

05

Термочувствительный спиновый клапан на основе искусственного ферримагнетика: процесс намагничивания в широком диапазоне полей

© А.В. Свалов¹, Е.А. Степанова¹, В.О. Васьковский^{1,2}, Г.В. Курляндская^{1,3}

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева РАН, Екатеринбург, Россия

³ Университет Страны Басков, Бильбао, Испания

E-mail: andrey.svalov@urfu.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Разработаны, получены и исследованы пленочные структуры типа Gd-Co/Co/Cu/Co, обладающие свойствами термочувствительных спиновых клапанов. Для них представлены результаты магнитных и магниторезистивных измерений в широком диапазоне полей и температур. Показано, что возникновение неколлинеарной магнитной структуры в системе Gd-Co/Co существенным образом влияет на форму магниторезистивной петли гистерезиса. Величина критических полей перемагничивания зависит от температуры и может варьироваться за счет изменения соотношения толщин слоев пленочной системы.

Ключевые слова: спиновый клапан, ферримагнетизм, магнитосопротивление.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48107.13N

1. Введение

Концепция термочувствительного спинового клапана, а также возможность ее реализации были предложены и продемонстрированы сравнительно недавно [1–3]. В качестве такого клапана в работе [1] была использована многослойная структура типа Gd-Co/Co/Cu/Co, в которой термочувствительность обеспечивается выраженной температурной зависимостью коэрцитивной силы двухслойной пленки Gd-Co/Co, являющейся искусственным ферримагнетиком и выполняющей роль одного из рабочих слоев клапана. Обменносвязанная двухслойная пленка Gd-Co/Co ведет себя как единое целое под воздействием относительно слабых магнитных полей. Структура работает на основе того, что величины коэрцитивной силы двухслойной пленки Gd-Co/Co и свободного слоя Co различаются, делая возможным последовательное послойное перемагничивание многослойной пленки Gd-Co/Co/Cu/Co. Магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на многослойной структуре Gd-Co/Co/Cu/Co в относительно малых полях, имеет вид, характерный для спиновых клапанов, электрическое сопротивление которых зависит от взаимной ориентации намагниченности слоев Co, разделенных прослойкой меди (вставка на рис. 1).

Известно также, что в двухслойной системе Gd-Co/Co возможно возникновение неколлинеарной магнитной структуры под воздействием относительно сильного магнитного поля, эволюция которой сопровождается, в том числе, изменением электрического сопротивления

пленки [4,5]. Таким образом, можно ожидать нетривиального изменения электрического сопротивления спинового клапана GdCo/Co/Cu/Co в широком диапазоне магнитных полей, как это наблюдалось, в частности, на спиновом клапане на основе синтетического антиферромагнетика [6].

2. Методика исследований

Многослойные пленки Gd-Co(35 nm)/Co(t_{Co})/Cu(t_{Cu})/Co(7 nm) были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления соответствующих мишеней. Для формирования ферримагнитного слоя Gd-Co использовалась мозаичная мишень, представляющая собой диск Co с равномерно распределенными на нем таблетками Gd. Химический состав слоев Gd-Co был определен на специально полученных однослойных пленках с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и составил Gd₂₃Co₇₇. Величины t_{Co} и t_{Cu} варьировались в интервале от 1 до 7 nm. В процессе осаждения пленок в плоскости подложек прикладывалось постоянное магнитное поле напряженностью 250 Oe для создания в пленках наведенной одноосной магнитной анизотропии. Рентгеноструктурные исследования показали, что слои Co и Cu находились в нано-кристаллическом, а слой Gd-Co в аморфном состоянии. Температурные и полевые зависимости магнитного момента образцов измерялись с помощью СКВИД-магнитометра MPMS XL7 EC. Магниторезистивные петли гистерезиса были получены с использованием четы-

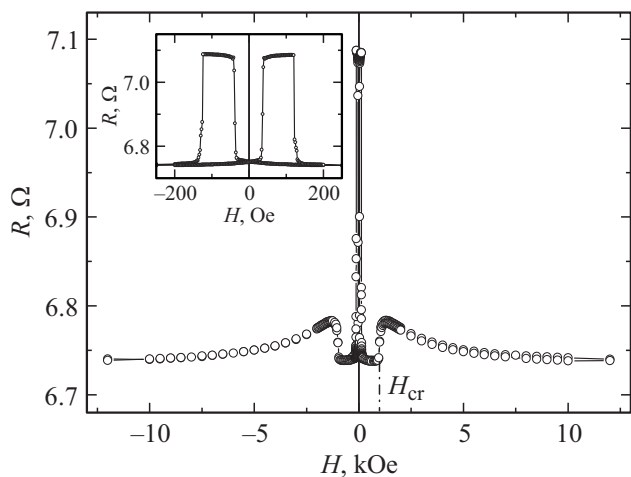


Рис. 1. Магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 225$ К. На вставке показана часть петли в области малых полей.

резондового метода на установке PPMS DynaCool 9T, внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси легкого намагничивания образца и параллельно току. Величина эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) определялась как $[(R_{\max} - R_{\min})/R_{\max}] \times 100\%$, где R_{\max} и R_{\min} — максимальное и минимальное значения электросопротивления, полученные в результате анализа магниторезистивных петель гистерезиса.

3. Полученные результаты

На рис. 2, *a* в качестве примера представлена магнитометрическая петля гистерезиса, измеренная на образце GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при температуре $T = 225$ К, а на рис. 2, *b* показана в увеличенном масштабе центральная часть этой петли. Видно, что при амплитуде поля измерения H , не превышающей 0.9 кОе, петля представляет собой суперпозицию двух петель гистерезиса, соответствующих независимому перемагничиванию свободного слоя Co (слой Co, отделенный прослойкой Cu) и обменно-связанной двухслойной пленки Gd-Co/Co.

Ферромагнитный характер пленки Gd-Co/Co подтверждается специфическим видом температурной зависимости магнитного момента $M(T)$, измеренной на образце GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $H = 0.5$ кОе (рис. 3, *a*). При $T = 180$ К в пленке Gd-Co/Co реализуется состояние магнитной компенсации, т.е. магнитный момент подсистемы Gd становится равным по модулю и противоположно направленным магнитному моменту подсистемы Co.

Ниже температуры компенсации T_{comp} в пленке превалирует магнитный момент подсистемы Gd, а при более высоких температурах преобладает магнитный момент кобальтовой подсистемы. Во внешнем магнитном поле

вдоль направления поля выстраивается преобладающий магнитный момент. Отличный от нуля сигнал от образца при $T_{\text{comp}} = 180$ К обусловлен магнитным моментом свободного слоя Co. Определенная путем деления данного сигнала на объем слоя Co намагниченность составила 1100 Г, что меньше намагниченности объемного кобальта (1420 Г). Полученное заниженное значение намагниченности Co может быть обусловлено как размерным фактором [7], так и эффективным уменьшением объема слоя Co за счет его частичного поверхностного окисления

Анализ петель гистерезиса, измеренных при разных температурах, позволил определить температурную зависимость коэрцитивной силы H_c свободного слоя Co и двухслойной пленки Gd-Co/Co (рис. 3, *b*). Резкий рост H_c двухслойной пленки Gd-Co/Co вблизи T_{comp} является еще одним подтверждением ферромагнетизма системы Gd-Co/Co.

Увеличение амплитуды поля измерения приводит к появлению на магнитометрических петлях гистерези-

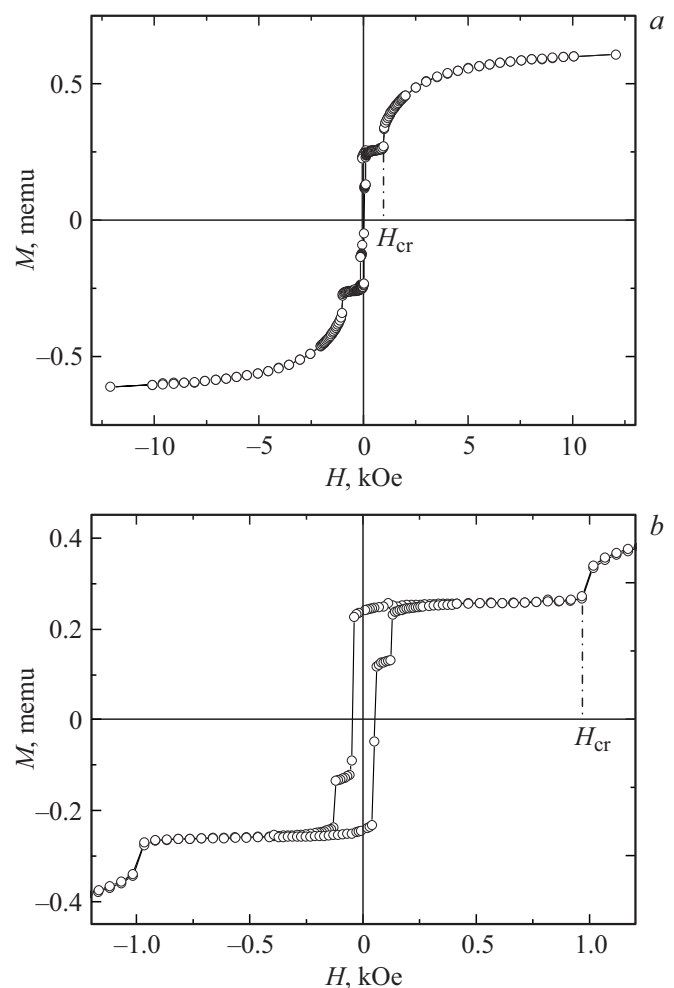


Рис. 2. Магнитометрическая петля гистерезиса, измеренная на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 225$ К (*a*), центральная часть этой петли в области малых полей (*b*).

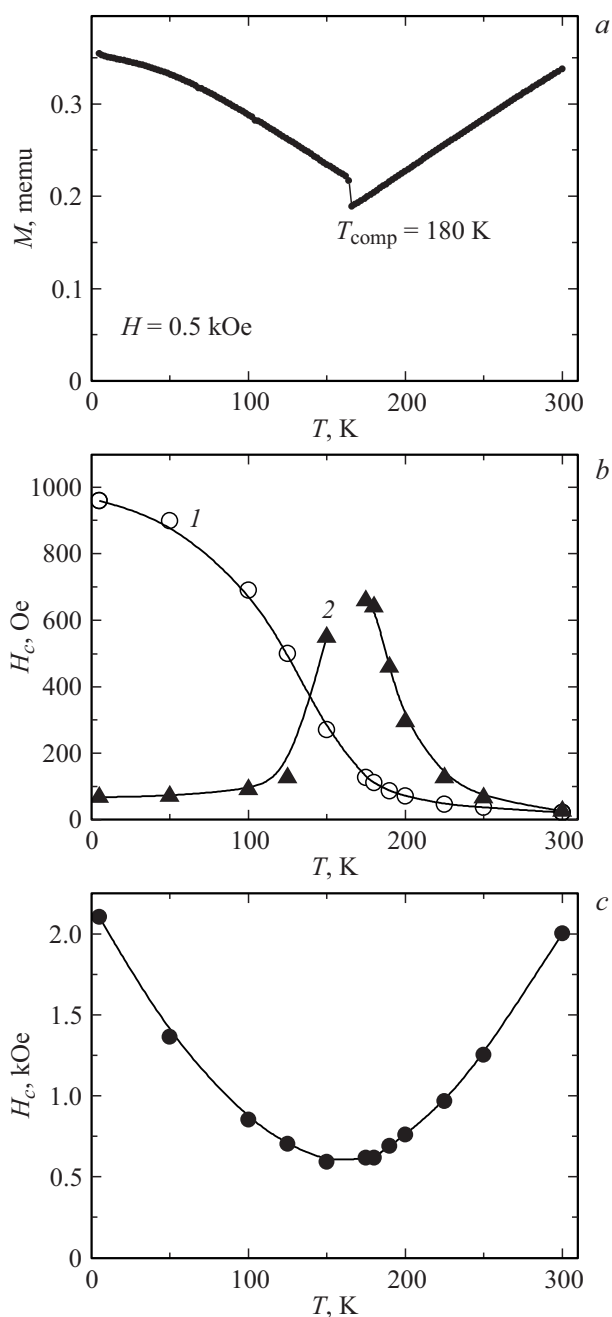


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного момента (а), коэрцитивной силы свободного слоя Co (кривая 1) и двухслойной пленки Gd-Co/Co (кривая 2) (b) и критического поля (c) для образца GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm).

са характерных изломов, соответствующих возникновению неколлинеарной магнитной структуры в пленке Gd-Co/Co при $H = H_{\text{cr}}$ (рис. 2). Величина H_{cr} уменьшается при приближении к T_{comp} (рис. 3, c) подобно тому, как это происходит в объемных ферромагнетиках [8].

Последующий рост поля вызывает эволюцию магнитной структуры, в результате которой магнитные моменты двух слоев Co и слоя Gd-Co оказываются выстроенными вдоль направления внешнего поля.

Описанный выше процесс намагничивания спинового клапана GdCo/Co/Cu/Co находит свое отражение в особенностях магниторезистивных петель гистерезиса. На рис. 1 в качестве примера представлена такая петля, измеренная на образце GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при температуре $T = 225$ K, а на вставке показана в увеличенном масштабе центральная часть этой петли. Независимое перемагничивание свободного слоя Co и обменно-связанной двухслойной пленки Gd-Co/Co в области малых полей приводит к изменению взаимной ориентации намагниченностей слоев Co, разделенных прослойкой меди, что вызывает изменение электрического сопротивления многослойной структуры вследствие реализации эффекта гигантского магнитосопротивления. Возникновение неколлинеарной магнитной структуры в двухслойной пленке Gd-Co/Co при $H = H_{\text{cr}}$ сопровождается отклонением магнитного момента слоя Co от направления поля, что вызывает изменение сопротивления пленочной структуры. Строго говоря, изменение сопротивления может быть связано как с анизотропным магниторезистивным эффектом (АМР) в слое Co, так и с эффектом ГМС вследствие нарушения параллельности магнитных моментов слоев Co, разделенных прослойкой меди. В данной геометрии реализация АМР должна приводить к уменьшению электросопротивления [9], а на эксперименте наблюдается его увеличение, поэтому основной вклад в изменение сопротивления обусловлен эффектом ГМС. Постепенное выстраивание магнитных моментов всех слоев вдоль направления поля при его увеличении ожидается сопровождается уменьшением сопротивления спинового клапана.

При переходе через температуру компенсации пленки Gd-Co/Co изменяется знак наблюдаемого на спиновом клапане GdCo/Co/Cu/Co эффекта ГМС [1]. Кроме того, вблизи T_{comp} заметно меняется форма магниторезистивных петель (рис. 4). Это связано с тем, что в окрестностях T_{comp} величины H_c пленки Gd-Co/Co и H_{cr} становятся сравнимы (рис. 3, b, c), потому неколлинеарная магнитная структура возникает еще до того, как закончится перемагничивание пленки Gd-Co/Co как единого целого.

При $T < 140$ K изменяется очередность перемагничивания свободного слоя Co и пленки Gd-Co/Co, так как коэрцитивная сила последней становится меньше, чем у свободного слоя Co (рис. 3, b). Это практически не сказывается на величине эффекта ГМС, наблюдаемого в области малых полей и составляющего примерно 3.5% (рис. 1 и 5).

Удаление от T_{comp} в область низких или высоких температур заметно сказывается на величине ГМС, обусловленного возникновением неколлинеарной магнитной структуры (рис. 1 и 5). Это связано с тем, что при высоких температурах в двухслойной пленке Gd-Co/Co преобладает магнитный момент кобальтовой подсистемы, поэтому при возникновении неколлинеарной фазы отклонение магнитного момента Co от направления

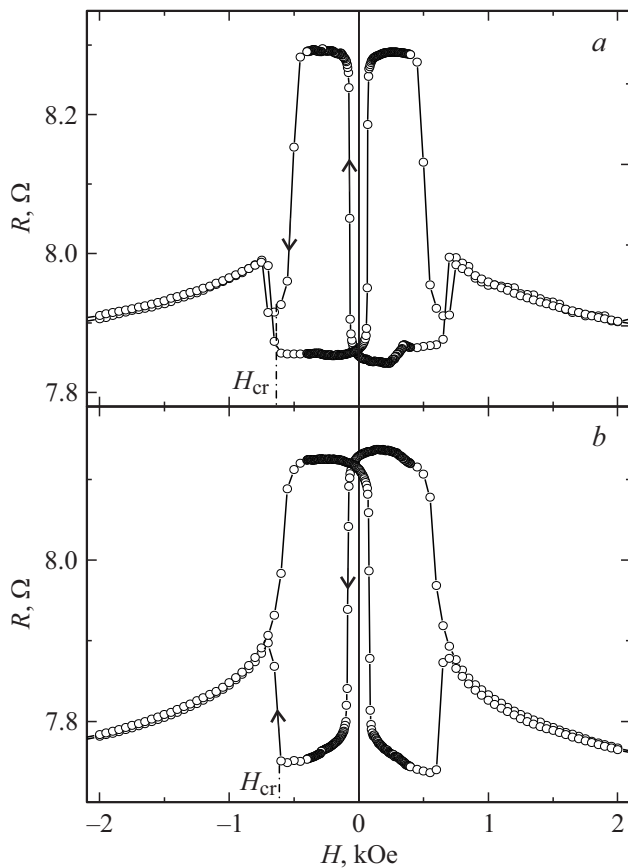


Рис. 4. Магниторезистивные петли гистерезиса, измеренные на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 190$ К (a) и $T = 170$ К (b).

внешнего магнитного поля не превышает 90° , и этот угол отклонения уменьшается с увеличением температуры. И наоборот, при низких температурах в двухслойной пленке Gd-Co/Co преобладает магнитный момент подсистемы Gd, поэтому до возникновения неколлинеарной фазы магнитный момент слоя Co направлен против внешнего магнитного поля, а при ее эволюции изменяет свое направление на 180° , тем самым изменяя ориентацию относительно магнитного момента свободного слоя Co от антипараллельной до параллельной. Таким образом, величина ГМС оказывается одинаковой как при послойном перемагничивании спинового клапана GdCo/Co/Cu/Co в области относительно малых полей, так и при эволюции неколлинеарной фазы в больших полях (рис. 5).

Значительное увеличение H_c свободного слоя Co при $T < 170$ К может быть обусловлено не только температурной зависимостью магнитокристаллической анизотропии кобальта, но и влиянием поверхностного антиферромагнитного оксида кобальта. Известно, что в системе Co/CoO при температурах ниже температуры Нееля (T_N) оксида кобальта возникает однонаправленная анизотропия, проявляющаяся в смещении петли гистерезиса Co и увеличении его коэрцитивной силы [10].

Для массивного образца CoO $T_N = 289$ К [11]. Однако, хорошо известно, что вследствие влияния размерного фактора T_N резко уменьшается, если толщина пленки составляет единицы нанометров [12]. Если предположить, что эффективное уменьшение намагниченности свободного слоя Co связано с его поверхностным окислением, то толщина CoO будет составлять ~ 1.5 nm. Вполне логично предположить, что для такой толщины CoO T_N может составлять примерно 170 К. Для реализации смещения петли гистерезиса требуется выполнение условия $K_{CoO} \times t_{CoO} \geq J_{int}$, где K_{CoO} — константа анизотропии CoO, t_{CoO} — толщина CoO, J_{int} — константа межслойной связи на границе раздела Co/CoO [13]. В нашем случае данное условие, по-видимому, не выполняется, так как отсутствует смещение петли магнитного гистерезиса свободного слоя Co, и лишь увеличивается его коэрцитивная сила.

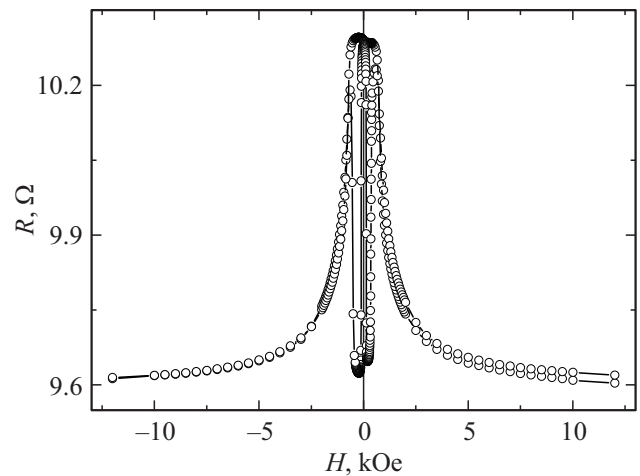


Рис. 5. Магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 125$ К.

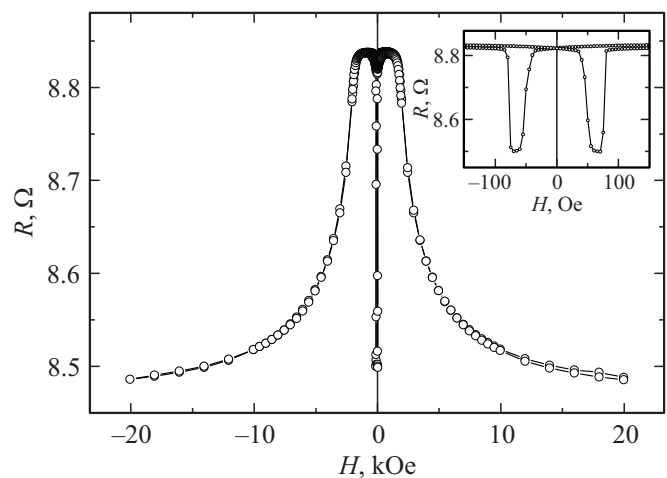


Рис. 6. Магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(3 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 190$ К.

Изменением химического состава слоя Gd-Co, а также толщин слоев в двухслойной пленке Gd-Co/Co можно варьировать величину T_{comp} , а, следовательно, и форму магниторезистивной петли гистерезиса при заданных температурах. В качестве примера на рис. 6 показана магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(3 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при $T = 190$ К. Она заметно отличается от петли, измеренной на спиновом клапане GdCo(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(5 nm)/Co(7 nm) при той же температуре (рис. 4, а), но подобна петле, измеренной на нем при $T = 125$ К. Таким образом, варьируя параметры слоев в системе Gd-Co/Co можно добиться максимального возможного для спинового клапана GdCo/Co/Cu/Co изменения сопротивления при эволюции неколлинеарной магнитной структуры под воздействием внешнего магнитного поля.

Полученный набор характеристик показывает, что спиновый клапан на основе искусственного ферримагнетика обладает не только способностью работать в режиме триггера, поле срабатывания которого зависит от температуры, но и монотонно изменять свое сопротивление под действием внешнего магнитного поля, что может использоваться, например, для создания детекторов прецизионного определения положения объекта.

4. Заключение

Пленочные структуры типа Gd-Co/Co/Cu/Co были разработаны, получены и исследованы с целью создания термочувствительных спиновых клапанов, адаптированных к работе в широком диапазоне полей и температур. На основе исследования закономерностей перестройки магнитной структуры спиновых клапанов GdCo/Co/Cu/Co во внешнем магнитном поле установлено, что коллинеарная магнитная структура приобретает неколлинеарный характер в результате возникновения угловой фазы в двухслойной пленке GdCo/Co. Форма магниторезистивной петли, измеренной на спиновом клапане, зависит от температуры и параметров слоев пленки GdCo/Co. Представленные результаты могут служить основанием для расширения функциональных возможностей спиновых клапанов.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-00236-а).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy. Appl. Phys. Lett. **108**, 063504 (2016).
- [2] M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova, V. Proglyado, I. Kamensky, T. Krinitsina, M. Ryabukhina, V. Ustinov. J. Appl. Phys. **121**, 123902 (2017).
- [3] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.П. Криницина, В.В. Макаров, М.В. Рябухина, Т.А. Чернышова, И.К. Максимова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов. ФММ **119**, 817 (2018).
- [4] В.О. Васковский, А.В. Свалов, К.Г. Бальмов, Г.В. Курляндская, А.Н. Сорокин. ФТТ **50**, 1424 (2008).
- [5] J.P. Andrés, J.A. González, T.P.A. Hase, B.K. Tanner, J.M. Riveiro. Phys. Rev. B **77**, 144407 (2008).
- [6] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, В.В. Устинов. Наноинженерия **12**, 15 (2015).
- [7] A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, G.V. Kurlyandskaya. Phys. Met. Metallogr. **118**, 1263 (2017).
- [8] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
- [9] B.D. Cullity, C.D. Graham. Introduction to Magnetic Materials. 2nd ed. Jon Wiley and Sons, New Jersey (2009). 544 p.
- [10] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [11] M.D. Reichtin, S.C. Moss, B.L. Averbach. Phys. Rev. Lett. **24**, 1485 (1970).
- [12] X.Y. Lang, W.T. Zheng, Q. Jiang. Phys. Rev. B **73**, 224444 (2006).
- [13] W.H. Meiklejohn. J. Appl. Phys. Suppl. **33**, 1328 (1962).

Редактор Д.В. Жуманов