

УДК 537.622

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВЕЛИЧИНУ МЕЖСЛОЕВОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ Co/Pd/Co

© 2024 г. И. В. Шашков^{a, b, *}, Ю. П. Кабанов^a, Р. С. Евстигнеев^a, В. С. Горнаков^a

^aИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432 Россия

^bМИРЭА – Российский технологический университет

119454, Москва, Россия

*e-mail: shav@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 21.08.2023 г.

Принята к публикации 21.08.2023 г.

С использованием керр-микроскопии исследован процесс перемагничивания гетероструктуры Co(0.4 нм)/Pd(6 нм)/Co(0.4 нм) в диапазоне температур 15–300 К. Получена температурная зависимость поля зарождения доменов в намагниченном до насыщения образце. Показано, что поле зарождения в обоих ферромагнитных слоях монотонно убывает с ростом температуры. Обнаружена область неустойчивых температур 160–174 К, ниже которых сквозные домены новой фазы зарождаются одновременно в обоих слоях, тогда как в указанной области домены также одновременно зарождаются в разных слоях, но в разных местах образца. Получена температурная зависимость эффективного поля H_J межслоевого обменного взаимодействия, которое увеличивает или уменьшает давление на доменную границу в зависимости от того, суммируется ли это поле с внешним полем или вычитается из него.

Ключевые слова: магнитные домены, гетероструктуры, эффект Керра, ползучесть, межслоевое обменное взаимодействие, перпендикулярная магнитная анизотропия.

DOI: 10.31857/S1028096024020089, EDN: BAIGJB

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные магнитные пленки с перпендикулярной магнитной анизотропией обладают уникальными физическими свойствами и могут быть использованы для создания магниторезистивной оперативной памяти и устройств на основе передачи спинового момента [1]. В таких структурах процесс перемагничивания тонких ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой тяжелого металла, обусловлен не только ферромагнитным взаимодействием внутри слоя, но и взаимодействием между соседними слоями [2]. Это межслоевое взаимодействие складывается благодаря действию нескольких механизмов: взаимодействию через электроны проводимости, осциллирующему между ферро- и антиферромагнитным обменом в зависимости от толщины немагнитной прослойки [3], магнитостатическому взаимодействию из-за шероховатости границ раздела [4], эффекту близости между слоями ферромагнетика и тяжелого металла с сильной спин-орбитальной связью [2, 5]. В результате действия этих механизмов процесс перемагничивания слоев может быть очень неод-

нородным и трудным для понимания [6]. В [7, 8] было установлено, что при увеличении толщины немагнитной прослойки наблюдается переход от связанного перемагничивания слоев к независимому. Понижение температуры также приводит к сильному изменению межслоевого взаимодействия, которое отражается на перемагничивании многослойных структур [9].

Движение доменных границ в отдельном тонком слое в слабых магнитных полях происходит в режиме ползучести [10, 11]. В этом режиме скорость доменной границы подчиняется закону Аррениуса в следующей форме:

$$v = v_d \exp(-AH^{-0.25}), \quad (1)$$

где A – константа, характеризующая энергетические барьеры, которые преодолевает доменная граница, v_d – характерная скорость ее движения, когда энергетический барьер становится несущественным, H – внешнее магнитное поле, преодолевающее энергетический барьер. Множество работ, посвященных изучению ползучести, показали, что параметры A и v_d сильно связаны между собой и определяются типом материала,

толщиной ферромагнитного слоя, температурой и другими параметрами [12–16]. В [17, 18] рассматривали трехслойные гетероструктуры и влияние закрепленного ферромагнитного слоя, отделенного прослойкой Pt, на движение границы в свободном слое. Авторы показали, что в этом случае скорость доменных границ описывается в рамках теории ползучести. Межслоевое взаимодействие влияет только на эффективное магнитное поле, действующее на движущуюся границу, и не влияет на количество и высоту энергетических барьеров, препятствующих движению.

В настоящей работе изучено перемагничивание трехслойной структуры Co/Pd/Co с помощью эффекта Керра в широком диапазоне температур. Из анализа влияния межслоевого обмена на скорости доменных границ при перемагничивании верхнего слоя в поле, действующем вдоль намагниченности нижнего слоя или в противоположном направлении, получена зависимость поля межслоевого обмена от температуры.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе методом керр-микроскопии исследовали перемагничивание гетероструктуры Ta(2 нм)/Pd(1 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(6 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(1 нм)/Ta(2 нм), нанесенной на окисленную кремниевую подложку площадью $5 \times 5 \text{ мм}^2$ при комнатной температуре в ходе магнетронного напыления. Измерения проводили в широком диапазоне температур 15–300 К в оптическом проточном криостате. Ошибка измерения температуры составляла не более 2 К. Магнитное поле напряженностью до 2500 Э, перпендикулярное плоскости пленки, создавали с помощью соленоида.

Скорость доменных границ измеряли по следующей методике. Сначала в поле зрения микроскопа формировалась доменная граница, затем прикладывали прямоугольный импульс магнитного поля, длительность которого варьировалась от 6 мс до 0.6 с. Смещение фиксировали по разнице положений границы до и после приложения импульса. Ошибка определения скорости не превышала 10% от измеренной величины.

Для определения поля зарождения доменов новой фазы сначала образец намагничивали в поле 2000 Э до насыщения и затем прикладывали поле противоположной полярности, постепенно увеличивая амплитуду до момента зарождения доменов новой фазы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При комнатной температуре наблюдаются три уровня интенсивности отраженного света,

соответствующие различным направлениям намагниченности в слоях. Каждый слой образца перемагничивается независимо от другого. Сначала домены зарождаются и растут в одном слое, затем после увеличения поля в другом. Центры зарождения новых доменов в слоях не совпадают. Исходя из анализа интенсивности отраженного света [19] был сделан вывод, что сначала перемагничивается верхний слой, затем нижний. На рис. 1а приведена зависимость поля зарождения доменов от температуры. Видно, что при комнатной температуре разница между полем зарождения в верхнем и нижнем слоях около 80 Э. С понижением температуры поля зарождения доменов в верхнем и нижнем слоях постепенно увеличиваются. Однако разница полей зарождения остается примерно равной 80–100 Э. При температуре $T_{\text{CR}} = 170 \text{ К}$ картина перемагничивания резко изменяется. На рис. 1б–г проиллюстрировано зарождение и последующий рост новых доменов в поле 270 Э. Сначала появляется новый домен сразу в двух слоях: на рис. 1б различимы два уровня интенсивности – светлый и темный, которые соответствуют одинаковым направлениям намагниченности в слоях вниз или вверх. Затем доменная граница в верхнем слое опережает границу в нижнем слое – на рис. 1в–г наблюдается промежуточный уровень интенсивности, соответствующий противоположному направлению векторов намагниченности в слоях. Поскольку скорости доменных границ в верхнем слое значительно выше, они быстро заметают весь образец. В нижнем слое границы остаются в местах, где граница верхнего слоя их опередила. Примеры участков таких границ указаны стрелками. Для дальнейшего роста нижнего домена требуется увеличение магнитного поля примерно на 30 Э. При понижении температуры схожая картина сохраняется, с той лишь разницей, что скорость доменной границы в верхнем слое понижается, а в области, где оба слоя перемагничены, становится больше. При температуре ниже 160 К не наблюдается промежуточный уровень интенсивности, т.е. оба слоя становятся связанными и перемагничиваются одновременно. Зависимость поля зарождения доменов от температуры плавно продолжает расти и продлевает зависимость, полученную для поля зарождения доменов в верхнем слое.

Наблюдаемый в кинетике перемагничивания слоев переход от несвязанного перемагничивания к коррелированному однозначно указывает на то, что ферромагнитное упорядочение слоев становится более выгодным при низких температурах, т.е. с понижением температуры усиливается межслоевое обменное взаимодействие ферромаг-

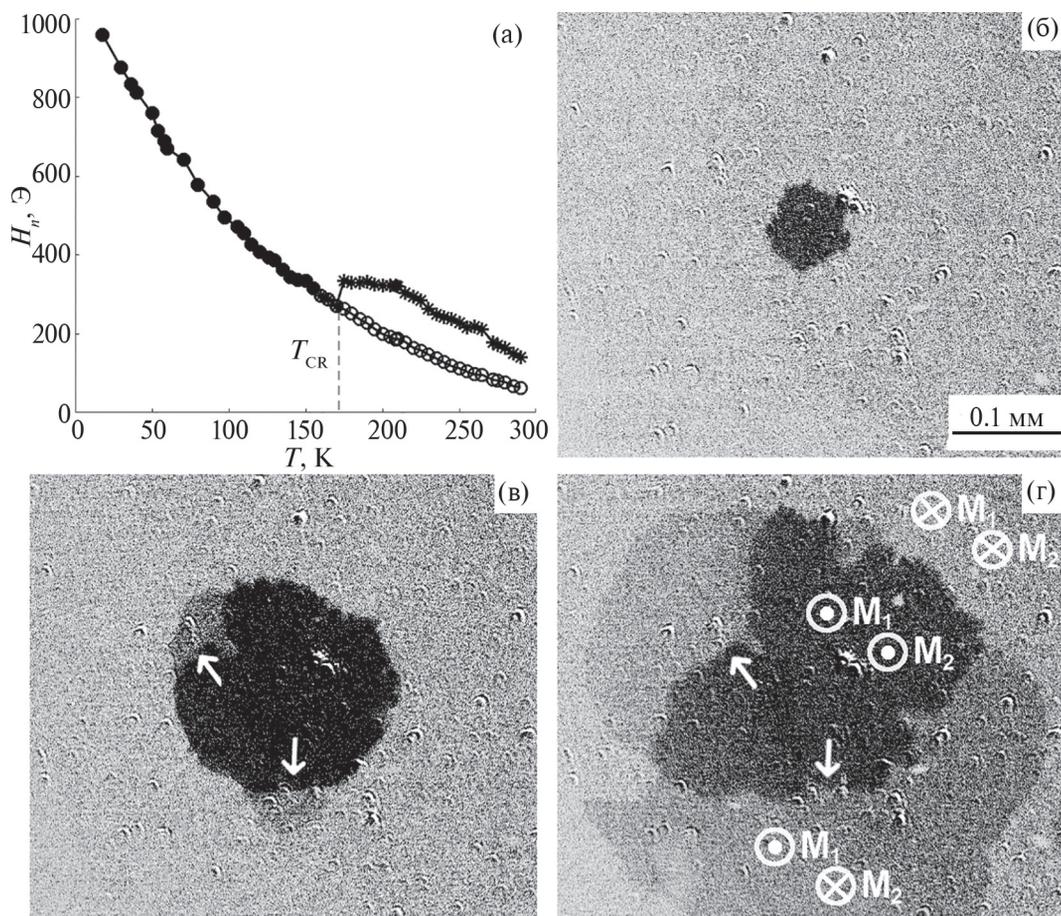


Рис. 1. Зависимость поля зарождения доменов новой фазы от температуры (а): пустые круги – домены в верхнем слое; звездочки – в нижнем слое; полные круги – сквозные домены. Примеры роста доменов в слоях при температуре 174 К в поле 270 Э (б–г): стрелками обозначены участки доменной границы в нижнем слое, на которых их обогнала граница в верхнем слое.

нитного типа. Однако усиление связи между слоями неоднородно и проявляется в образовании локальных доменов-островков, на которых сразу возникают сквозные домены новой фазы, и областей, где перемагничивается только верхний слой при данной напряженности поля. Такое поведение можно связать с островковым ростом пленки. Как следствие, прослойка Pd неоднородна по толщине и, соответственно, существуют локальные флуктуации связи между слоями, что приводит к достаточно широкому по температуре (около 10 К) переходу от независимого зарождения и роста доменов в слоях к связанному.

С целью выявления влияния температуры на межслоевую обменную связь была измерена зависимость скоростей доменных границ в верхнем слое от внешнего магнитного поля при различных температурах. Поле прикладывали вдоль намагниченности высококоэрцитивного нижнего слоя и противоположном направлении. На рис. 2а приведены зависимости скорости доменных границ

в верхнем слое от напряженности приложенного поля. При всех температурах скорость нелинейно возрастает с увеличением приложенного внешнего поля. При комнатной температуре зависимости для двух направлений внешнего поля совпадают, т.е. направление намагниченности нижнего слоя не влияет на скорость границы и, следовательно, энергия межслоевого взаимодействия близка к нулю. С понижением температуры все зависимости постепенно смещаются в область более высоких полей, отражая таким образом сильный термоактивационный характер движения границ. Кроме того, скорость доменной границы при приложении внешнего поля вдоль намагниченности нижнего слоя оказывается выше, чем в противоположном направлении, т.е. магнитное поле, направленное вдоль намагниченности нижнего слоя, способствует параллельному выстраиванию векторов намагниченности в слоях. Следовательно, слоям выгодно быть намагниченными параллельно, т.е. между слоями реализуется связь

ферромагнитного типа. Установлено, что разница скоростей при этих двух ориентациях внешних полей увеличивается с понижением температуры.

В качестве примера на рис. 2б приведен график $\ln|v| = \ln|v_d| - A|H|^{-0.25}$ (переменные взяты по абсолютной величине, поскольку скорости измерены под действием положительного и отрицательного внешнего поля) при температуре 200 К. Оба набора данных подчиняются сильному линейному зависимостям в широком диапазоне скоростей, т.е. границы движутся в режиме ползучести. Несмотря на то, что доменная граница движется в одном и том же потенциальном рельефе, зависимости для разных направлений внешнего поля различаются. Это связано с тем, что слои кобальта связаны между собой, и между ними действует обменное поле, которое влияет на границы в слоях, т.е. способствует движению границы при приложении внешнего поля в направлении обменного поля и препятствует при приложении этого поля в противоположном направлении.

Для оценки величины обменного поля применяли метод, предложенный в [17]. Полагают, что обменное поле входит в (1) как добавка к внешнему полю т.е. $\ln|v| = \ln|v_d| - A|H + H_j|^{-0.25}$. Далее, используя H_j как подгоночный параметр в выражении скорости, строят зависимости $\ln|v|$ от $|H + H_j|^{-0.25}$ для различных значений напряженности обменного поля. Искомую величину обменного поля определяют, когда два набора данных перекрываются (рис. 2б, вставка). В представ-

ленном случае обменное поле $H_j = 25$ Э, а наклон зависимости $A = 207$ Э^{0.25}.

На рис. 3а приведена зависимость напряженности обменного поля H_j от температуры. Видно, что обменное поле между слоями с понижением температуры возрастает быстрее, чем $1/T$, т.е. усиление межслоевого взаимодействия обусловлено не только ослаблением температурных флуктуаций, но и непосредственным усилением одного из механизмов связи. При температуре ниже 170 К, как говорилось выше, начинается переход от независимого движения границ в слоях к связанному, поэтому при более низких температурах невозможно определить обменное поле данным методом. Тем не менее, исходя из полученной зависимости $H_j(T)$, можно сказать, что переход от независимого состояния намагниченности в слоях к связанному осуществляется, когда обменное поле более 90 Э.

Наклон A отражает силу взаимодействия доменной границы с центрами пиннинга. Согласно [10, 20] $A = (U_d H_d^{0.25})/kT$, где U_d – энергия депиннинга, характеризующая высоту барьеров пиннинга, H_d – поле депиннинга, соответствующее полю, при котором начнется движение границы при $T = 0$ К, k – постоянная Больцмана. Эти два параметра определяются свойствами материала, а их экспериментальная оценка требует приложения внешних полей, значительно больших, чем H_d [14]. На рис. 3б приведена экспериментальная зависимость $A(T)$, она хорошо аппроксимируется

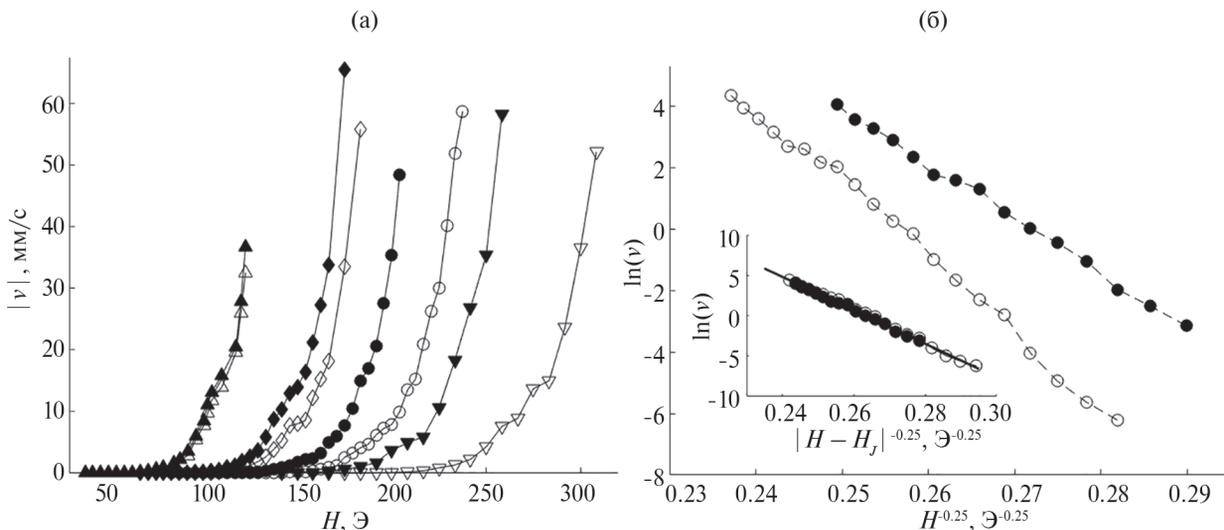


Рис. 2. Зависимость скорости доменной границы в верхнем слое от внешнего поля, действующего вдоль намагниченности в нижнем слое (полные символы) и в противоположном направлении (пустые символы) (а) при температуре: 297 (треугольники); 256 (ромбы); 230 (круги); 200 К (перевернутые треугольники). Зависимость логарифма скорости доменной границы от внешнего поля, действующего вдоль намагниченности в нижнем слое (полные круги) и в противоположном направлении (пустые круги) (б). На вставке приведены те же данные для $\ln v$, построенные от $|H + H_j|^{-0.25}$ с $H_j = 25$ Э. Линейная подгонка представлена как сплошная линия с наклоном $A = -207$ Э^{0.25}.

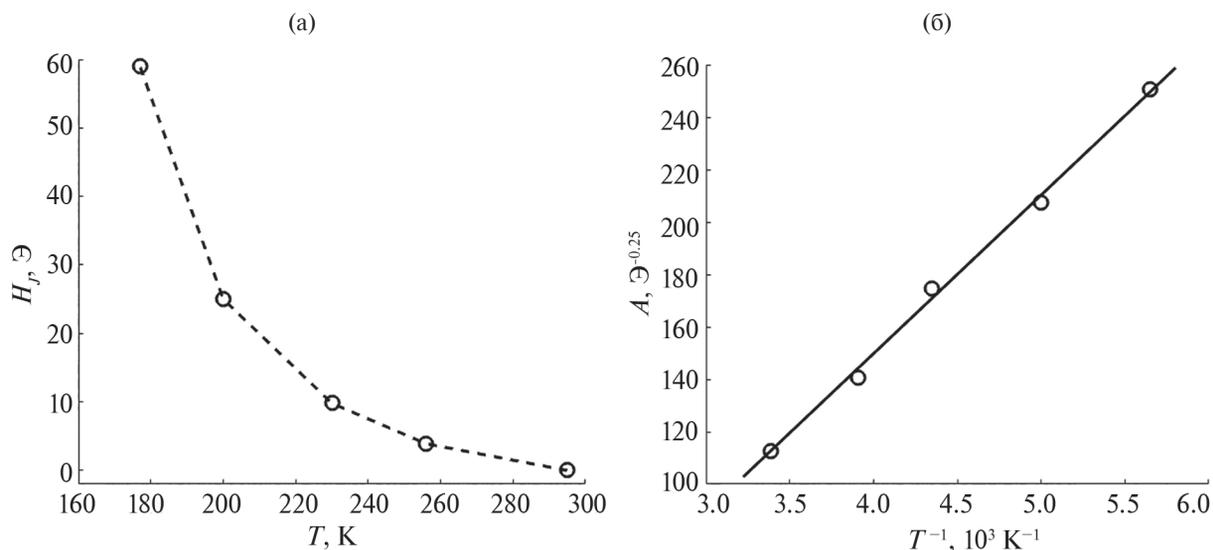


Рис. 3. Зависимость от температуры: а – обменного поля; б – наклона A . Линейная подгонка: $A = 62198 T^{-1} - 98 [\text{A}^{0.25}]$.

выражением $A = CT^{-1} - B$, где C и B – некоторые константы. Таким образом, энергетический параметр, характеризующий силу пиннинга $U_d H_d^{0.25} = kC - kTB$, в исследуемом диапазоне температур линейно уменьшается с ростом температуры. В [13, 21] показано, что в режиме ползучести движение границ описывается универсальной приведенной энергетической функцией, т.е. не зависит от материала и температуры, что в свою очередь подтверждает связь этих параметров между собой и их уменьшение с ростом температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована динамика доменной границы в верхнем слое Co в пленке $\text{Pd}/\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pd}(\sim 6 \text{ нм})/\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pd}$ с перпендикулярной магнитной анизотропией в слабых магнитных полях. С помощью эффекта Керра показано изменение механизма зародышеобразования и перемагничивания системы при понижении температуры. При комнатной температуре межслоевое взаимодействие практически отсутствует. С понижением температуры обменное взаимодействие ферромагнитного типа начинает быстро расти и достигает примерно 80 A при температуре 170 K , когда начинает меняться характер перемагничивания – независимое движение доменной границы в разных слоях становится связанным. Полученная зависимость межслоевого обмена от температуры показывает, что связь между слоями существенно меняется при небольшом изменении температуры, что нужно учитывать при проектировании магнорезистивных элементов памяти. Кроме того, остается невыясненным

механизм формирования обменной связи между слоями, приводящий к наблюдаемой температурной зависимости обменного поля. Показано, что в условиях ползучести энергия взаимодействия доменной границы с дефектами структуры усиливается линейно с понижением температуры.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S., Yang S.H.* // Nature Nanotechnol. V. 10. № 3. P. 195. <https://doi.org/10.1038/nnano.2015.41>
2. *Omelchenko P., Montoya E., Girt E., Heinrich B.* // J. Exp. Theor. Phys. 2020. V. 131. № 1. P. 113. <https://doi.org/10.1134/S1063776120070080>
3. *Lu B., Klemmer T., Wierman K., Ju G.P., Weller D., Roy A.G., Laughlin D.E., Chang C.H., Ranjan R.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 10. P. 8025. <https://doi.org/10.1063/1.1452269>
4. *Moritz J., Garcia F., Toussaint J.C., Dieny B., Nozières J.P.* // Europhys. Lett. 2004. V. 65. № 1. P. 123. <https://doi.org/10.1209/epl/i2003-10063-9>
5. *Lim W.L., Ebrahim-Zadeh N., Owens J.C., Hentschel H.G.E., Urazhdin S.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 162404. <https://doi.org/10.1063/1.4802954>
6. *Grolier V., Renard D., Bartenlian B., Beauvillain P., Chappert C., Dupas C., Ferré J., Galtier M., Kolb E., Mulloy M., Renard J.P., Veillet P.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 3023. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.3023>

7. *Shull R.D., Iunin Y.L., Kabanov Y.P., Nikitenko V.I., Skryabina O.V., Chien C.L.* // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. № 17. P. 17C101.
<https://doi.org/10.1063/1.4793703>
8. *Шапков И.В., Горнаков В.С., Кabanov Ю.П.* // *Поверхность. рентген., синхротр. и нейтрон. исслед.* 2021. № 11. С. 80.
<https://doi.org/10.31857/S1028096021110182>
9. *Xie X.P., Zhao X.W., Knepper J.W., Yang F.Y., Sooryakumar R.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 184433.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.184433>
10. *Lemerle S., Ferre J., Chappert C., Mathet V., Giamarchi T., Le Doussal P.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 849.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.849>
11. *Chauve P., Giamarchi T., Le Doussal P.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 6241.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.6241>
12. *Metaxas P.J., Jamet J.P., Mougín A., Cormier M., Ferré J., Baltz V., Rodmacq B., Dieny B., Stamps R.L.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 217208.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.217208>
13. *Jeudy V., Mougín A., Bustingorry S., Savero Torres W., Gorchon J., Kolton A. B., Lemaître A., Jamet J.P.* // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. 057201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.057201>
14. *Quinteros C.P., Bustingorry S., Curiale J., Granada M.* // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 262402.
<https://doi.org/10.1063/1.5026702>
15. *Kim D.Y., Park M.H., Park Y.K., Yu J.S., Kim J.S., Kim D.H., Min B.C., Choe S.B.* // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 062406.
<https://doi.org/10.1063/1.5009726>
16. *Gorchon J., Bustingorry S., Ferré J., Jeudy V., Kolton A.B., Giamarchi T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 027205.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.027205>
17. *Metaxas P.J., Jamet J.P., Ferré J., Rodmacq B., Dieny B., Stamps R.L.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2008. V. 320. № 21. P. 2571.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.03.041>
18. *Ferré J., Metaxas P.J., Mougín A., Jamet J.P., Gorchon J., Jeudy V.* // *Compt. Rend. Phys.* 2013. V. 14. P. 651.
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2013.08.001>
19. *Shashkov I., Kabanov Y., Tikhomirov O., Gornakov V.* // *Magnetism.* 2022. V. 2. № 2. P. 186.
<https://doi.org/10.3390/magnetism2020014>
20. *Kim J., Kim K.J., Choe S.B., Kim J.* // *IEEE Trans. Magn.* 2009. V. 45. P. 3909.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2021410>
21. *Diaz Pardo R., Savero Torres W., Kolton A.B., Bustingorry S., Jeudy V.* // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. P. 184434.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.184434>

Temperature Effect on the Interlayer Exchange Interaction in a Co/Pd/Co Heterostructure

I. V. Shashkov^{1, 2, *}, Yu. P. Kabanov¹, R. S. Evstigneev¹, V. S. Gornakov¹

¹*Osipyan Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russia*

²*MIREA – Russian University of Technology*

**e-mail: shav@issp.ac.ru*

Using Kerr microscopy, the magnetization reversal of the Co(0.4 nm)/Pd(6 nm)/Co(0.4 nm) heterostructure was studied in the temperature range 15–300 K. The temperature dependence of the domain nucleation field in a sample magnetized to saturation was obtained. The nucleation field in both ferromagnetic layers was shown to decrease monotonically with increasing temperature. A region of unstable temperatures of 160–174 K was found, below which the through domains of the new phase nucleated simultaneously in both layers, while in this region domains also nucleated simultaneously in different layers, but in different sites of the sample. The temperature dependence of the effective field H_j of the interlayer exchange interaction was obtained, which increased or decreased the pressure on the domain wall depending on whether this field was added to or subtracted from the external field.

Keywords: magnetic domains, heterostructures, Kerr effect, creep, interlayer exchange coupling, perpendicular magnetic anisotropy.