

半导体超晶格系统中的磁电调控电子自旋输运研究*

王如志^{1)†} 袁瑞²⁾ 宋雪梅¹⁾ 魏金生¹⁾ 严 辉¹⁾

1) 北京工业大学材料学院薄膜实验室, 北京 100124)

2) 首都师范大学物理系 北京 100037)

(2008 年 6 月 17 日收到, 2008 年 11 月 17 日收到修改稿)

通过采用转移矩阵方法求解自旋电子隧穿过程, 理论研究了半导体超晶格系统中电子自旋输运的磁电调控行为. 结果表明, 仅对超晶格系统施以磁调制, 隧穿系数将出现自旋分裂. 随磁场增强, 电导自旋极化率变大且展宽于费米能区; 若选取不变磁场情况, 同时施以间隔周期电场调制, 超晶格的电子极化率将有更为显著地提高. 进一步发现, 随电场强度的改变, 电子自旋输运行为显然存在两个明显不同区域, 下自旋电子将在不同调制区域表现为不同的变化趋势. 然而, 若对周期磁超晶格施加间隔两周期的电调制, 自旋电导输运的临界行为消失, 电导极化率在高能区的共振峰趋向消失. 这也说明超晶格系统的对称性将可能对其磁电调控自旋输运行为产生重要影响.

关键词: 半导体超晶格, 自旋输运, 磁电调控

PACC: 7340

1. 引 言

半导体超晶格系统, 作为典型人造周期纳米结构, 一方面, 超晶格系统可认为是较理想的二维电子气系统(2DEG), 为电子提供了理想的输运环境; 另一方面, 其在隧穿电子器件方面可能具有广阔应用前景. 因此, 自 1969 年半导体超晶概念被江崎与朱兆祥提出以来, 超晶格系统的电子输运行为一直是凝聚态物理、信息科学及新材料等诸多学科领域的研究热点^[1]. 在自旋电子器件应用中, 一个最重要的问题就是自旋极化电流的调制. 近年来, 作为一种典型的周期纳米结构, 半导体磁超晶格的自旋电子输运特性引起了人们极大兴趣与关注^[2-4]. 研究结果表明, 电子自旋特性是与纳米结构紧密相关的. 2004 年 Zhai 等人^[2]通过在二维电子气顶部——铁磁条旁沉积 Schottky 金属栅极条构造出一磁电超晶格单元. 相对于单一磁垒结构, 由于电垒的出现, 导致内在对称性破缺, 此结构因而表现出了自旋滤过特性. 随后, Gapp 等人^[3]研究了通过此磁电超晶格单元构造出的周期结构的电子自旋输运特性, 发现其自旋输运特性得到了进一步地改善. 受以上启发, 我们也

构造了另一种特殊的电磁超晶格结构^[4], 即在十个周期的铁磁条上间隔地沉积 Schottky 金属栅极条, 并对此特殊电磁超晶格自旋输运特性进行研究, 结果发现, 磁电调控表现出明显的临界行为. 随金属栅极电场强度的改变, 电子自旋输运行为显然存在两个明显不同区域, 并存在一个临界电场. 若低于临界电场时, 上下自旋相关电导特性随电场改变表现出相反的增减趋势; 而高于临界电场时, 上下自旋相关电导随电场改变却表现出一致增减行为. 研究结果表明了电磁共同调制对于超晶格的影响是非常显著的, 尤其是对称性的改变将导致电子自旋输运特性的明显改变. 为进一步深入了解半导体超晶格磁电调控电子自旋输运行为及不同对称性对于其输运行为的影响, 对于以上相同的十个周期铁磁条带上, 每间隔两个条带沉积两个金属栅极, 从而构造出另外一种不同对称结构的电磁超晶格, 并对其自旋输运特性进行研究. 结果却发现, 栅极电场调制的临界行为趋向消失. 本文在我们以前研究基础上, 进一步系统地比较了磁超晶格、两种不同对称结构电调制超晶格自旋输运行为的异同, 并探讨了不同对称结构影响其自旋输运行为的物理实质.

* 国家自然科学基金(批准号: 10604001)和北京市自然科学基金(批准号: 4073029)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: wrz@bjut.edu.cn

2. 理论模型

对于磁电超晶格系统,实际可以看作是电磁调制的输运系统. 设 $A(x)$ 为磁矢势 ($B(x) = \nabla \times A(x)$), 考虑朗道规范, 即 $A(x) = (0, A(x), 0)$ ($B(x) = \frac{\partial A(x)}{\partial x}$). 则在自由电子近似下, 且不考虑 Rashba 及 Dresselhaus 自旋轨道耦合效应的情况下, 其 Hamilton 方程可写为

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{[p_y + eA_y(x)]^2}{2m^*} + U(x) + \frac{eg^*}{2m^*} \frac{\hbar\sigma}{2} B_z(x), \quad (1)$$

其中 m^* 为电子的有效质量, P 是电子的动量, g^* 是有效朗道因子, $\sigma = 0, +1, -1$ 分别对应无自旋、自旋向上和自旋向下. 为简单起见, 令磁线度 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$, 回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ ^[5], 可作变换 $r \rightarrow rl_B, B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x), A(x) \rightarrow B_0 l_B A(x), E \rightarrow \hbar\omega_c E$ (在此变换下, 对于 GaAs 系统, 大约有 $B_0 = 0.1\text{T}, l_B = 813 \text{ \AA}, \hbar\omega_c = 0.17 \text{ meV}, g^* = 0.44$). 取调制势场仅与 x 轴方向有关, 对弹道输运而言, 可用平面函数为 $\psi(x, y) = e^{iky} \phi(x)$ 来表征电子的输运行为, 其中 k_y 为横向波矢. 由(1)式则可求得无量纲的薛定谔方程

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

其中

$$V(x, k_y) = [k_y + A_y(x)]^2 + 2U(x) + \frac{m^* g^*}{2m_0} \sigma B_z(x). \quad (3)$$

这里, $B_z(x)$ 与 $U(x)$ 分别代表超晶格所施加的电势与磁势. 考虑超晶格系统为十个周期的铁磁条带构成, 则 $B_z(x)$ 为

$$B_z(x) = \sum_{i=10}^N B_0 \Theta[x - (i-1)(d+l)] \times \Theta[id + (i-1)l - x], \quad (4)$$

其中 $\Theta(x)$ 为阶跃函数, 考虑在十个铁磁条上间隔沉积金属栅极(见图 1(a)), 简称为单间隔电调制结构) 则 $U(x)$ 为

$$U(x) = \sum_{i=5}^N U_0 \Theta[x - (i-1)(2d+2l)] \times \Theta[2id + \chi(i-1)l - x], \quad (5)$$

若每间隔两个铁磁条带沉积两个金属栅极(见图 6(b)), 简称为双间隔电调制结构) 则 $U(x)$ 为

$$B_z(x) = \sum_{i=1,2,5,6,9,10}^N B_0 \Theta[x - (i-1)(d+l)] \times \Theta[id + (i-1)l - x], \quad (6)$$

于是透射系数可通过转移矩阵法获得^[6], 即

$$T = 1 - R = 1 - \left| \frac{m_{11} + m_{12} - m_{21} + m_{22}}{m_{11} + m_{21} - m_{21} + m_{22}} \right|, \quad (7)$$

则电导就可由 Landaur-Buttiker 公式得出^[7], 即

$$G = \frac{G_0}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathcal{T}(E_F, \sqrt{2E_F} \sin(\phi), \sigma) \cos(\phi) d\phi. \quad (8)$$

T 为透射系数, ϕ 为电子的速度与 x 轴的夹角, E_F 为费米能, $G_0 = 2e^2 m^* v_F l_y / \hbar^2$, 其中 v_F 为费米速度, l_y 为系统在 y 方向的结构参数.

定义电导自旋极化率为

$$P_G = \frac{G_+(E_F) - G_-(E_F)}{G_+(E_F) + G_-(E_F)}, \quad (9)$$

其中 G_+ 与 G_- 分别代表上自旋与下自旋电导. 在我们的计算中, 选用 InAs 系统, $m^* = 0.024m_0, g^* = 15, l_B = 813 \text{ \AA}$ 及 $E_0 = \hbar\omega_c = 0.48 \text{ meV}$ ^[2,3,8], 通过此参数, 可估算大约 $B_0 = 0.1\text{T}$, 我们选取的磁场最大为 1.2, 相当于 0.12T, 这在实验上也是可以实现的^[9].

2.1. 磁超晶格的透射系数及自旋极化

图 1(a) 中我们给出了磁电超晶格结构, 铁磁条被周期地沉积在二维电子气上, 产生磁势垒, l 表示两个相邻铁磁条间的距离, d 表示铁磁条的宽度, 铁磁条产生的磁场方向沿着 z 轴方向. Schottky 金属条被间隔地沉积在铁磁条上. (b) 给出了磁电超晶格结构产生的势垒图, 利用 2 中的公式, 我们可以得到该

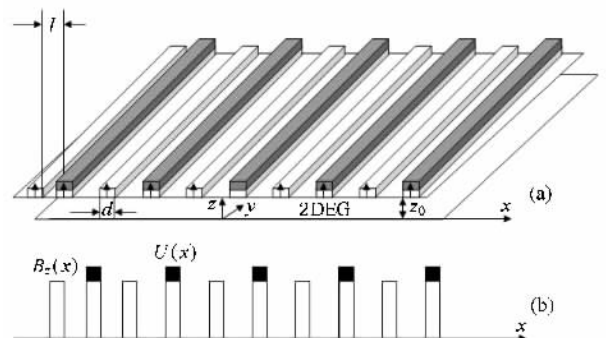


图 1 (a) 磁电超晶格结构图 (b) 与(a)图对应的势垒图

结构中的输运性质.

首先,我们考虑没有施加电调制,也就是纯超晶格的情况,图 2 中给出了依靠自旋的投射系数作为入射电子能量的函数与磁场的变化关系.如图 2(a)所示,我们可以看出,在上自旋和下自旋的投射系数曲线上,明显表现出震荡现象.而且,下自旋曲线上的震荡比下自旋上的表现更为明显,不同自旋有所分裂.这是由于在磁超晶格中,塞曼效应的存在,导

致了势垒相对于下自旋有所降低,而相对于上自旋有所升高.从图 2(a)到(f),可以清楚地看出,随着磁场强度的增加,上自旋透射系数的共振峰向着高能区移动,并且变得越来越弱,直到当 $B = 0.6$ 时,只有高能区的一个峰存在.尽管磁超晶格中的电子输运是二维的,不同于一般的势垒隧穿情况,但这仍然可以从有效势的观点来解释.在图 2(f)中,明显可以看出,在低能区,只有下自旋可以穿透超晶格.

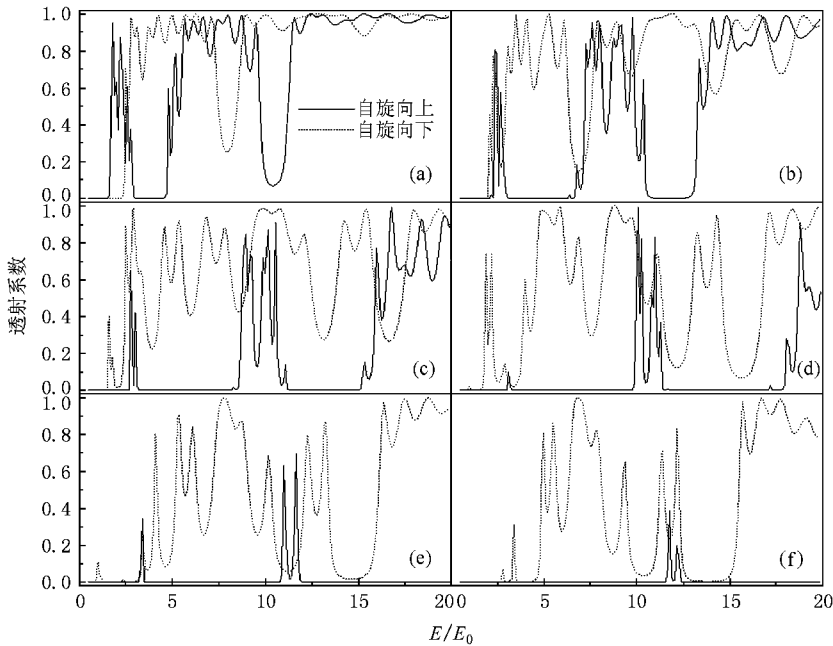


图 2 在不同的磁场下,上自旋电子透射系数和下自旋电子透射系数与入射电子能量的关系曲线 (a) $B = 0.1$, (b) $B = 0.2$, (c) $B = 0.3$, (d) $B = 0.4$, (e) $B = 0.5$, (f) $B = 0.6$ (参数选取为 $k_y = -1$, $U = 0$, $d = 0.5$, $l = 1.0$, $g^* = 15$, $m^*/m_0 = 0.024$)

以上结果表明,磁超晶格结构导致了自旋分裂,则必然会产生自旋极化,图 3 给出了电导极化率随

费米能变化的关系.从图中,很明显可以看出,当磁场小于 0.2 时,自旋极化率的曲线出现几个峰.随着 B 的增加,峰被展宽成平台,而且平台变得越来越宽.这就是说,我们可以在较宽的费米能范围内得到一个高的自旋极化率.然而我们知道,费米能是材料的一个特征参数,不同的材料有着不同的费米能,我们的结果说明,有很多材料可以被采用来实现这个结构.同时,我们还发现,自旋极化率可以通过调节铁磁条的强度来调节,这可能用来设计可控的自旋阀器件.

2.2. 两种不同对称结构磁电超晶格的电导和自旋极化

以上为纯磁超晶格的自旋输运特性,计算表明铁磁条强度对于自旋输运有着一定的调控作用.若

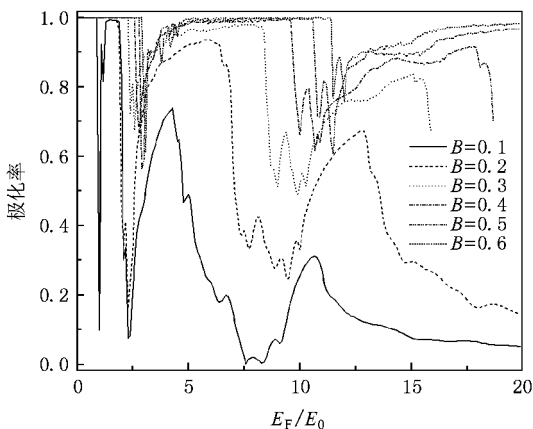


图 3 在不同的磁场下,电导极化率与费米能的关系曲线(参数选取同图 2)

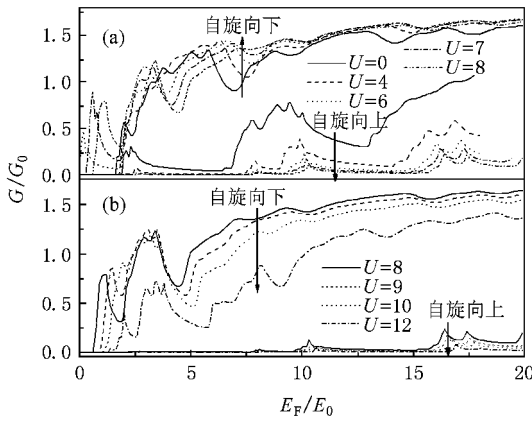


图 4 当磁场的值为 0.2 时,在不同的电压下,上自旋电导和下自旋电导与费米能的关系曲线(参数选取同图 2)(a)电场从 0 到 8 (b)电场从 8 到 12

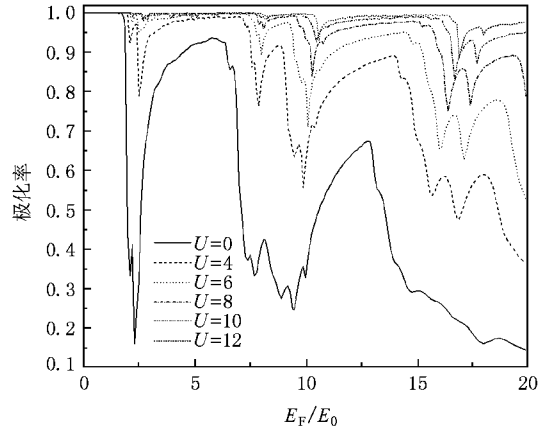


图 5 电导极化率与费米能的关系曲线

进一步施加电调制,其输运特性将如何呢?在选定一个较低的磁场强度值($B = 0.2$),采用间隔一个周期施加电调制(如图 1(a)),图 4 给出了电导随栅极电压变化的关系曲线.从图 4(a)可以看出,随着 U 值的增加,当 $E_F < 7$ 时,下自旋电导值增加;而当 $E_F > 7$,上自旋电导值增加.继续增加 U 的值从 8 到 12(如图 4(b)),明显可以看出与 $U < 8$ 不同的是,下自旋电导值减小.这说明,在此种对称结构电调制的情况下,电子自旋输运显然存在着一种临界电栅极,在我们选取的计算中,其临界值大约为 7,在临界值上下,其电导将表现出截然不同的输运行为.这实际也表明可通过调节施加在栅极电场上的偏压来获得一个最佳电导值,图中也清楚地显示,相对于纯磁超晶格,也就是栅极电压为零时,其自旋输运行为明显得到了改善.这也可以进一步从图 5 中看出,电导极化率与没有电场调制(实线)时相比,有了很大的提高.另外,与磁场的作用相似,随着电场的增加,自旋极化率也逐渐变大,同时我们发现,电导极化率峰被展宽了.因此,我们可以在一个较宽的费米能范围内,通过调节电场,得到较高的自旋极化率.然而,由于 InAs 系统作为一典型的窄带隙半导体,其 Rashba 自旋轨道耦合较强^[10],可能导致自旋极化率下降.

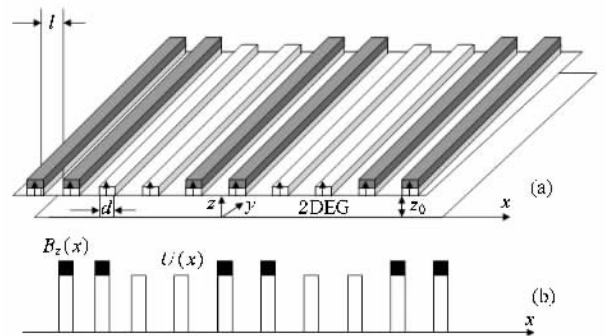


图 6 (a)磁电超晶格结构图 (b)与(a)图对应的势垒图

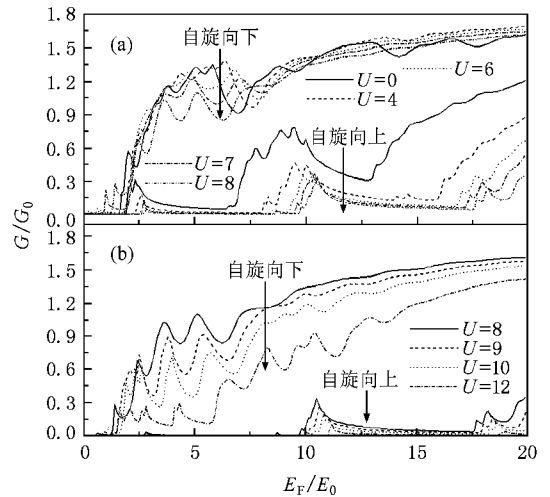


图 7 当磁场的值为 0.2 时,在不同电场作用于图 6 结构时,上自旋电导和下自旋电导与费米能的关系曲线 (a)电场从 0 到 8 (b)电场从 8 到 12

而若采用另外一种对称结构的电调制超晶格,即每间隔两个磁势垒加上两个电势垒(图 6(b)),计算结果却显示,电调制的临界行为却消失了(见图 7).在栅极电场增加的情况下,无论上自旋电子还是下自旋电子,其隧穿电导临界行为消失,表现出一致的行为,即随着栅极电场的增加,无论上下自旋电

导,都趋向减小.这也说明,此对称结构的电调制对于磁超晶格的自旋输运特性并无明显的改善,甚至

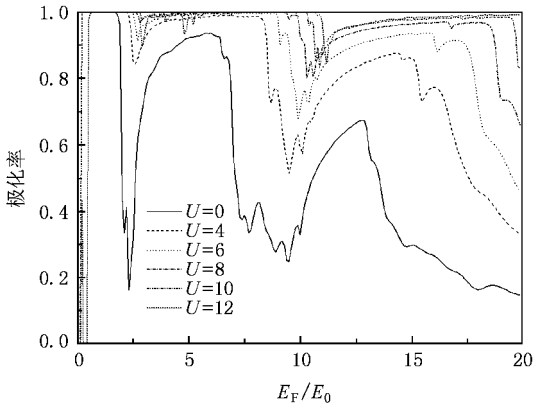


图 8 在不同的电压下, 电导极化率与费米能的关系曲线(参数选取同图 2)

阻碍了电子的隧穿特性. 在图 8 中, 我们进一步地计算了此对称结构电调制的电导自旋极化率, 发现电调制依然能提高其电导极化率, 且极化率变化规律与单间隔电调制有着相似的特性, 但由于对称结构的改变, 电导极化率共振峰形状发生改变. 值得关注的是, 采用双间隔电调制, 在高频区共振峰趋向湮没.

3. 结果与讨论

基于以上三种电磁超晶格(无电调制, 两种不同对称结构电调制)自旋输运行为研究表明, 磁电调控超晶格系统的输运行为主要来源于两个方面: 一方面, 可以通过改变磁或电势垒的高度(也就是改变铁磁条磁场强度或金属条栅极电场强度)对磁电超晶格系统自旋输运特性进行非常好的调控, 如在纯磁超晶格中调控周期势垒高度使其电导自旋极化率大大增加, 在单间隔电调制磁电超晶格中, 改变电场强度也可使电导自旋极化率增加. 这种对于磁电超晶格自旋输运行为的调控实际上是改变输运系统中电磁势垒的形状, 从而起到改善其自旋输运行为的作用, 这也可从许多其他相关理论研究中得到了证实^[11-14]. 另一方面, 既然两种不同对称结构电调制对于磁电超晶格自旋输运行为的影响显然, 这实际上也表明系统的对称性也将对其自旋输运行为产生重要的影响. 在图 1 中, 可以明显看出, 单间隔电调制结构与双间隔电调制结构从系统整体性上看, 实

际上表现出明显不同的对称性. 对于单间隔电调制, 未有电调制 5 个周期的磁垒, 施加电调制的 5 个周期势垒, 系统整体对称性未有大的改变, 因此电调制加入, 与仅有磁势调制一样, 其对于自旋输运的调控还是呈现出规律性行为. 而对于双间隔电调制结构, 未有电调制 4 个周期的磁垒, 施加电调制的 6 个周期势垒, 系统整体对称性被破坏, 导致了电调制对于其电导调控的临界行为消失, 另外此破缺的对称性也将使得高能区电导极化率的共振峰趋向湮没. 这说明对称性的改变将对自旋输运行为产生较大影响, 这也与最近的研究结果一致^[15,16], 不同对称性结构的磁超晶格, 其自旋输运行为将是大大不同的.

以上的研究结果都是针对理想的不含杂质的二维电子气系统, 所采用的模型也是基于自由电子转移矩阵模型, 因此很难对于实际器件中的杂质散射做出完全一致的评估与预测, 尤其体系结构尺度变化较大时, 杂质散射的影响将可能变得更加显著. 因此, 对于较大尺度系统, 杂质密度较大时且散射长度较大时, 必须考虑杂质散射影响时, 可考虑采用其他方法^[17]来研究磁调制系统的自旋输运.

4. 结 论

研究了不同对称性结构的半导体超晶格系统中自旋输运行为, 结果表明, 磁电调控将可能对于自旋输运行为产生重要的影响, 对于磁超晶格, 调控磁场, 隧穿系数将发生明显的自旋分裂, 且调控磁场强度, 可很好地控制电导极化率. 而若对磁超晶格上施间隔周期的电调制, 基于电场调控的自旋电导将出现临界行为, 通过电调控, 可以在较宽的费米能范围内得到高的自旋极化率. 以上研究结果表明, 对于超晶格系统, 无需改变量子结构, 仅仅通过内部磁电调控, 如磁调制采用铁磁条、电调制采用肖特基金属条, 就可获取具有良好电子自旋性能的元素系统, 或许这将为自旋电子学器件的发展提供一种新的思路. 然而, 对于十周期磁超晶格每间隔两周期施加电栅极调制, 电场调控自旋电导临界行为消失. 对于电导自旋极化率而言, 电场没能表现出规律的调控行为, 这说明磁电超晶格的对称性对其自旋输运行为产生了重要的影响.

- [1] Ibrahim S Peeters F M 1995 *Phys. Rev. B* **52** 17321
 Ji Z L , Sprung D W L 1997 *Phys. Rev. B* **56** 1045
 Zeng Z Y , Zhang L D , Yan X H , You J Q 1999 *Phys. Rev. B* **60** R1515
- [2] Zhai F , Xu H Q , Guo Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 085308
- [3] Papp G , Vasilopoulos P , Peeters F M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 115315
- [4] Wei J S , Wang R Z , Yuan R Y , Song X M , Wang B , Yan H 2006 *Phys. Lett. A* **358** 470
- [5] Peeters F M , Matulis A 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15166
 Matulis A , Peeters F M , Vasilopoulos P 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1518
- [6] Wang R Z , Yan X H 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 598
 Papp G , Peeters F M 2005 *Physica E (Amsterdam)* **25** 339
- [7] Buttiker M 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1761
- [8] Engel H A , Loss D 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10238
- [9] Ye P D , Weiss D , Gerhardts R R , Seeger M , Klitzing K von , Eberl K , Nickel H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3013
- [10] Yang W , Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **73** 113303
 Yang W , Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 193314
- [11] Guo Y , Gu B L , Zeng Z , Yu J Z , Kawazoe Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 2635
- [12] Papp G , Peeters F M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2184
- [13] Xu H Z , Okada Y 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3119
 Wang B , Guo Y , Chen X Y , Gu B L 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 4138
- [14] Xu H Z , Shi Z 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 691
- [15] Yuan R Y , Wang R Z , Xue K , Wei J S , Song X M , Wang B , Yan H 2006 *Phys. Rev. B* **74** 024417
- [16] Zhai F , Xu H Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 032502
- [17] Yang W , Chang K , Peeters F M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 192107
 Yang W , Chang K , Wu X G , Zheng H Z 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 082107

Magnetic-electric controllable spin transport in semiconductor superlattice^{*}

Wang Ru-Zhi¹† Yuan Rui-Yang² Song Xue-Mei¹ Wei Jin-Sheng¹ Yan Hui¹

¹ *Laboratory of Thin Film Materials , College of Materials Science and Engineering , Beijing University of Technology , Beijing 100124 , China*

² *Department of Physics , Capital Normal university , Beijing 100037 , China*

(Received 17 June 2008 ; revised manuscript received 17 November 2008)

Abstract

By solving electron tunneling problem in semiconductor superlattice , the magnetic-electric controllable spin transport is theoretically investigated. The results show that , with magnetic modulation only , the spin transmission will separate , and with the magnetic field increasing , the conductance polarization is enhanced and its peaks are widened. By both magnetic and single interval electric barrier modulation , the conductance polarization will be evidently improved ; and at the same time there are two distinct transport regions for different electric modulation , in which the down-spin electron obeys different change rules with different electric field. However , applying electric modulation at intervals of two periods on the magnetic superlattice , it is noticed that the critical behavior of electron spin transport disappears , and the resonant peak of the conductance polarization also degenerates in the high energy region. These results show that the symmetry is an important factor for spin transport in the semiconductor superlattice .

Keywords : semiconductor superlattice , spin transport , magnetic-electric modulation

PACC : 7340

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10604001) , and the Natural Science Foundation of Beijing , China (Grant No. 4073029) .

[†] Corresponding author. E-mail : wrz@bjut.edu.cn