

О СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ ФОНОННЫМ ВЕТРОМ И ЭФФЕКТЕ «НЕСООТВЕТСТВИЯ ПРОВОДИМОСТЕЙ»

Р. Н. Гуржи, А. Н. Калининко, А. И. Копелювич, А. В. Яновский*

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины
31064, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 25 октября 2006 г.

Рассмотрена фононная инжекция спина под действием заданного потока фононов, которые увлекают электроны из ферромагнитного металла в полупроводник. Показано, что в условиях диффузионного механизма транспорта электронов, в противоположность случаю инжекции под влиянием электрического поля, удастся получить сильно поляризованный ток в полупроводнике. Тем самым показано, что в случае фононной инжекции при определенных условиях отсутствует фундаментальный фактор «несоответствия проводимостей» («conductivity mismatch»), существенно занижающий спиновую поляризацию электрического тока, инжектированного из ферромагнитного металла в полупроводник.

PACS: 72.25.Mk, 73.40.-c, 73.40.Sx, 73.40.Ns

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время быстро формируется новая технология, так называемая спинтроника (спиновая электроника) [1, 2]. В связи с этим постоянно возрастает интерес к получению спин-поляризованных токов в немагнитном полупроводнике (N). Здесь одним из наиболее естественных способов является спиновая инжекция из ферромагнитного металла (M) в N под влиянием электрического поля, согласно идее Аронова и Пикуса [3]. При этом ток, перед тем как попасть в N, пропускается через намагниченный M. Дело в том, что намагничение ферромагнетика приводит к сильному зеemannовскому расщеплению электронного спектра по спину. Тогда вполне очевидно, что в M проводимости $\sigma_{\uparrow, \downarrow, M}$ спиновых компонент электрического тока существенно различаются [4], а электрический ток в массивном M должен быть сильно поляризован. Заметим, что в таких металлах, как железо или кобальт, проводимости спиновых подзон могут различаться практически на порядок [5], поэтому, казалось бы, можно ожидать соответствующей спиновой инжекции в N.

Долгое время, однако, было непонятно, почему столь простой и естественный метод спиновой инжекции не удастся реализовать в эксперименте, по-

ка вычисления [6] не показали, что в диффузионном режиме электронного транспорта возникает весьма малый, занижающий поляризацию в N, фактор (порядка 10^{-3} – 10^{-4}) — эффект несоответствия проводимостей, известный в литературе как эффект «conductivity mismatch» (CM). В следующем разделе мы дадим объяснение этого эффекта на качественном уровне. Далее в разд. 3 будет показано, что при инжекции под влиянием потока фононов эффект CM отсутствует.

2. КАЧЕСТВЕННОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ЭФФЕКТА «НЕСООТВЕТСТВИЯ ПРОВОДИМОСТЕЙ»

Рассмотрим подробнее механизм спиновой инжекции из M в N при диффузионном режиме электронного транспорта. Для простоты изложения мы сначала будем пренебрегать наличием обменных процессов спиновой релаксации (спин-флипа) в M, но потом снимем это ограничение. (Имеющие релятивистское происхождение процессы спин-флипа в N можно не учитывать.)

Пусть гибридная M–N-структура находится в цепи, в которой заданы электрохимические потенциалы на левом и правом торцах этой структуры, см. рис. 1. Пусть на электроны действует некоторая движущая сила. Это может быть как электрическое

*E-mail: gurzhi@ilt.kharkov.ua

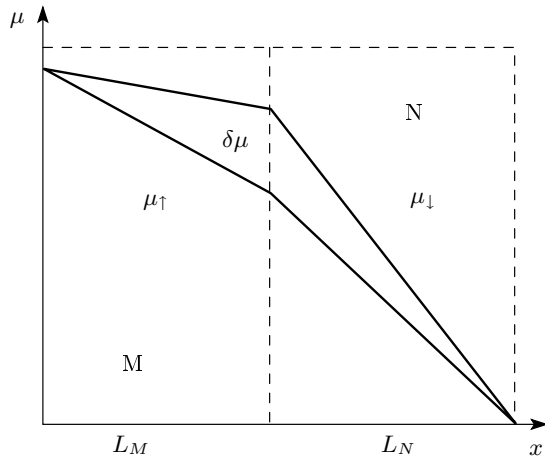


Рис. 1. Инжекция электрическим полем. Зависимость электрохимических потенциалов $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ от координаты x . Принято, что в М плотность электронов со спинами вниз больше, чем со спинами вверх

поле (при заданной разности потенциалов между торцами структуры), так и давление пучка фоонов. Поскольку в полупроводнике N электронный спектр и, соответственно, транспортные коэффициенты никак не зависят от направления спина (в частности, проводимости $\sigma_{\uparrow,N} = \sigma_{\downarrow,N} \equiv \sigma_N/2$), поляризация тока в N может возникать только под влиянием M как следствие непрерывности спиновых компонент электрохимических потенциалов $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ и токов на M–N-границе.

Так как $\sigma_{\uparrow,M} \neq \sigma_{\downarrow,M}$, условия непрерывности спиновых токов не могут быть выполнены, пока концентрации спинов на M–N-границе не изменятся до возникновения некоторой конечной разницы $\delta\mu = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ спиновых компонент электрохимических потенциалов, см. рис. 1. В результате в N возникает различие градиентов электрохимических потенциалов для электронов со спинами вверх и со спинами вниз, и, соответственно, диффузионных токов,

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -e^{-1} \sigma_N \nabla \mu_{\uparrow,\downarrow}.$$

Тогда в N появится спиновая поляризация электрического тока:

$$\alpha = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} = \frac{\sigma_N \nabla (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\sigma_N \nabla \mu} \approx \frac{\delta\mu L_N^{-1}}{\nabla \mu}, \quad \mu \equiv \mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}.$$

Таким образом, поляризация в N равна по порядку величины отношению расщепления потенциалов на M–N-границе к падению потенциала в N-части $\Delta\mu_N$:

$$\alpha \approx \frac{\delta\mu}{\Delta\mu_N}.$$

Чтобы оценить α , остается выяснить значение величины $\delta\mu$.

В случае электрической инжекции $\delta\mu$ пропорционально падению потенциала на M-части, $\Delta\mu_M$. При достаточно сильно различающихся $\sigma_{\uparrow,\downarrow,M}$ расщепление $\delta\mu \approx \Delta\mu_M$. Тогда поляризация

$$\alpha \approx \Delta\mu_M / \Delta\mu_N$$

будет порядка отношения падения потенциала на M-части к падению напряжения на N-части. Причем, как следует из закона Ома, эти величины пропорциональны соответствующим сопротивлениям L_M/σ_M и L_N/σ_N . Таким образом, возникает фундаментальный фактор, занижающий спиновую поляризацию в N:

$$\varepsilon = \sigma_M^{-1} \sigma_N L_N^{-1} L_M \ll 1. \quad (1)$$

Именно в этом и состоит эффект СМ.

Некоторые известные пути решения данной проблемы — поиск более подходящих магнитных материалов [7] либо нарушение условий непрерывности путем создания туннельного барьера на M–N-границе [8]. Отметим, что ситуация усугубляется тем, что в ферромагнитных металлах обычно имеют место связанные с обменным взаимодействием нерелятивистские процессы переворота спина. Они быстро уничтожают неравновесную спиновую плотность на расстоянии λ_M — диффузионной длины спин-флипа [6], и если $\lambda_M < L_M$, то в выражении (1) L_M следует заменить на λ_M .

3. СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ ФОНОННЫМ ВЕТРОМ

Существенная особенность эффектов, возникающих при фоновой инжекции, состоит в том, что фононы представляют собой независимый от разности электрических потенциалов источник движения электронов. Таким образом, появляется больше возможностей управления физической ситуацией. В частности, левый и правый берега гибридной структуры можно заземлить или соединить высокопроводящим проводом, так что потенциалы μ на них станут равными. Это случай чисто фоновой инжекции без внешних потенциалов, легко реализуемый в эксперименте. Тогда в магнетике возникает противоток, компенсирующий результат фононного давления на электроны в M. При этом максимумы функций $\mu_{\uparrow,\downarrow}(x)$ приходятся на M–N-границу, а градиенты функций $\mu_{\uparrow,\downarrow}(x)$ в N и M равны по порядку величины (с точностью до различия между L_M и L_N) и

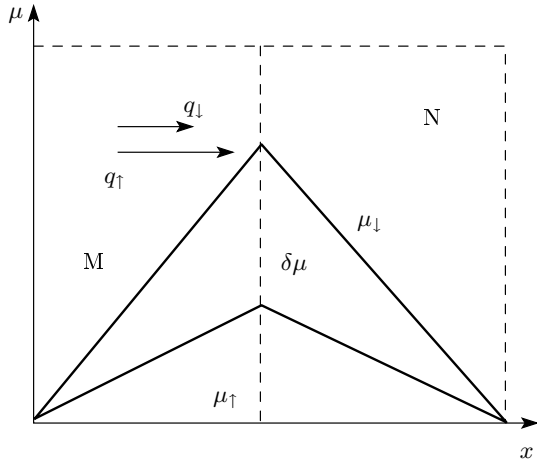


Рис. 2. Инжекция фоновым ветром при фиксированном потенциале на границах гибридной структуры

определяются балансом между диффузионными токами и токами фоновонного увлечения. Поэтому ясно, что при фоновонной инжекции поляризация тока в N будет порядка единицы (так же, как и в M).

Рассмотрим более детально инжекцию с помощью фоновонного ветра. Обозначим токи увлечения электронов фононами через $q_{\uparrow,\downarrow}$, причем в M $q_{\uparrow} \neq q_{\downarrow}$ ввиду различия плотностей состояний электронов с разными спинами. Для простоты в дальнейшем мы пренебрегаем малым фоновонным увлечением в N.

Так же, как и в случае упомянутой выше спиновой инжекции электрическим полем, на M-N-границе возникает расщепление электрохимических потенциалов. Однако картина распределения потенциалов будет существенно иной. При этом фоновонный «ветер» в M-части прижимает к M-N-границе электроны, которые с разными скоростями (пропорциональными $\sigma_{\uparrow,\downarrow,M}$) диффундируют обратно в магнетик к заземленному торцу системы, создавая противоток токам увлечения. Благодаря неравенству фоновонных давлений и неравенству проводимостей на M-N-границе быстро накопятся электроны и возникнет расщепление спиновых концентраций, необходимое для установления стационарного режима. Причем в отличие от случая электрической инжекции, в главном приближении по параметру (1) это расщепление связано только с компенсирующими противотоками в магнитной части. В этом легко убедиться из условий стационарности:

$$\begin{aligned} q_{\uparrow,M} - \frac{\sigma_{\uparrow,M}}{e} \nabla \mu_{\uparrow,M} &= -\frac{\sigma_N}{2e} \nabla \mu_{\uparrow,N}, \\ q_{\downarrow,M} - \frac{\sigma_{\downarrow,M}}{e} \nabla \mu_{\downarrow,M} &= -\frac{\sigma_N}{2e} \nabla \mu_{\downarrow,N}, \end{aligned} \quad (2)$$

из которых нетрудно оценить величину расщепления электрохимического потенциала $\delta\mu$ на M-N-границе. Действительно

$$\mu_{\uparrow} = \frac{\mu + \delta\mu}{2}, \quad \mu_{\downarrow} = \frac{\mu - \delta\mu}{2},$$

где $\mu = \mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}$ — суммарный электрохимический потенциал. Оценивая

$$\nabla \mu_{\uparrow,\downarrow,M,N} \sim \frac{\mu_{\uparrow,\downarrow}}{L_{M,N}},$$

где характерные значения $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ берутся на M-N-границе, получим из (2)

$$\delta\mu \approx \frac{eL_M}{\sigma_{\uparrow,M}\sigma_{\downarrow,M}} [\sigma_M \delta q - (\sigma_{\uparrow,M} - \sigma_{\downarrow,M}) q_M]. \quad (3)$$

Здесь мы пренебрегли малыми в силу (1) диффузионными токами в полупроводнике и воспользовались обозначениями

$$\delta q \equiv q_{\uparrow,M} - q_{\downarrow,M}, \quad q_M \equiv q_{\uparrow,M} + q_{\downarrow,M}.$$

Первое слагаемое в квадратных скобках в (3) связано с неодинаковым увлечением спинов разной ориентации. Второе — с неодинаковыми проводимостями $\sigma_{\uparrow,\downarrow,M}$ и прижимающей к M-N-границе силой фоновонного ветра. Для случая типичных условий $\sigma_{\uparrow,M} \sim \sigma_{\downarrow,M} \sim \sigma_M$ и $\sigma_{\uparrow,M} - \sigma_{\downarrow,M} \sim \sigma_M$ имеем

$$|\delta\mu| \approx \frac{eL_M}{\sigma_M} \max\{\delta q, q_M\}. \quad (4)$$

Как видно, расщепление электрохимического потенциала оказывается порядка самого потенциала, созданного фоновонным давлением на M-N-границе. Теперь легко оценить величину поляризованного тока в полупроводнике:

$$\delta j \equiv j_{\uparrow} - j_{\downarrow} \approx \sigma_N \frac{|\delta\mu|}{eL_N} \approx \frac{\sigma_N L_M}{\sigma_M L_N} \max\{\delta q, q_M\}. \quad (5)$$

Заметим, что величина

$$\delta j \approx \frac{\sigma_N \delta\mu}{eL_N} \approx \frac{\sigma_N \delta\mu}{eL_N}$$

не содержит дополнительной степени малого параметра и, благодаря этому, эффект «conductivity mismatch» полностью отсутствует:

$$\alpha \approx \frac{\delta j}{j} \approx \frac{\sigma_N L_M}{\sigma_M L_N} \frac{\max\{\delta q, q_M\}}{\frac{\sigma_N L_M}{\sigma_M L_N} \max\{\delta q, q_M\}} \sim 1. \quad (6)$$

Под влиянием процессов спин-флипа спиновое расщепление электрохимических потенциалов затухает на соответствующей диффузионной длине спин-флипа λ_M , на этом же расстоянии от М–N-границы исчезает и спиновая поляризация тока. Поэтому при $L_M > \lambda_M$ в оценках (3)–(5) величину L_M следует заменить диффузионной длиной спин-флипа λ_M . В результате в выражении (6) возникает фактор λ_M/L_N , однако эффект СМ по-прежнему отсутствует.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время уделяется мало внимания в спинтронике эффектам, связанным с увлечением. Электрон-электронное увлечение рассматривается в работе Фленсберга [9], а также в связи с сопротивлением границы в [10, 11]. В данной работе мы показали, что фононный ветер может быть источником высокой спиновой поляризации тока в полупроводнике. Этот факт может оказаться полезным при создании спинтронных устройств. Заметим, что в большинстве веществ фононный ветер сам по себе не является существенным источником спин-флипа [12].

Работа выполнена при поддержке ГФФИ Украины (договор № Ф10/51-2005), гранта № 3-026/2004 НАН Украины и гранта № GP/F11/0014 Президента Украины для молодых ученых.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer, Berlin (2002).
2. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
3. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, *ФТП* **10**, 1177 (1976).
4. N. F. Mott, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **153**, 699 (1936).
5. B. A. Gurney, V. S. Speriosu, J.-P. Nozières, H. Lefakis, D. R. Wilhoit, and O. U. Need, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4023 (1993).
6. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
7. G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227203 (2001).
8. V. Ya. Kravchenko and E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **67**, 121310(R) (2003).
9. K. Flensberg, T. S. Jensen, and N. A. Mortensen, *Phys. Rev. B* **64**, 245308 (2001).
10. R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, A. I. Kopeliovich, and A. V. Yanovsky, *J. Supercond.* **16**, 201 (2003).
11. Р. Н. Гуржи, А. Н. Калинин, А. И. Копелиович, А. В. Яновский, *ФНТ* **29**, 809 (2003).
12. J. Fabian and S. Das Sarma, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 1708 (1999).