

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(28 ноября 2007 г.)

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804g.0433

28 ноября 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва – Фрязино). *Наноразмерные структуры с включением ферромагнитных металлических слоев: новые эффекты при прохождении перпендикулярного тока.*

2. Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 72.25. – b, 75.75. + a, 85.75. – d  
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804h.0433

### Наноразмерные структуры с включением ферромагнитных металлических слоев: новые эффекты при прохождении перпендикулярного тока

Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн

В последнее десятилетие активно исследуются эффекты, возникающие при протекании тока через магнитный переход — слоистую наноразмерную структуру, включающую в себя контактирующие ферромагнитные слои. Наибольшее внимание в экспериментах и теории уделяется структурам типа спинового вентиля (spin valve), состоящим из закрепленного (pinned) ферромагнитного слоя с фиксированным направлением намагниченности, свободного (free) ферромагнитного слоя, намагниченность которого может менять направление под действием внешнего магнитного поля и/или протекающего тока, и немагнитного слоя, замыкающего электрическую цепь. Ферромагнитные слои разделены тонким немагнитным спейсером (от англ. spacer — прокладка), препятствующим возникновению прямой обменной связи между слоями; перенос тока через спейсер имеет баллистический, диффузионный или туннельный харак-

тер. Важно, что толщина спейсера мала по сравнению с длиной свободного пробега спина, так что спиновое состояние электронов не изменяется при прохождении тока через спейсер.

В экспериментах (см., например, [1]) наблюдалось скачкообразное изменение ориентации намагниченности свободного ферромагнитного слоя относительно намагниченности закрепленного слоя под влиянием тока, протекающего перпендикулярно слоям. Это происходило, если плотность тока превышала некоторое пороговое значение, которое лежало в пределах  $\sim 10^6 - 10^8$  А см<sup>-2</sup> (см., например, [1, 2]). Исходная антипараллельная конфигурация при этом переключалась в параллельную конфигурацию. Параллельная конфигурация сохранялась при уменьшении тока до нуля и изменении направления тока на противоположное. Когда плотность обратного тока достигала указанного порогового значения, происходило обратное переключение с восстановлением антипараллельной конфигурации. Поскольку сопротивление магнитного перехода зависит от относительной ориентации магнитных слоев (с этим связан известный эффект гигантского магнетосопротивления), переключение сопровождалось изменением сопротивления перехода, так что зависимость сопротивления от тока содержала петлю гистерезиса.

Стандартная интерпретация наблюдаемых эффектов, используемая большинством экспериментаторов, основана на теории Слончевского–Берже [3, 4]. Согласно этой теории, при прохождении спин-поляризованного тока через границу двух неколлинеарных ферромагнетиков происходит передача спинового крутильного момента (spin torque) от электронов магнитной решетке, поскольку электроны, переходя в среду с иным направлением оси квантования спина, теряют поперечную, перпендикулярную к новому направлению этой оси компоненту спина, которая и отдается решетке. В действительности даже при коллинеарной исходной ориентации ферромагнитных слоев такая коллинеарность непрерывно нарушается из-за флуктуаций. При достаточно большой плотности тока флуктуации становятся неустойчивыми и их нарастание приводит к перемагничиванию свободного слоя. Релаксация поперечной составляющей намагниченности электронов происходит на расстоянии от границы порядка фермиевской длины волны электрона ( $\sim 1$  нм).

В работах [5, 6] предложен альтернативный механизм воздействия спин-поляризованного тока на configura-

цию магнитного перехода. Предложенная модель учитывает то обстоятельство, что протекание тока сопровождается инжекцией неравновесных спинов из закрепленного слоя в свободный слой. Поэтому вблизи границы между этими слоями, а также вблизи границы между свободным и немагнитным слоями возникают области неравновесной спиновой поляризации. Ширина этих областей определяется длиной спиновой диффузии и на порядок превышает длину релаксации поперечной составляющей намагниченности. Вследствие существования sd-обменного взаимодействия между электронами и магнитной решеткой наличие таких областей может как уменьшать, так и увеличивать магнитную энергию перехода в зависимости от ориентации намагниченностей и от параметров магнитных слоев. В результате при достаточно большой плотности тока исходная магнитная конфигурация может оказаться энергетически невыгодной, что приведет к неравновесному фазовому переходу с изменением магнитной конфигурации структуры.

С целью выяснения относительной роли двух указанных механизмов в явлении sd-обменного переключения магнитных переходов спин-поляризованным током была построена теория, учитывающая одновременно оба механизма воздействия тока [7–9]. Оказалось, что в общем случае эти механизмы могут вносить сравнимый вклад. В то же время дальнейшие исследования [10–12] показали, что существует режим высокого уровня инжекции, при котором инжекционный механизм становится доминирующим. В этих условиях появляется возможность новых эффектов — необратимого переключения параллельной конфигурации в антипараллельную, возникновение неколлинеарного стационарного состояния и инверсной заселенности спиновых подзон. Таким образом, стандартная ситуация переключения антипараллельной конфигурации в параллельную при прямом направлении тока (соответствующем потоку спин-поляризованных электронов от закрепленного слоя к свободному) и обратного переключения при противоположном направлении тока оказывается отнюдь не универсальной.

Исследование зависимости уровня инжекции от граничных условий для неравновесной спиновой поляризации электронов [13] показало, что уровень инжекции зависит от так называемого спинового сопротивления слоев  $Z$ , определяемого как  $Z = \rho l / (1 - Q^2)$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление,  $l$  — длина спиновой диффузии,  $Q$  — степень спиновой поляризации проводимости. При протекании спин-поляризованного тока через контакт между двумя слоями нарушение спинового равновесия происходит преимущественно в слое с меньшей величиной  $Z$ . Поэтому если в качестве свободного ферромагнитного слоя взять материал, у которого спиновое сопротивление мало по сравнению с таковым в соседних слоях (закрепленном и немагнитном), то будет иметь место эффективная инжекция из закрепленного слоя в свободный и подавление ее на выходе из свободного слоя. Это означает существенное повышение величины неравновесной спиновой поляризации в свободном слое и соответствующее снижение пороговой плотности тока. Согласно оценкам понижение порога неустойчивости может достигать 2–4-х порядков. В этих условиях влияние воздействия создаваемого током крутильного момента на магнитный переход [3, 4] становится существенным.

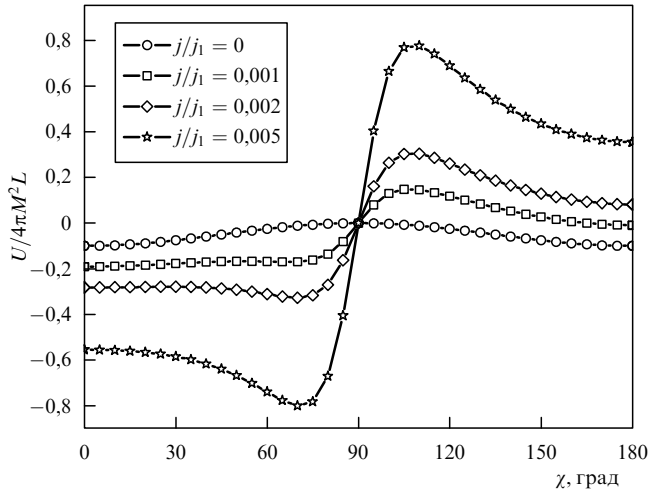
Отсутствие вклада крутильного момента позволяет при определении стационарных состояний, к которым может привести развитие неустойчивости, воспользоваться энергетическим подходом. Этот подход полностью эквивалентен динамическому, основанному на решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, но отличается большей наглядностью.

Энергия магнитного перехода  $U$  складывается из зеемановской энергии во внешнем магнитном поле  $H$ , энергии поля размагничивания, энергии магнитной анизотропии и энергии sd-обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитной решеткой. В случае тонкого свободного слоя, толщина которого меньше длины спиновой диффузии и толщины доменной стенки, неравновесная спиновая поляризация и намагниченность решетки постоянны по толщине слоя. Расчет дает для магнитной энергии такого слоя (на единицу его площади) следующее выражение:

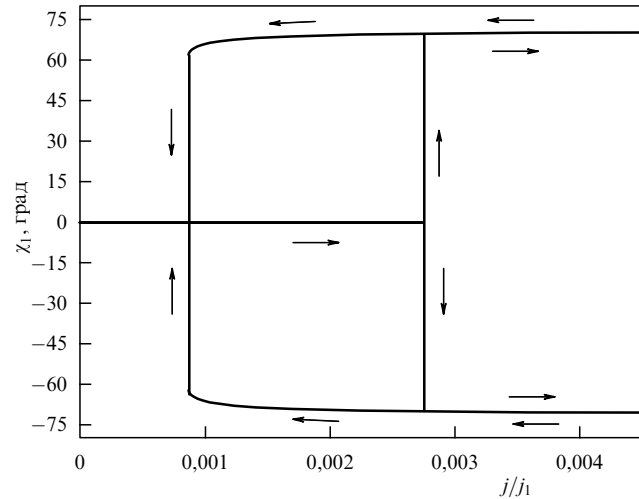
$$U = 4\pi M^2 L \left\{ -h\hat{M}_z - \frac{1}{2} h_a \hat{M}_z^2 + \frac{1}{2} \hat{M}_x^2 - \frac{j}{j_1} \frac{(Z_1/Z_2)\hat{M}_z + (b/\lambda)\hat{M}_z^2}{(Z_1/Z_3) + \hat{M}_z^2} \right\}, \quad (1)$$

где  $M$  — намагниченность насыщения,  $h = H/4\pi M$ ,  $h_a = H_a/4\pi M$ ,  $H_a$  — поле анизотропии,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$  — единичный вектор в направлении вектора намагниченности,  $j_1 = 4\pi e l M / (\mu_B \alpha \tau Q_1)$ ,  $l$  — длина спиновой диффузии,  $\tau$  — время продольной спиновой релаксации,  $\alpha$  — константа sd-обменного взаимодействия (все перечисленные величины относятся к свободному слою),  $e$  — заряд электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $L$  — толщина свободного слоя,  $Q_1$  — спиновая поляризация проводимости закрепленного слоя,  $\lambda = L/l$ ,  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$  — спиновые сопротивления соответственно закрепленного, свободного и немагнитного слоев; параметр  $b$  описывает относительный вклад закрепленного слоя в энергию sd-обменного взаимодействия. Внешнее магнитное поле, ось анизотропии и намагниченность закрепленного слоя направлены вдоль оси  $z$ , ток течет вдоль оси  $x$  перпендикулярно плоскости магнитного перехода. Формула (1) относится к случаю прямого тока, текущего в направлении  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ . Для обратного направления тока в последнем слагаемом в фигурных скобках в правой части (1) следует сделать замену  $M_z \rightarrow (M_z)^{-1}$ . Устойчивому стационарному состоянию соответствует минимум магнитной энергии.

На рисунке 1 показана зависимость энергии от угла между векторами намагниченности свободного и закрепленного слоев  $\chi = \arccos \hat{M}_z$  при  $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$  и различных значениях плотности тока в прямом направлении. При некоторой плотности тока помимо устойчивых стационарных состояний  $\chi = 0$  и  $\chi = \pi$  появляется стационарное неколлинеарное состояние в области  $0 < \chi < \pi/2$ , отделенное потенциальным барьером от состояния  $\chi = 0$ . При пороговом значении плотности тока  $j = j_{th}$  параллельная конфигурация, соответствующая  $\chi = 0$ , становится неустойчивой (минимум превращается в максимум) и система переходит в неколлинеарное состояние при угле  $\chi = \chi_1$  (при заданных значениях параметров  $\chi_1 \approx 70^\circ$ ). При дальнейшем увеличении тока угол  $\chi_1$  изменяется слабо. При уменьшении тока неколлинеарное состояние исчезает при плотности тока, существенно (приблизительно в 3 раза) меньшей порого-



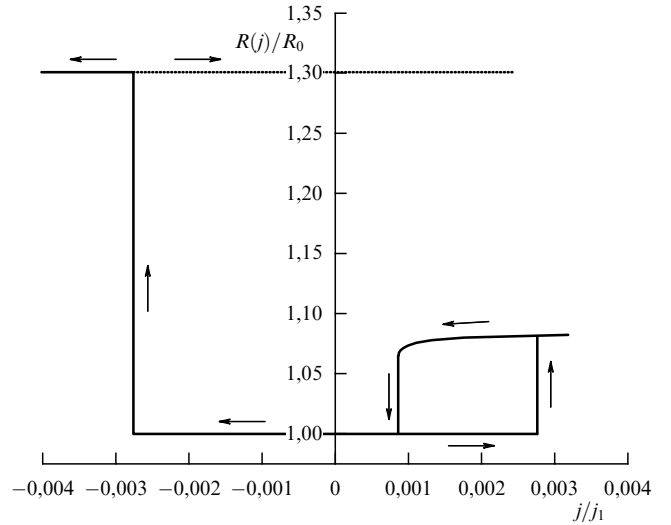
**Рис. 1.** Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации ферромагнитных слоев для прямого тока ( $H = 0$ ,  $H_a/4\pi M = 0,2$ ,  $b = 1$ ,  $\lambda = 0,1$ ,  $Z_1/Z_2 = 100$ ,  $Z_1/Z_3 = 0,1$ ).



**Рис. 2.** Зависимость угла ориентации неколлинеарного состояния  $\chi_1$  от плотности тока. Параметры структуры такие же, как на рис. 1. Стрелками показано направление изменения тока.

вого значения, и система возвращается к исходной параллельной конфигурации. Далее мы придавали углам  $\chi$  и  $\chi_1$  также и отрицательные значения. Отрицательность  $\chi$  или  $\chi_1$  означает, что проекция  $\vec{M}_y$  отрицательна, в то время как при положительных углах  $\chi$  или  $\chi_1$  эта проекция положительна. Зависимость угла  $\chi_1$  от плотности тока показана на рис. 2. Видно, что в широкой области значений плотности тока имеется мультистабильность: одному и тому же значению плотности тока соответствует несколько стационарных состояний. В данной области реализация того или иного из этих состояний зависит от истории изменения тока. Подчеркнем, что неколлинеарные состояния являются неравновесными, существующими лишь в присутствии тока, так что переключение в эти состояния является обратимым.

Ранее отмечалось, что сопротивление магнитного перехода зависит от взаимной ориентации ферромагнитных слоев. Поскольку при возникновении в структуре неколлинеарного стационарного состояния ориентация намагниченности существенно меняется, это должно



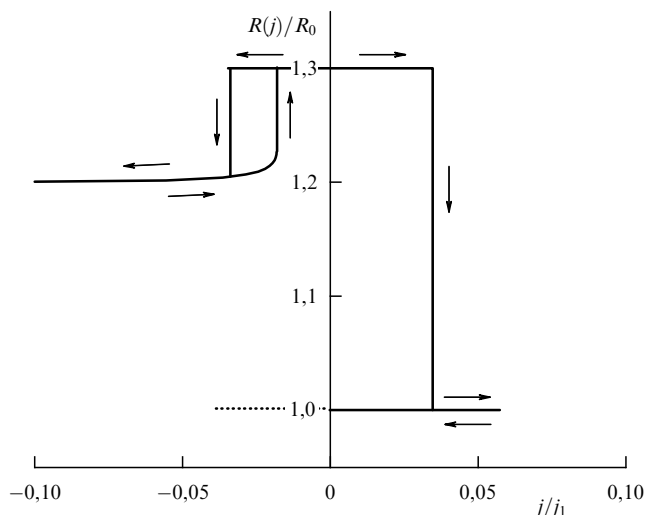
**Рис. 3.** Зависимость относительного сопротивления  $R(j)/R_0$  от плотности тока  $j$  для структуры, в которой при параллельной исходной ориентации ферромагнитных слоев возможно появление неколлинеарного стационарного состояния. Параметры структуры такие же, как на рис. 1. Предполагается, что  $r \equiv R_\pi/R_0 - 1 = 0,3$ , где  $R_0$  и  $R_\pi$  — сопротивления соответственно при параллельной и антипараллельной ориентации.

приводить к изменениям в сопротивлении. Экспериментально именно такие изменения, по-видимому, проще всего обнаружить. На рисунке 3 показана типичная рассчитанная зависимость магнетосопротивления от тока для структуры с  $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$ , когда стационарное состояние возникает при параллельной исходной ориентации слоев с возрастанием тока в прямом направлении ( $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ). Именно эта ситуация поясняется с помощью рис. 1, из которого видно, что в результате неустойчивости при прямом токе возникает минимум при угле  $\chi = \chi_1$ .

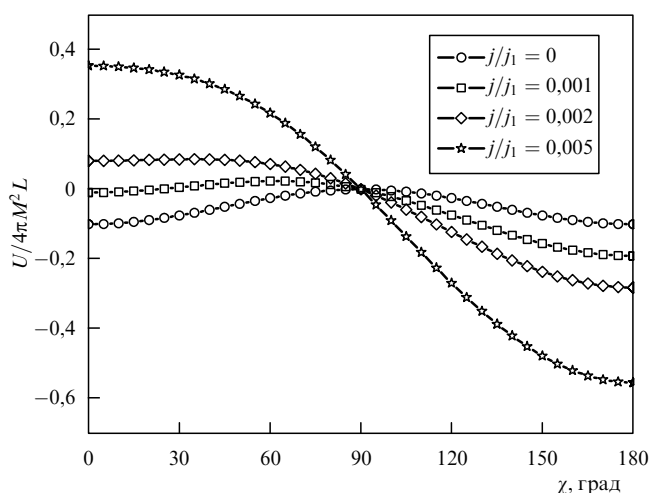
Неколлинеарное стационарное состояние возникает также и при другой (антипараллельной) взаимной ориентации слоев, при другом соотношении спиновых сопротивлений, а именно при  $Z_1 \gg Z_3 \gg Z_2$ , с возрастанием тока в обратном направлении ( $1 \leftarrow 2 \leftarrow 3$ ). Последнее стационарное состояние также приводит к зависимости магнетосопротивления от тока. Пример такой зависимости показан на рис. 4.

Исходная антипараллельная конфигурация ( $\chi = \pi$ ) при  $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$  с возрастанием тока остается устойчивой (функция  $U(\chi)$  при  $\chi = \pi$  имеет минимум (см. рис. 1)). Поскольку в такой конфигурации в свободный слой инжектируются спины, направленные противоположно "собственным" спинам этого слоя, неравновесная спиновая поляризация отрицательна. В условиях высокого уровня инжекции ( $Z_1, Z_3 \gg Z_2$ ) при плотности тока  $\sim 10^7 - 10^8$  А см<sup>-2</sup> может быть достигнута отрицательная полная спиновая поляризация, т.е. инверсия заселенности спиновых подзон. Это открывает возможность создания усилителей и генераторов излучения терагерцевого диапазона на основе переходов между спиновыми подзонами — возможность, о которой ранее было заявлено в работе [14].

На рисунке 5 показана зависимость энергии от угла  $\chi$  при  $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$  и различных значениях плотности тока в обратном направлении. В этом случае параллельная



**Рис. 4.** Зависимость относительного сопротивления  $R(j)/R_0$  от плотности тока  $j$  для структуры, в которой при антипараллельной исходной ориентации ферромагнитных слоев возможно появление неколлинеарного стационарного состояния. Отношение спиновых сопротивлений  $Z_1/Z_3 = 10$ , остальные параметры структуры те же, что и на рис. 1 и 3.



**Рис. 5.** Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации ферромагнитных слоев для обратного тока. Параметры те же, что и на рис. 1.

конфигурация  $\chi = 0$  при пороговой плотности тока  $j = j_{th}$ , той же самой, что и в случае прямого тока, становится неустойчивой и происходит переключение в устойчивую антипараллельную конфигурацию  $\chi = \pi$ . Последняя устойчива также при прямом токе (см. рис. 1), поэтому переключение является необратимым. Такое поведение может быть использовано для реализации одноразовой (архивной) магнитной записи информации спин-поляризованным током. Поскольку в основе процесса лежит sd-обменное взаимодействие с характерной длиной  $\sim 10^{-6}$  см, плотность записи может быть весьма высокой.

## Список литературы

1. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
2. Chen T Y, Ji Y, Chien C L *Appl. Phys. Lett.* **84** 380 (2004)

3. Slonczewski J C J. *Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
4. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
5. Heide C, Zilberman P E, Elliott R J *Phys. Rev. B* **63** 064424 (2001)
6. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *Письма в ЖЭТФ* **76** 189 (2002) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Épshtein É M, Elliott R J *JETP Lett.* **76** 155 (2002)]
7. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *ЖЭТФ* **127** 1138 (2005) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Epshtein E M, Elliott R J *JETP* **100** 1005 (2005)]
8. Elliott R J, Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 122 (2006)
9. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E, cond-mat/0606102
10. Гуляев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 192 (2007) [Gulyaev Yu V et al. *JETP Lett.* **85** 160 (2007)]
11. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Панас А И, Эпштейн Э М *Письма в ЖЭТФ* **86** 381 (2007) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Panas A I, Épshtein É M *JETP Lett.* **86** 328 (2007)]
12. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Крикунов А И, Эпштейн Э М *ЖТФ* **77** (9) 67 (2007) [Gulyaev Yu V, Zilberman P E, Krikunov A I, Épshtein É M *Tech. Phys.* **52** 1169 (2007)]
13. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **312** 200 (2007)
14. Kadigrobov A K et al. *Europhys. Lett.* **67** 948 (2004)

PACS numbers: 72.25.-b, 75.75.+a, 85.75.-d  
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804i.0436

## Обобщенное уравнение Ландау – Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах

А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский

### 1. Введение

Недавно был предложен [1, 2] и экспериментально обнаружен [3–5] новый механизм перемагничивания магнитных тел. Суть его заключается в том, что протекающий через магнитную систему ток переносит не только заряд, но и спин, т.е. является потоком момента импульса. Спиновая поляризация (т.е. отличный от нуля суммарный спиновый момент) тока возникает вследствие обменного взаимодействия при протекании тока через ферромагнетик. Если ток перетекает из ферромагнетика в немагнитный металл, то его поляризация сохраняется на некоторой длине. Однако если поляризованный ток протекает через магнитную систему с неоднородной намагниченностью, то его спиновый момент вынужден адаптироваться к последней. Благодаря локальному сохранению спина изменение момента количества движения тока передается ферромагнетнику; таким образом, дивергенция потока спина приводит к возникновению вращающего момента, действующего на намагниченность. Такой процесс получил название переноса спина (spin transfer). При определенных условиях перенос спина может привести к перемагничиванию магнитных структур, генерации спиновых волн или движению доменных стенок. Этот эффект имеет квантовую природу и представляет несомненный фундаментальный интерес.

Интерес к подобному способу возбуждения намагниченности также стимулируется успехами и проблемами в области создания элементов магнитной памяти MRAM