Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 4, с. 237 – 240 © 2014 г. 25 февраля

Перемагничивание ферромагнитной наночастицы, индуцированное током поляризованных электронов

М. А. Кожушнер, Л. И. Трахтенберг

Институт химической физики им. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 ноября 2013 г.
После переработки 21 января 2014 г.

Развита теория изменения магнитного момента ферромагнитной наночастицы под действием электрического тока. Найдены условия перемагничивания наночастицы, находящейся между двумя электродами, один из которых ферромагнитен. Показано, что характерные времена перемагничивания заметно зависят от размера наночастицы, величины тока и времени релаксации спина электрона в наночастице. Предложена схема эксперимента для обнаружения эффекта.

DOI: 10.7868/S0370274X14040079

1. Введение. Влияние взаимной ориентации намагниченностей в электродах на величину тока между двумя ферромагнитными электродами, разделенными тонким слоем изолятора или немагнитного металла (эффект гигантского магнитного сопротивления), известно с 1988 г. [1, 2]. Оно активно используется для считывания в системах магнитной записи информации. В некотором роде обратная задача – перемагничивание магнитного домена в наноразмерной слоистой среде поляризованным током (потоком электронов с преимущественным направлением спина) – была впервые теоретически рассмотрена в статье [3]. Обсуждалось также [4] перемагничивание током массивного ферромагнитного объекта. Экспериментально возможность перемагничивания такой системы поляризованным током впервые была показана в работах [5, 6]. Другие, более поздние эксперименты по изменению намагниченности током при различной геометрии электродов и макроскопические теории изменения намагниченности поляризованным током рассмотрены в обзоре [7].

В подходе [3, 4] предполагалось, что полный спиновый момент потока электронов, направленный вдоль намагниченности ферромагнитного катода, сохраняется и внутри домена (анода с другим направлением намагниченности). Другими словами, согласно [3, 4] волновые функции падающих электронов должны сохранять свою фазу и в домене. На самом деле, из-за столкновения с другими электронами ферромагнетика (частота столкновений $\sim 10^{13}$–10^{14} с$^{-1}$) в состоянии каждого токового электрона со спином, неколлинеарным с направлением намагниченности домена, сохраняется лишь проекция спина по или против намагниченности анода. Поперечные компоненты спинов осциллируют во времени. В силу некогерентности рассеяния разных токовых электронов на электронах домена-анода результирующую поперечную компоненту спинов можно считать равной нулю (см., например, [7]). Концентрации электронов со спинами по и против намагниченности домена при прохождении тока через наночастицу отличны от равновесных значений.

2. Поляризованные токи через ферромагнитную наночастицу. Рассмотрим металлическую ферромагнитную наночастицу, расположенную между двумя металлическими электродами, один из которых также ферромагнитен. Пусть между электродами и наночастицей находятся тонкие слои изолятора, например слои окисла с толщинами l_1, $l_2 \le 1$ нм. Тогда ток между электродами и наночастицей является туннельным. Наночастица из ферромагнитного металла ведет себя как ферромагнетик при диаметре наночастицы $d \ge d_c$, где критический диаметр $d_c \approx (3–5)$ нм [8, 9]. При этом пока размер частицы меньше микрона, она представляет собой единый магнитный домен, намагниченность которого направлена вдоль оси легкого намагничивания.

Найдем потоки электронов из ферромагнитного электрода с направлениями спина по и против ферромагнитной поляризации спинов в наночастице. При комнатных температурах характерное время релаксации энергий и импульсов электрона, протуннелировавшего из одного электрода в другой, и оставшейся в первом электроде дырки $\sim 10^{-14}$–10^{-13} с. Туннельные токи, которые в дальнейшем будут рассматриваться, составляют $I \le 10^{-7}$ А. Среднее время между прохождениями электронов при этом оказывается $\tau_{\rm inter} \geq 10^{-12}$ с. Поэтому туннельный ток протекает между электродами, которые находятся в энергетически равновесном состоянии.

Пусть направление намагниченности в ферромагнитном электроде составляет угол θ с направлением намагниченности наночастицы. Амплитуды туннельного перехода электрона из одного ферромагнетика в другой приведены в работе [10]. Полные токи электронов со спинами "плюс" и "минус" (направленными по и против поляризации наночастицы соответственно), входящие из ферромагнитного катода в наночастицу, равны (здесь и далее используется атомная система единиц)

$$I_+^{\rm ent} = 2\pi \int d\varepsilon \overline{|B(\varepsilon,\nu_l,\nu_f)|^2} \exp\{-2\beta(\varepsilon) l\} \times$$
$$\times \left\{\rho^+(\varepsilon)\rho_p^+(\varepsilon)\cos^2\frac{\theta}{2} + \rho^-(\varepsilon)\rho_p^+(\varepsilon)\sin^2\frac{\theta}{2}\right\} \times$$
$$\times [f(\varepsilon - E_{\rm F}, k_{\rm B}T) - f(\varepsilon - E_{\rm F} + U, k_{\rm B}T)], \qquad (1)$$

$$I_+^{\rm ent} = 2\pi \int d\varepsilon \overline{|B(\varepsilon,\nu_l,\nu_f)|^2} \exp\{-2\beta(\varepsilon) l\} \times$$
$$\times \left\{\rho^-(\varepsilon)\rho_p^-(\varepsilon)\cos^2\frac{\theta}{2} + \rho^+(\varepsilon)\rho_p^-(\varepsilon)\sin^2\frac{\theta}{2}\right\} \times$$
$$\times [f(\varepsilon - E_{\rm F}, k_{\rm B}T) - f(\varepsilon - E_{\rm F} + U, k_{\rm B}T)]. \qquad (1a)$$

Здесь верхний индекс "ent" означает вход тока в наночастицу; коэффициент $B(\varepsilon,\nu_i,\nu_f)$ зависит от энергии ε и орбитальных квантовых чисел начального и конечного состояний электрона; $\beta(\varepsilon)$ – эффективный туннельный показатель, зависящий от электронной структуры разделяющего ферромагнетики изолятора с толщиной l (см. [11, 12]); $\rho^{+,-}(\varepsilon)$ и $\rho_p^{+,-}(\varepsilon)$ – плотности состояний электронов со спинами по и против поляризации в катоде и наночастице соответственно; $f(\varepsilon - E_{\rm F}, k_{\rm B}T)$ – фермиевская функция распределения электронов; энергия Ферми $E_{\rm F}$ сдвинута в наночастице на напряжение U между катодом и наночастицей. Знак усреднения в подынтегральном выражении означает усреднение величины $|B(\varepsilon,\nu_l,\nu_f)|^2$ по орбитальным квантовым числам при данной энергии.

Интегрирование в (1), (1a) происходит примерно в интервале $[E_{\rm F} + k_{\rm B}T, E_{\rm F} - U - k_{\rm B}T]$. Поскольку в рассматриваемой задаче $U \ll E_{\rm F}$, где $E_{\rm F}$ отсчитывается от дна зоны проводимости ферромагнитных d-электронов, можно рассчитывать все величины, стоящие перед квадратными скобками в интегралах в выражениях (1) и (1a), при $\varepsilon = E_{\rm F}$. Тогда вместо формул (1) и (1a) получаем

$$I_+^{\rm ent} = \tilde{R}U\left[\rho^+\rho_p^+\cos^2\frac{\theta}{2} + \rho^-\rho_p^+\sin^2\frac{\theta}{2}\right],$$
$$I_-^{\rm ent} = \tilde{R}U\left[\rho^-\rho_p^-\cos^2\frac{\theta}{2} + \rho^+\rho_p^-\sin^2\frac{\theta}{2}\right], \qquad (2)$$

где $\tilde{R} = 2\pi\overline{|B(E_{\rm F},\nu_l,\nu_f)|^2\exp\{-2\beta(E_{\rm F})l\}}$, а $\rho^{+,-}$ и $\rho_p^{+,-}$ – плотности состояний на поверхности Ферми. Из-за стонеровского смещения дна зоны проводимости для плотностей d-электронов $n^- < n^+$ и $n_p^- < n_p^+$. Поэтому $\rho^- < \rho^+$ и $\rho_p^- < \rho_p^+$. Записывая закон дисперсии d-электронов в ферромагнитной наночастице, $\varepsilon = p^2/2m^*$ (где m^* – эффективная масса электрона), из выражения для плотности состояний ферми-газа [13] получаем

$$\rho_p^{+,-} = \frac{3^{1/3}}{\pi^{4/3}} M^*(n_p^{+,-})^{1/3}. \qquad (3)$$

Так как плотность состояний d-электронов на поверхности Ферми существенно больше, чем плотность состояний s-электронов, можно считать, что весь ток I между электродами есть ток d-электронов. Тогда, поскольку $I = I_+^{\rm ent} + I_-^{\rm ent}$, из выражений (2) следует

$$I_+^{\rm ent} = I\frac{\cos^2(\theta/2) + \alpha\sin^2(\theta/2)}{(1+\alpha\alpha_p)\cos^2(\theta/2) + (\alpha+\alpha_p)\sin^2(\theta/2)},$$
$$I_-^{\rm ent} = I\frac{\alpha\alpha_p\cos^2(\theta/2) + \alpha_p\sin^2(\theta/2)}{(1+\alpha\alpha_p)\cos^2(\theta/2) + (\alpha+\alpha_p)\sin^2(\theta/2)}, \qquad (4)$$

где введены обозначения $\alpha = \rho^-/\rho^+$ и $\alpha_p = \rho_p^-/\rho_p^+$. Нетрудно получить выражения и для токов, выходящих из наночастицы в неферромагнитный электрод (см. также числе обзор по спинтронике [14]):

$$I_+^{\rm ex} = I/(1+\alpha_p), \quad I_-^{\rm ex} = I\alpha_p/(1+\alpha_p). \qquad (5)$$

Зная выражения для входящих и выходящих поляризованных токов, можно рассчитать кинетику перемагничивания.

3. Кинетика перемагничивания наночастицы. Найдем изменение под действием тока числа противоположно поляризованных электронов в наночастице. Обозначим через N_+ и N_- числа электронов, спины которых направлены по и против направления первоначальной поляризации. Ясно, что токи $I_{+,-}^{\rm ent}$ увеличивают эти значения, а токи $I_{+,-}^{\rm ex}$ уменьшают их. Кроме того, необходимо учитывать релаксацию поляризации в ферромагнетике к равновесному значению. Такая релаксация осуществляется за счет рассеяния электрона с изменением направления спина, что возможно при спин-орбитальном взаимодействии. Поскольку электроны в ферромагнетике орбитально некогерентны, вероятность рассеяния с изменением спина не должна зависеть от макроскопической спиновой поляризации. Время релаксации τ в наночастице по порядку величины должно совпадать с характерным временем перемагничивания домена в массивном ферромагнетике.

Естественно, что значение $N = N_+ + N_-$ остается неизменным. Для анализа кинетики перемагничивания удобно ввести безразмерную величину $x = (N_+ - N_-)/N$, а также параметр b, характеризующий равновесную намагниченность наночастиц: $b = N_-^{\mathrm{eq}}/N_+^{\mathrm{eq}} < 1$. Тогда $x^{\mathrm{eq}} = (1-b)/(1+b)$. Учитывая соотношения (4) и (5), получаем уравнение для x:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{l}{N}\left\{\frac{(1-\alpha\alpha_p)\cos^2(\theta/2) + (\alpha-\alpha_p)\sin^2(\theta/2)}{(1+\alpha\alpha_p)\cos^2(\theta/2) + (\alpha+\alpha_p)\sin^2(\theta/2)} - \right.$$
$$\left. - \frac{1-\alpha_p}{1+\alpha_p}\right\} - \frac{1}{\tau}\left(x - \frac{1-b}{1+b}\right), \qquad (6)$$
$$x(0) = x^{\mathrm{eq}} = (1-b)/(1+b). \qquad (6a)$$

Необходимым условием перемагничивания наночастицы током является отрицательный коэффициент перед током в уравнении (6). Это приводит к неравенству

$$\tan^2\frac{\theta}{2} > 1, \quad \text{или} \quad \theta > \frac{\pi}{2}. \qquad (7)$$

Достаточное условие перемагничивания определяется величиной тока. Для простоты рассмотрим случай $\theta = \pi$ (начальная намагниченность наночастицы противоположна намагниченности катода). Из формулы (3) и определений α_p и x получаем $\alpha_p = \left(\frac{1-x}{1+x}\right)^{1/3}$. В результате кинетическое уравнение (6) принимает вид

$$\frac{dx}{dt} = \frac{I}{N}\left\{\frac{\alpha - [(1-x)/(1+x)]^{1/3}}{\alpha + [(1-x)/(1+x)]^{1/3}} - \right.$$
$$\left. - \frac{1-[(1-x)/(1+x)]^{1/3}}{1+[(1-x)/(1+x)]^{1/3}}\right\} - \frac{1}{\tau}\left(x - \frac{1-b}{1+b}\right), \quad (8)$$

а начальное условие задается выражением (6a). Перемагничивание возникает, когда под действием тока получается $x < 0$. После этого ток можно выключить. Тогда за счет релаксации через время τ намагниченность станет равновесной, причем противоположной начальному направлению. Из уравнения (8) следует достаточное условие перемагничивания:

$$I > I_{\mathrm{c}} = \frac{N}{\tau}\frac{(1-b)(1+\alpha)}{(1+v)(1-\alpha)}. \qquad (9)$$

Оценим величину критического тока I_c в формуле (9). В наночастице железа диаметром 10 нм $N \approx 5\cdot 10^4$, а время $\tau \approx (10^{-6}–10^{-5})$ с [15, 16]. Подставляя эти величины в формулу (9), получаем, что при $\tau = 10^{-6}$ с ток перемагничивания $I_c \geq 5$ нА. Последнее является типичной величиной туннельного тока в сканирующем туннельном микроскопе, в котором и можно наблюдать данный эффект. Критический ток тем больше, чем меньше намагниченность электрода и чем больше намагниченность наночастицы. При токе, несколько большем I_c, время перемагничивания $\sim\tau$. С увеличением тока оно резко уменьшается.

Итак, при намагниченностях катода и наночастицы, направленных противоположно ($\theta > \pi/2$), достаточный по величине ток ($I > I_c$), приводит к повороту намагниченности наночастицы к направлению, близкому к намагниченности катода (конечный угол между намагниченностями и $\theta_{\mathrm{fin}} = \pi - \theta$). Вместе с тем из выражений (6), (6a) следует, что при $\theta < \pi/2$ и изменении направления тока (когда ферромагнитный электрод становится анодом) направление спиновой поляризации наночастицы под действием тока изменяется и становится противоположным направлению ферромагнитного электрода. В этом случае в уравнении (6) надо изменить знак слагаемых в фигурных скобках. При $\theta = 0$ в дроби в фигурной скобке в кинетическом уравнении (6) в числителе и знаменателе останутся только первые слагаемые, в отличие от вторых слагаемых при $\theta = \pi$ (см. выражение (8)). Однако критерий (9) для величины критического тока при этом остается прежним. Именно такая неустойчивость разнонаправленных поляризаций катода и промежуточного ферромагнетика (в нашем случае наночастицы) и однонаправленных поляризаций анода и промежуточного ферромагнетика наблюдалась в работе [5].

Характерные времена перемагничивания t_1^0, t_2^0 (т.е. времена достижения точки $x = 0$) в случаях $\theta = \pi$ и $\theta = 0$ очень мало отличаются друг от друга и быстро уменьшаются с увеличением тока (см. таблицу).

4. Заключение. В настоящей работе рассмотрен механизм перемагничивания ферромагнитной наночастицы с помощью тока в ферромагнитный электрод или из него. Критический ток перемагничивания пропорционален объему наночастицы и зависит от магнитных характеристик электрода и наночастицы. Как следует из вышеизложенного, геометрия расположения электродов и наночастицы не имеет значения. Важно только, чтобы катодом (или анодом) являлся ферромагнитный электрод. Эффект

Зависимости t_1^0/τ и t_2^0/τ от отношения I/I_c для наночастицы с параметром $b = 0.67$ при разных значениях параметра α

$\alpha \backslash I/I_c$	1.000005		1.05		2		5		10		100	
	t_1^0/τ	t_2^0/τ	t_1^0/τ	t_2^0/τ	t_1^0/τ	t_2^0/τ	t_1^0/τ	t_2^0/τ	t_1^0/τ	t_2^0/τ	t_1^0/τ	t_2^0/τ
0.5	5.69	5.93	1.2	1.24	0.274	0.281	0.088	0.90	0.042	0.043	0.004	0.004
0.7	5.74	5.87	1.21	1.23	0.276	0.279	0.089	0.90	0.042	0.042	0.004	0.004
0.9	5.79	5.83	1.22	1.222	0.277	0.278	0.089	0.089	0.042	0.042	0.004	0.004

перемагничивания может быть изучен в сканирующем туннельном микроскопе с ферромагнитной иглой и ферромагнитной наночастицей, находящейся на неферромагнитной подложке. Высокая плотность информации и большая скорость ее записи делают этот эффект весьма многообещающим.

Авторы признательны В.С. Посвянскому за помощь в расчетах. Работа поддержана грантами РФФИ # 13-03-00447-а, 13-07-00141-а, 13-07-12050-офи_м, 13-07-12403-офи_м2.

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, and A. Fertetal, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
2. G. Binach, P. Grunberg, and G. Creuzetetal, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
3. J. C. Slonczewski, J. Mag. Mag. Mat. **159**, L1 (1996).
4. Ya. B. Bazaliy, B. A. Jones, and Sh.-Ch. Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
5. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Science **285**, 867 (1999).
6. T. Yang, T. Kimura, and Y. Otani, Nat. Phys. **4**, 851 (2008).
7. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
8. С. П. Губин, Ю. А. Кошкаров, Г. Б. Хомутов, Г. Ю. Юрков, Усп. химии **74**, 539 (2005).
9. *Magnetic Nanoparticles*, ed. by S. P. Gubin, Wiley-VCH Verlag, Weineim (2009), 460 p.
10. М. А. Кожушнер, Л. И. Трахтенберг, ЖЭТФ **138**, 1144 (2010).
11. Г. К. Иванов, М. А. Кожушнер, ФТТ **20**, 9 (1978).
12. D. I. Bolgov, M. A. Kozhushner, V. S. Posvianskii, and R. M. Muryasov, J. Chem. Phys. **119**, 3871 (2003).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, ГИФМЛ, М. (1963).
14. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
15. М. В. Логунов, В. В. Рандошкин, ФТТ **33**, 955(1991).
16. В. В. Рандошкин, А. М. Салецкий, Н. Н. Усманов, ФТТ **44**, 717 (2002).