

Магнитосопротивление и неколлинеарные состояния многослойных ферромагнитных наночастиц

С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, А. Ю. Климов, В. Л. Миронов, И. М. Нефедов, В. В. Рогов, А. А. Фраерман¹⁾, И. А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 13 июля 2011 г.

В работе экспериментально и теоретически исследовано распределение магнитных моментов в многослойных частицах, состоящих из трех ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими прослойками. Экспериментальные данные о магнитном состоянии частиц получены путем измерения их магнитосопротивления. Показано, что в нулевом внешнем поле многослойная частица, обладающая анизотропией типа легкая плоскость, находится в неколлинеарном спиральном состоянии.

Транспортные свойства многослойных ферромагнитных систем существенно зависят от распределения намагниченности в слоях, что является основой для их использования в новых устройствах хранения и обработки информации [1]. Особый интерес представляют структуры с неколлинеарным распределением намагниченности, в которых спиновые и орбитальные степени свободы носителей тока взаимосвязаны [2–5]. Неколлинеарные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах за счет магнитостатического взаимодействия слоев. Устойчивость этих состояний определяется формой частиц. Рассмотрим для простоты три магнитных диска, разделенных диэлектрическими прослойками. Распределение намагниченности в каждом диске будем считать однородным. Магнитостатическое взаимодействие между слоями носит дальнедействующий антиферромагнитный характер и, как показано теоретически [6, 7], приводит к спиральному основному состоянию системы. Такая ситуация реализуется при условии, что энергия взаимодействия между дисками много больше энергии анизотропии, связанной, например, с их формой. Для экспериментального анализа магнитного состояния многослойной частицы можно использовать зависимость ее электросопротивления от внешнего магнитного поля. Предполагая, что полевая зависимость сопротивления многослойной ферромагнитной частицы обусловлена эффектами обменной природы и пропорциональна скалярному произведению магнитных моментов слоев [8], имеем

$$R = R_{01} + R_{02} - R_1 \cos \theta_{12} - R_2 \cos \theta_{23}, \quad (1)$$

где $\theta_{12}(\theta_{23})$ – угол между магнитными моментами первого и второго (второго и третьего) дис-

ков, $R_{01,02} - R_{1,2}$ – сопротивление первого (второго) туннельного контакта при параллельной ориентации магнитных моментов дисков ($\theta_{12} = \theta_{23} = 0$). Магнитное состояние многослойных частиц можно исследовать также методом магнитно-силовой микроскопии. Однако применение этого метода затруднено в силу доминирующего вклада верхнего магнитного слоя в измеряемый сигнал [6]. В отличие от магнитно-силовой микроскопии, исследование магнитосопротивления многослойной частицы позволяет анализировать распределение намагниченности в глубине структуры. В этой работе представлены результаты экспериментального изучения магнитосопротивления многослойных ферромагнитных наночастиц, содержащих три магнитных слоя, разделенных туннельно прозрачными диэлектрическими прослойками. Показано, что в нулевом внешнем поле основным состоянием многослойной частицы, обладающей анизотропией типа легкая плоскость, является спиральное состояние.

На рис. 1 приведено схематическое изображение многослойной магнитной частицы, встроенной в тон-

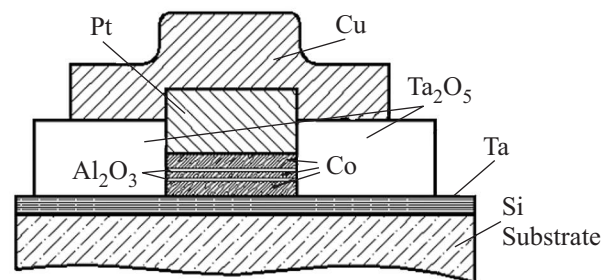


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого образца

копленочную электродную систему для подключения ее к измерительной аппаратуре. Магнитная час-

¹⁾ e-mail: andr@ipmras.ru

тица формировалась из тонкопленочной структуры $\text{Co}(10\text{нм})/\text{AlO}_x(2\text{нм})/\text{Co}(5\text{нм})/\text{AlO}_x(2\text{нм})/\text{Co}(10\text{нм})$. Кобальтовые слои наносились методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Слои AlO_x наносились магнетронным распылением алюминия с последующим плазменным окислением в атмосфере кислорода. Многослойная магнитная структура формировалась на кремниевой подложке с предварительно нанесенным слоем $\text{Ta}(30\text{нм})$ и покрывалась слоем $\text{Pt}(50\text{нм})$. Все металлические слои получены магнетронным распылением в атмосфере аргона. Маска, используемая при травлении, изготавливалась методом электронно-лучевой литографии с применением негативного электронного резиста на электронном микроскопе Supra 50V с литографической приставкой ELPHY PLUS. Рисунок магнитной частицы формировался ионно-лучевым травлением (Ar^+) тонкопленочной структуры до слоя Ta . Изоляция поверхности нижнего танталового электрода осуществлялась нанесением диэлектрической пленки $\text{Ta}_2\text{O}_5(50\text{нм})$ методом реактивного магнетронного распыления тантала в атмосфере аргона и кислорода. Удаление слоя Ta_2O_5 с поверхности в зоне магнитных частиц проводилось методом "lift-off" с использованием остатков маски, применявшейся при травлении. Верхний медный расширенный электрод формировался методом магнетронного распыления и УФ-фотолитографии. Измерения вольт-амперных характеристик и магнитосопротивления наночастиц проводились при комнатной температуре двухконтактным способом с включением в измерительную цепь с помощью механических манипуляторов, осуществляющих прижим заостренных зондов в контактные площадки образца. Измерения проводились при пропускании тока величиной $\sim 1\text{--}50\text{ мкА}$. Характерное сопротивление туннельных структур составляло 10 кОм .

На рис. 2а представлена экспериментальная зависимость относительного изменения сопротивления круглой (диаметр $\sim 250\text{ нм}$) частицы, $r(H) = [R(H) - R(H \rightarrow \infty)]/R(H \rightarrow \infty)$, от внешнего магнитного поля. Направление изменения поля указано на рисунке стрелкой. Минимальным сопротивлением многослойная частица обладает при больших значениях поля, $|H| > 400\text{ Э}$. При малых магнитных полях, $|H| < 200\text{ Э}$, сопротивление исследуемой системы максимально. Следует ожидать, что при больших значениях внешнего магнитного поля магнитные моменты всех дисков параллельны и, согласно формуле (1), сопротивление системы минимально. При уменьшении абсолютной величины магнитного поля происходит разориентация магнитных моментов слоев,

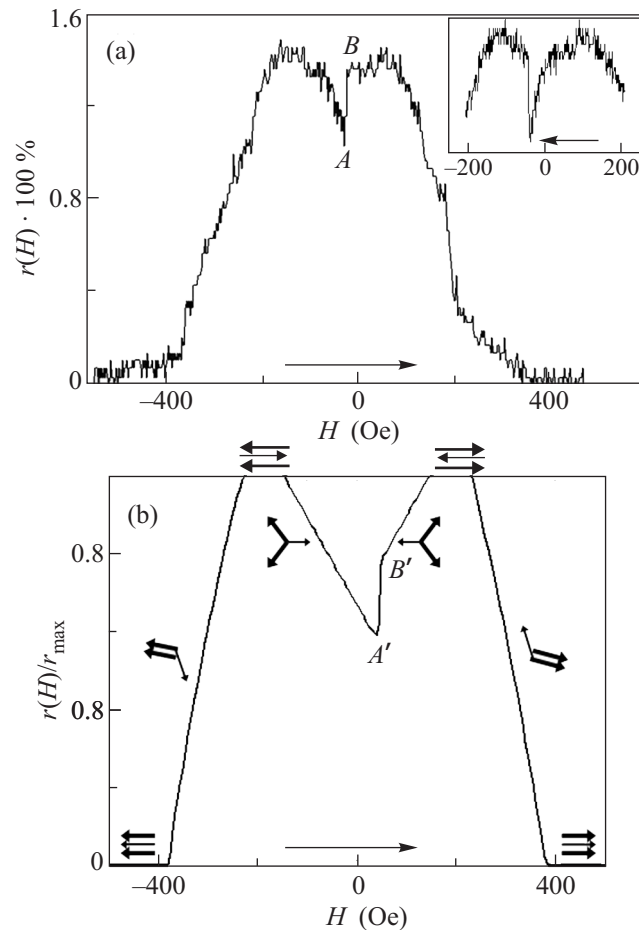


Рис. 2. (а) – Экспериментальная зависимость $r(H)$ для круглой частицы диаметром 250 нм , $\text{Co}(10\text{ нм})/\text{AlO}_x(2\text{ нм})/\text{Co}(5\text{ нм})/\text{AlO}_x(2\text{ нм})/\text{Co}(10\text{ нм})$. Стрелка указывает направление изменения внешнего поля. На вставке показано, что при изменении направления поля положение скачка $A\text{--}B$ меняется. (б) – Результат численного моделирования $r(H)/r_{\text{max}}$. Параметры моделирования: диаметр частицы 250 нм , толщины слоев $\text{F}(10\text{ нм})/\text{I}(2\text{ нм})/\text{F}(5\text{ нм})/\text{I}(2\text{ нм})/\text{F}(10\text{ нм})$. Стрелками схематически изображены направления намагниченности слоев (среднему слою соответствует более тонкая стрелка)

что приводит к возрастанию сопротивления. Наибольший интерес представляет область малых магнитных полей. Достигнув максимума, сопротивление системы вновь убывает. В нулевом внешнем поле относительное изменение сопротивления $r(0)$ составляет $\sim 0.75r_{\text{max}}$, где r_{max} – значение r в максимуме. Изменение направления внешнего поля приводит к резкому возрастанию сопротивления (участок $A\text{--}B$ на рис. 2а). При дальнейшем увеличении поля сопротивление вновь достигает максимума. Такая зависимость сопротивления от внешнего магнитного по-

для позволяет предположить, что в нулевом внешнем поле распределение намагниченностей в слоях неколлинеарно. Пусть максимуму сопротивления соответствует коллинеарное “антиферромагнитное” распределение моментов, а в отсутствие поля реализуется симметричное неколлинеарное состояние $\theta_{12} = \theta_{23} = \theta$. Тогда, используя формулу (1) и экспериментальное значение $r(0) = 0.75r_{\max}$, получим $\theta \approx 120^\circ$.

Для уточнения сценария перемагничивания трехслойной частицы мы провели моделирование этого процесса в рамках простой модели. Допустим, что диски однородно намагничены и взаимодействуют посредством полей рассеяния. Предположение об однородности намагничивания представляется оправданным в силу малых размеров частиц [9]. Пренебрегая магнитной анизотропией дисков, энергию системы запишем в виде

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_{ij} \mathbf{M}_i \mathbf{M}_j - \mathbf{H} \sum_i \mathbf{M}_i, \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{M}_i – пропорциональная объему намагниченность i -го слоя, $e_{ij} \mathbf{M}_j$ – среднее магнитное поле, создаваемое j -м диском в области расположения i -го диска, $e_{ij} > 0$. Это поле для однородно намагниченного диска рассчитывалось без дополнительных предположений. Второе слагаемое есть энергия дисков во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , параллельном их плоскости. Для определения магнитного состояния многослойной частицы численно решалась система релаксационных уравнений для намагниченностей слоев:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = \alpha \left[\mathbf{M}_i \times \left[\mathbf{M}_i \times \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}_i} \right] \right]. \quad (3)$$

На рис. 2b представлена рассчитанная зависимость $r(H)/r_{\max} \approx \frac{1}{2} - \frac{1}{4}(\cos \theta_{12} + \cos \theta_{23})$, которая качественно описывает экспериментальную ситуацию в предположении идентичности ($R_1 = R_2$) туннельных переходов, составляющих многослойную частицу. При больших отрицательных полях магнитные моменты слоев параллельны. Уменьшение величины поля приводит к развороту магнитных моментов слоев. При этом магнитные моменты крайних слоев, имеющих вдвое большую намагниченность по сравнению со средним диском, остаются параллельными. Эта угловая фаза есть результат конкуренции упорядочивающего действия внешнего магнитного поля и магнитостатического взаимодействия слоев. При дальнейшем уменьшении магнитного поля последний фактор становится доминирующим и система приходит в антиферромагнитное состояние,

соответствующее максимуму сопротивления. В силу фрустрации в ориентации магнитных моментов крайних слоев в нулевом внешнем магнитном поле многослойная частица переходит в неколлинеарное спиральное состояние. При этом угол разориентации $\theta \approx 110^\circ$, что близко к экспериментально найденному значению. Спиральное состояние характеризуется средней намагниченностью, направление которой совпадает с направлением внешнего поля, из которого происходило размагничивание. С этим связана особенность в поведении системы при изменении знака поля. В малых положительных магнитных полях происходит разворот спирали с резким изменением угла между магнитными моментами слоев (скачок $A'-B'$ на рис. 2b). Таким образом, система характеризуется гистерезисом в расположении скачка $A'-B'$, который соответствует перевороту спирали при изменении знака внешнего поля. Отметим, что этот гистерезис наблюдался нами экспериментально (см. вставку на рис. 2a). Дальнейшее увеличение поля ведет последовательно к антиферромагнитному упорядочению (максимум сопротивления), угловой фазе и ферромагнитному состоянию системы. Для совпадения теоретической и экспериментальной зависимостей мы выбрали заниженное значение магнитного момента насыщения ферромагнитных слоев, $M_{\text{Co}} = 350$ Гс. По всей видимости, это несоответствие связано с формированием квазиоднородных состояний в частицах, влиянием на перемагничивание температурных флуктуаций и других факторов, не учтенных в модели (2).

Следует ожидать, что при увеличении анизотропии частиц угловые фазы будут неустойчивыми и на зависимости сопротивления от магнитного поля будут наблюдаться особенности, соответствующие переходам между коллинеарными фазами. По изменению сопротивления при переходе между коллинеарными фазами можно сделать вывод о соотношении сопротивлений туннельных переходов и тем самым проверить гипотезу об идентичности двух туннельных переходов, составляющих многослойную структуру. С этой целью были изготовлены многослойные частицы, имеющие примерно те же толщины слоев, что и у первого образца, но с латеральными размерами 100×200 нм². В качестве ферромагнитных слоев были использованы пленки CoFe, коэрцитивность которых больше коэрцитивности пленок Co, которые, однако, позволяют добиться более высоких значений $r(H)$. На рис. 3 представлена зависимость относительного изменения сопротивления такого образца от внешнего поля, приложенного вдоль длинной оси частицы. Действительно, наблюдаются скачки

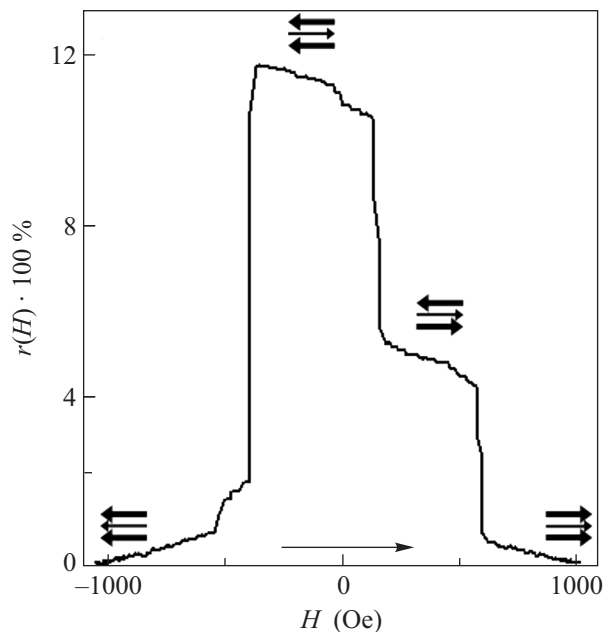


Рис. 3. Экспериментальная зависимость $r(H)$ для “эллиптической частицы” с латеральными размерами $200 \times 100 \text{ nm}^2$, толщины слоев $\text{CoFe}(10 \text{ nm})/\text{AlO}_x(2 \text{ nm})/\text{CoFe}(5 \text{ nm})/\text{AlO}_x(2 \text{ nm})/\text{CoFe}(10 \text{ nm})$. Магнитное поле приложено вдоль длинной оси частицы; направление его изменения указано стрелкой

сопротивления, соответствующие переходам между коллинеарными состояниями, отмеченными на рисунке. Используя экспериментальные данные, получаем, что “магнитозависимые” части сопротивлений переходов $R_{1,2}$ (см. формулу (1)) отличаются не более чем на 20%. Этот эксперимент указывает, во-первых, на достаточно высокую идентичность двух последовательно соединенных туннельных переходов, составляющих исследуемую структуру, а во-вторых, на принципиальное значение анизотропии для формирования неколлинеарных состояний. Отметим, что наличие у многослойной анизотропной частицы трех устойчивых в нулевом поле состояний представляет интерес в плане использования подобной системы в устройствах хранения и обработки информации.

Итак, в работе экспериментально и теоретически исследовано распределение магнитных моментов в многослойной частице, состоящей из трех ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими

прослойками. Экспериментальные данные по магнитному состоянию системы получены путем измерения ее магнитосопротивления. Показано, что в нулевом внешнем поле многослойная частица, обладающая анизотропией типа легкая плоскость, находится в неколлинеарном спиральном состоянии. Этот результат открывает дополнительные возможности для изучения процессов спиновой аккумуляции [10], перемангничивания спин-поляризованным током [11], нелинейных спин-зависимых транспортных явлений [12, 13] и эффектов близости в структурах ферромагнетик/сверхпроводник [14].

Авторы благодарят Н.К. Вдовичеву за помощь в проведении расчетов. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (# 11-02-97081-р_поволжье.а, 11-02-00294-а), ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (# П348, П417).

1. J.-G. Zhu, Proceedings of IEEE **96**, 1786 (2008).
2. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, B.I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
3. P. Balazs, M. Gmitra, and J. Barnas, Phys. Rev. B **80**, 174404 (2009).
4. A. Aziz, O.P. Wessely, M. Ali et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 237203 (2009).
5. V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Romashev et al., Phys. Rev. B **54**, 15958 (1996).
6. A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev et al., J. Appl. Phys. **103**, 073916 (2008).
7. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман, Письма в ЖЭТФ **93**, 809 (2011).
8. J.C. Slonczewski, Phys. Rev. B **39**, 6996 (1989).
9. R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, and A.O. Adeyeye, Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).
10. S. Urazhdin, R. Loloee, and W.P. Pratt, Jr., Phys. Rev. B **71**, 100401R (2005).
11. O. Wessely, B. Skubic, and L. Nordström, Phys. Rev. Lett. **96**, 256601 (2006).
12. A.A. Fraerman and O.G. Udalov, Phys. Rev. B **77**, 94401 (2009).
13. D. Herranz, F.G. Aliev, C. Tiusan et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 047207 (2010).
14. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).