

Электрическое управление магнитным моментом в гибридной системе ферромагнетик/полупроводник

В. Л. Корнев¹⁾

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 8 сентября 2003 г.

После переработки 25 сентября 2003 г.

Показано, что обменное связывание в гетероструктуре ферромагнетик/полупроводниковая квантовая яма позволяет управлять ориентацией магнитного момента ферромагнетика электрически. Резко анизотропное обменное взаимодействие дырок квантовой ямы с магнитными атомами ферромагнетика вызывает ориентационный переход: магнитный момент выходит из плоскости и ориентируется вдоль нормали. Нормальную компоненту намагниченности можно инвертировать, подавая импульсы электрического напряжения на затвор структуры.

PACS: 68.65.–k, 85.35.Be, 85.75.–d

Гибридные системы ферромагнетик/полупроводник (ФМ/ПП) являются перспективными для интеграции магнитных систем в полупроводниковую электронику [1, 2]. С одной стороны, *неравновесный* спин электронов полупроводника может быть использован в роли детектора, считывающего информацию о состоянии магнитной пленки. Так в работах [3, 4] сообщалось о детектировании рассеянных полей ФМ с помощью оптической ориентации [5] электронов ПП. При инжекции из ФМ в ПП электроны полупроводника приобретают неравновесный спин, пропорциональный спину электронов в ферромагнетике [6]. С другой стороны, для полноценной интеграции магнетизма в электронику необходимо использовать полупроводник для *управления* магнитными свойствами ФМ пленок. Это позволит проводить электронную запись/считывание информации с магнитных материалов без использования магнитных головок. Влияние ПП на ФМ обнаружено в [3, 4], где было показано, что освещение структуры Ni/n-GaAs вызывает двукратное изменение коэрцитивной силы ферромагнитного интерфейса NiGaAs. Данное явление объяснено [7] обменным взаимодействием электронов на глубоких центрах вблизи гетерограницы ФМ/ПП с магнитными атомами ферромагнетика (эффект близости). В условиях оптической ориентации эффект близости может привести к намагничиванию пленки циркулярно поляризованным светом [8, 9]. Почти во всех перечисленных работах используется *неравновесный* спин электронов полупроводника либо для детектирования ФМ [2–4, 6], либо для управления ферромагнетизмом [8, 9].

Для успешной работы подобных устройств электрон полупроводника должен обладать долгим временем спиновой памяти и макроскопической длиной спиновой диффузии, что имеет место лишь при низких температурах [3, 4, 10]. Вместе с тем, для оптического управления ферромагнетизмом *неравновесный* спин *не требуется* [7, 11], что создает перспективу для высокотемпературных приложений спинтроники.

В настоящей работе показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля обменная связь спиновых систем ФМ и полупроводниковой квантовой ямы (КЯ) позволяет управлять *ориентацией* намагниченности ферромагнетика *электрически*. При этом средний спин носителей заряда (в данном случае дырок) в полупроводнике находится в состоянии термодинамического равновесия. Резко анизотропное обменное взаимодействие дырок в КЯ с магнитными атомами ФМ вызывает ориентационный переход: намагниченность \mathbf{M} поворачивается из плоскости структуры в направлении нормали. В свою очередь, дырки в КЯ поляризуются по спину, обеспечивая устойчивость такой конфигурации. Ориентация вектора \mathbf{M} регулируется изменением концентрации дырок (а значит, и их спиновой плотности) в квантовой яме подачей внешнего смещения на затвор структуры. Нормальную компоненту вектора \mathbf{M} можно инвертировать, подавая π -импульсы (аналог π -импульса в магнитном резонансе) электрического напряжения V_G на затвор. Это означает принципиально иной подход к созданию спинтронных устройств, в котором управление *направлением* магнитного момента ФМ достигается за счет *электрической* (а не оптической [8, 9]) модуляции обменной связи ФМ и ПП.

¹⁾e-mail: korenev@orient.ioffe.ru

Физический смысл эффекта ориентационного перехода ясен из рис.1. Ферромагнитная пленка (FM) с

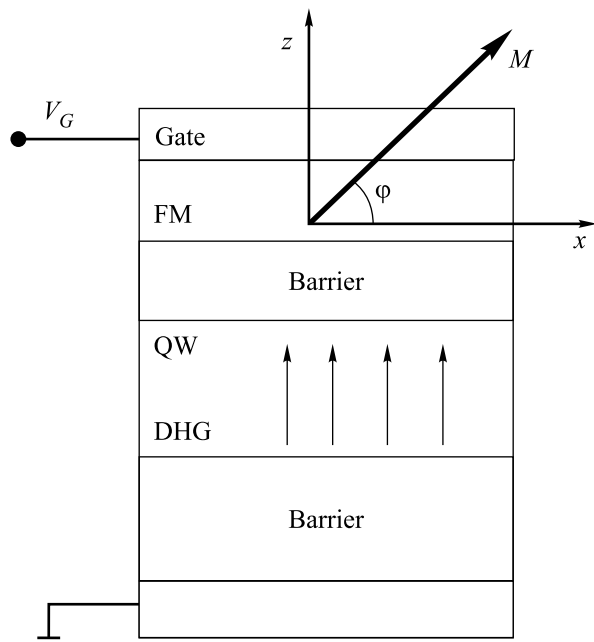


Рис.1. Схема структуры, в основе работы которой лежит эффект близости. Полупрозрачный барьер отделяет FM от квантовой ямы, которая, в свою очередь, отделена барьером от немагнитного металлического контакта. Металлический затвор наверху структуры служит для управления концентрацией дырок в КЯ. Стрелки в КЯ показывают ориентацию спина дырок

намагниченностью \mathbf{M} нанесена на полупроводниковую гетероструктуру, состоящую из квантовой ямы (QW), отделенной от FM пленки и немагнитного металла внизу барьерами. Металлический немагнитный затвор наверху (Gate) предназначен для управления концентрацией дырок (DHG) в КЯ. В отсутствие обменного взаимодействия дырок КЯ с магнитными атомами FM направление легчайшего намагничивания FM совпадает с осью x . Предполагается также, что спин-орбитальное расщепление тяжелых и легких дырок велико, следовательно, спин дырок в КЯ жестко привязан к направлению нормали [12]. Если барьер между FM и КЯ непроницаем, то спиновые системы FM и КЯ не связаны друг с другом. При этом намагниченность FM лежит в плоскости структуры параллельно оси x , тогда как дырочный газ в КЯ не поляризован по спину (внешнее магнитное поле равно нулю). Однако в случае полупрозрачного барьера имеется перекрытие волновых функций тяжелых дырок с магнитными атомами FM и возникает обменное взаимодействие дырок и магнитных атомов. В силу того, что дырочный спин

жестко привязан к нормали, это взаимодействие пропорционально произведению z -компонент спина дырок и вектора \mathbf{M} . По мере увеличения обмена станет выгодной спонтанная поляризация дырок по спину (рис.1). В свою очередь, поляризованные дырки поворачивают вектор \mathbf{M} из плоскости к направлению нормали [13]. Энергия конфигурации на рис.1 не изменится при одновременном изменении направлений поляризации дырок и вектора \mathbf{M} . Поэтому можно сказать, что новая ось, параллельно которой ориентируется \mathbf{M} , является двунаправленной, то есть аналогична оси легкого намагничивания. Это равновесная конфигурация, которую можно рассчитать из условия минимальности свободной энергии системы. При низкой температуре она близка к энергии системы FM/КЯ [14]. Плотность энергии системы на единицу поверхности включает в себя: 1) энергию магнитной анизотропии [15] ферромагнетика $E_A = -\beta m_x^2/2$ [16], где $\beta > 0$ – константа магнитной анизотропии, m_x – проекция единичного вектора \mathbf{m} вдоль \mathbf{M} на ось x легкого намагничивания; 2) энергию обменного связывания магнитных атомов FM с дырками в КЯ [8, 13] $E_{\text{exc}} = -Jnm_zp/2$, где J – константа обменного взаимодействия дырок с концентрацией n и поляризацией $p = (n_{+3/2} - n_{-3/2})/(n_{+3/2} + n_{-3/2})$ с магнитными атомами FM, магнитный момент которых имеет компоненту m_z вдоль нормали ($n_{\pm 3/2}$ – концентрации дырок с проекциями $\pm 3/2$ момента на ось z). Величина константы J зависит от свойств FM, контактирующего с КЯ, а также от проницаемости барьера между FM и КЯ и является феноменологическим параметром задачи. Обменное взаимодействие будет резко анизотропным, если энергия расщепления Δ тяжелых и легких дырок в КЯ больше обменной J и кинетической энергии μ движения дырок в плоскости КЯ (заполнена лишь подзона тяжелых дырок); 3) дополнительную энергию ферми-газа тяжелых дырок, связанную с их спиновой поляризацией $E_f = n^2 p^2/2g$. Плотность состояний g может отличаться от двумерной плотности $m_h/\pi\hbar^2$ (m_h – масса тяжелой дырки в плоскости КЯ) вследствие эффектов взаимодействия между дырками и обмена частицами между FM и КЯ. В рамках простейшей модели будем считать, что g не зависит от концентрации дырок и равна двумерной плотности. Таким образом, полная энергия на единицу поверхности

$$\varepsilon = -(\beta m_x^2/2) - (Jnm_zp/2) + (n^2 p^2/2g). \quad (1)$$

Если компоненты \mathbf{m} представить в виде $m_x = \cos(\varphi)$, $m_z = \sin(\varphi)$ (угол φ отсчитывается от плоскос-

ти структуры), то необходимые условия экстремума $\partial\varepsilon/\partial\varphi = 0$; $\partial\varepsilon/\partial p = 0$ удовлетворяются при

$$m_z = \sin(\varphi) = \frac{Jnp}{2\beta}, \quad p = \frac{Jp}{2n} \sin(\varphi); \quad (2)$$

$$m_z = +1, \quad p = \frac{Jp}{2n}; \quad m_z = -1, \quad p = -\frac{Jp}{2n}.$$

Анализ характеристического уравнения квадратичной формы показывает, что первая пара (m_z, p) в (2) реализует минимум в точке $m_z = p = 0$ при значениях параметра связи $\Phi\text{М}$ и КЯ $K \equiv J^2g/4\beta < 1$. При $K > 1$ минимум исчезает. Однако при этом минимум реализуется для второй и третьей пар решений в (2), соответствующих одинаковой энергии. Поскольку величина поляризации дырок не может превышать 1, то вторая и третья пары решений имеют смысл при больших концентрациях дырок $n \gg Jg/2$. При уменьшении концентрации поляризация дырок равна предельной. Поэтому в области малых концентраций следует искать наименьшее значение энергии (1) как функции угла φ при дополнительном условии $p = 1$ [17]. Подставив его в уравнение (1), получим необходимое условие экстремума в области концентраций $n < Jg/2$:

$$m_z = \sin(\varphi) = \frac{Jn}{2\beta} = K \frac{2n}{Jg}. \quad (3)$$

Поскольку $|m_z| < 1$, то минимум реализуется при $n < Jg/2K < Jg/2$. В этой области z -компонента намагниченности растет с концентрацией линейно, достигая единицы при $n = Jg/2K$, и равна единице на интервале $Jg/2 > n > Jg/2K$. Полученные результаты допускают простую интерпретацию. Если обменное взаимодействие дырок в КЯ с магнитными атомами ФМ мало ($K < 1$), то намагниченность лежит в плоскости структуры вдоль легкой оси, и дырочный газ неполяризован при любой концентрации (верхняя часть рис.2). Ситуация изменяется при сильной связи ФМ и ПП ($K > 1$, нижняя часть рис.2). В области $n < Jg/2K$ количества дырок недостаточно для намагничивания ФМ поперек плоскости, z -компонента намагниченности линейно растет с концентрацией и равна единице при $n \geq Jg/2K$. Дырки полностью поляризованы по спине вплоть до $n = Jg/2$ (эта концентрация соответствует равенству обменного расщепления дырок их удвоенной энергии Ферми, то есть $J = 2\mu$). При больших концентрациях поляризация дырок уменьшается, так как разница энергий спиновых подзон тяжелых дырок меньше 2μ . Энергия же обменной связи ФМ с КЯ определяется плотностью поляризации дырок $\Sigma \equiv np = Jg/2$, которая в этой области постоянна.

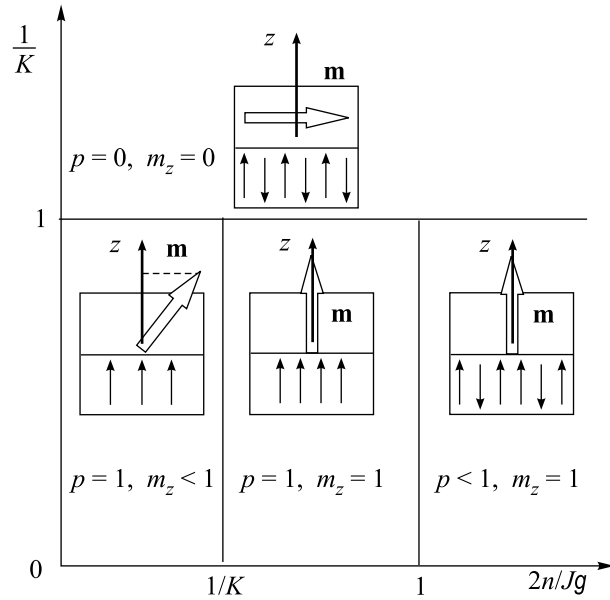


Рис.2. Диаграмма различных конфигураций в системе ФМ/КЯ в зависимости от концентрации дырок (ось абсцисс) и обратного параметра связи (ось ординат)

Ориентацией \mathbf{M} можно управлять, изменяя концентрацию дырок в КЯ подачей напряжения на затвор структуры (рис.1). Похожая ситуация была реализована [18] в ферромагнетике InMnAs, петля гистерезиса которого изменялась подачей V_G на затвор. Явление связывалось авторами с небольшим изменением T_c при изменении концентрации дырок внутри самого InMnAs. Однако в указанной структуре вблизи ФМ имеется немагнитный тонкий (5 нм) слой InAs [18], существование которого крайне важно для управления ФМ [19]. Если предположить, что напряжение V_G изменяет число дырок в слое InAs, то результаты [18, 19] объясняются в рамках рассмотренной здесь модели. При $V_G < 0$ дырки заполняют InAs, легкая ось ориентирована вдоль нормали, что приводит к явлению гистерезиса в магнитном поле, параллельном нормали. Если дырки покидают InAs ($V_G > 0$), то легкая ось лежит в плоскости структуры и намагничивание поперек легкой оси обнаруживает поведение без гистерезиса. Для проверки этой гипотезы необходимо измерить ориентацию \mathbf{M} (а не только ее z -компоненту [18, 19]).

Оценим параметр связи $K \equiv J^2g/4\beta$ для высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$ ($x = 0.2$, $T_c = 300$ К [20]). Константу магнитной анизотропии можно оценить по формуле $\beta = 4\pi M^2 d$ [16], предположив, что ее происхождение обусловлено магнитостатической энергией (анизотропия типа легкая плоскость). Концентрация

магнитных атомов $N = xN_0 \approx 3.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (концентрация анионов N_0 определяется величиной постоянной решетки ZnTe $a_0 = 6.1 \text{ \AA}$ [21]). На один ион Cr приходится магнитный момент ≈ 2 магнетонов Бора при $T \approx 200 \text{ К}$ [20]. Тогда намагниченность $M \approx 65 \text{ Гс}$, а константа анизотропии $\beta = 0.027 \text{ эрг/см}^2$ для пленки толщиной 5 нм [22]. Если КЯ выращена на основе CdTe, то параметр связи больше единицы при $J > 25 \text{ мэВ}$ ($m_h = 0.25m_0$ [23]). В этих условиях концентрация дырок, при которой намагниченность ориентирована поперек плоскости структуры, $n = Jg/2K = 2\beta/J < 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Константа p - d -обмена в соединении ZnCrTe примерно равна 4 эВ [21], поэтому максимальное расщепление ($\approx 0.8 \text{ эВ}$ при $x = 0.2$) более чем в тридцать раз превышает требуемое значение J . Величину J можно подобрать, варьируя перекрытие волновой функции дырок из КЯ с ФМ путем изменения параметров КЯ.

Как отмечалось выше, в области малых концентраций $n < Jg/2K$ намагниченность выведена из плоскости и составляет угол φ с осью x . В равновесии магнитный момент ориентируется вдоль эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial\varepsilon/\partial\mathbf{M}_s$ [24], где энергия (в данном случае на единицу поверхности) дается уравнением (1), а $\mathbf{M}_s = \mathbf{M}d$ есть магнитный момент на единицу поверхности. При этом x -компонента поля представляет $H_{\text{eff}}^x \equiv |\mathbf{H}_A| = \beta m_x/Md$ собой поле анизотропии \mathbf{H}_A , тогда как z -компонента $H_{\text{eff}}^z \equiv |\mathbf{H}_{\text{exch}}| = Jn/2Md = \beta m_z/Md$ есть поле анизотропного обмена \mathbf{H}_{exch} , действующее на ФМ со стороны дырок КЯ. При получении последнего выражения было учтено уравнение (3) и то, что поляризация дырок $p = 1$. Равновесная ситуация иллюстрирует-

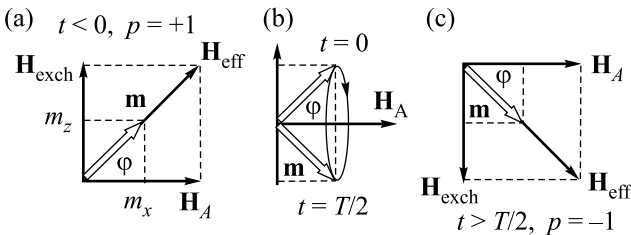


Рис.3. Управление ориентацией вектора \mathbf{m} при импульсном изменении плотности поляризации дырок в КЯ: (а) до подачи импульса устойчивое равновесие при $m_z > 0$, $p = +1$; (б) в течение интервала времени $[0, T/2]$ происходит свободная прецессия вектора \mathbf{m} вокруг поля анизотропии \mathbf{H}_A ; (с) по окончании действия импульса система находится во втором устойчивом состоянии с инвертированными значениями m_z и p

ся на рис.3а. Предположим, что поле $|\mathbf{H}_{\text{exch}}|$ скачком обращается в нуль. Тогда магнитный момент испы-

тывает когерентное вращение вокруг поля анизотропии согласно уравнению $d\mathbf{m}/dt = \gamma\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{m}$ [24] с периодом прецессии $T = 2\pi/\gamma|\mathbf{H}_A| = 2\pi Md/\gamma\beta m_x$ (γ – гиромангнитное отношение). Спустя время $\tau = T/2$, z -компонента намагниченности инвертируется (рис.3б). Если в этот момент вновь установить обменную связь между ФМ и КЯ, то устойчивым будет состояние с инвертированной компонентой m_z . Действительно, если время спиновой релаксации дырок короткое, то поляризация дырок и обменное поле \mathbf{H}_{exch} по окончании импульса меняют знак, и намагниченность вновь ориентирована вдоль полного эффективного магнитного поля. Спиновая система ФМ/КЯ находится во втором устойчивом состоянии с инвертированными m_z и p . Требование быстрой спиновой релаксации легко реализуется для дырок при высокой температуре [5]. Выключить поле $|\mathbf{H}_{\text{exch}}|$ можно, подавая импульсы напряжения V_G на затвор (рис.1). При подаче импульса $V_G > 0$ в интервале от 0 до $\tau = T/2$ КЯ обедняется дырками и поле $|\mathbf{H}_{\text{exch}}| = 0$. Периодом прецессии можно управлять, подстраивая x -компоненту намагниченности изменением концентрации дырок в КЯ до подачи импульса. Например, если $m_x = 1/4$, то при $\beta = 4\pi M^2 d$ время $\tau = 1/\gamma M \approx 1 \text{ нс}$. Для когерентного вращения намагниченности необходимо, чтобы параметр затухания λ в динамическом уравнении Ландау–Лифшица [24] был меньше обратного периода $1/T = 5 \cdot 10^8 \text{ Гц}$ ларморовой прецессии в эффективном магнитном поле. Для полупроводника $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$ параметр λ неизвестен, но можно ожидать, что он будет достаточно мал (например, в никелевом феррите $\lambda \approx 10^7\text{--}10^8 \text{ Гц}$ [25], и характерное время релаксации намагниченности 10–100 нс). Для инверсии m_z прямоугольные импульсы с резкими фронтами необязательны. Достаточно иметь гладкий импульс длительностью $t \approx T/2$ [26].

Таким образом, обменное взаимодействие дырок в КЯ с магнитными атомами близлежащего ФМ в гибридной системе ФМ/КЯ вызывает ориентационный переход, заключающийся в повороте намагниченности из плоскости к направлению нормали. Этот эффект позволяет управлять ориентацией намагниченности ФМ электрически.

Автор выражает признательность К. В. Кавокину и И. А. Меркулову за обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и Американским фондом гражданских исследований и развития.

- 58 (1995).
2. S. A. Wolf et al., *Science* **294**, 1488 (2001).
 3. Р. И. Джиоев и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 650 (1994).
 4. Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, *ФТТ* **37**, 3510 (1995).
 5. *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, Л.: Наука 1989.
 6. S. F. Alvarado et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1387 (1992).
 7. В. Л. Коренев, *ФТТ* **38**, 910 (1996).
 8. V. L. Korenev, *Solid State Commun.* **102**, 13 (1997).
 9. A. Oiwa, Y. Mitsumori et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137202-(1-4) (2002).
 10. C. Weisbuch, PhD Thesis 1977; В. Л. Векуа, *Оптика и спектроскопия полупроводников и диэлектриков*, Материалы V республиканского коллоквиума, Сухуми, 4–12 ноября 1984, с. 124; R. I. Dzhioev et al., *Phys. Solid State* **39**, 1765 (1997).
 11. И. А. Меркулов, Г. Г. Самсонидзе, *ФТТ* **22**, 2437 (1980).
 12. Спин-орбитальное взаимодействие в сочетании с размерным квантованием вызывает расщепление Δ подзон тяжелых ($\pm 3/2$) и легких ($\pm 1/2$) дырок в квантовой яме (P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer, 1996). Основное состояние отвечает тяжелым дыркам с проекциями момента $+3/2$ и $-3/2$ на ось роста структуры. Если характерная величина J обменного взаимодействия, смешивающего тяжелые и легкие дырки, меньше Δ , то проекции момента $+3/2$ и $-3/2$ являются хорошими квантовыми числами (обменное взаимодействие не имеет матричных элементов между состояниями $+3/2$ и $-3/2$). В этом смысле спин дырок жестко привязан к направлению роста структуры. Поэтому при написании спинового гамильтониана (1) можно ограничиться двухуровневой системой $+3/2$ и $-3/2$ основного состояния дырок, а членами обменного взаимодействия, изменяющими дырочный спин на единицу, можно пренебречь.
 13. Аналогичная задача для полумагнитной КЯ, содержащей ионы Mn в парамагнитной фазе (но во внешнем магнитном поле), рассмотрена в работах: I. A. Merkulov and K. V. Kavokin, *Phys. Rev.* **B52**, 1751 (1995); И. А. Меркулов и др., *ФТТ* **39**, 2079 (1997); K. V. Kavokin, *Phys. Rev.* **B59**, 9822 (1999).
 14. Температура должна быть мала по сравнению с T_c , с энергией Ферми μ , а также с константой J . Однако в абсолютных единицах T может быть довольно большой и полученными результатами можно пользоваться для оценок вплоть до 100–200 К.
 15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Т. VIII, М.: Наука, 1992. При этом мы пренебрегаем энергией неоднородности, полагая толщину пленки d много меньше толщины доменной стенки, так что намагниченность поворачивается однородно, и обменная энергия самого ФМ не изменяется.
 16. Учет магнитостатической энергии $2\pi M^2 m_z^2$ приведет к замене в конечных результатах константы β на $\beta + 4\pi M^2$.
 17. Для определенности рассматриваем состояние с положительными p и m_z . Второе состояние получается инверсией знаков p и m_z . Также мы полагаем $J > 0$, что благоприятствует параллельной ориентации намагниченности и поляризации дырок, то есть антиферромагнитному взаимодействию между спинами дырок и магнитных атомов. Обобщение на случай ферромагнитного взаимодействия не представляет труда.
 18. H. Ohno et al., *Nature* **408**, 944 (2000).
 19. F. Matsukura et al., *Physica* **E12**, 351 (2002).
 20. H. Saito et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 207202 (2003).
 21. T. Dietl et al., *Phys. Rev.* **B63**, 195205 (2001).
 22. При этом плотность обменной энергии самого ФМ $\alpha \gg \beta$ ($\alpha \approx T_c N d \approx 70$ эрг/см²), так что изменение температуры Кюри $\Delta T_c / T_c \sim J^2 g / \alpha \sim 0.1\%$ невелико. Обменное взаимодействие спин-систем ФМ и КЯ преодолевает лишь энергию магнитной анизотропии ФМ, обусловленную слабыми релятивистскими взаимодействиями.
 23. G. Fishman, *Phys. Rev.* **B52**, 11132 (1995).
 24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Phys. Zs. Sowjet.* **8**, 153 (1935).
 25. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма*, т. 2, пер. с япон. под ред. Р. В. Писарева, М.: Мир, 1987.
 26. H. W. Schumacher et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 017204 (2003).