Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 5, с. 338 – 340 © 2023 г. 10 сентября

Спиновая диффузия и колебания намагниченности при высокочастотной спиновой инжекции

Н. Г. Бебенин[1)]

Институт физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 20 июля 2023 г.
После переработки 27 июля 2023 г.
Принята к публикации 28 июля 2023 г.

Теоретически рассматривается частотная зависимость неравновесной намагниченности электронного газа при инжекции спина из полуметаллического ферромагнетика в немагнитный материал. Показано, что в высокочастотной области спиновая инжекция приводит к появлению волн неравновесной намагниченности, которые затухают на длине, существенно меньшей, чем длина спиновой диффузии, что ведет к снижению эффективности спиновой инжекции.

DOI: 10.31857/S1234567823170056, EDN: jznunv

Спиновая электроника (спинтроника) – одна из быстро развивающихся областей электроники, посвященных наноструктурам и наноустройствам нового поколения [1–3]. Одной из задач, рассматриваемой в спинтронике, является создание спинового тока (потока намагниченности) в немагнитном материале, в частности, инжекция спин-поляризованных электронов из ферромагнитного материала в немагнитный – полупроводник или металл. Интерес к этой проблеме обусловлен тем, что спиновая инжекция является одним из простейших примеров переноса спина. Электрический ток и спиновый ток в большинстве случаев считаются не зависящими от времени. В настоящее время, однако, электронные устройства работают на частотах 3 ГГц и выше [3], что требует исследования процессов переноса магнитного момента в области высоких частот. Таких работ не много (см., например, статьи [4, 5] и ссылки в них), в них с помощью численных расчетов рассматриваются достаточно сложные наноструктуры. Судить об общих закономерностях спиновой инжекции в высокочастотной области при этом затруднительно.

Цель настоящей работы состоит в исследовании неравновесной намагниченности электронов, инжектированных в немагнитный материал, в высокочастотной области. Полученные в рамках простой модели уравнения решаются аналитически, что делает анализ простым, понятным и, возможно, полезным для экспериментаторов.

Предположим, что спиновым инжектором, занимающим область пространства $z < 0$, является полуметаллический (half-metallic) ферромагнетик. В таком материале все электроны находятся в одном спиновом состоянии, так что намагниченность от координаты не зависит; типичными представителями этого класса кристаллов являются некоторые сплавы Гейслера [6, 7]. При $z > 0$ расположен немагнитный материал. Будем считать, что намагниченность как в ферромагнетике, так и в немагнитном материале направлена вдоль оси x системы координат. Перпендикулярно границе раздела сред течет переменный электрический ток с частотой f. Зависимость намагниченности M_x электронов проводимости определяется потоком намагниченности J_{zx} вдоль оси z и релаксацией. В полуметаллическом ферромагнетике перенос заряда осуществляется электронами только с одним направлением спина, поэтому при $z < 0$ поток намагниченности целиком определяется электрическим током и, следовательно, поток J_{zx} можно считать заданной функцией времени. В немагнитном материале поток намагниченности зависит как от дрейфовой скорости электронов V_z, так и от спиновой диффузии: $J_{zx} = V_z M_x - D\frac{\partial M_x}{\partial z}$, где D – коэффициент диффузии. Записывая условие непрерывности и беря релаксационный член в виде $-\frac{M_x}{\tau_s}$, где τ_s – время спиновой релаксации, получаем известное уравнение (см., например, [1]):

$$\tau_s \frac{\partial M_x}{\partial t} = L_D^2 \frac{\partial^2 M_x}{\partial z^2} - l_d \frac{\partial M_x}{\partial z} - M_x, \qquad (1)$$

где $L_D = \sqrt{D\tau_s}$ – диффузионная длина, а $l_d = V_z \tau_s$ – дрейфовая длина. Поскольку как l_d, так и M_x зависят от времени, при протекании переменного тока возбуждаются колебания намагниченности не только на этой, но и на кратных частотах. Если, однако, электрический ток не слишком сильный, что обыч-

[1)]e-mail: bebenin@imp.uran.ru

но выполняется на эксперименте, то $l_d \ll l_D$. Считая это неравенство выполненным, мы не будем в дальнейшем учитывать второе слагаемое в правой части уравнения (1); тогда решение можно искать в привычном виде $M_x \sim \exp[i(kz - \omega t)]$, где $\omega = 2\pi f$. Подставляя это выражение в (1) (в котором $l_d = 0$), находим волновой вектор $k = k' + ik''$ как функцию ω: $L_D^2 k^2 + 1 = i\omega\tau_s$. Поскольку нас интересует решение, ограниченное при всех $z > 0$, следует выбрать решение, для которого $k'' > 0$:

$$k' L_D = \left[\frac{(1+\omega^2\tau_s^2)^{1/2} - 1}{2}\right]^{1/2}, \quad k'' L_D = \left[\frac{(1+\omega^2\tau_s^2)^{1/2} + 1}{2}\right]^{1/2}. \tag{2}$$

Вещественное ограниченное при всех $z > 0$, решение уравнения (1) (при $l_d = 0$) можно тогда представить в следующем виде:

$$M_x(z,t) = C(\omega) e^{-k'' z} \cos(k'z - \omega t + \varphi), \tag{3}$$

где коэффициент $C(\omega)$ и сдвиг фазы $\varphi(\omega)$ определяются из граничных условий.

Уравнение (3) показывает, что переменный электрический ток, текущий через границу ферромагнетика и немагнитного материала возбуждает в последнем волны намагниченности, которые затухают на длине порядка $1/k''$.

Если выполнено условие $\omega\tau_s \ll 1$, действительная часть волнового вектора пропорциональна частоте: $k' = \omega\tau_s/(2L_D)$, а в высокочастотной области ($\omega\tau_s \gg 1$) $k' = \sqrt{\frac{\omega\tau_s}{2}}/L_D$. Отсюда следует, что если $\omega\tau_s \ll 1$, то фазовая скорость волны $v = \omega/k'$ от частоты не зависит и равна $v = 2L_D/\tau_s$. Ранее было показано [8], что именно с такой скоростью неравновесная намагниченность распространяется от границы раздела сред вглубь немагнитного материала при включении или выключении электрического тока. Если частота переменного тока столь велика, что выполнено условие $\omega\tau_s \gg 1$, то скорость волны $v = \sqrt{\frac{\omega\tau_s}{2}}\frac{2L_D}{\tau_s}$. Мнимая часть k'' волнового вектора мало отличается от $1/L_D$ при $\omega\tau_s \ll 1$, а если $\omega\tau_s \gg 1$, то $k'' = k' = \sqrt{\frac{\omega\tau_s}{2}}/L_D$.

Длина затухания волны, равная $1/k''$, оказывается много меньше L_D, если $\omega\tau_s \gg 1$, что приводит к снижению эффективности спиновой инжекции в области высоких частот.

При $\omega\tau_s \ll 1$ действительная часть волнового вектора много меньше $1/L_D$, так что на расстояниях порядка L_D, которые только и представляют интерес, зависимость намагниченности электронного газа от z остается экспоненциальной: $M_x \sim \sim e^{-z/L_D}\cos(\omega t - \varphi)$. Волновой характер зависимости $M_x(z,t)$ проявляется наиболее ясно, если выполнено условие $\omega\tau_s \gg 1$, т.е .когда $k' = k''$, и, вероятно, только в этом случае он может быть обнаружен экспериментально. Легко видеть, что в этом случае волны намагниченности, описываемые уравнением (3), имеют такую же зависимость от частоты, как и хорошо известные температурные волны, см., например, [9].

Как отмечено выше, если спиновым инжектором является полуметаллический ферромагнетик, то поток намагниченности при $z < 0$ от z не зависит и является заданной функцией времени. Для определенности будем полагать $J_{zx}(z < 0, t) = J_0 \cos\omega t$. В немагнитном материале при $l_d \ll L_D$ поток намагниченности пропорционален производной от M_x по координате: $J_{zx} = -D\frac{\partial M_x}{\partial z} = -\frac{L_D^2}{\tau_s}\frac{\partial M_x}{\partial z}$. Считая магнитный поток непрерывной функцией при $z = 0$, находим $C(\omega)$ и сдвиг фазы φ, фигурирующие в уравнении (3): $C = \frac{J_0\tau_s}{L_D[1+(\omega\tau_s)^2]^{1/4}}$, $\varphi = 0$ при $\omega\tau_s \ll 1$ и $\varphi = \pi/4$, если $\omega\tau_s \gg 1$.

Полезно сделать численные оценки величин, фигурирующих в приведенных выше формулах. В табл. 1 представлены данные о длине спиновой диффузии L_D и времени спиновой релаксации τ_s для некоторых материалов спинтроники. В большинстве опубликованных работ приводятся только значения длины спиновой диффузии, причем результаты разных авторов сильно отличаются. О времени спиновой релаксации данных значительно меньше. Нами использовались данные тех публикаций, в которых приводятся как L_D, так и τ_s.

Таблица 1. Время спиновой релаксации τ_s и длина спиновой диффузии L_D

Материал	Температура	Время спиновой релаксации τ_s, и длина спиновой диффузии L_D
n-InSb $n_e = 1.2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$	77 K	1.5 нс, 25 мкм [10,11]
n-Si $n_e = 1 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$	300 K	130 пс, 0.2 мкм [12]
p-Si $n_p = 1 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$	300 K	122 пс, 0.148 нм [13]
Au	300 K	3 пс, 168 нм [14]
Ag	$\leq$ 300 K	$\sim$10 пс, $\sim$500 нм [15]

В указанных полупроводниках τ_s порядка 10^{-9}–10^{-10} с, а в золоте и серебре время спиновой релаксации существенно меньше. Отсюда следует, что описанное выше уменьшение длины спиновой диффузии и появление волн намагниченности можно экспериментально обнаружить, например, при спиновой инжекции в InSb при частоте переменного тока порядка 1 ГГц. В кремнии аналогичная зависимость $M_x(z,t)$ должна иметь место на частотах порядка 10 ГГц. Кривые, представленные на рис. 1, хорошо иллюстрируют тот факт, что в высокочастотной области появляются волны неравновесной намагниченности, но они затухают на длине, существенно меньшей чем, при $f = 0$, т.е. спиновая инжекция является менее эффективной.

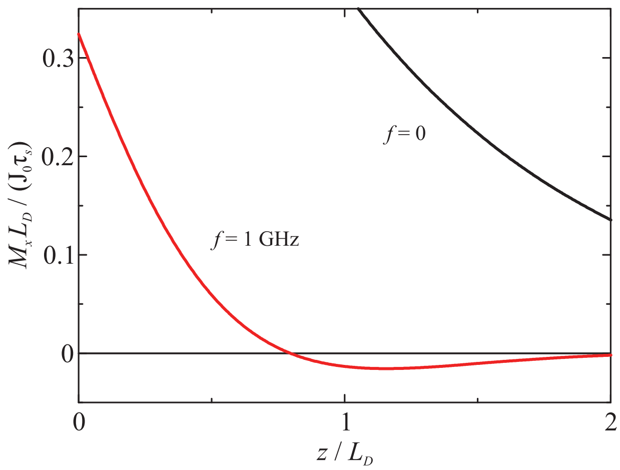

Рис. 1. (Цветной онлайн) Координатная зависимость намагниченности электронного газа в немагнитном материале при $f = 0$ и при частоте переменного тока $f = 1$ ГГц, $\omega t = \pi/4$. Время спиновой релаксации $\tau_s = 1.5$ нс

Обнаружение этих эффектов в металлических структурах требует существенно больших частот, на которых развитая выше теория может оказаться неприменимой.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема “Спин” # 122021000036-3).

1. *Spin Physics in Semiconductor*, ed. by M. I. Dyakonov, secod edition, Springer International Publishing AG, Cham, Switzerland (2017).
2. S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura, *Spin Current*, Oxford University Press, N.Y. (2017).
3. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands, J. Magn. Magn. Mater. **509**, 166711 (2020).
4. A. I. Nikitchenko and N. A. Pertsev, Phys. Rev. App. **14**, 034022 (2020).
5. E. A. Karashtin and D. A. Tatarskiy, J. Phys.: Condens. Matter. **32**, 095303 (2020).
6. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, УФН **164**, 705 (1994).
7. В. В. Марченков, В. Ю. Ирхин, ФММ **122**, 1221 (2021).
8. N. G. Bebenin, Solid State Electronics **186**, 108174 (2021).
9. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский, *Уравнения математической физики*, 5-е изд., стереотипное, Главная редакция физико-математической литературы издательства “Наука”, М. (1977), 736 с.
10. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, S. O. Demokritov, A. O. Shorikov, N. G. Bebenin, V. M. Tsvelikhovskaya, T. N. Pavlov, and E. I. Patrakov, Phys. Rev. B **96**, 235303 (2017).
11. Н. А. Виглин, Ю. В. Никулин, В. М. Цвелиховская, Т. Н. Павлов, В. В. Проглядо, ЖЭТФ **134**, 866 (2022).
12. O. M. van't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, Nat. Nanotechnol. **7**, 737 (2012).
13. E. Shikoh, K. Ando, K. Kubo, E. Saitoh, T. Shinjo, and M. Shiraishi, Phys. Rev. Lett. **110**, 127201 (2013).
14. J.-H. Ku, J. Chang, H. Kim, and J. Eom. Phys. Appl. Phys. Lett. **88**, 172510 (2006).
15. H. Idzuchi, Y. Fukuma, and Y. Otani, Physica E **68**, 239 (2015).