

01;05;06

Возможность увеличения уровня инжекции спинов током в магнитных переходах

© Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, Э.М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 23 октября 2006 г.)

Вычислена неравновесная спиновая поляризация электронов в условиях инжекции спинов током, текущим из одной ферромагнитной пленки в другую в магнитном переходе. Показано, что при подходящем выборе параметров пленок и режима работы неравновесная спиновая поляризация может значительно возрасти. Это приводит к понижению на порядки пороговой плотности тока, необходимой для переключения магнитного перехода.

PACS: 72.25.Ba, 72.25.Hg, 75.47.-m

Введение

Пионерская работа Аронова и Пикуса [1] положила начало обширной литературе, посвященной проблеме спиновой инжекции (используется также термин „спиновая аккумуляция“) при протекании тока через контакт ферромагнетика с немагнитным проводником или другим ферромагнетиком [2–14]. Такое внимание обусловлено несколькими обстоятельствами. Прежде всего, это перспектива создания спиновых аналогов полупроводниковых приборов типа транзисторов, в которых инжекция заряда заменяется инжекцией спинов. Спиновая инжекция определяет также эффект гигантского магнитосопротивления в системах спин-вентильного типа (см., например, [5,7,8,15]) и эффект неустойчивости флуктуаций в таких системах при плотности электрического тока через переход, превышающей некоторый порог [16]. В результате развития неустойчивости происходит переключение магнитной конфигурации системы из антипараллельной в параллельную, или наоборот [17,18]. Этот эффект перспективен для применения в новых системах записи информации. К сожалению, однако, величина порогового тока при этом оказывается довольно большой, а именно $\sim 10^7$ А/см² и выше. Увеличение уровня спиновой инжекции током могло бы способствовать существенному снижению указанного порога.

В данной работе мы хотели бы обсудить некоторую новую возможность значительного увеличения уровня спиновой инжекции током в ферромагнитных переходах и реализации на этой основе существенного снижения порога переключения.

Расчет уровня инжекции спинов током

Цель расчета состоит в том, чтобы показать, что при надлежащем подборе параметров, составляющих структуру пленок, и режима работы возможно значительное (на порядки) увеличение концентрации инжектированных током неравновесных спинов. Такая возможность осталась незамеченной в [2–14], поскольку там

рассматривались симметричные структуры типа $F/N/F$ (F — ферромагнетик, N — немагнитный проводник) при коллинеарной взаимной ориентации двух одинаковых ферромагнитных слоев.

Рассмотрим структуру типа $F_1/F_2/N$, состоящую из трех контактирующих слоев — полубесконечного ферромагнитного слоя 1, занимающего область $-\infty < x < 0$, ферромагнитного слоя 2 конечной толщины L в области $0 < x < L$ и полубесконечного немагнитного слоя 3 в области $L < x < \infty$. Предполагается, что ферромагнитный слой 1 имеет достаточно большую магнитную анизотропию, которая закрепляет направление намагниченности решетки в слое 1. Никакие внешние воздействия не в состоянии изменить направление этой намагниченности. Такое закрепление магнитной решетки не означает, что спины подвижных электронов-носителей тока также закреплены. Наоборот, будем считать спины подвижных электронов свободными. В слое 2 свободны спины подвижных электронов и намагниченность решетки. Слой 3 не обладает ферромагнитными свойствами и служит только для электрического замыкания цепи. При протекании тока в „прямом“ направлении (т.е. в положительном направлении оси x , $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$) вблизи границ между слоями происходят изменения степени спиновой поляризации, мерой которых служит величина

$$P(x) = \frac{n_+(x) - n_-(x)}{n},$$

где $n_{\pm}(x)$ — парциальные концентрации электронов в подзонах со спином, направленным параллельно и антипараллельно оси квантования (вектору намагниченности), $n = n_+(x) + n_-(x)$ — полная концентрация электронов, предполагаемая постоянной (не зависящей от x) вследствие условия нейтральности. Отклонение $\Delta P(x) = P(x) - \bar{P}$ степени поляризации от равновесного значения \bar{P} в каждом из слоев описывается стационарным уравнением непрерывности спинового потока, вывод которого представлен в работе [19]

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

где τ — эффективное время продольной спиновой релаксации, связанное с соответствующими парциальными величинами соотношением

$$\tau^{-1} = \tau_+^{-1} + \tau_-^{-1},$$

$J(x)$ — плотность спинового потока, определяемая как

$$J(x) = \frac{\hbar}{2e} (j_+(x) - j_-(x)),$$

где $j_{\pm}(x)$ — парциальные плотности тока, $j = j_+(x) + j_-(x)$ — полная плотность тока, предполагаемая постоянной вследствие одномерной геометрии задачи.

В используемой модели двух спиновых подзон парциальные токи имеют вид

$$j_{\pm}(x) = e\mu_{\pm}n_{\pm}(x)E(x) - eD_{\pm} \frac{dn_{\pm}(x)}{dx}, \quad (2)$$

где $E(x)$ — локальное электрическое поле, μ_{\pm} и D_{\pm} — соответственно парциальные подвижности и коэффициенты диффузии электронов, которые предполагаются неменяющимися при нарушении спинового равновесия.

Выразив $E(x)$ через полную плотность тока j и учитывая, что

$$n_{\pm}(x) = \frac{n}{2} (1 \pm P(x)),$$

получим для плотности спинового потока следующее выражение:

$$J(x) = \frac{\hbar}{2e} \left[1 + \frac{en}{2\sigma} (\mu_+ - \mu_-) \Delta P(x) \right]^{-1} \times \left\{ \left[Q + \frac{en}{2\sigma} (\mu_+ + \mu_-) \Delta P(x) \right] j - en \left[D + \frac{en}{2\sigma} (\mu_+ D_- - \mu_- D_+) \Delta P(x) \right] \frac{d\Delta P(x)}{dx} \right\}, \quad (3)$$

где $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$ и $\sigma_{\pm} = e\mu_{\pm}\bar{n}_{\pm}$ — соответственно полная и парциальные проводимости в отсутствие нарушения спинового равновесия, \bar{n}_{\pm} — равновесные парциальные концентрации электронов в спиновых подзонах, $Q = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$ — степень спиновой поляризации проводимости, $D = (D_+\sigma_- + D_-\sigma_+)/\sigma$ — эффективный коэффициент спиновой диффузии (длина спиновой диффузии $l = \sqrt{D\tau}$). Выражение (3) для потока $J(x)$ нелинейно зависит от ΔP . Однако при $\Delta P \ll 1$ эту зависимость можно линеаризовать, что дает

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

где $\mu = (\mu_+\sigma_- + \mu_-\sigma_+)/\sigma$ — эффективная спиновая подвижность.

Нетрудно показать, что отношение третьего слагаемого в (4) ко второму имеет порядок j/j_D , где характеристическая плотность тока $j_D = enl/\tau$ при типичных для металлов значениях параметров оценивается как $j_D \sim 10^{10}$ А/см². Согласно экспериментам [20–22 и др.], достижимы значения плотности тока

$j \leq 10^7 - 10^9$ А/см², так что всегда справедливо условие $j/j_D \ll 1$ и поэтому последним (дрейфовым) членом в (4) можно пренебречь. Тогда подстановка (4) в (1) дает следующее стационарное уравнение диффузии неравновесных спинов:

$$\frac{d^2\Delta P}{dx^2} - \frac{\Delta P}{l^2} = 0. \quad (5)$$

Уравнения (4), (5) получены в приближении, когда $|\Delta P| \ll 1$ [19]. 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 единицей. Для того чтобы убедиться в этом, воспользуемся данными, приведенными в работах [23,24]. Например, согласно [23], где величина \bar{P} определена точно так же, как и у нас, т.е. $\bar{P} = (n_+ - n_-)/n$, для пленок из Fe, Co, Ni и Gd имеем соответственно $\bar{P} = 0.4, 0.35, 0.23$ и 0.14 . Поэтому вполне возможно, что, с одной стороны, линейную теорию можно применять, поскольку $|\Delta P| \ll 1$, но, с другой стороны, спиновое равновесие нарушено сильно, поскольку $|\Delta P| \approx \bar{P} \ll 1$.

При протекании поляризованного тока в направлении $1 \rightarrow 2$ через границу между двумя ферромагнетиками 1 и 2 справедливы следующие граничные условия [19,25]:

$$J_1 \cos \chi = J_2, \quad (6)$$

$$N_1 \Delta P_1 = N_2 \Delta P_2 \cos \chi, \quad (7)$$

где $N = (n/2)(g_+^{-1} + g_-^{-1})$, g_{\pm} — парциальные плотности состояний в спиновых подзонах на уровне Ферми, χ — угол между векторами намагниченности контактирующих слоев. Наличие в граничных условиях множителя $\cos \chi$ связано с тем, что направление намагниченности определяет ось квантования и направление этой оси меняется при переходе электронов из одного ферромагнитного слоя в другой. При переходе из магнитного слоя в немагнитный слой (или наоборот) такого изменения не происходит, так что на этой границе можно полагать $\cos \chi = 1$.

Решение уравнения (5) с граничными условиями (6), (7), описывающее распределение неравновесной спиновой поляризации $\Delta P(x)$ в слое 2, принимает вид [18]

$$\Delta P(x) = \frac{j}{j_{D2}} \left[\text{sh } \lambda + v_{23} \text{ch } \lambda + \frac{1}{v_{12}} \cos^2 \chi (\text{ch } \lambda + v_{23} \text{sh } \lambda) \right]^{-1} \times \left\{ (Q_1 \cos \chi - Q_2) [\text{ch}(\lambda - \xi) + v_{23} \text{sh}(\lambda - \xi)] + Q_2 \left(\text{ch } \xi + \frac{1}{v_{12}} \cos^2 \chi \text{sh } \xi \right) \right\}, \quad (8)$$

где $\lambda = L/l_2$, $\xi = x/l_2$. Параметры $v_{12} = (j_{D2}/j_{D1}) \times (N_1/N_2)$ и $v_{23} = (j_{D3}/j_{D2})(N_2/N_3)$ описывают согласование спиновых потоков на контакте между слоями. Им можно придать вид отношения „спиновых сопротивлений“ [26]:

$$v_{ik} = \frac{Z_i}{Z_k}, \quad Z = \frac{\rho l}{1 - Q^2}, \quad \rho = \frac{1}{\sigma}. \quad (9)$$

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

В работах [2–14] 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 (8), была справедлива оценка $\Delta P \leq j/j_D \ll 1$, так что эффективность инжекции оказалась невысокой [4].

Возможность снижения порога переключения

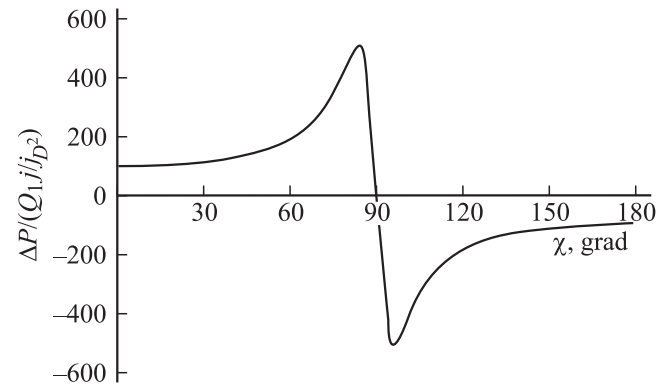
Рассмотрим достаточно тонкий слой 2, когда $\lambda \ll 1$. Формула (8) принимает тогда вид

$$\Delta P(x) = \frac{j}{j_{D2}} \frac{Q_1 v_{12} \cos \chi}{v_{12} v_{23} + \cos^2 \chi}. \quad (10)$$

Как уже упоминалось, отношение j/j_{D2} мало. Однако второй множитель в правой части (10) при $v_{12} \gg 1$, $v_{12} v_{23} \ll 1$ (т.е. при $Z_2 \ll Z_1 \ll Z_3$) может иметь большую величину и поэтому несмотря на малость отношения j/j_{D2} значение ΔP может оказаться существенно больше этого отношения. Этот 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. Зависимость ΔP от χ в этом случае (при $v_{12} = 100$, $v_{23} = 0.0001$) имеет вид резонансной кривой (см. рисунок). Видно, что при $j \sim 10^7$, $j_{D2} \sim 10^{10}$ А/см², $Q_1 \sim 3 \cdot 10^{-1}$, $\chi = 0$ и 180° получается $\Delta P \sim 3 \cdot 10^{-2}$, что гораздо больше отношения j/j_{D2} .

Для реализации условий $Z_2 \ll Z_1 \ll Z_3$, соответствующих высокой эффективности спиновой инжекции, в качестве материала слоя 1 целесообразно выбрать „половинный металл“ (half-metal) [27] (примером могут служить гейслеровы сплавы или двуокись хрома), спиновое сопротивление которого Z_1 велико из-за близости спиновой поляризации Q_1 к единице (см. формулу (9)). В качестве немагнитного слоя 3 можно взять полупроводник, 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, можно взять, например, Со.

Таким образом, мы показали, что путем рационального подбора состава и параметров слоев в структуре можно значительно повысить уровень инжекции спинов током. Одним из последствий такого повышения уровня



Зависимость неравновесной спиновой поляризации от угла χ при значениях параметров: $v_{12} = 100$ и $v_{23} = 0.0001$.

инжекции может явиться снижение порога неустойчивости флуктуаций намагниченности решетки при протекании спин-поляризованного тока через магнитный переход. Чтобы убедиться в этом, отметим: если преобладает инжекционный механизм воздействия спин-поляризованного тока на магнитное состояние пленки, то именно достижение вполне определенного порогового уровня спиновой инжекции ($\Delta P \rightarrow \Delta P_{th}$), и необходимо для возникновения неустойчивости.

Действительно, согласно работам [17,18,21], неравновесная (вызываемая током) добавка к эффективному полю равна

$$\Delta H_{sd} \sim \alpha \mu_B n \Delta P_{th},$$

где $\alpha \sim 2 \cdot 10^4$ — константа sd -обменного взаимодействия, и μ_B — магнетон Бора. На пороге неустойчивости должно выполняться соотношение $\Delta H_{sd} \sim H_a$, в котором H_a есть поле анизотропии, причем для Со можно оценить $H_a \sim 100$ Ое. При наличии внешнего магнитного поля H , коллинеарного оси анизотропии, вместо поля H_a в указанное соотношение входит суммарное поле $H_a \pm H$. Подставим теперь значение $\Delta P = \Delta P_{th}$ в формулу (10) и возьмем прежние значения параметров: $Q_1 = 3 \cdot 10^{-1}$, $\chi = 0$ или $\chi = 180^\circ$, а также $v_{12} \sim 100$ и $v_{23} \sim 0.0001$. Тогда для порогового тока j_{th} получим выражение

$$j_{th} \sim j_{D2} \frac{v_{12} v_{23} + \cos^2 \chi}{Q_1 v_{12} \cos \chi} \frac{|H_a \pm H|}{\alpha \mu_B n}. \quad (11)$$

Подставив в это выражение величины $j_{D2} \sim 10^{10}$ А/см², $n \sim 10^{22}$ см⁻³ и $H = 0$, получим из (11): $j_{th} \sim 2 \cdot 10^4$ А/см². С другой стороны, при иных значениях параметров согласования спиновых потоков, например при $v_{12} \gg 1$ и $v_{23} = 6$, получаем из (11) пороговый ток порядка $j_{th} \sim 10^7$ А/см² при отсутствующем внешнем поле $H = 0$. Принятые в последнем примере параметры согласования соответствуют $Z_1 \gg Z_2$ и $Z_2 = 6Z_3$, т.е. хорошо инжектирующему слою 1 и слою 3 из нормального металла, служащему просто для замыкания

электрической цепи. Близкие по составу структуры фактически применялись во многих экспериментах, в которых неустойчивость наблюдалась при плотностях тока $j \geq 10^7$ А/см². Таким образом, за счет подбора составов можно снизить пороговые плотности тока почти на три порядка.

Авторы признательны Ю.Г. Кусраеву за интересное обсуждение. Грант РФФИ № 06-02-16197.

Список литературы

- [1] *Аронов А.Г., Пикус Г.Е.* // ФТП. 1976. Т. 10. Вып. 6. С. 1177–1180.
- [2] *van Son P.C., van Kempen H., Wyder P.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 21. P. 2271–2273.
- [3] *Valet T., Fert A.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 10. P. 7099–7113.
- [4] *Schmidt G., Ferrand D., Molenkamp L.W.* et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. N 8. P. R4790–R4793.
- [5] *Schmidt G., Molenkamp L.W.* // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. N 11. C. 7443–7447.
- [6] *Smith D.L., Silver R.N.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. N 4. P. 045323.
- [7] *Fert A., Jaffrés H.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. N 18. P. 184420.
- [8] *Yu Z.G., Flatté M.E.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. N 23. P. 235302.
- [9] *Звездин А.К., Звездин К.А.* // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 2002. Вып. 8. С. 3–11.
- [10] *Lee B.C.* // J. Korean Phys. Soc. 2005. Vol. 47. N 6. P. 1093–1097.
- [11] *Takahashi S., Maekawa S.* // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. N 5. P. 052409.
- [12] *D'Amico I.* // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. N 16. P. 165305.
- [13] *Filip A.T., Hoving B.H., Jedema F.J.* et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. N 15. P. 9996–9999.
- [14] *Khaetskii A., Egues J.C., Loss D.* et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. N 23. P. 235327.
- [15] *Dieny B.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. Vol. 4. N 40. P. 8009–8020.
- [16] *Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A., Louie R.N., Buhrman R.A.* // Sci. 1999. Vol. 285. P. 867.
- [17] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Эллиотт Р.Дж.* // ЖЭТФ. Т. 127. Вып. 5. С. 1138–1152.
- [18] *Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E.* // arXiv: cond-mat/0606102.
- [19] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Эллиотт Р.Дж.* // РИЭ. 2003. Т. 48. Вып. 9. С. 1030–1044.
- [20] *Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 3149.
- [21] *Tsoi M., Jansen A.J.M., Bass J., Chiang W.-C., Seck M., Tsoi V., Wyder P.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 4281; 1998. Vol. 81. P. 493.
- [22] *Theeuwes S.J.C.H., Carro L., Wellock R.P., Radelaar S., Marrows C.H., Hickey B.J., Kozub V.I.* // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 3677.
- [23] *Moodera J.S., Mathon G.* // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 200. N 1–3. P. 248–273.
- [24] *Meservey, Tedrow P.M.* // Phys. Rep. 1994. Vol. 238. P. 174.
- [25] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М.* // ДАН. 2006. Т. 410. № 2.
- [26] *Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E.* // arXiv: cond-mat/0605694.
- [27] *Haghir-Gosnet A.M., Arnal T., Soulimane R.* et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 2004. Vol. 201. N 7. P. 1392–1397.