

05,09,13

Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в тонких пленках с интерфейсами ферромагнетик/антиферромагнетик

© В.В. Радовская¹, А.И. Майдыковский¹, В.Б. Новиков¹, Д.А. Копылов¹,
Н.С. Гусев^{2,3}, И.Ю. Пашенькин^{2,3}, Т.В. Мурзина¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

² Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: radovskaia.vv16@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Экспериментально исследована генерация оптической второй гармоники (ВГ) и магнитооптических эффектов на частоте ВГ в тонких пленках, состоящих из ферромагнитных и антиферромагнитных материалов, в том числе обменно-связанных слоев, один из которых пиннигован слоем антиферромагнетика. Эффект обменного взаимодействия в таких структурах проявляется в смещении петель гистерезиса в линейном магнитооптическом эффекте Керра относительно нулевого значения магнитного поля. Показано, что в случае нелинейного магнитооптического эффекта Керра в отклике второй гармоники (ВГ) этот эффект также проявляется, однако в значительно меньшей степени, чем в линейном случае. Зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля демонстрируют одну петлю магнитного гистерезиса, слабо смещенную относительно нуля магнитного поля, величина этого смещения возрастает при уменьшении мощности лазерного излучения накачки.

Ключевые слова: магнитоиндуцированная вторая гармоника, интерфейс ферромагнитный/антиферромагнитный металл, пиннигованная структура, тонкие пленки.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52832.48NN

1. Введение

Гетероструктуры на основе ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФ) материалов активно исследуются в настоящее время в связи с наличием у них ряда уникальных свойств, в первую очередь магниторезистивных [1–5], и широкими возможностями их практического использования. Большой интерес представляют т.н. пиннигованные многослойные гетероструктуры, в которых один из ФМ слоев „закреплен“ (пиннигован) за счет соседства со слоем антиферромагнетика, что приводит к смещению петли его магнитного гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля [6,7]. Возникающий в таких структурах эффект магнитосопротивления позволяет использовать их в качестве спиновых клапанов [8–10]. С фундаментальной точки зрения интерес представляет изучение магнитных и оптических эффектов, связанных с неколлинеарным распределением намагниченности в многослойной структуре [6].

Эффекты в магнитных наногетероструктурах во многом определяются свойствами их границ раздела, в связи с чем актуальной задачей является развитие высокочувствительных к интерфейсным особенностям экспериментальных методов для их изучения. К числу

таких методов относится метод генерации магнитоиндуцированной второй гармоники (МВГ), позволяющий исследовать магнитооптические свойства границ раздела [11,12], в отличие от традиционных методов линейной магнитооптики, характеризующих объемные магнитные свойства структуры [13]. Отметим, что с помощью генерации МВГ оказывается возможным исследовать обменное взаимодействие в магнитных гетероструктурах, а также детектировать нетривиальные состояния намагниченности [14–17].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное изучение особенностей генерации магнитоиндуцированной второй гармоники (МВГ) в многослойных наноструктурах с пиннигованным и свободным ферромагнитными слоями, а также в структурах на основе ферромагнитного слоя, граничащего с пара- или антиферромагнитными материалами.

2. Методика эксперимента

В настоящей работе исследовалась мультислойная наноструктура состава NiFe(5)/NiCu(5)/CoFe(5)/IrMn(10)/Ta(2) на стеклянной подложке (в скобках указаны толщины слоев в nm), а также двухслойные структуры CoFe(4)/IrMn(10), NiFe(4)/IrMn(10),

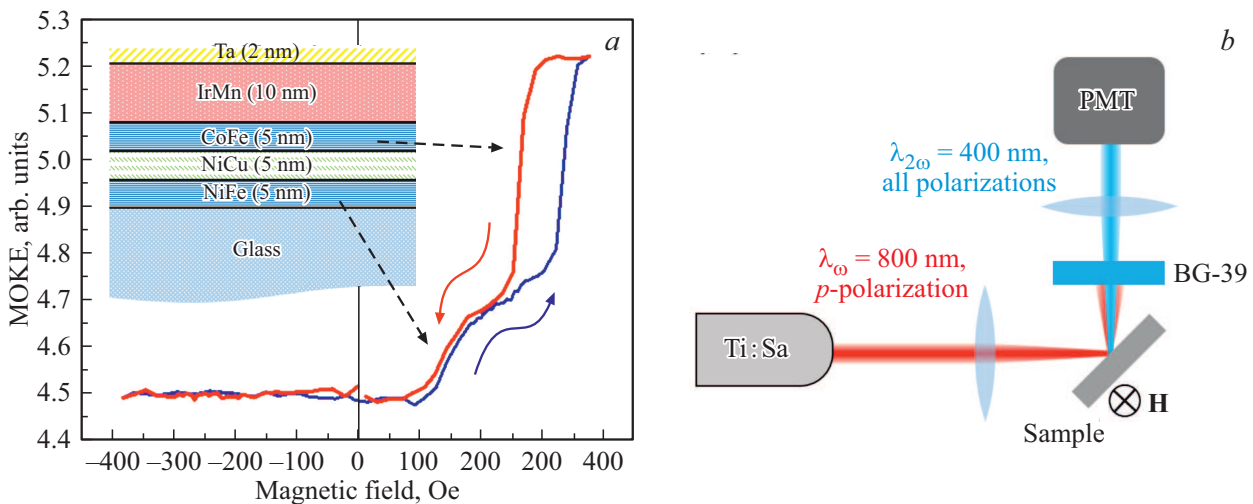


Рис. 1. (а) Линейный магнитооптический эффект Керра (МОКЕ) для многослойной структуры NiFe(5)/NiCu(5)/CoFe(5)/IrMn(10)/Ta(2) (намагничивание происходит вдоль оси пиннинга); цветными стрелками показано направление прохода по магнитному полю. На вставке приведено схематичное изображение образца в поперечном срезе; черными стрелками обозначено соответствие петель гистерезиса и ФМ слоев, переманчивание которых отображают эти петли. (б) Схема экспериментальной нелинейной установки.

NiCu(10)/NiFe(10). Пиннинг закрепленного слоя CoFe достигался за счет его обменного взаимодействия с прилегающим к нему слоем антиферромагнетика (IrMn). Образцы изготовлены методом магнетронного напыления в атмосфере аргона при давлении $4 \cdot 10^{-3}$ Torr, предварительная откачка в камере осуществлялась при давлении до 10^{-5} Torr, статическое магнитное поле с напряженностью около 200 Oe было приложено в плоскости пленки в процессе напыления слоя IrMn.

Магнитооптический отклик пленок исследован в схеме меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). В случае двухслойных пленок наблюдаются петли магнитного гистерезиса МОЭК, симметричные относительно нулевого значения магнитного поля ($H = 0$), коэрцитивность составляет несколько десятков эрстед. В то же время, в случае пиннигованной структуры NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta наблюдается более сложная зависимость (рис. 1, а): присутствуют две петли магнитного гистерезиса, характеризующих переманчивание слоев NiFe и CoFe, причем обе петли смещены относительно нулевого значения внешнего поля в область $H = 100\text{--}200$ Oe для NiFe и $H = 200\text{--}400$ Oe для CoFe. Зависимости такого вида, типичные для пиннигованных составных структур, наблюдались ранее [2,4,6] и связаны с эффектами обменного взаимодействия ферромагнитных слоев с антиферромагнитным [16,18].

Эксперименты по генерации МВГ проводились в геометрии на отражение или пропускание в схеме экваториального эффекта Керра с использованием р-поляризованного излучения импульсного титан-сапфирового лазера (длина волны генерации 800 nm, длительность импульса ≈ 50 fs, средняя мощность от 24 mW до 50 mW, частота следования импульсов

80 MHz); сфокусированного на поверхность пленок в область с размером около $30 \mu\text{m}$; отраженное либо прошедшее через структуру излучение на частоте ВГ регистрировалось с помощью ФЭУ; угол падения зондирующего излучения на поверхность образца составлял 45° . Экваториальное магнитное поле с напряженностью до 1.5 kOe создавалось при помощи электромагнита.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2, а–с представлены зависимости интенсивности отраженной ВГ от напряженности внешнего экваториального магнитного в схеме экваториального МОЭК для пиннигованной структуры NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta при разной средней мощности накачки (40 mW, 34 mW, 28 mW), излучение накачки направлялось со стороны слоя NiFe, намагничивание осуществлялось вдоль оси пиннинга. В данных зависимостях наблюдается одна петля гистерезиса, смещенная относительно $H = 0$ в область положительных значений напряженности поля. Для характеристики смещения была проведена оценка отношения площадей петлей гистерезиса в области положительных (S_+) и отрицательных (S_-) значений магнитного поля для каждого из трех случаев $W = 40, 34$ и 21 mW: $S_+/S_- = 1.7, 2.7$ и 21, соответственно. (см. рис. 2, а–с); данное смещение аналогично случаю линейного магнитооптического отклика, однако оно гораздо меньше и составляет около $|\Delta H| = 10, 25$ и 50 Oe, соответственно. В то же время, в отклике ВГ отсутствует вторая петля гистерезиса.

На рис. 2, d представлена зависимость интенсивности ВГ от напряженности внешнего экваториального поля, измеренная в геометрии на пропускание при средней

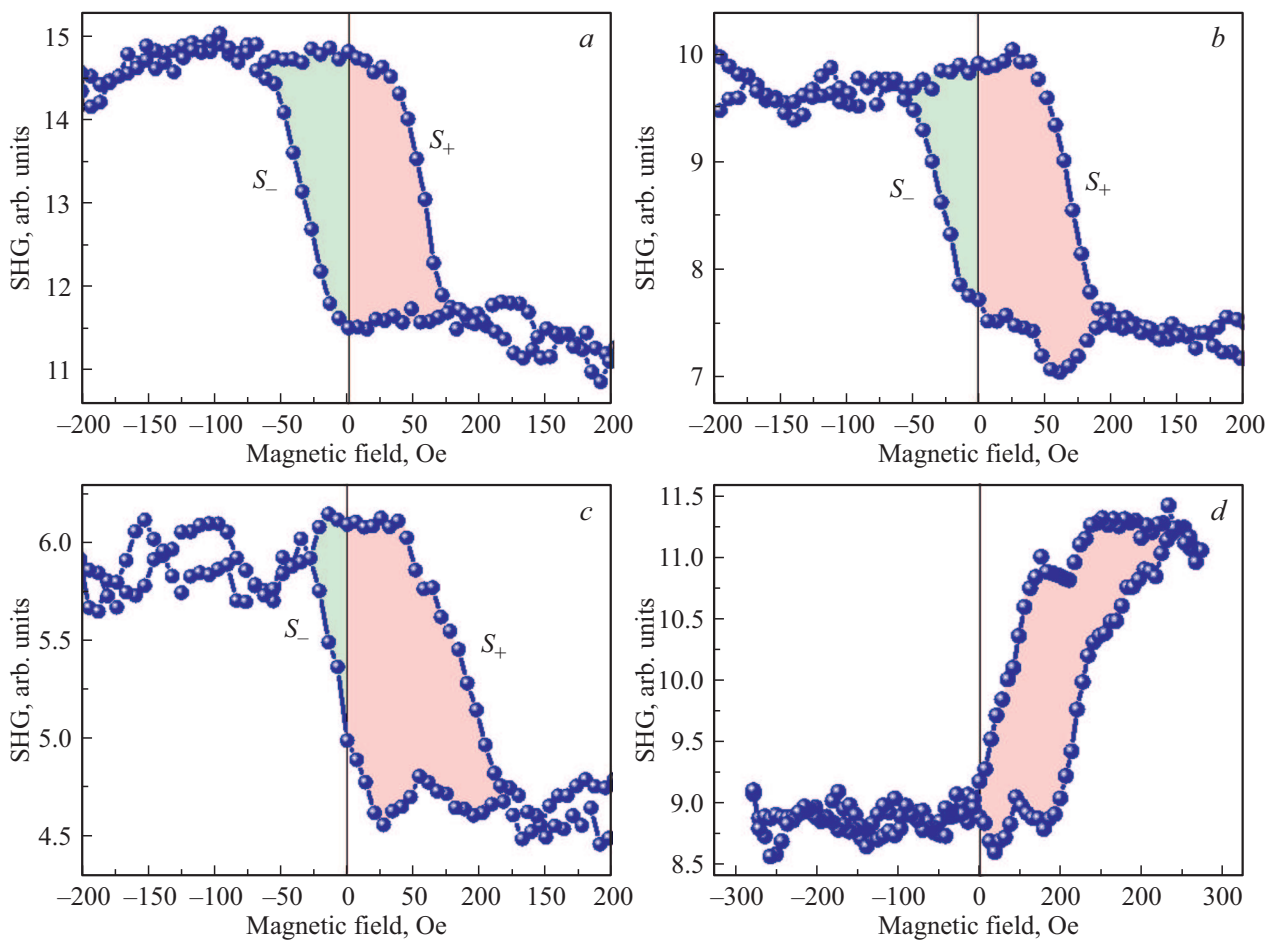


Рис. 2. Зависимость интенсивности ВГ от экваториального внешнего магнитного поля для NiFe(5)/NiCu(5)/CoFe(5)/IrMn(10)/Ta(2) в геометрии (a–c) на отражение и (d) на пропускание; средняя мощность накачки составляла (a) 40 mW, (b) 34 mW, (c) 28 mW, (d) 24 mW. Намагничивание происходит вдоль оси пиннинга. Угол падения излучения накачки 45° .

мощности накачки 24 mW. Как и в случае зависимостей для отраженной ВГ, наблюдается только одна петля гистерезиса, смещенная относительно нулевого поля примерно на $|\Delta H| = 100$ Oe и расположенная в области положительных полей.

Для анализа величины магнитооптического эффекта в отклике ВГ был оценен магнитный контраст интенсивности ВГ, определяемый как

$$\rho_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}(+H) - I_{2\omega}(-H)}{I_{2\omega}(+H) + I_{2\omega}(-H)},$$

где $I_{2\omega}(+H)$ и $I_{2\omega}(-H)$ — интенсивности ВГ для магнитных полей разного знака. Для приведенных на рис. 2, a–c зависимостей для пиннингованной структуры магнитный контраст ВГ составляет около $\rho_{2\omega} \approx -12\%$ для всех четырех представленных зависимостей; в то же время при облучении структуры с противоположной стороны магнитный контраст ВГ имел обратный знак, что ожидаемо в случае инверсии структуры [13], и его абсолютное значение для аналогичных условий эксперимента превышало 40%.

Для сравнения был изучен магнитооптический отклик на частоте ВГ в двухслойных пленках, содержащих аналогичные границы раздела, что и в многослойной структуре. На рис. 3, a–b приведены зависимости интенсивности ВГ от внешнего магнитного поля для ФМ/АФ пленок CoFe(4)/IrMn(10) и NiFe(4)/IrMn(10); средняя мощность накачки составляла 50 mW; данные пленки были нанесены на подложку кристаллического кремния, поверх них наносился защитный слой кремния толщиной около 2 nm, окислявшийся до оксида кремния. Для двухслойных пленок и указанной мощности лазерного излучения наблюдается незначительное смещение петли гистерезиса относительно $H = 0$, значительно меньшее, чем в линейном случае (зависимости линейного МОЭК представлены на рис. 3, c–d для CoFe(4)/IrMn(10) и NiFe(4)/IrMn(10), соответственно); величина магнитного контраста составляет $\rho_{2\omega} \approx 22\%$ для структуры CoFe/IrMn и $\rho_{2\omega} \approx -24\%$ для двухслойной пленки NiFe/IrMn. Аналогичные измерения были выполнены и для других двухслойных пленок разной композиции; полученные значения магнитного контраста интенсивности ВГ приведены в таблице.

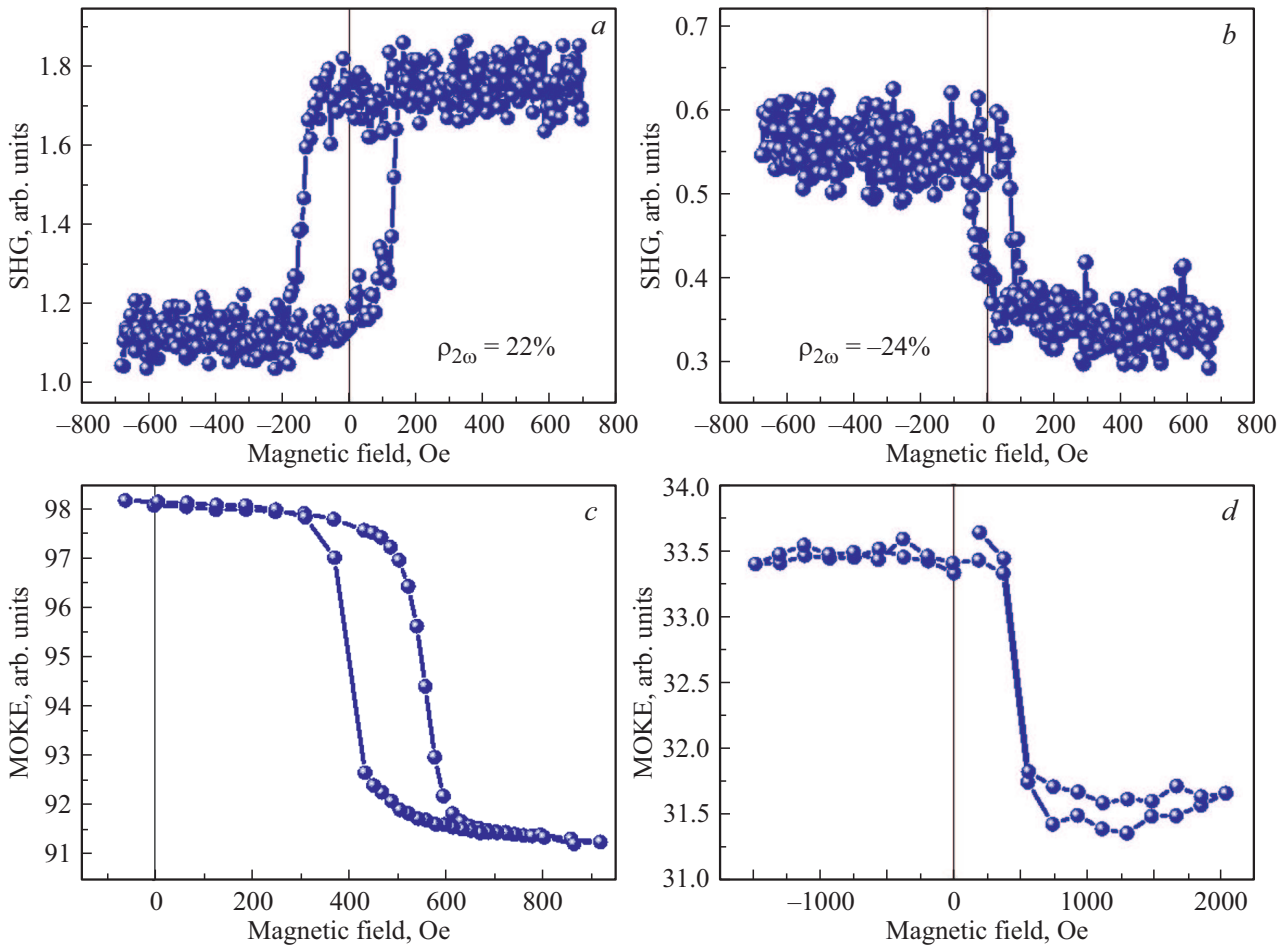


Рис. 3. (a, b) Зависимость интенсивности ВГ от экваториального внешнего магнитного поля и (c, d) линейный МОЭК для бислойных структур (a, c) CoFe(4)/IrMn(10) и (b, d) NiFe(4)/IrMn(10). Угол падения накачки на структуру составлял 45°, мощность — 50 mW.

Значения магнитного контраста $\rho_{2\omega}$ для разных интерфейсов; порядок записи соответствует порядку от зондирующего излучения

| Порядок материалов | NiFe/IrMn | IrMn/NiFe | NiFe/NiCu | NiCu/NiFe | CoFe/IrMn |
|--------------------|---------------|-------------|---------------|--------------|--------------|
| $\rho_{2\omega}$ | $-24 \pm 4\%$ | $2 \pm 3\%$ | $-18 \pm 3\%$ | $18 \pm 3\%$ | $22 \pm 2\%$ |

4. Обсуждение результатов

Обсудим полученные результаты экспериментального исследования генерации ВГ в описанных пленках. Отметим, что, согласно данным МОЭК, слои ферромагнитных металлов в структуре являются обменно-связанными. Поскольку материалы всех слоев в рассмотренных структурах центросимметричны, генерация ВГ преимущественно возникает на границах раздела, и их нелинейно-оптический отклик важен для формирования отклика ВГ от всей пленки. Из таблицы следует, что в зависимости от выбора материала двухслойных пленок как знак, так и величина магнитного отклика на частоте ВГ могут различаться. Суммарный магнитный отклик на частоте ВГ от многослойной струк-

туры NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta формируется вкладами всех скрытых магнитных интерфейсов; различие знака магнитного контраста ВГ в схемах на отражение и пропускание объясняется сменой направления нормали к пленке.

В отличие от линейного магнитооптического отклика, зависимость интенсивности ВГ от внешнего экваториального магнитного поля демонстрирует одну петлю магнитного гистерезиса, ширина которой составляет около 100 Oe, смещенную относительно нулевого значения магнитного поля, причем величина этого сдвига зависит от средней мощности излучения накачки. Сравнивая полученные для зависимости ВГ параметры с параметрами петель гистерезиса линейного МОЭК, следует предположить, что наблюдаемая в нелинейном

отклике зависимость связана преимущественно с перемагничиванием пиннингованного слоя CoFe. При этом данная зависимость может накладываться на аналогичную для свободного слоя пермаллоя, имеющего более узкую петлю гистерезиса.

Как видно из представленных экспериментальных зависимостей интенсивности ВГ от магнитного поля, в нелинейном случае асимметрия петли гистерезиса уменьшается с ростом средней мощности излучения накачки. Можно предположить, что воздействием мощного импульсного лазерного излучения на антиферромагнитный слой IrMn снижает эффект пиннинга. Запланированные дополнительные эксперименты могут прояснить данную гипотезу.

5. Заключение

Таким образом, в работе изучены особенности генерации магнитоиндуцированной второй гармоники в мультислойных пленках на основе ферро-, пара- и антиферромагнетиков: NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta, Si/CoFe/IrMn/Si и Si/NiFe/IrMn/Si и др. Показано, что зависимости интенсивности линейного и нелинейного оптического отклика от напряженности приложенного статического магнитного поля различны. В первом случае наблюдаются два магнитных гистерезиса, смещенные относительно нулевой величины магнитного поля на разную величину, связанные с перемагничиванием свободного и закрепленного ферромагнитных слоев и отражающие эффекты обменного взаимодействия в структуре. В то же время, в отклике ВГ наблюдается только один гистерезис, связанные преимущественно с перемагничиванием связанного слоя CoFe. Сдвиг этой петли относительно нулевого значения магнитного поля возрастает при снижении мощности излучения накачки, что связано, по-видимому, с деградацией пиннинговых свойств слоя IrMn в поле мощного лазерного излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН, а также Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ (грант № 21-2-1-50-1).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Yamamoto, T. Shinjo. IEEE Translat. J. Magn. Jpn 7, 9, 674 (1992).
- [2] B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S. P. Parkin, B.A. Gurney, P. Baumgart, D. Wilhoit. J. Appl. Phys. 69, 4774 (1991).

- [3] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).
- [4] E.Y. Vedmedenko, R.K. Kawakami, D.D. Sheka, P. Gambardella, A. Kirilyuk, A. Hirohata, C. Binek, O. Chubykalo-Fesen]-ko, S. Sanvito, B.J. Kirby, J. Grollier, K. Everschor-Sitte, T. Kampfrath, C.-Y. You, A. Berger. J. Phys. D 53, 453001 (2020).
- [5] S. Yuasa, D.D. Djayaprawira. J. Phys. D 40, R337 (2007).
- [6] И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман. ЖТФ 89, 11, 1732 (2019).
- [7] J. Bass, W.P. Pratt. J. Phys.: Condens. Matter 19, 183201 (2007).
- [8] Spin Electronics/Eds M. Zieze, M.J. Thornton. Springer-Verlag, Berlin (2001).
- [9] R.Q. Zhang, J. Su, J.W. Cai, G.Y. Shi, F. Li, L.Y. Liao, F. Pan, C. Song. Appl. Phys. Lett. 114, 092404 (2019).
- [10] Z.H. Xiong, Z.H. Xiong, Di Wu, Z. Vally Vardeny, Jing Shi. Nature 427, 821 (2004)
- [11] R.-P. Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen. Phys. Rev. B 39, 1229 (1989).
- [12] J. Reif, C. Zink, C.M. Schneider, J. Kirschner. Phys. Rev. Lett. 67, 2878 (1991).
- [13] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, М. (1988). 192 с.
- [14] I.A. Kolmychek, V.V. Radovskaya, E.A. Mamonov, A.I. Maydykovskiy, A.V. Sadovnikov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, M.P. Temiryazeva, N.S. Gusev, A.A. Fraerman, T.V. Murzina. JMMM 528, 167780 (2021).
- [15] Т.В. Мурзина, И.А. Колмычек, Н.С. Гусев, А.И. Майдыковский. Письма в ЖЭТФ 111, 370 (2020).
- [16] V.K. Valev, M. Gruyters, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Phys. Rev. Lett. 96, 067206 (2006).
- [17] V.L. Krutyanskiy, I.A. Kolmychek, B.A. Gribkov, E.A. Karash-tin, E.V. Skorohodov, T.V. Murzina. Phys. Rev. B 88, 094424 (2013).
- [18] S.N. Vdovichev, N.I. Polushkin, I.D. Rodionov, V.N. Prudnikov. J. Chang, A.A. Fraerman. Phys. Rev. B 98, 014428 (2018).

Редактор Ю.Э. Кутаев

*Продолжение публикации материалов
Симпозиума см. в No 10*