

# 一个磁垒纳米结构中的磁阻效应

孔永红

(湖南科技学院 电子工程与物理系, 湖南 永州 425100)

**摘要:** 提出了一个磁阻器件, 其可以通过在 GaAs 半导体异质结的上下表面沉积 2 个磁条实现。由于电子通过器件的平行和反平行磁化构型的透射几率显著不同, 因而该器件拥有相当的磁阻效应。

**关键词:** 磁垒纳米结构; 磁阻效应; 磁阻比率

**中图分类号:** R318.08

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1673-9833(2007)02-0049-04

## Magnetoresistance Effect in a Magnetic Barrier Nanostructure

Kong Yonghong

(Department of Electronic Engineering and Physics, Hunan University of Science and Engineering, Yongzhou Hunan 425100, China)

**Abstract:** A Magnetoresistance device in a magnetically modulated two-dimensional electron gas, which can be realized experimentally by the deposition of two parallel ferromagnetic strips on the top and bottom of a semiconductor heterostructure, is proposed. It is shown that there exists a significant transmission difference for electrons through parallel and antiparallel magnetization configurations, which leads to a considerable magnetoresistance effect.

**Key words:** magnetic-barrier nanostructure; magnetoresistance effect; magnetoresistance ratio

## 0 引言

磁阻效应是指某些金属或半导体的电阻值随外加磁场变化而变化的现象, 磁阻是一个相对数值, 用电阻变化的百分比来表示, 叫作磁阻比率。若磁阻比率巨大, 则称为巨磁阻效应。近年来, 大磁阻效应, 特别是巨磁阻效应<sup>[1]</sup>, 已引起了广泛的关注。现在, 磁阻效应在磁信息存储方面<sup>[2, 3]</sup>已有了许多实际应用, 包括超灵敏磁传感器、读磁头、随机存储器等。一般观察磁阻效应的结构包括两个磁层, 中间为一个薄的非磁层。在这样一个异质系统中, 如果施加一个外磁场, 使系统由平行磁化构型变为反平行构型, 其电阻将发生很大变化, 人们用这个电阻的变化来表征系统磁阻效应的大小。实际应用时, 人们希望磁阻器件在相对小的转换磁场下拥有较高的磁阻比率。

为了获得大的磁阻比率, 可选方案就是使用所谓的磁或超导微结构, 其形成在半导体异质结的二维电

子气(2DEG)上。在这种结构中, 微磁铁或超导体提供一个不均匀的磁场, 局域地影响半导体中电子的运动。Nogaret 等人<sup>[4]</sup>证实, 在这样的杂化磁性材料和半导体系统中拥有磁阻效应, 而且, 最近观察到了在 4 K 时系统的磁阻比率高达 1 000 %<sup>[5]</sup>。由于 2DEG 系统内部 Landau 带结构导致的、在周期磁场中的磁阻振荡也有报道<sup>[6]</sup>。

最近, 在磁调制半导体纳米体系中, 与自旋无关的磁阻效应也引起了广泛的兴趣<sup>[7-12]</sup>。使用 2DEG 上的 Delta 磁垒, Zhai 等人<sup>[7]</sup>提出了一个磁阻器件。他们发现, 虽然结构中平均磁场为零, 但是这种系统拥有很高的磁阻比率, 而且其磁阻效应与常规的磁阻器件不同, 没有使用自旋自由度。这种系统的真实情况, 即代替 Delta 函数型采用严格的磁场形式, 其磁阻效应也已有了相关的研究<sup>[8]</sup>。Yang 等人<sup>[9]</sup>研究了 2DEG 遭受周期磁场调制时的磁阻效应, 发现这种周期调制的系统的磁阻比率强烈地依赖于两个磁势之间的间距和周期的数目。

收稿日期: 2007-02-02

基金项目: 湖南省教育厅科研基金资助项目(06C355), 湖南科技学院科研基金资助项目(2005046)

作者简介: 孔永红(1971-), 男, 湖南江永人, 湖南科技学院讲师, 硕士生, 主要从事纳米物理研究。

## 1 模型和方法

在这个工作中, 我们提出一种可选方式实现磁阻效应。提出的磁阻器件是常规半导体异质结中的2DEG受到一个垂直的磁场作用。实验上, 这个磁阻器件可以通过在半导体异质结的上和下表面沉积2个纳米磁条实现<sup>[13, 14]</sup>, 如图1a)所示。平面方向磁化的磁条两端产生边缘磁场, 这些边缘磁场在2DEG上产生不均匀的磁垒供电子运输。假设2磁条的长度是不对称的, 它们的右端之间相距 $L$ 。这2个磁条到2DEG的距离也不同, 上面的磁条较下面的磁条离2DEG近, 这样, 它们产生的磁垒具有不同的磁场强度(因为磁条到2DEG的距离减少, 磁场强度将增大)<sup>[15]</sup>。使用现代纳米技术, 可以精确设计, 使这样一个系统达不到2磁条的左端, 以至于左端的边缘磁场可以忽略。假设在图1a)中2磁条的磁化方向是平行的, 产生的磁场被粗略地展现在图1b)中。如图1c)和图1d)所示, 为简化, 把磁垒近似为Delta函数<sup>[16, 17]</sup>, 且图1c)和图1d)分别相当于2磁条的平行和反平行磁化构型。

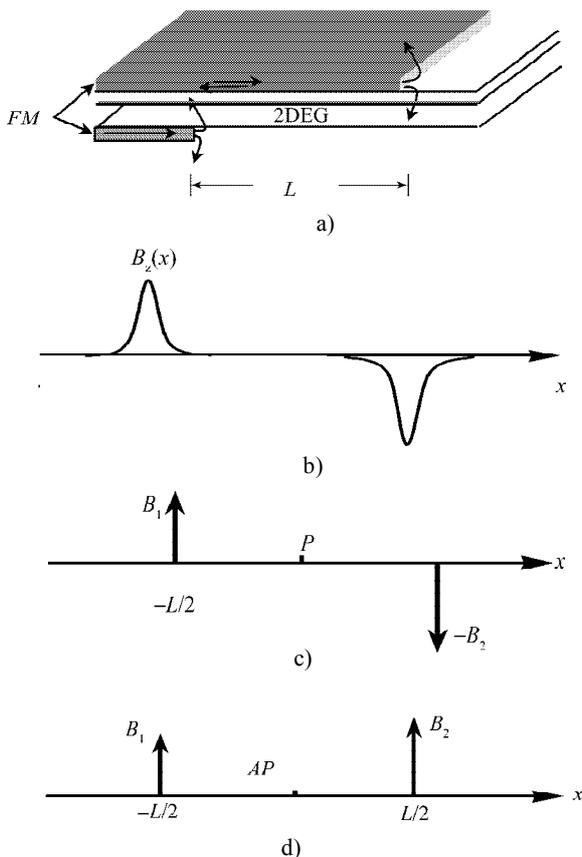


图1 磁阻器件模型

Figure 1 The model of magnetoresistance device

磁场可以被写成

$$B_z(x) = \left[ B_1 \delta \left( x + \frac{L}{2} \right) - \chi B_2 \delta \left( x - \frac{L}{2} \right) \right],$$

其中:  $B_1$  和  $B_2$  是2个  $\delta$  磁垒的磁场强度;

$L$  是它们之间的间隔;

$\chi$  表示磁化构型 ( $\pm 1$  或  $P/AP$ )。

在单粒子、有效质量近似下, 描述这样一个体系的哈密顿量是

$$H = \frac{p_x^2}{2m_e^*} + \frac{\left[ p_y + \frac{e}{c} A_y(x) \right]^2}{2m_e^*} + \frac{e\hbar g^* \sigma_z}{4m_e} B_z(x), \quad (1)$$

其中:  $m_e^*$  是有效质量;  $m_e$  是自由电子质量;

$p_x, p_y$  是电子的动量;  $g^*$  是2DEG的有效Landé因子;

$\sigma_z = +1/-1$  表示自旋向上/下电子。

器件的磁矢势以Landau规范写成  $\vec{A} = [0, A_y(x), 0]$ , 即

$$A_y(x) = \begin{cases} 0, & x < -\frac{L}{2}, \\ B_1, & -\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}, \\ B_1 + \chi B_2, & x > \frac{L}{2} \end{cases} \quad (2)$$

其满足  $B_z(x) = \frac{dA_y(x)}{dx}$ 。

为了方便, 引入2个特征量:

$$\text{回旋频率 } \omega_c = \frac{eB_0}{cm_e^*} \text{ 和磁长度 } l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB_0}},$$

这样, 所有的相关量均可表示成无量纲的形式:

磁场  $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$ ; 磁矢势  $\vec{A} \rightarrow B_0 l_B \vec{A}$ ;

坐标  $x \rightarrow l_B x$ ; 能量  $E \rightarrow \hbar \omega_c E (= E_0 E)$ 。

在计算中取GaAs材料 ( $m_e^* = 0.06m_e$ ,  $g^* = 0.44$ ) 和  $B_0 = 0.1$  T, 于是  $l_B = 81.3$  nm,  $E_0 = 0.17$  meV。

由于系统沿着  $y$  方向平移不变, 电子的总波函数可写成  $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$ , 其中  $k_y$  是电子  $y$  方向的波矢分量。 $\Psi(x)$  满足下面一维简化的Schrodinger方程:

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} - [k_y + A_y(x)]^2 + 2 \left[ E - \frac{m_e^* g^* \sigma_z}{4m_e} B_z(x) \right] \right\} \Psi(x) = 0. \quad (3)$$

引入有效势是有用的:

$$U_{\text{eff}}(x, k_y) = \frac{[k_y + A_y(x)]^2}{2} + \frac{m_e^* g^* \sigma_z B_z(x)}{4m_e},$$

显然, 其不仅强烈地依赖于磁构型, 而且还依赖于波矢分量  $k_y$ 。有效势对波矢  $k_y$  的依赖性表明电子的运动是二维过程, 而从有效势对磁构型  $B_z(x)$  的依赖性, 人们可以看出: 当图1的器件从  $P$  构型变成  $AP$  构型时, 有效势发生充分的变化。正是有效势对磁构型的依赖性, 才导致了所考虑的系统具有磁阻效应。

在每个区段, 简化的一维Schrodinger方程(3)可以严格地求解<sup>[18, 19]</sup>, 其中的波函数是平面波的线性组

合。在器件的左右区域，波函数可以写为

$$\Psi_{\text{left}}(x, y) = \exp(ik_y y) [\exp(ik_x x) + \gamma \exp(-ik_x x)], \quad x < -\frac{L}{2} \quad \text{和}$$

$$\Psi_{\text{right}}(x, y) = \tau \exp(ik_y y) \exp(ik_x x), \quad x > \frac{L}{2},$$

$$\text{其中: } k_l = \sqrt{2E - [A_{yl}(x) + k_y]^2};$$

$$k_r = \sqrt{2E - [A_{yr}(x) + k_y]^2};$$

$\gamma/\tau$  是反射与透射波幅之比。

在中间区域,  $-\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}$ , 波函数可以假设为

$$\Psi_{\text{in}}(x, y) = \exp(ik_y y) [A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)],$$

$$\text{其中: } k = \sqrt{2E - (B_l + k_y)^2};$$

$A$  和  $B$  是需要由边界条件来决定的待定常数。

于是, 易得到透射系数  $T(E, k_y) = \frac{k_r}{k_l} |\tau|^2$ , 而且, 可以从 Landauer-Buttiker 公式<sup>[20]</sup> 计算在零温时的弹道电导

$$G(E_F) = G_0 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} T(E_F, \sqrt{2E_F} \sin \theta) \cos \theta d\theta, \quad (4)$$

其中:  $\theta$  是相对于  $x$  方向的入射角, 电导以

$G_0 = \frac{2e^2 m_e^* v_F L_y}{h^2}$  为单位;  $v_F$  是 Fermi 速度;  $L_y$  是系统纵向的长度。

对一个磁阻器件, 磁阻比率通常有两种定义<sup>[7, 10]</sup>:

$$MRR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_P} \text{ 或 } \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} \text{ 和 } MMRR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_P + G_{AP}}, \text{ 其中}$$

$G_P$  和  $G_{AP}$  分别是器件平行和反平行磁化构型的电导。显然, 对于一些情况使用不同的定义计算磁阻比率结果将不同, 现在采用 MMRR 定义来研究磁阻效应。

虽然 Delta 函数  $B_z(x)$  局部为无穷大, 但是极化

$\frac{g^* m_e^* B_z(x)}{m_e}$  对磁阻效应的影响却趋于整个无限的空间。

不过, Zeeman 耦合项对磁阻的影响取决于量  $\frac{g^* B m_e^*}{4m_e}$ , 其等于 0.036 9 (当  $B=5$  及采用 GaAs 材料时)。与有效势  $U_{\text{eff}}$  中的其他项比较, Zeeman 项的值更小。因此, 在决定电子输运特性时与自旋有关的项作用很小<sup>[7]</sup>, 故在后面的讨论中将其忽略<sup>[10]</sup>。

## 2 结果与讨论

为显示电子通过器件的  $P$  和  $AP$  构型的透射, 计算相应的透射系数  $T_P$  和  $T_{AP}$ 。图 2 显示了这些透射系数四

配电子的入射能量对于不同的波矢  $k_y=0$  (实线)、1 (虚线) 和  $-1$  (点线), 且图 2a) 和图 2b) 分别对应于  $P$  构型和  $AP$  构型, 其中结构参数选为  $B_1=1.0$ 、 $B_2=1.2$  和  $L=3.0$ 。从图 2 可以看出, 由于电子隧穿磁垒本征上是一个二维过程, 所以, 对于 2 种构型电子的透射谱均显示了一个明显的、与纵向波矢有关的特点, 正如先前所证实的一样<sup>[15]</sup>。而且, 看到对于  $P$  构型在低能区存在几个不完全的共振峰。但是, 当系统从  $P$  构型转为  $AP$  构型时, 从图 2b) 可以看出, 由于结构变化诱发的有效势改变, 电子的透射被大大改变了。对比  $P$  构型,  $AP$  构型的透射曲线移向高能区, 并被极大地镇压, 特别是低能共振峰几乎消失 (因为  $AP$  构型的有效势使电子的共振隧穿不完全)。

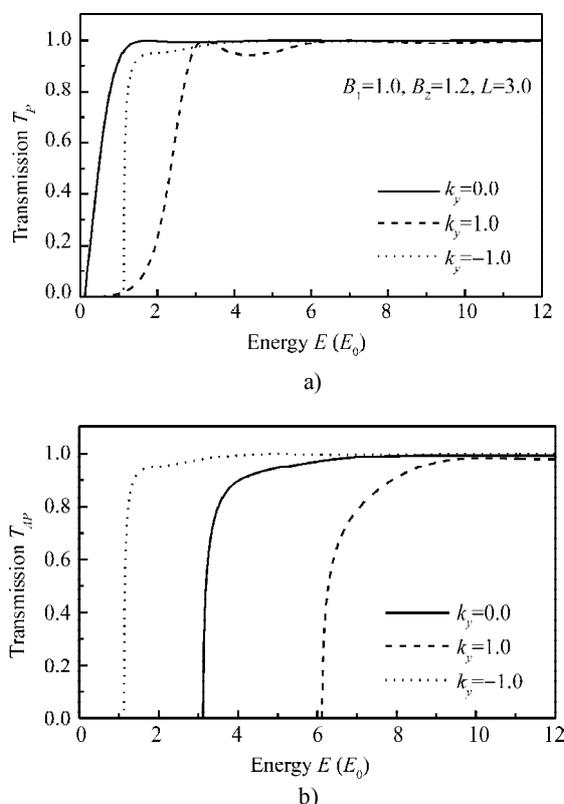


图 2 电子的透射系数

Figure 2 The transmission probability of electrons

上述与构型有关的透射特色应该要反映在可测量电导上, 其通过电子的透射系数对入射角的积分得到 (如方程 (4) 所示)。计算也证实了  $P$  构型和  $AP$  构型电导  $G_P$  和  $G_{AP}$  之间的差别。

在图 3 中展示了  $G_P$  和  $G_{AP}$  匹配 Fermi 能, 其中结构参数和图 2 相同, 电导以  $G_0$  为单位。由于比较  $P$  构型电子通过  $AP$  构型的透射系数大大减小, 可以清楚地看见电导  $G_{AP}$  被大大地镇压。正是这个对电导  $G_{AP}$  的镇压, 我们所考虑的器件才具有磁阻效应。图 3 显示了器件的磁阻比率  $MMRR$  作为 Fermi 能的函数, 一个相当的磁阻效应可以清楚地看到, 特别是在低能区更为

明显。当Fermi能变化时,磁阻效应改变它的程度。特别是,在某个低能值时,磁阻比率可以达到100%,而且随着增加Fermi能,磁阻比率减小。

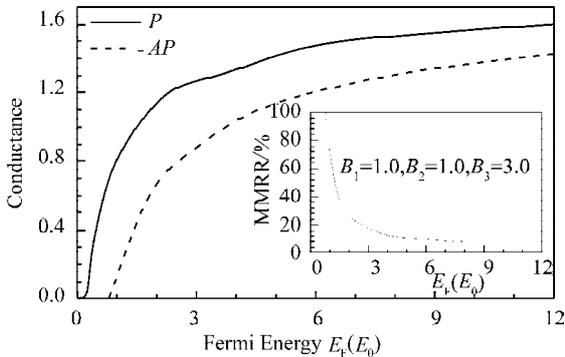


图3  $P$ 和 $AP$ 构型的电导

Figure 3 The conductance for the parallel and anti-parallel magnetization configurations

### 3 结论

总之,基于不均匀磁场和2DEG的组合,我们提出了一个磁阻器件,其实验上可以通过在常规的GaAs半导体异质结上下表面沉积2个磁条来实现,理论上研究了该器件的磁阻效应。计算表明,由于在 $P$ 和 $AP$ 构型存在明显的隧穿差异(特别是对 $AP$ 构型电子透射的镇压),这个器件显示了一个相当的磁阻效应。

#### 参考文献:

- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices[J]. Phys. Rev. Lett., 1988, 61(21): 2472-2475.
- [2] Prinz G A. Device physics - Magnetoelectronics [J]. Sciences, 1998, 282(5394): 1660-1662.
- [3] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future [J]. Ibid, 2001, 294 (5546): 1488-1495.
- [4] Nogaret A, Carlton S, Gallagher B L, et al. Observation of giant magnetoresistance due to open orbits in hybrid semiconductor/ferromagnet devices[J]. Phys.Rev.B, 1997, 55(24): 16037-16040.
- [5] Overend N, Nogaret A, Gallagher B L, et al. Temperature dependence of large positive magnetoresistance in hybrid ferromagnetic/semiconductor devices[J]. Appl.Phys.Lett., 1998, 72(14): 1724-1726.
- [6] Edmonds K W, Gallagher B L, Main P C, et al. Magnetoresistance oscillations due to internal Landau band structure of a two-dimensional electron system in a periodic magnetic field [J]. Phys.Rev.B, 2001, 64(4): 041303-041306.
- [7] Zhai F, Guo Y, Gu B L. Giant magnetoresistance effect in a magnetic-electric barrier structure[J]. Phys.Rev.B, 2002, 66 (12): 125305-125309.
- [8] Lu M W, Zhang L D. Large magnetoresistance tunnelling through a magnetically modulated nanostructure[J]. J.Phys: Condens.Matter, 2003, 15(8): 1267-1275.
- [9] Yang X D, Wang R Z, Guo Y, et al. Giant magnetoresistance effect of two-dimensional electron gas systems in a periodically modulated magnetic field[J]. Phys.Rev.B, 2004, 70(11): 115303-115307.
- [10] Papp G, Peeters F M. Giant magnetoresistance in a two-dimensional electron gas modulated by magnetic barriers[J]. J. Phys: Condens.Matter, 2004, 16(46): 8275-8283.
- [11] Papp G, Peeters F M. Magneto conductance for tunnelling through double magnetic barriers [J]. Physica E, 2005, 25 (4): 339-346.
- [12] Papp G, Peeters F M. Tunable giant magnetoresistance with magnetic barriers [J]. J. Appl. Phys., 2006, 100(4): 043707-043711.
- [13] Kubrak V, Rahman F, Gallagher B L, et al. Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas due to a single magnetic barrier and its use for nanomagnetometry[J]. Appl.Phys.Lett., 1999, 74(17): 2507-2509.
- [14] Vancura T, Ihn T, Broderick S, et al. Electron transport in a two-dimensional electron gas with magnetic barriers [J]. Phys. Rev. B, 2000, 62(8): 5074-5078.
- [15] Matulis A, Peeters F M, Vasilopoulos. Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers[J]. Phys.Rev.Lett., 1994, 72(10): 1518-1521.
- [16] Papp G, Peeters F M. Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure[J]. Appl.Phys.Lett., 2001, 78(15): 2184-2186.
- [17] Papp G, Peeters F M. Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure [J]. Appl. Phys. Lett., 2001, 79(19): 3198-3200.
- [18] Lu M W. Spin polarization of two-dimensional electron gas in a hybrid magnetic-electric barrier[J]. Solid State Communications, 2005, 134(10): 683-688.
- [19] Lu M W. Electron-spin polarization in anti-parallel double delta-magnetic-barrier nanostructures[J]. Appl.Surf.Sci., 2005, 252(5): 1747-1753.
- [20] Buttiker M. Four-Terminal Phase-Coherent Conductance[J]. Phys.Rev.Lett., 1986, 57(14): 1761-1764.