

Создаваемая током инверсная заселенность спиновых подзон в магнитных переходах

Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман¹⁾, А. И. Крикунов, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2006 г.

Найдены условия согласования спиновых потоков на границах контактирующих слоев магнитного перехода, которые обеспечивают инверсную заселенность спиновых подзон при экспериментально достижимых плотностях тока $\sim 10^7 \div 10^8$ А/см². Смысл найденных условий состоит в том, что на входной границе имеет место эффективная инжекция спинов, а на выходной границе инжекция подавлена. Выполнение условий согласования при антипараллельной ориентации намагниченностей в соседних слоях приводит к устойчивости магнитных флуктуаций при любых прямых токах.

PACS: 72.25.-b, 75.47.-m

1. Введение. Инжекция неравновесных спинов током была обсуждена в 1976 г. в работе [1]. В последние годы этот эффект вызывает возрастающий интерес, поскольку, как оказалось, он влияет на свойства контактирующих ферромагнитных слоев (“ферромагнитных переходов”). Во-первых, инжекция поперечных и продольных спинов создает в переходе “крутильный момент” и неравновесное эффективное обменное поле \mathbf{H}_{eff} , которые могут приводить к переориентации намагниченности, то есть к магнитному “переключению” [2–5]. Во-вторых, инжекция нарушает равновесное распределение спинов электронов проводимости по энергиям, что может привести к инверсии заселенности спиновых подзон и к возникновению лазерного эффекта. Это последнее свойство как раз и будет предметом обсуждения в данном сообщении.

Возможность создания спин-инжекционного лазера обсуждалась ранее в ряде работ. Основная полученная при этом информация касалась оценок взаимодействия спинов с электромагнитным излучением. Были выявлены основные механизмы такого взаимодействия и показано, что взаимодействие получается достаточно сильным. Так, в работе [6] было обнаружено влияние инжектирующего спина тока на линию электронного парамагнитного СВЧ поглощения в структуре ферромагнетик – полупроводник (*n*-InSb) в магнитном поле в широком температурном диапазоне. Лазерный эффект не наблюдался.

В работе [7] была предложена структура из трех одинаковых ферромагнитных пленок, разделенных туннельно-прозрачными барьерами. Вычислялась вероятность излучательных переходов между спино-

выми подзонами. Оптическая длина взаимодействия оценивалась как $\sim 10^{-7}$ см, что на 3–4 порядка меньше, чем для стандартных полупроводниковых инжекционных лазеров. Таким образом, взаимодействие с излучением оценивалось как очень сильное.

Казалось бы, все основные показатели свидетельствуют о возможности лазерного эффекта. Однако следует обратить внимание на то, что имеется проблема, которая до сих пор оставалась несколько в тени. Дело в том, что совсем не очевидна сама возможность достигнуть инверсной заселенности спиновых подзон путем инжекции спинов током. Основываясь на развитой ранее теории спиновой инжекции в ферромагнитных переходах [8–10, 4], мы хотели бы в данном сообщении указать на условия согласования спиновых потоков на границах контактирующих слоев, выполнение которых фактически обеспечивает инверсию заселенности при достижимых плотностях электрического тока. Указанные условия согласования спиновых потоков представляют собой ограничения на свойства материала составляющих переход слоев. Например, инжекция из металлического ферромагнетика в полупроводник едва ли подходит, поскольку известно, что эффективность такой инжекции мала [11]. Инжекция при контакте одинаковых ферромагнетиков также недостаточна, что будет показано далее в этом сообщении.

Наконец, существует еще одна проблема – устойчивость магнитных флуктуаций. Дело в том, что инжектирующий ток в магнитных переходах может приводить к неустойчивости и перемагничиванию [2–5]. Этот эффект интересен для систем памяти, но для работы лазера крайне нежелателен. Мы покажем далее в этом сообщении, что вводимые усло-

¹⁾e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

вия согласования при любых прямых токах обеспечивают устойчивость флуктуаций, если только соседние слои упорядочены антиферромагнитно.

2. Инжекция спинов. При расчете принимается следующая модель перехода. Полубесконечный ферромагнитный слой **1** располагается в области $-\infty < x < 0$ и контактирует с ферромагнитным слоем **2** конечной толщины L в области $0 < x < L$. Слой **2**, в свою очередь, контактирует с полубесконечным немагнитным слоем **3**, занимающим область $L < x < \infty$. Между указанными слоями, в принципе, могли бы находиться разделяющие ультратонкие слои, которые не оказывают влияния ни на электрическое сопротивление, ни на рассеяние спинов. В соответствии с типичной экспериментальной ситуацией для “спиновых вентилях” будем считать, что намагниченность решетки в слое **1** полностью закреплена из-за сильной магнитной анизотропии, так что никакие внешние воздействия не оказывают на нее никакого влияния. Наоборот, спины подвижных электронов считаем свободными во всех слоях.

Поскольку всегда существует (хотя бы за счет флуктуаций) некоторый угол между намагниченностями слоев **1** и **2**, то, кроме продольной компоненты спинового потока, на границе $x = 0$ существует также и поперечная компонента. Согласно работам [2, 3], поперечная компонента создает “крутильный момент” и может влиять на устойчивость магнитных флуктуаций. Однако в условиях, когда реализуется инверсная заселенность, поперечная компонента потока оказывается пренебрежимо малой. Это будет показано несколько позже, в разделе 4. На данном этапе мы воспользуемся этим фактом, чтобы ограничить свое рассмотрение только продольной компонентой.

Таким образом, все инжектируемые спины продольны, то есть они либо параллельны, либо антипараллельны намагниченности \mathbf{M} в слое **2**. Внешнее магнитное поле (если оно наложено) также направлено вдоль \mathbf{M} . Поэтому направление вектора \mathbf{M} можно выбрать далее за направление оси квантования. Тогда все спины распределены по спиновым подзонам: параллельные \mathbf{M} спины находятся в подзоне “+”, а антипараллельные – в подзоне “–”. Спиновую поляризацию можно характеризовать величиной $P(x) = (n_+(x) - n_-(x))/n$, где $n_{\pm}(x)$ суть парциальные концентрации электронов в спиновых подзонах, а $n = n_+(x) + n_-(x)$ есть полная концентрация, предполагаемая постоянной (не зависящей от координаты x) вследствие условия нейтральности.

Отклонение $\Delta P(x) = P(x) - \bar{P}$ степени поляризации от равновесного значения \bar{P} в каждом из сло-

ев описывается стационарным уравнением непрерывности спинового потока, вывод которого содержится в работе [5]:

$$\frac{dJ(x)}{dx} + \frac{\hbar n}{2\tau} \Delta P(x) = 0, \quad (1)$$

где τ – эффективное время продольной спиновой релаксации, $J(x)$ – плотность спинового потока, определяемая равенством

$$J(x) = (\hbar/2e) (j_+(x) - j_-(x)), \quad (2)$$

где $j_{\pm}(x)$ – парциальные плотности электрического тока вида

$$j_{\pm}(x) = \sigma_{\pm}(n_{\pm})E(x) - eD_{\pm} \frac{dn_{\pm}(x)}{dx}, \quad (3)$$

в которых σ_{\pm} и D_{\pm} суть удельные проводимости и коэффициенты диффузии для подзон, $E(x)$ – локальное электрическое поле. Полная плотность тока $j = j_+(x) + j_-(x)$ постоянна в пространстве вследствие одномерности задачи. Это позволяет выразить поле $E(x)$ через ток и исключить его из уравнений движения. Кроме того, две парциальные концентрации выражаются через одну функцию $P(x)$, а именно: $n_{\pm}(x) = (n/2)(1 \pm P(x))$. С учетом сказанного выражение для спинового потока принимает вид

$$J(x) = \frac{\hbar}{2e} \left\{ Qj - enD \frac{d\Delta P(x)}{dx} + \frac{\sigma_+ \sigma_- n^2}{\sigma^2 n_+ n_-} j \Delta P \right\}, \quad (4)$$

где предположено, что

$$|\Delta P| \ll 1 \quad (5)$$

и введены следующие обозначения: степень спиновой поляризации проводимости $Q = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$, эффективный коэффициент спиновой диффузии $D = (D_+ \sigma_- + D_- \sigma_+)/\sigma$. Нетрудно показать, что отношение последнего слагаемого в (4) ко второму имеет порядок j/j_D , где характеристическая плотность тока $j_D = enl/\tau$ ($l = \sqrt{D\tau}$ – длина спиновой диффузии) при типичных для металлов значениях параметров оценивается как $j_D \sim 10^{10}$ А/см². Согласно экспериментам ([12–14] и др.), достижимы значения плотности тока $j \leq 10^7 \div 10^9$ А/см², так что всегда справедливо условие $j/j_D \ll 1$ и потому последним слагаемым в (4) можно пренебрегать. Тогда подстановка (4) в (1) дает следующее стационарное уравнение диффузии неравновесных спинов:

$$\frac{d^2 \Delta P}{dx^2} - \frac{\Delta P}{l^2} = 0. \quad (6)$$

Уравнения (4) и (6) получены в приближении $|\Delta P| \ll 1$ [4, 5]. Заметим, однако, что это условие не обязательно означает слабое нарушение спинового равновесия. Дело в том, что само равновесное значение спиновой поляризации \bar{P} во многих интересных материалах оказывается малым по сравнению с 1. Для того, чтобы убедиться в этом, воспользуемся данными, приведенными в работах [15, 16]. Например, в работе [16] для пленок из Fe, Co, Ni и Gd приведены значения соответственно $\bar{P} = 0.4, 0.35, 0.23$ и 0.14. Поэтому вполне возможно, что, с одной стороны, линеаризация относительно ΔP допустима, поскольку $|\Delta P| \ll 1$, но, с другой стороны, спиновое равновесие нарушено сильно, поскольку $|\Delta P| \approx \bar{P} \ll 1$.

Для определения уровня инжекции при заданном токе остается решить уравнение (6). Мы воспользуемся для этого граничными условиями, полученными недавно в работе [10] для случаев, когда намагниченности контактирующих слоев неколлинеарны. При протекании поляризованного тока в направлении $1 \rightarrow 2$ через границу между двумя ферромагнетиками **1** и **2** упомянутые граничные условия выглядят следующим образом:

$$J_1 \cos \chi = J_2, \quad (7)$$

$$N_1 \Delta P_1 = N_2 \Delta P_2 \cos \chi, \quad (8)$$

где J_1 и J_2 – спиновые потоки, взятые по формуле вида (4) для слоев **1** и **2**, и аналогично N_1 и N_2 – это функции $N = (n/2)(g_+^{-1} + g_-^{-1})$ с парциальными плотностями состояний в спиновых подзонах на уровне Ферми, равными g_{\pm} , χ – угол между векторами намагниченности контактирующих слоев. Наличие в граничных условиях множителя $\cos \chi$ связано с изменением оси квантования при переходе электронов из одного ферромагнитного слоя в другой. При переходе из магнитного слоя в немагнитный слой (или наоборот) такого изменения не происходит и можно полагать $\cos \chi = 1$. При изменении направления тока в условиях (7) и (8) следует сделать замену $\cos \chi \rightarrow (\cos \chi)^{-1}$ [10].

Ограничимся актуальным случаем тонкого слоя **2**, когда $\lambda \equiv L/l_2 \ll 1$. Решение уравнения (6) с граничными условиями (7), (8), описывающее распределение неравновесной спиновой поляризации $\Delta P(x)$ в слое **2**, принимает вид [4, 5]

$$\Delta P(x) = \frac{j}{j_{D2}} \cdot \frac{Q_1 \nu_{12} \cos \chi}{\nu_{12} \nu_{23} + \cos^2 \chi}. \quad (9)$$

Параметры $\nu_{12} = (j_{D2}/j_{D1})(N_1/N_2)$ и $\nu_{23} = (j_{D3}/j_{D2})(N_2/N_3)$ описывают согласование спино-

вых потоков на границах слоев. Им можно придать вид отношения “спиновых сопротивлений” [10]:

$$\nu_{ik} = \frac{Z_i}{Z_k}, \quad Z = \frac{\rho l}{1 - Q^2}, \quad \rho = \frac{1}{\sigma}. \quad (10)$$

При $Z_1 \gg Z_2$ слой **1** работает как идеальный инжектор, в котором спиновая поляризация равновесна ($\Delta P = 0$), а нарушение спинового равновесия происходит в слое **2**. В обратном случае, $Z_1 \ll Z_2$, имеет место обратный режим, при котором спиновое равновесие нарушается в слое **1** и остается невозмущенным в слое **2**.

Ранее (см., например, [11]) рассматривались в основном случаи инжекции из ферромагнитного металла в полупроводник, когда $Z_1 \ll Z_2$, и из ферромагнитного металла в такой же металл с антипараллельной ориентацией магнитного момента ($Z_1 = Z_2$, $\chi = 180^\circ$). В этих случаях, как можно усмотреть из (9), справедлива оценка $|\Delta P| \leq j/j_{D2} \ll 1$, так что эффективность инжекции получается невысокой, $\leq 10^{-3}$.

3. Инверсия заселенности. Вследствие инверсной заселенности переход в среднем испускает (а не поглощает) электромагнитную мощность. Для простоты рассмотрим далее изотропную зависимость энергии электронов от квазиимпульса $\epsilon_{\pm}(\mathbf{p})$. Тогда условие результирующего испускания можно записать в виде:

$$|\mathbf{p}_{F-}| > |\mathbf{p}_{F+}|, \quad (11)$$

где $\mathbf{p}_{F\pm}$ – квазиимпульсы на поверхности Ферми в подзонах “ \pm ”. Вычисление концентраций в подзонах n_{\pm} и поляризации $P(x)$ (см. разд.2) показывает, что условие (11) можно переписать в более удобной форме

$$\Delta P < -\bar{P} < 0. \quad (12)$$

Чтобы удовлетворить условиям (12) и (5), нужно иметь ΔP отрицательным и $\bar{P} \ll 1$. При “прямом” токе, текущем в направлении $1 \rightarrow 2$, выполняется неравенство $j/j_{D2} > 0$ и требуется иметь угол $\chi = 180^\circ$, то есть антипараллельную ориентацию намагниченностей в соседних слоях. При “обратном” токе (в направлении $2 \rightarrow 1$) требуется заменить в (9) $\cos \chi \rightarrow (\cos \chi)^{-1}$. Поскольку справедливо $j/j_{D2} < 0$, теперь требуется иметь угол $\chi = 0$, то есть параллельную ориентацию намагниченностей. Кроме того, имея в виду реальные значения параметров j/j_{D2} и \bar{P} , приведенные в разд.2, желательно, чтобы второй сомножитель в правой части (9) всегда был по модулю возможно большим.

Упомянутый второй множитель может иметь большую величину при $\nu_{12} \gg 1$ и $\nu_{12}\nu_{23} \ll 1$, то есть при $Z_2 \ll Z_1 \ll Z_3$. Поэтому, несмотря на малость отношения j/j_{D2} , величина ΔP может оказаться существенно больше этого отношения. Такой эффект имеет простое физическое истолкование. При выполнении указанных условий происходит “активная” спиновая инжекция из слоя **1** в слой **2** и “запирание” инжекции на границе слоев **2** и **3**.

Для реализации условий $Z_2 \ll Z_1 \ll Z_3$, соответствующих высокому уровню инжекции в слое **2**, в качестве материала слоя **1** целесообразно выбрать “половинный металл” (half-metal) [17] (примером могут служить гейслеровы сплавы или двуокись хрома), спиновое сопротивление которого Z_1 велико из-за близости спиновой поляризации Q_1 к 1 (см. формулу (10)). В качестве немагнитного слоя **3** можно взять полупроводник (например, кремний), у которого большая величина Z_3 достигается благодаря высокому по сравнению с металлом удельному сопротивлению и большой длине спиновой диффузии. В качестве материала слоя **2**, в котором создается неравновесная спиновая поляризация, удобно взять, например, Gd. Согласно оценкам [16] (см. разд.2), Gd имеет наименьшее $\bar{P} \approx 0.14$. Таким образом, мы показали, что путем рационального подбора состава и параметров слоев в структуре можно значительно повысить уровень инжекции спинов током.

Требуемую для инверсии плотность тока j_{inv} можно оценить из (9) как $j_{inv} \approx j_{D2}\bar{P}/Q_1\nu_{12}$. Взяв $\bar{P} = 0.14 \div 0.35$, $j_{D2} \approx 10^{10}$ А/см², $Q_1 \approx 1$ и $\nu_{12} \approx 100$, что соответствует почти полной поляризации слоя **1**, получаем $j_{inv} \sim (1.4 \div 3.5) \cdot 10^7$ А/см².

Теперь интересно оценить расщепление спиновых подзон по энергиям в материалах, имеющих малые поляризации $\bar{P} \ll 1$. Пренебрежем температурной размазкой распределений Ферми в подзонах, что справедливо при $\varepsilon_F - \Delta \gg kT$, где ε_F – энергия Ферми, 2Δ – расщепление подзон, T – абсолютная температура. Пользуясь определением поляризации P (см. разд.2), построим равновесную поляризацию:

$$\bar{P} = \frac{(1 + \Delta/\varepsilon_F)^{3/2} - (1 - \Delta/\varepsilon_F)^{3/2}}{(1 + \Delta/\varepsilon_F)^{3/2} + (1 - \Delta/\varepsilon_F)^{3/2}}. \quad (13)$$

Возьмем наименьший возможный порядок для энергии Ферми $\varepsilon_F \sim 1$ эВ. Тогда из (13) следует: $2\Delta \geq 0.48$ эВ (Co), $2\Delta \geq 0.32$ эВ (Ni) и $2\Delta \geq 0.18$ эВ (Gd). Отношения $2\Delta/kT$ приведенных расщеплений к комнатной температуре $kT \sim 0.026$ эВ оцениваются следующим образом: $18.5 \gg 1$ (Co), $12.3 \gg 1$ (Ni) и $6.9 \gg 1$ (Gd). Видно, что все указанные спиновые расщепления должны быть хорошо разрешены.

Частоты $\Delta/\pi\hbar$ резонансных переходов между спиновыми подзонами равны 120 ТГц для Co, 80 ТГц для Ni и 46 ТГц для Gd. Таким образом, люминесценция должна наблюдаться в весьма интересном диапазоне десятков ТГц.

4. Устойчивость магнитных флуктуаций.

Для реализации инверсной заселенности и наблюдения лазерного эффекта желательно, чтобы магнитный переход был устойчив относительно флуктуаций. Теория устойчивости флуктуаций в магнитных переходах развивалась в работах [8, 9], и мы воспользуемся далее результатами этих работ. Согласно [8, 9], на устойчивость флуктуаций влияют два фактора: 1) крутильный момент, создаваемый инжектируемыми током поперечными спинами, и 2) эффективное обменное поле \mathbf{H}_{eff} , создаваемое инжектируемыми током продольными спинами. Особенность нашей задачи состоит в том, что выполняются условия согласования $\nu_{12} \gg 1$ и $\nu \equiv \nu_{12}\nu_{23} \ll 1$. В этом случае крутильный момент пропорционален параметру

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{aM} \left(\frac{j}{e} \right) \nu, \quad (14)$$

а обменное эффективное поле пропорционально параметру

$$p = -\frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{a} \lambda \nu_{12} \left| \frac{j}{e} \right|, \quad (15)$$

где μ_B – магнетон Бора, γ – гиромангнитное отношение, $\alpha \sim 2 \cdot 10^4$ – постоянная sd -обмена, $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ с – время спиновой релаксации, $a = \gamma AM$, причем постоянная внутривещеточного обмена $A \sim 10^{-12}$ см и намагниченность решетки $M \sim 10^3$ Гс. Согласно (14) и (15), $k \sim \nu \ll 1$, а $p \sim \nu_{12} \gg 1$. В теории [8, 9] параметр $\eta \equiv |k|/|p|$ определяет относительную роль названных двух факторов, причем $\kappa \sim 3 \cdot 10^{-2}$ есть характеристика затухания магнитных флуктуаций (постоянная Гильберта). Возьмем $\lambda = L/l_2 \sim 10^{-1}$. Подставляя в η выражения (14), (15) и взяв указанные численные значения параметров, получаем следующую оценку: $\eta \sim 5 \cdot (\nu/\nu_{12})$. Возьмем, как и ранее, $\nu_{12} = 100$. Тогда получим $\eta \sim \nu/20 \ll 1$. Следовательно, роль крутильного момента мала, и мы вправе учитывать только обменное эффективное поле.

В таком случае устойчивость относительно магнитных флуктуаций отвечает минимуму магнитной энергии [4]. Для прямого направления тока энергия на единицу сечения слоя равна

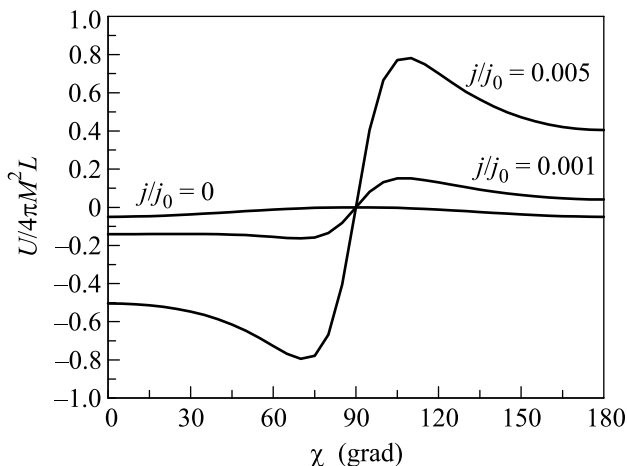
$$\frac{U}{4\pi M^2 L} = h \cos \chi - \frac{h_a}{2} \cos^2 \chi - \left(\frac{j}{j_0}\right) \frac{\nu_{12} \cos \chi}{\nu_{12} \nu_{23} + \cos^2 \chi}, \quad (16)$$

где $h = H/4\pi M$, $h_a = H_a/4\pi M$, H и H_a – соответственно внешнее магнитное поле и поле анизотропии,

$$j_0 = \frac{4\pi M j_{D2}}{\mu_B \alpha n Q_1} \sim 6 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2. \quad (17)$$

Для обратного тока в (16) следует произвести замену $\cos \chi \rightarrow (\cos \chi)^{-1}$.

Зависимость энергии (16) от угла χ при различных значениях плотности прямого тока показана на рисунке. При нулевом токе возникает два миниму-



Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации магнитных слоев ($h = 0$, $h_a = 0.1$, $\nu_{12} = 100$, $\nu = 0.1$)

ма – в точках $\chi = 0$ и $\chi = 180^\circ$. С ростом модуля тока минимум в точке $\chi = 0$ исчезает. Остается лишь минимум в точке $\chi = 180^\circ$, соответствующий антипараллельной ориентации слоев. В разд.3 было показано, что при этом только прямой ток может создавать инверсную заселенность. Следовательно, только прямой ток одновременно обеспечивает инверсную заселенность и устойчивость.

5. Выводы. Таким образом, можно заключить, что:

- инверсная заселенность спиновых подзон и лазерный эффект в магнитных переходах возможны при “прямом” направлении инжектирующего перпендикулярного тока от закрепленного ферромагнитного слоя 1 к свободному ферромагнитному слою 2;

- для получения инверсии плотность электрического тока должна превосходить определенный порог $j \geq j_{\text{inv}} \sim (1.4 \div 3.5) \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$, который вполне достигим экспериментально;

- магнитный переход должен быть составлен из слоев (в нашем расчете это два ферромагнитных металла, 1 и 2, и один немагнитный полупроводник 3), которые удовлетворяют условиям согласования спиновых потоков на границах раздела, а именно, $\nu_{12} \gg 1$ и $\nu_{12} \nu_{23} \ll 1$.

Авторы благодарны Ю.Г. Кусраеву и В.А. Сабликову за обсуждения работы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ # 06-02-16197).

1. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ФТП **10**, 1177 (1976).
2. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
3. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
4. R. J. Elliott, E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, J. Magn. Magn. Mater. **271**, 88 (2004).
5. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
6. В. В. Осипов, Н. А. Виглин, РЭ **48**, 601 (2003).
7. А. К. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson et al., Europhys. Lett. **67**, 948 (2004).
8. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, ЖЭТФ **127**, 1138 (2005).
9. E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, <http://www.arXiv.org/cond-mat/0412523>.
10. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Доклады АН **410**, 197 (2006).
11. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et al., Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).
12. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
13. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998); **81**, 493 (E) (1998).
14. S. J. C. H. Theeuwen, L. Carro, R. P. Wellok et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 3677 (1999).
15. J. S. Moodera and G. Mathon, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 248 (1999).
16. R. Meservey and P. M. Tedrow, Phys. Reports **238**, 174 (1994).
17. A. M. Haghiri-Gosnet, T. Arnal, R. Soulimane et al., Phys. Stat. Sol. (a) **201**, 1392 (2004).