (1)$$

式中 m^* 为电子的有效质量, e 为质子电荷, P 为电子动量, g^* 为半导体的有效朗德因子, $\sigma = \pm 1$ 为电子的自旋向上和向下指向, $A_i = (0, A_i(x), 0)$ 为朗道矢势, F 为电场强度. 采用 旋频率 $\omega_c = eB_0/\hbar m^*$ 及磁长度 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$ 作为单位来表示物理量. 对于 GaAs, $m^* = 0.067 m_e$ (m_e 为自由电子的质量), 取典型值 $B_0 = 0.1$ T 时, 有, $l_B = 81.3$ nm, $\hbar\omega_c = 0.17$ meV^[22]. 由于电子的哈密顿量与动量算

符 P_y 对易, 因此电子的波函数可以写成 $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \Phi(x)$, 其中 k_y 为 y 方向的波矢. 于是可得如下的一维薛定谔方程

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} - [A_i(x) + k_y]^2 - \frac{g^* \sigma B_z(x)}{2} + \frac{2eV_a x}{L_x} + 2E \right\} \Phi(x) = 0. \quad (2)$$

(2) 式中 $V_a = FL_x$ 是偏置电压. 为讨论问题的方便, 我们引入磁量子结构的有效势

$$U_\sigma(x, k_y, V_a) = \frac{[A_i(x) + k_y]^2}{2} + \frac{g^* \sigma B_z(x)}{4} - \frac{eV_a x}{L_x}. \quad (3)$$

显然, 有效势不仅依赖于磁量子结构的构型、入射电子的波矢和偏置电压, 而且和电子的自旋与非均匀磁场的相互作用密切相关. 在入射区和出射区, 电子的波函数通过求解其相应的薛定谔方程得到, 可以分别写为, $\Psi_l(x, y) = e^{ik_y y} (e^{ik_y x} + r_\sigma e^{-ik_y x})$, $\Psi_r(x, y) = \tau_\sigma e^{ik_y y} e^{ik_y x}$, 式中, $k_l = \sqrt{2E - k_y^2}$, $k_r = \sqrt{2(E + eV_a) - k_y^2}$, r_σ 和 τ_σ 分别为依赖于电子自旋的反射波幅和透射波幅. 在磁垒磁阱区, 可以分别求解单电子薛定谔方程, 进而利用波函数及其导数在磁垒磁阱界面处连续的条件求得电子透射波幅 τ_σ 和反射波幅 r_σ . 最后利用传输矩阵方法求得电子隧穿整个磁调制量子结构的传输概率

$$T_\sigma(E, k_y, V_a) = \frac{k_r}{k_l} |\tau_\sigma|^2. \quad (4)$$

为了定量分析磁调制量子结构中电子的自旋极化效应, 我们引入电子自旋的极化度

$$P(E, k_y, V_a) = \frac{T_+(E, k_y, V_a) - T_-(E, k_y, V_a)}{T_+(E, k_y, V_a) + T_-(E, k_y, V_a)}, \quad (5)$$

(5) 式中 $T_+(E, k_y, V_a)$ 和 $T_-(E, k_y, V_a)$ 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. 这种描述, 和普通光学中描述光的偏振程度的物理量——偏振度相类似. 另外, 我们注意到在新近发表的有关半导体异质结中电子极化程度的描述中也采用了类似的形式, 见文献[1-3].

在弹道区, 零偏置电压下, 对半个费米面积分可得电子渡越磁量子结构的电导

$$G(E_F) = \frac{G_0}{2} \sum_{\sigma=1,-1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_\sigma(E_F, \theta) d\theta$$

$$\sqrt{2E_F \sin \theta}, 0) \cos \theta d\theta, \quad (6)$$

式中 $G_0 = e^2 m^* v_F l_y / \hbar^2$, E_F 为费米能, v_F 为费米速度, l_y 为磁量子结构在 y 方向的限度. 在偏置电压作用下, 电子隧穿磁量子结构的隧穿电流密度可由下式给出:

$$J_x = \sum_{\sigma=1,-1} J_0 \int_0^\infty dE \sqrt{E} [f(E, E_F^L) - f(E, E_F^R)] \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta T_\sigma(E, \sqrt{2E \sin \theta}, V_a) d\theta, \quad (7)$$

其中 $J_0 = \frac{e \sqrt{m^*}}{2 \sqrt{2} \pi^2 \hbar^2}$, $f(E, E_F^L)$ 和 $f(E, E_F^R)$ 分别为左右极电区的费米-狄拉克分布函数. 当温度 $T = 0$ K 时, 上述的方程可以约化为

$$J_x = \sum_{\sigma=1,-1} J_0 \int_{E_0}^{E_F} dE \sqrt{E} \int_{-1}^1 T_\sigma(E, \bar{\theta}, V_a) d\bar{\theta}, \quad (8)$$

式中 $E_0 = (E_F - eV_a) \Theta(E_F - eV_a)$, Θ 为阶跃函数.

3 结果与讨论

利用(5),(6)和(8)式来定量计算并分析电子隧穿两类不同磁调制量子结构的自旋输运性质. 一类由等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构, 另一类由不等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构.

图2表示零偏压和偏置电压作用下电子隧穿由两个等同构筑单元 $A(B_l = 0.1, d_l = 1)$ 构成的磁量子结构的自旋极化度随电子入射能量的变化. 磁垒间无磁场区的宽度为 $l = 3$. 在图2及后文中, 磁场 B , 能量 $E(E_F)$ 和电压 (V_a) 分别以 $(B_0 = 0.1 \text{ T})$, $\hbar \omega_c$ 和 $\hbar \omega_c / e$ 为单位. 对 GaAs, $g^* = 0.44$. 从量子力学课本中我们知道, 在外电场、磁场不存在时, 电子沿相反方向隧穿同一势垒结构, 其传输概率是相同的, 也就是说隧穿性质是不随隧穿方向而变的. 这种不变性源于运动方程在位置坐标变换 $x \rightarrow -x$ 下具有不变性. 根据这一不变性, 对于由相同磁垒磁阱组成的磁量子结构, 由于零偏压下, 自旋向上的电子对应的有效势和自旋向下的电子对应的有效势相等, 即有 $U_+(E, k_y, 0) = U_-(E, k_y, 0)$, 因而电子渡越这类结构的传输概率不依赖于电子的自旋取向. 所以在零偏压下我们看到电子渡越这类结构的自旋极化度始终为零, 结果十分清晰地表明这类结构在零偏压时不具有自旋过滤的特点. 但应当指出的是考虑电子自旋和非均匀磁场的相互作用

后的传输概率仍然和不考虑电子自旋效应时的传输概率显著不同. 在偏置电压作用下, 电子自旋和非均匀磁场的相互作用显著地改变了电子的传输概率, 使得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不再相等, 表现出自旋极化的特征. 从图2可清晰地看到, 在入射能量较小的区域, 电子表现出显著的自旋极化; 在入射能量较高的区域, 自旋极化程度减弱. 计算结果同时表明, 对于电子以不同的角度(方向)隧穿同一结构, 电子自旋极化的程度也显著不同. 增大入射波矢 k_y 的幅度, 自旋极化的程度也得到加强.

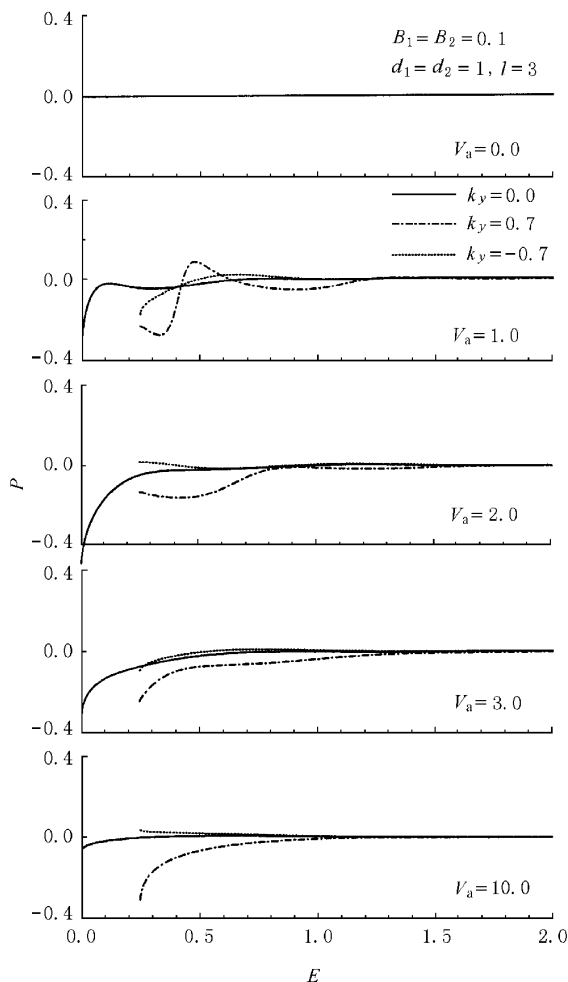


图2 零电压和偏置电压作用下电子隧穿由两个等同构筑单元 $A(B_l = 0.1, d_l = 1)$ 构成的磁量子结构的自旋极化度

和非对称的半导体双势垒结构相类似, 由不等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构也为理论和潜在的应用研究提供了广阔的空间^[23-25, 27]. 研究业已表明电子隧穿这类结构呈现出非常丰富的物理现象, 譬如, 更强的波矢过滤特性^[23]及共振劈裂效应^[25]

等等. 图 3 给出电子隧穿由两个不同构筑单元 A ($B_1=0.1, d_1=1$) 和 B ($B_2=0.3, d_2=1$) 构成的双磁垒量子结构的自旋极化度随电子入射能量的变化. 从图中易见, 在零偏压下, 当电子以较小的能量入射磁量子结构时表现出显著的依赖于波矢的自旋极化. 在偏置电压作用下, 电子的自旋极化状态得到显著地改变, 而高偏置电压却又使得电子的自旋极化程度减弱.

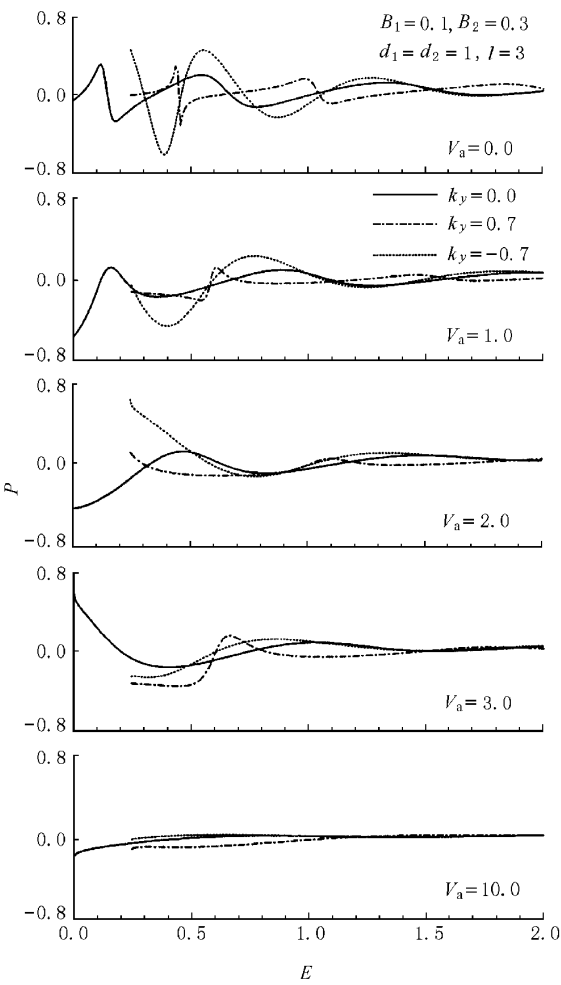


图 3 零电压和偏置电压作用下电子隧穿由两个不等高的构筑单元 A($B_1=0.1, d_1=1$) 和 B($B_2=0.3, d_2=1$) 构成的磁量子结构的自旋极化度

为了进一步揭示磁调制量子结构中的自旋电子的极化行为, 图 4 和图 5 分别给出零偏压和偏置电压作用下电子隧穿两不同磁量子结构的自旋极化度随入射波矢 k_y 的变化. 图 4 对应的磁量子结构是由两个等同的构筑单元 A 组成的, 同图 2 所涉及的量子结构构型及参数完全相同; 图 5 对应的磁量子结构是由两个不等高的构筑单元 A 和 B 组成的, 同

图 3 中所涉及的量子结构构型及参数完全相同. 从图中我们清晰地看到, 自旋极化度显著地依赖于入射波矢的特征. 当入射电子的总能量一定时, 电子的入射波矢 k_y 的幅值越大, 自旋的极化程度也越高. 在入射波矢较小时, 自旋的极化程度较小, 变化也较平缓, 尤其是入射电子能量较大的情况. 另外我们再次看到, 和由等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构相比, 由不等高的磁垒磁阱构成的磁量子结构具有更加显著的极化效应. 同样, 我们可以计算电子以一定波矢入射时, 自旋极化度随外加偏置电压的变化. 计算结果表明, 自旋极化呈现出振荡, 当偏置电压较小时, 振荡比较激烈, 随着偏压的增大, 极化振荡趋于平缓. 而且, 和电子隧穿由等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构相比, 电子隧穿由不同磁垒磁阱构成的磁量子结构的自旋极化振荡更为频繁, 极化程度也更高. 由于受篇幅的限制, 我们不再给出计算结果.

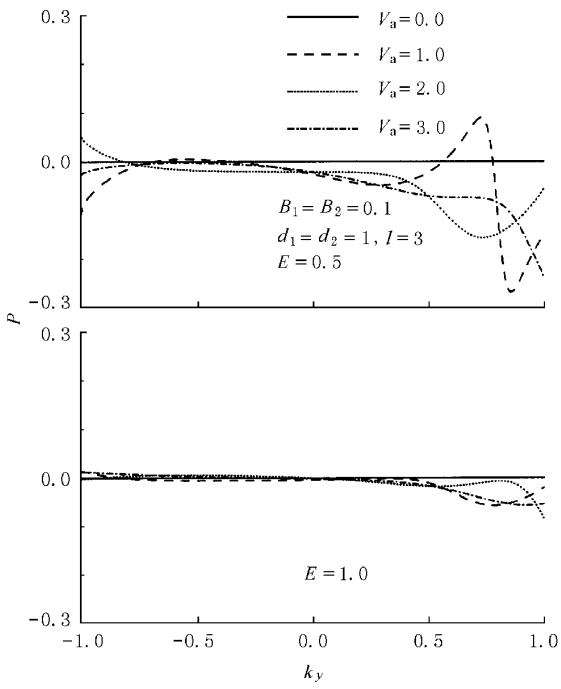


图 4 零电压和偏置电压作用下电子隧穿由两个等同构筑单元 A($B_1=0.1, d_1=1$) 构成的磁量子结构的自旋极化度随电子入射波矢的变化

下面讨论考虑自旋效应后电子隧穿这类结构的电导和电流密度. 图 6 给出电子隧穿两类不同磁量子结构的电导随费米能的变化. 从图中容易看出, 对于电子隧穿由两个等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构, 电导随费米能的增大呈现出复杂的振荡, 且

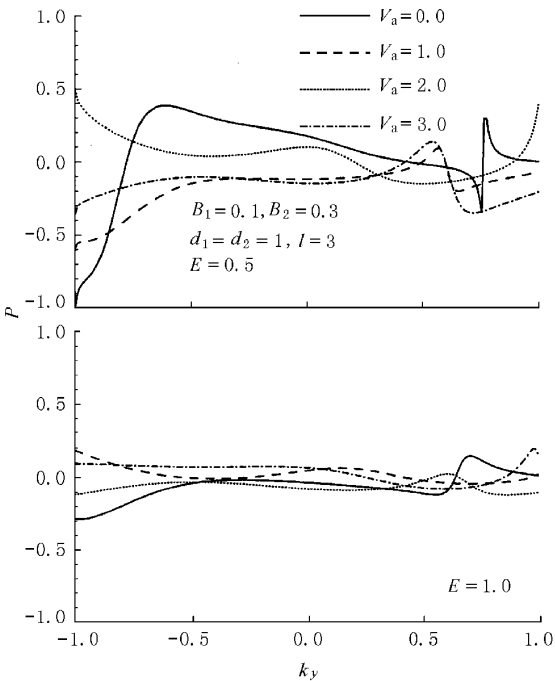


图 5 零电压和偏置电压作用下电子隧穿由两个不等同的构筑单元 A($B_1=0.1, d_1=1$)和 B($B_2=0.3, d_2=1$) 构成的磁量子结构的自旋极化度随电子入射波矢的变化

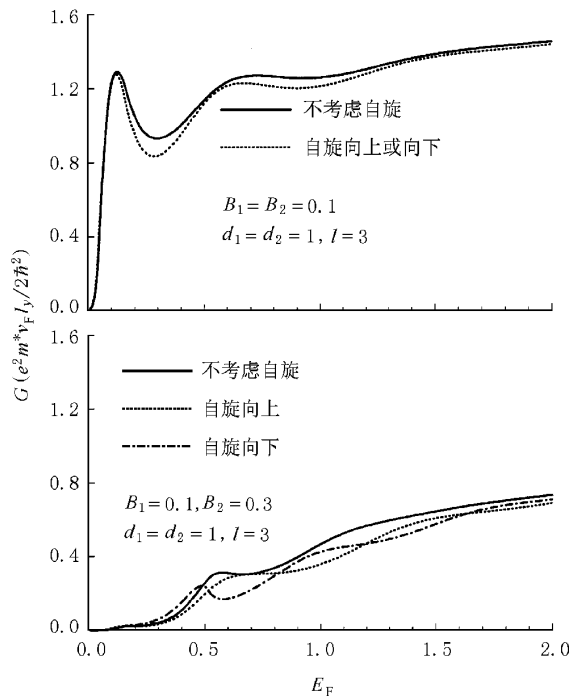


图 6 电子隧穿两个磁量子结构的电导随费米能的变化
上图为 A ($B_1=0.1, d_1=1$) ;下图为 A ($B_1=0.1, d_1=1$) 和 B ($B_2=0.3, d_2=1$)

考虑电子自旋后的电导和不考虑自旋时的电导有显著的差异. 但对于这类结构, 由自旋向上的电子产生的电导和由自旋向下的电子产生的电导是完全重合的, 即在零偏压下这类结构不具有自旋过滤的特点. 从图中又看到, 电子隧穿由不等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构, 电导显著衰减, 自旋向上的电子产生的电导和自旋向下的电子产生的电导曲线不再重合, 发生了劈裂, 且其电导较不考虑电子自旋情形相比, 在广阔的费米能区, 电导普遍减小.

图 7 给出电子隧穿两类不同磁量子结构的电流密度随偏置电压的变化. 在偏置电压作用下, 由于电子自旋和非均匀磁场的相互作用, 使得电流密度曲线发生了劈裂. 对于电子入射由等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构, 在相当广阔的偏置电压区, 由自旋向下的电子产生的电流密度增大, 由自旋向上的电子产生的电流密度减小, 呈现出非常明显的规律性. 图 7 同时给出正负偏置电压作用下, 电子隧穿由两个不等同的磁垒磁阱构成的磁量子结构的电流密度. 为了在同一幅图中画出所有的计算结果和比较的方便, 在此取绝对值. 粗实线、粗点线、粗点划线对应于正向偏置电压情况; 细实线、细点线、细点划线对应于负向偏置电压情况. 我们看到在正向偏置电压的作用下, 由自旋向上的电子和自旋向下

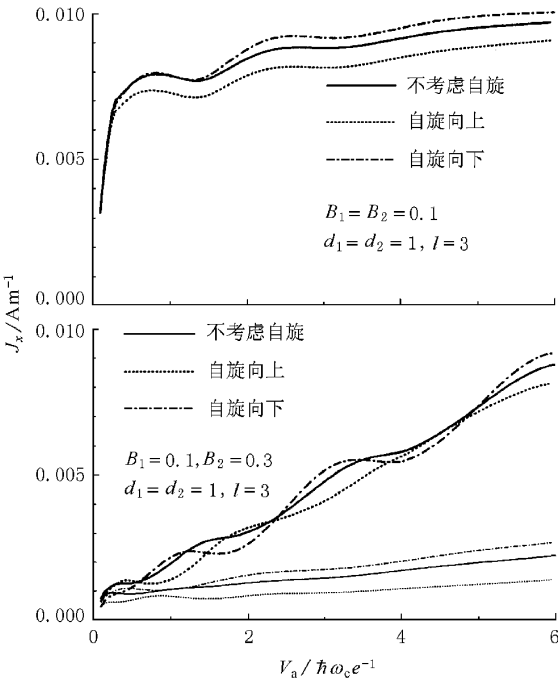


图 7 电子隧穿两个磁量子结构的电流密度随偏置电压的变化
上图为 A ($B_1=0.1, d_1=1$) ;下图为 A ($B_1=0.1, d_1=1$) 和 B ($B_2=0.3, d_2=1$)

的电子产生的电流密度随偏置电压的增大呈现出复杂的振荡。在负向偏置电压的作用下,由自旋向上的电子和自旋向下的电子产生的电流密度随偏置电压的增大的变化规律与电子隧穿第一类结构相类似。另外一个显著的特征是电流密度进一步强烈衰减,这是因为电子隧穿这类结构传输概率强烈衰减的原因^[24]。显而易见,以上由电导及电流密度揭示出来的劈裂特征和由电子自旋极化度揭示出来的劈裂特征是一致的。

4 结 论

本文研究了磁垒磁阱构成的磁调制量子结构中电子的自旋输运问题。研究结果表明,在这类结构中电子的极化状态与磁量子结构的构型、偏置电压、入射电子的能量和波矢密切相关。在零偏置电压下,由等价的磁垒磁阱组成的磁量子结构不具有自旋过滤的特点;而由不等价的磁垒磁阱构成的磁量子结构却呈现出显著的自旋过滤特性。外加电场极大地改变了电子隧穿磁量子结构的自旋输运行为。电场不仅较大地改变了电子隧穿不等价的磁垒磁阱组成的磁量子结构的自旋极化行为,而且使在零偏压时不具有自旋过滤的磁量子结构也表现出显著的自旋过滤特征。此外,当偏置电压很大时,电子的自旋极化程度减弱。

- [1] A. Voskoboynikov, S. S. Liu, C. P. Lee, *Phys. Rev.*, **B59** (1999), 12 514.
- [2] A. Voskoboynikov, S. S. Liu, C. P. Lee, *Phys. Rev.*, **B58** (1998), 15 397.
- [3] M. Sharma, S. X. Wang, J. H. Nickel, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999), 616.
- [4] P. Pfeiffer, W. Zawadzki, *Phys. Rev.*, **B59**(1999), R5312.
- [5] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, *Phys. Rev.*, **B59** (1999), R15583.
- [6] A. Vinattieri, J. Shah, T. C. Damen, K. W. Goossen, L. N. Pfeiffer, M. Z. Maialle, L. J. Sham, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1993), 3164.
- [7] L. Viña, *J. Phys. :Condens. Matter*, **11**(1999), 5929.
- [8] S. J. Papadakis *et al.*, *Science*, **283**(1999), 2056.
- [9] J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth, D. D. Awschalom, *Science*, **277**(1997), 1284.
- [10] D. J. Monsma, R. Vlutters, J. C. Lodder, *Science*, **281** (1998), 407.

- [11] D. P. Divincenzo, *Science*, **270** (1995), 255.
- [12] N. N. Kuzma, P. Khandelwal, S. E. Barrett, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Science*, **281**(1998), 686 ;P. Khandelwal, N. N. Kuzma, S. E. Barrett, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998), 673.
- [13] I. P. Smorchkova, N. Samarth, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 3571.
- [14] M. Sharma, S. X. Wang, J. H. Nickel, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999), 616.
- [15] C. Mathieu, J. Jorczick, A. Frank, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998), 3968.
- [16] S. A. Crooker, D. A. Tulchinsky, J. Levy, D. D. Awschalom, R. Garcia, N. Samarth, *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995), 505.
- [17] O. Steffens, M. Suhrke, *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999), 3891.
- [18] M. A. McCord, D. D. Awschalom, *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990), 2153 ;M. L. Leadbeater S. J. Allen, J. F. DeRosa, J. P. Harbison, T. Sands, R. T. Florez, V. G. Keramidas, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 4689 ;K. M. Krishnan, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 2365.
- [19] S. J. Bending, K. von Klitzing, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1060.
- [20] H. A. Carmona, A. K. Geim, A. Nogaret, P. C. Main, T. J. Foster, M. Henini, S. P. Beaumont, M. G. Blamire, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 3009 ;P. D. Ye, D. Weiss, R. R. Gerhardt, M. Seeger, K. von Klitzing, K. Eberl, H. Nickel, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 3013 ;S. Izawa, S. Katsumoto, A. Endo, Y. Iye, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **64** (1995), 706.
- [21] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, J. C. Maan, A. E. Filippov, F. M. Peeters, *Nature (London)*, **390**(1997), 259.
- [22] A. Matulis, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 1518.
- [23] Yong Guo, Bing-Lin Gu, Wen-Hui Duan, Yu Zhang, *Phys. Rev.*, **B55**(1997), 9314.
- [24] Yong Guo, Hao Wang, Bing-Lin Gu, Yoshiyuki Kawazoe, *Phys. Rev.*, **B61**(2000), 1728.
- [25] Yong Guo, Bing-Lin Gu, Zhi-Qiang Li, Jing-Zhi Yu, Yoshiyuki Kawazoe, *J. Appl. Phys.*, **83**(1998), 4545.
- [26] I. S. Ibrahim, F. M. Peeters, *Phys. Rev.*, **B52** (1995), 17 321.
- [27] Yong Guo, Bing-Lin Gu, Zhi-Qiang Li, Jia-Lin Zhu, Yoshiyuki Kawazoe, *J. Phys. :Condens. Matter*, **10**(1998), 1549.
- [28] V. N. Dobrovolsky, D. I. Sheka, B. V. Chernyachuk, *Surface Science*, **397**(1998), 333 ;A. Majumdar, *Phys. Rev.*, **B54**(1996), 11 911.

TUNNELING TRANSPORT OF TWO-DIMENSIONAL SPIN-ELECTRONS THROUGH MAGNETIC QUANTUM STRUCTURES^{*}

GUO YONG GU BING-LIN

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

YOSHIYUKI KAWAZOE

(*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan*)

(Received 19 January 2000 ; revised manuscript received 24 April 2000)

ABSTRACT

Spin tunneling transport properties of two-dimensional electrons through magnetic quantum structures are investigated at zero bias and finite bias. The results indicate that spin-dependent features are not only related with the magnetic configuration, the incident electron energy and the wave-vector, but also closely related with the applied bias. At zero bias, the magnetic quantum structure composed of identical magnetic-barrier and magnetic-well does not show spin-filtering properties, while the magnetic quantum structure composed of unidentical magnetic-barrier and magnetic-well shows distinct spin-filtering properties. Moreover, the applied bias greatly changes electron spin polarization, which makes the former structure also showing interesting spin-dependent features under an applied bias.

Keywords : magnetic quantum structures, spin electrons, tunneling transport, spin polarization

PACC : 7340 ; 0365

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 715-010-0011) and the Research Foundation of Tsinghua University (Grant No. 98JC082)