

Наноконтактный спин-электрический эффект

Р.Н. Гуржи, А.Н. Калиненко, А.И. Копелиович, А.В. Яновский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: gurzhi@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 15 января 2008 г.

Предсказан эффект преобразования спинового сигнала в изменение электрического потенциала. Эффект возникает при проникновении спин-поляризованных электронов из немагнитной цепи N в намагниченную магнитную приставку M с зеемановским расщеплением электронного спектра. Благодаря тому, что M имеет повышенную плотность состояний спинов одного из направлений, проникновение спин-поляризованных электронов в M приводит к возникновению двойного электрического слоя на N–M границе и, следовательно, к скачку электрического потенциала между M и N. Предсказанный эффект может быть использован как метод непосредственного детектирования спинового сигнала в немагнитных металлах и полупроводниках, а также для решения ряда задач спинтроники в связи с легкостью управления электрическим полем токами в полупроводниках.

Передбачено ефект перетворення спінового сигналу в зміну електричного потенціалу. Ефект виникає при проникненні спин-поляризованих електронів з немагнітного ланцюга N у намагнічену магнітну приставку M із зееманівським розщепленням електронного спектра. Завдяки тому, що M має підвищену щільність станів спінів одного з напрямків, проникнення спин-поляризованих електронів в M призводить до виникнення подвійного електричного шару на N–M границі, а отже, до стрибка електричного потенціалу між M і N. Передвіщений ефект може бути використано як метод безпосереднього детектування спінового сигналу в немагнітних металах і напівпровідниках, а також для рішення ряду задач спінтроніки у зв'язку з легкістю керування електричним полем струмами в напівпровідниках.

PACS: 72.25.Ng Электрическая инжекция спин-поляризованных носителей;
72.25.Mk Перенос спинов через границы разделов;
73.40.Sx Структуры металл–полупроводник–металл;
73.61.Ga II–VI полупроводники.

Ключевые слова: спиновый сигнал, спин-поляризованные электроны, плотность состояний.

Создание спинтронных устройств, которые используют спиновую степень свободы электронов наряду с зарядовой, обещает существенные технологические выгоды (см., например, [1–4]). Одной из важных задач является создание спин-поляризованных потоков электронов проводимости в немагнитных полупроводниках и немагнитных металлах. В этом направлении были приложены значительные экспериментальные и теоретические (см., в частности, [5,6]) усилия. Однако до сих пор одной из важных проблем остается задача обнаружения и измерения спиновой поляризации. Из-за малости спинового магнитного момента электрона в эксперименте зачастую трудно обнаружить даже сам факт наличия спиновой поляризации потока электронов, инжектированных в немагнитный проводник. В настоящее время экспери-

ментально реализован небольшой набор методов обнаружения спиновой поляризации (см., например, работы [7–9], а также обзор [10]). Из перечисленных методов только работа [9] (применение гигантского магниторезистивного эффекта) может быть использована в технологических приложениях спинтроники. Поэтому предсказание новых эффектов такого рода представляет значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

В настоящей работе предсказан эффект, более простой в экспериментальной реализации, позволяющий непосредственно детектировать спиновый сигнал. Результат эффекта состоит в возникновении в магнитной приставке электрического потенциала — положительного или отрицательного в зависимости от спиновой поляризации тока в цепи, т.е. речь идет об

эффekte, обратном эффекту «спиновой инжекции» [11]. Действительно, спиновая инжекция представляет собой возникновение спин-поляризованного тока из магнитного проводника в немагнитный под действием внешней разности потенциалов. Представленный же в настоящей работе эффект состоит в возникновении электрического потенциала в магнитном проводнике при наличии спиновой поляризации электронов проводимости в немагнитной цепи. Естественно, что, как и в спиновой инжекции, связанная с эффектом неравновесность проявляется на тех же масштабах — меньше длины спиновой релаксации (спин-флипа). Следовательно, как магнитная вставка, так и участок цепи, в котором распространяется спиновый сигнал, по своим размерам не должны превосходить длину спин-флипа в соответствующих средах, иначе не только эффект, но и сам спиновый сигнал будут подавляться спиновой релаксацией. Таким образом, речь идет, о малых контактах нанометрового масштаба, поскольку длины спин-флипа могут варьироваться от микроскопических масштабов в немагнитных проводниках до нескольких десятков нанометров в магнитных (см., например, эксперимент [9]).

Для простоты изложения, далее будем предполагать, что линейные размеры магнитной приставки по всем направлениям значительно меньше линейных размеров «провода» цепи, к которой приставка присоединена. Это нужно лишь для того, чтобы влиянием магнитной вставки на спиновый сигнал можно было бы пренебречь. Хотя эффект остался бы и в случае сравнимых размеров, гораздо проще рассматривать малую приставку, чтобы контакт был «пробным» с точностью до поправок порядка V_M/V_N , где V_M — объем магнитной приставки, V_N — объем сечения провода немагнитной цепи поверхностью контакта с магнитной приставкой. Мы увидим, что рассматриваемый эффект является в некотором смысле спиновым аналогом контактной разности потенциалов. Заметим, что описание спин-электрических эффектов несколько иного происхождения содержатся в работах [12,13].

Итак, рассмотрим немагнитную цепь, массивный немагнитный провод N, в котором существует спиновая поляризация электронов проводимости. Это означает, что плотности электронов с противоположными направлениями спина в N отклоняются от своих равновесных значений. Существуют различные способы создания спиновой поляризации в N: транспортные (упоминавшаяся выше спиновая инжекция), оптические, резонансные, см. обзор [10]. Посмотрим, что про-

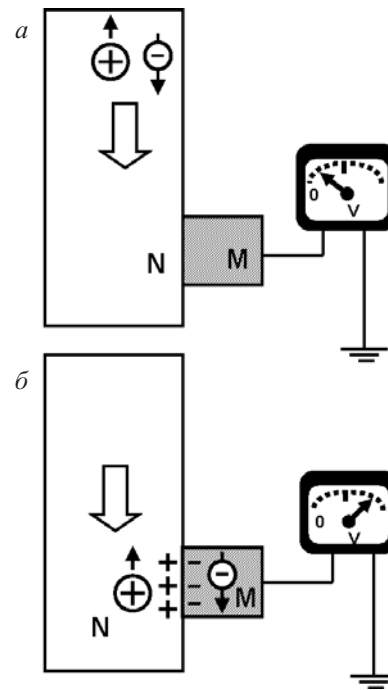


Рис. 1. Качественная картина эффекта. Заштрихованные прямоугольники обозначают магнитные приставки, белые прямоугольники — участки немагнитной цепи. Электрон обозначен кружком со стрелкой вниз и знаком «минус». Большой кружок со знаком «плюс» и стрелкой вверх обозначает отсутствие электрона со спином вверх — «дырку». Сигнал вдали от магнитной приставки (а), сигнал пришел к приставке, пропускающей электроны только со спином вниз (б). Дырки со спином вверх в магнетик проникнуть не могут. Ввиду притяжения между электронами и дырками на M–N границе образуется двойной слой.

изойдет при контакте такой цепи с «пробным контактом» — маленькой магнитной приставкой, направление намагниченности в которой коллинеарно спиновой поляризации в цепи.

В намагниченную магнитную приставку спины вверх и вниз из немагнитной цепи, рис. 1, проникают с разной вероятностью. Спиновая поляризация электронов проводимости в немагнитном проводнике означает неравновесное электронное распределение, которое состоит в избытке электронов со спином одного направления и таком же недостатке («дырок») спина противоположного направления. (Следствие условия электронейтральности в немагнитном проводнике, где плотности состояний не зависят от направления спина.) Если для простоты изложения предположить, что магнитная приставка пропускает только электроны со спином вниз*, то возникает сле-

* Это реальный случай. Хорошо известно, что некоторые классы магнитных материалов могут быть практически стопроцентно спин-селективными: разбавленные II–VI магнитные полупроводники, такие как (Zn, Mn, Be) Se [14], в которых дно одной из спиновых подзон оказывается выше уровня Ферми; намагниченные half-metal соединения, такие как оксиды и сульфиды переходных металлов или сплавы Хейслера, в которых одна из спиновых подзон оказывается целиком под уровнем Ферми и не принимает участия в электронном транспорте [15].

дующая простая качественная картина. Избыточные спин вниз электроны проходят в магнитную приставку, а равное им количество дырок остается в цепи у границы с приставкой. Таким образом, благодаря притяжению между электронами и дырками на M–N границе формируется двойной электрический слой, а значит, возникает скачок электрического потенциала, рис. 1,б. Если же спиновый сигнал состоит в недостатке спинов вниз и избытке спинов вверх, то двойной слой на M–N границе будет, естественно, противоположной полярности, и скачок потенциала меняет знак.

Обратимся к общему случаю произвольного соотношения между вероятностями прохождения M–N границы для электронов со спинами вверх и вниз. Рассмотрим случай диффузионного механизма проводимости*, когда электрон-примесная длина свободного пробега мала по сравнению со всеми размерами в рассматриваемой задаче. Тогда состояние системы можно описать в терминах двухкомпонентного электрохимического потенциала $\mu_{\uparrow,\downarrow,M} = \mu_{\uparrow,\downarrow,N} \equiv \mu_{\uparrow,\downarrow}$. По определению $\mu_{\uparrow,\downarrow} = e\phi + \eta_{\uparrow,\downarrow}$, где ϕ — электрический потенциал, а $\eta_{\uparrow,\downarrow}$ — химические потенциалы, которые мы будем в каждой точке отсчитывать от уровня Ферми данной среды, e — заряд электрона. Далее, исходя из условия электронейтральности

$$P_{\uparrow}\eta_{\uparrow} + P_{\downarrow}\eta_{\downarrow} = 0,$$

где $P_{\uparrow,\downarrow}$ — плотности состояний на уровне Ферми, легко выразить потенциалы ϕ и $\eta_{\uparrow,\downarrow}$ через $\mu_{\uparrow,\downarrow}$:

$$\eta_{\uparrow,\downarrow} = \frac{P_{\downarrow,\uparrow}}{P_{\uparrow} + P_{\downarrow}} (\mu_{\uparrow,\downarrow} - \mu_{\downarrow,\uparrow}), \quad (1)$$

$$e\phi = \frac{P_{\uparrow}\mu_{\uparrow} + P_{\downarrow}\mu_{\downarrow}}{P_{\uparrow} + P_{\downarrow}}. \quad (2)$$

Из последней формулы следует, что электрический потенциал ϕ испытывает скачок на M–N границе (в соответствии с приведенными выше качественными соображениями). Действительно, величины $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ непрерывны, а плотности состояний $P_{\uparrow,\downarrow}$ испытывают скачок. Заметим, что в отсутствие спинового сигнала ($\mu_{\uparrow} = \mu_{\downarrow}$) величины $P_{\uparrow,\downarrow}$ в формуле (2) выпадают, и поэтому скачок ϕ , естественно, отсутствует.

Из сказанного ясно, что электрический потенциал магнитной вставки определяется спиновым состоянием немагнитной цепи через величины $\mu_{\uparrow,\downarrow}$. Например, в идеальном магнетике $P_{\uparrow,M} = 0$, а электрический потенциал

$$\phi_M = e^{-1}\mu_{\downarrow}, \quad (3)$$

т.е. определяется концентрацией спин-вниз электронов, для которых граница магнитного контакта с цепью прозрачна. Если магнетик не идеальный, то эффект сохраняется, но будет ослаблен (в меру различия $P_{\uparrow,M}$ и $P_{\downarrow,M}$).

Выше мы рассмотрели стационарный режим, ясно, что эти же формулы применимы и в квазистационарном случае, когда характерные времена изменения спиновой поляризации велики по сравнению с временами установления электрохимического потенциала, т.е. с временами диффузии в N цепи. Причем это могут быть достаточно высокие частоты, значительно превышающие обратное время спин-флипа, поскольку размер N цепи мал по сравнению с длиной спиновой релаксации. Например, в эксперименте [9] за время спин-флипа в немагнитном полупроводнике $Zn_{0,97}Be_{0,03}Se$ при допировании $3,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ электрон успевает продиффундировать на расстояние 1,5 мкм, что отвечает частотам порядка десяти гигагерц. Подчеркнем, что указанные ограничения на частоты необходимы для применимости приведенных простых формул, но не для существования эффекта.

В квазистационарной ситуации из формул (2), (3) следует, что потенциал магнитной вставки меняется в соответствии с изменением μ_{\downarrow} , а значит, в соответствии со спиновым сигналом в цепи. Из формулы (4) получим следующее значение для переменной части электрического потенциала магнитной вставки:

$$\delta\phi(t) = \frac{e^{-1}}{2} \frac{P_{\downarrow,M} - P_{\uparrow,M}}{P_{\uparrow,M} + P_{\downarrow,M}} \delta\mu(t), \quad (4)$$

где $\delta\mu(t) = \mu_{\uparrow}(t) - \mu_{\downarrow}(t)$ — отвечает спиновому сигналу во внешней цепи, t — время. В частности, для идеального магнетика

$$\delta\phi(t) = \frac{e^{-1}}{2} \delta\mu(t).$$

Таким образом, показано, что на эксперименте прохождение спинового сигнала по сети мимо магнитной вставки проявляется в изменении электрического потенциала этой вставки. Приведем примеры величины эффекта, если бы его измерение проводилось в уже реализованных экспериментах по спиновой инжекции. В эксперименте [9] использовалась инжектирующая разность потенциалов около 0,1 мВ, а поляризация достигала 25%, откуда, учитывая почти линейный ход электрохимического потенциала в N, можно оценить расщепление $e^{-1}\delta\mu/2$ примерно в 0,013 мВ в непосредственной близости от места инжекции. Тогда, если использовать в качестве магнитной приставки

* Наиболее «невыгодный» случай для спиновой инжекции [16,17].

наноконтакт из $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, в котором, как следует из измерений [18], отношение плотностей состояния $\Pi_{\uparrow,\downarrow}$ на уровне Ферми примерно равно 8, то из формулы (4) получим $\delta\phi \approx 10$ мкВ. В другом эксперименте [19] по спиновой инжекции при комнатной температуре наблюдалась поляризация 12% при инжектирующей разности потенциалов, большей на 4 порядка, 2,2 В. В этом случае имеем: $\delta\phi \approx 0,1$ В. В обоих примерах оценки $\delta\phi$ отвечают экспериментально измеримым значениям.

1. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, I.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, and D.M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
2. I. Malajovich, J.J. Berry, N. Samarth, and D.D. Awschalom, *Nature* **411**, 770 (2001).
3. M.L. Roukes, *Nature* **411**, 747 (2001).
4. S. Das Sarma, *American Scientist* **89**, 516 (2001).
5. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, A.V. Yanovsky, E.N. Bogachek, and Uzi Landman, *Phys. Rev.* **B68**, 125113 (2003).
6. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, and A.V. Yanovsky, *JETP* **132**, 171 (2007).
7. H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnár, A. Segmuller, L.L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1849 (1989).
8. J.A.C. Bland, S.J. Steinmuller, A. Hirosawa, W.S. Cho, Y.B. Xu, C.M. Guertler, G. Wastlbauer, A. Ionescu, T. Taniyama, and T. Trypiniotis, *Europhys. News* **34**, 240 (2003).
9. G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227203 (2001).
10. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
11. A.G. Aronov and G.E. Pikus, *Fiz. Techn. Poluprovodn.* **10**, 1177 (1976).
12. G.A. Smolenskii and I.E. Chupis, *Sov. Phys. Usp.* **25**, 475 (1982).
13. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev.* **B73**, 153204 (2006).
14. R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L.W. Molenkamp, *Nature* **402**, 787 (1999).
15. R.C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, Wiley, New York (2000).
16. G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp, A.T. Filip, and B.J. van Wees, *Phys. Rev.* **B62**, R4790 (2000).
17. T. Filip, B.P. Hoving, F.J. Jedema, B.J. van Wees, B. Dutta, and S. Borghs, *Phys. Rev.* **B62**, 9996 (2000).
18. Bruce A. Gurney, Virgil S. Speriosu, Jean-Pierre Nozieres, Harry Lefakis, Dennis R. Wilhoit, and Omar U. Need, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4023 (1993).
19. P. Van Dorpe, V.F. Motsnyi, M. Nijboer, E. Goovaerts, V.I. Safarov, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, and J. De Boeck, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L502 (2003).

Nanocontact spin-electric effect

R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko,
A.I. Kopeliovich, and A.V. Yanovsky

The effect of spin signal transformation to a change of electric potential has been predicted. The effect arises at penetration of spin-polarized electrons from nonmagnetic circuit N to magnetized magnetic attachment M with Zeeman splitting of the electron spectrum. The penetration of spin-polarized electrons to M results to a formation of double electric layer at M–N interface and consequently to electric potential discontinuous jump between M and N due to the fact that M has higher density of states of certain spin direction. The predicted effect may be used a method of direct spin signal detection in nonmagnetic metals and semiconductors as well as solution of some spitronic problems in view of ease control of currents in semiconductors by electric field.

PACS: 72.25.Hg Electrical injection of spin-polarized carriers;
72.25.Mk Spin transport through interfaces;
73.40.Sx Metal–semiconductor–metal structures;
73.61.Ga II–VI semiconductors.

Keywords: spin signal, spin-polarized electrons, density of states.