

07

Спиновая проводимость границы иридат/манганит

© Г.А. Овсянников¹, К.И. Константианя¹, Е.А. Калачев², А.А. Климов^{1,2}¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия² Российский технологический университет — МИРЭА, Москва, Россия

E-mail: gena@hitech.cplire.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2022 г.

В окончательной редакции 5 мая 2022 г.

Принято к публикации 6 мая 2022 г.

Представлены результаты исследования ферромагнитного резонанса эпитаксиальных гетероструктур иридат/манганит в широком диапазоне частот СВЧ-воздействия (1–20 GHz). Исходя из частотной зависимости спинового затухания и изменения резонансного поля определены величины мнимой и действительной частей спиновой проводимости (spin-mixing conductance) границы гетероструктуры, определяющих величину спинового тока, протекающего поперек границы. Величина мнимой части спиновой проводимости оказалась аномально большой (больше, чем в случае гетероструктур с платиной).

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, гетероструктура $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, спиновый ток, спиновая проводимость границы.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.12.52679.19187

Использование в микроэлектронике спинов вместо зарядов электронов позволяет решить проблему тепло-выделения элементов субмикронных размеров, поскольку перенос спинов не вызывает диссипацию энергии. Однако детектирование и генерация спинового тока требуют иного, чем в случае переноса заряда, подхода к проблеме транспорта и регистрации спинового момента. Наиболее перспективным является подход, при котором генерация чистого (без переноса заряда) спинового тока осуществляется за счет ферромагнитного резонанса в ферромагнетике гетероструктуры ферромагнетик/нормальный (немагнитный) металл, а детектирование происходит за счет конвертации спинового тока в зарядовый при обратном спиновом эффекте Холла в металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием [1–8].

При возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) в пленке ферромагнетика возникает спиновый ток поперек границы. В эксперименте этот спиновый ток обычно регистрируют по электрическому напряжению, возникающему за счет обратного спинового эффекта Холла. Плотность спинового тока через границу раздела гетероструктур определяется действительной ($\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимой ($\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$) компонентами спиновой проводимости (spin-mixing conductance) границы, которые вызывают увеличение спинового затухания и смещение резонансной частоты ФМР соответственно [3,6–8]. Обычно компонентой $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ пренебрегают в диффузионных или баллистических контактах [3,7]. Учет мнимой части спиновой проводимости был проведен для двухслойной структуры Ru/Pt в работе [9]. Сдвиг резонансной частоты ФМР наблюдался в гетероструктурах Pt/YIG и объяснялся ферромагнитным упорядочением атомов Pt вблизи

границы Pt/YIG [10]. Обе части спиновой проводимости были определены экспериментально в работе [11] для структуры $\text{Pt}/\text{финемет}$ ($\text{Fe}_{66.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_6\text{Al}_7$) с использованием частотной зависимости ферромагнитного резонанса. Экспериментально показано, что мнимая часть спиновой проводимости границы определяется электронной структурой границы, связанной с ее сопротивлением, и величиной спиновой диффузии [11].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального определения величин действительной и мнимой частей спиновой проводимости границы иридат/манганит ($\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$), эпитаксиально выращенной *in situ* на подложке из галлата неодима (110) NdGaO_3 . В отличие от известного случая Pt/YIG в нашем случае удается реализовать эпитаксиальную границу с воспроизводимыми параметрами и высоким значением спиновой проводимости. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в ирида-те способствует эффективной конвертации спинового тока в зарядовый, что облегчает наблюдение генерации и детектирования спинового тока в эксперименте.

Эпитаксиальные пленки иридата SrIrO_3 (SiO_3) и манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) нанометровой толщины осаждались на монокристаллические подложки галлата неодима (110) NdGaO_3 . Рост эпитаксиальных пленок осуществлялся методом магнетронного напыления при температурах подложки 770–800°C в смеси газов Ar и O_2 с общим давлением 0.3–0.5 mbar [4,5].

Исследования кристаллической структуры полученных гетероструктур с помощью рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии показали, что рост гетероструктуры осуществляется по

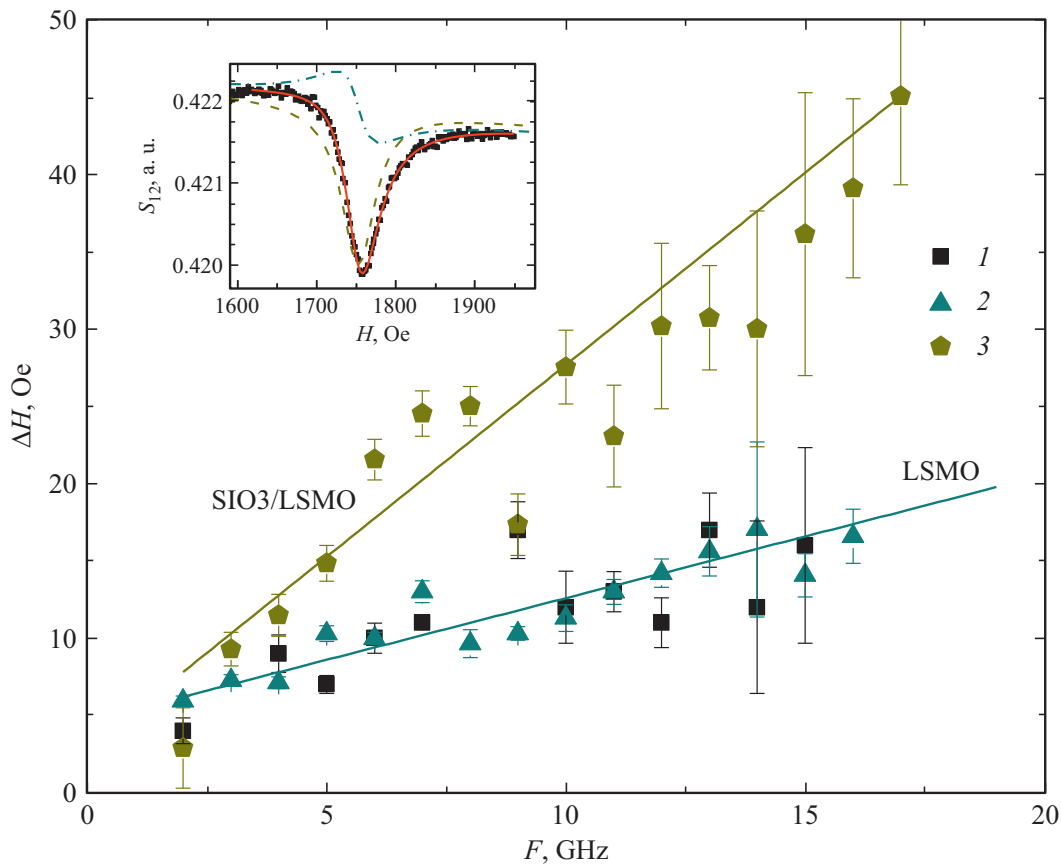
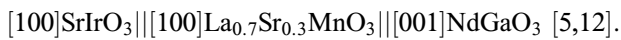


Рис. 1. Зависимость от частоты F ширины линии ФМР ΔH для двух пленок LSMO (1, 2) и гетероструктуры SIO3/LSMO (3). Сплошными линиями показаны линейные аппроксимации экспериментальных данных. На вставке — спектр $S_{12}(H)$ гетероструктуры при СВЧ-воздействии на частоте $F = 9$ GHz. Сплошной линией показана аппроксимация спектра суммой линии Лоренца (штриховая линия) и дисперсионной зависимости (штрих-пунктир).

механизму „куб на куб“ со следующими эпитаксиальными соотношениями:



Переходный слой на границе SIO3/LSMO составлял 1–2 атомных слоя, после которых наблюдался однородный рост пленки.

Спектр ФМР определялся исходя из зависимости от магнитного поля амплитуды проходящего СВЧ-излучения $S_{12}(H)$ в интервале частот $F = 1–20$ GHz. Форма спектра $S_{12}(H)$ (вставка на рис. 1) аппроксимировалась с помощью линии Лоренца для учета мнимой компоненты магнитной восприимчивости ферромагнетика и дисперсионной зависимостью для ее действительной части [13]. В результате подгонки экспериментальных кривых суммой этих двух компонент, а также линейно зависящей от магнитного поля $S_{12}(H)$ удается определить резонансное поле H_0 и ширину линии Лоренца ΔH . В эксперименте спиновое затухание характеризуется величиной ΔH , а гиромагнитное отношение γ определяет резонансное магнитное поле

H_0 из соотношений Киттеля с учетом намагниченности и магнитной анизотропии пленки LSMO.

На рис. 1 представлены полученные из спектров зависимости ΔH от частоты СВЧ-воздействия для пленки LSMO и гетероструктуры. В отличие от зависимостей $H_0(F)$ (рис. 2) здесь наблюдается достаточно большой разброс измеренных величин даже для одного измеряемого образца. Параметр спинового затухания Гильберта α и уширение линии, вызванное неоднородностями ΔH_0 , удается определить, используя выражение $\Delta H(F) = 4\pi\alpha F/\gamma + \Delta H_0$. При этом пренебрегаем другими источниками спинового затухания (см., например, [14]).

Как видно из рис. 1, для пленки LSMO

$$\alpha_{\text{LSMO}} = 2.0 \pm 0.2 \cdot 10^{-4}$$

при напылении SIO3 увеличивается до значений

$$\alpha_{\text{SIO3/LSMO}} = 6.7 \pm 0.8 \cdot 10^{-4}.$$

Величина затухания $\Delta H_0 = 6$ Oe, вызванная неоднородностями ферромагнетика, мала и не оказывает заметного влияния на спиновый ток, особенно на высоких

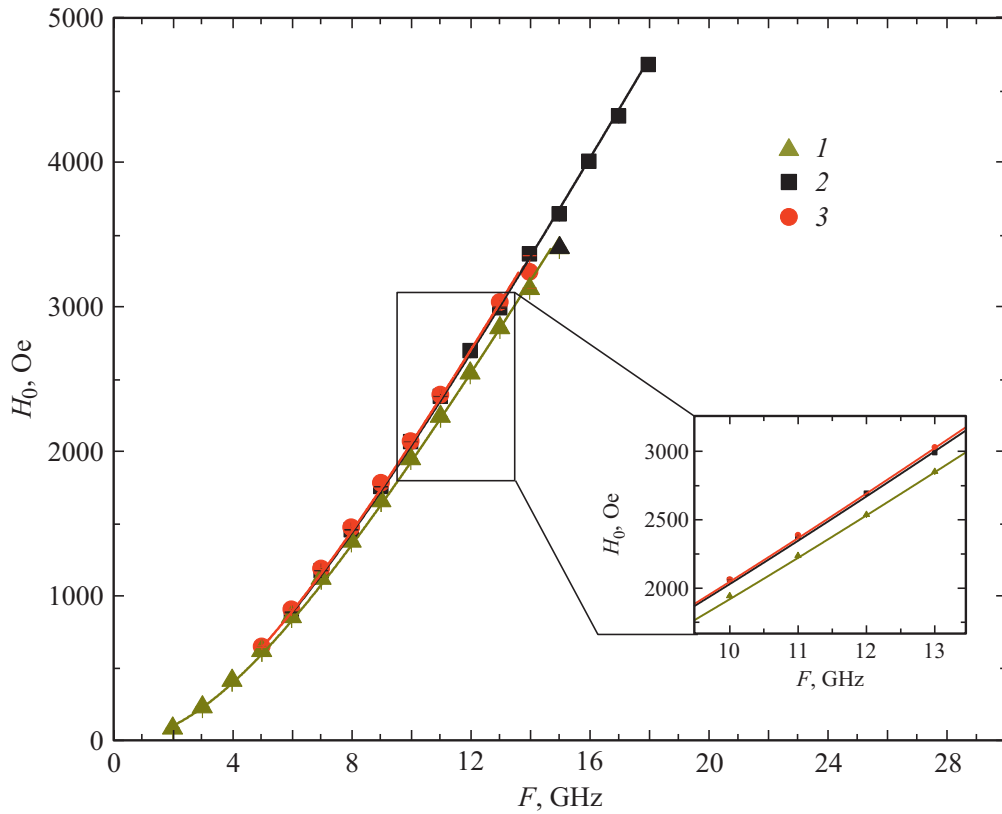


Рис. 2. Зависимость резонансного поля ферромагнитного резонанса H_0 от частоты СВЧ-воздействия F для трех структур: пленки LSMO (1) и двух гетероструктур SIO3/LSMO (2, 3). Толщины SIO3 и LSMO составляют 10 и 30 nm соответственно в обоих случаях. Ошибки измерений не превышают размеры экспериментальных точек. Сплошными линиями показаны зависимости $H_0(F)$ из формулы Киттеля для ферромагнетика с одноосной анизотропией при магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания (2). Диапазон изменения $H_0(F)$ в увеличенном виде показан на вставке.

(более 10 GHz) частотах. Величина действительной части спиновой проводимости определяется с помощью следующего выражения [3,11]:

$$\text{Re}g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_0 d_F}{g_0 \mu_B} (\alpha_{\text{SIO3/LSMO}} - \alpha_{\text{LSMO}}), \quad (1)$$

где $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-21}$ erg/G — магнетон Бора, $g_0 = 2$ — фактор Ланде для свободных электронов, $d_F = 30$ nm — толщина пленки LSMO, M_0 — намагниченность насыщения. Увеличение разности $\alpha_{\text{SIO3/LSMO}} - \alpha_{\text{LSMO}}$ для гетероструктуры SIO3/LSMO дает $\text{Re}g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = (3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Отметим, что $\text{Re}g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ было получено в [15] для гетероструктуры SIO3/LSMO, изготовленной методом лазерной абляции. Согласно данным [16], при изменении толщины пленки SIO3 от 10 до 40 nm $\text{Re}g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ гетероструктуры меняется от $1.3 \cdot 10^{19}$ до $3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ соответственно, что близко к нашему значению.

На рис. 2 представлены зависимости резонансного поля H_0 от частоты СВЧ-воздействия F для пленки LSMO и двух гетероструктур SIO3/LSMO при направлении магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. Как

показывают измерения угловых зависимостей пленок LSMO при комнатной температуре [5,17], кубической анизотропией можно пренебречь, а величины намагниченности M_0 и одноосной магнитной анизотропии H_u незначительно отличаются от полученных из зависимостей $H_0(F)$

$$F = \gamma(4\pi M_0 + H_u + H_0)^{1/2}(H_0 + H_u)^{1/2} \quad (2)$$

при магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания. На высоких частотах (выше 10 GHz) в гетероструктурах наблюдается отклонение зависимости $H_0(F)$ от $H_0(F)$ для пленок LSMO (рис. 2). Отклонение может быть вызвано либо изменением M_0 и H_u в гетероструктуре, либо изменением γ , которое вызвано присутствием в величине γ гетероструктур компоненты $\text{Im}g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ (см. (3) далее). Из вставки к рис. 2 видно, что при фиксированной частоте наблюдается уменьшение H_0 . Чтобы получить величину изменения γ , вызванного напылением SIO3 поверх пленки LSMO, мы провели фитирование зависимостей $H_0(F)$ выражением (2) для гетероструктур и пленок LSMO, предполагая, что намагниченность $M_0 = 370$ Oe и магнитная анизотропия

$H_u = 11$ Ое пленки LSMO, дающие наилучшее соответствие эксперимента с (2), не изменились после напыления SiO₃ поверх пленки LSMO. Относительное изменение $\delta\gamma/\gamma_0 = 0.036 \pm 0.001$, вызванное напылением SiO₃ поверх пленки LSMO, определяет $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ [3,10]:

$$\delta\gamma/\gamma_0 = \text{Im}g^{\uparrow\downarrow} \frac{g_0\mu}{4\pi M_S d_F}. \quad (3)$$

Для гетероструктуры, представленной на рис. 2, получаем

$$\text{Im}g^{\uparrow\downarrow} = (46 \pm 1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}.$$

Как показано в [6,11,18], $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ в основном определяется параметрами нормального металла: удельным сопротивлением и длиной спиновой диффузии. В то же время $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ зависит от свойств границы раздела между ферромагнетиком и нормальным металлом, при этом величина спин-орбитального взаимодействия, а также качество границы играют важную роль [11]. Не исключено, что на оценку $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ по формуле (3) влияет возникновение намагниченности в направлении нормали границы, которое наблюдалось в сверхрешетках манганит/иридат [19].

Таким образом, на основе результатов исследования ферромагнитного резонанса эпитаксиальных гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ в широком диапазоне частот СВЧ-воздействия (1–20 GHz) получены величины мнимой и действительной частей спиновой проводимости границы гетероструктуры, определяющих величину спинового тока, протекающего поперек границы. Величина мнимой части спиновой проводимости оказалась аномально большой (больше, чем в случае гетероструктур с платиной).

Благодарности

Авторы благодарны Т.А. Шайхулову за изготовление эпитаксиальных тонких пленок манганита и гетероструктур, В.В. Демидову, К.А. Станкевичу и А.М. Петржику за помощь в проведении измерений и полезное обсуждение экспериментальных результатов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Для проведения исследований было использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529 „Криоинтеграл“, развитие которой поддержано грантом Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-667). Методика СВЧ-измерений была разработана А.А. Климовым при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00276).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 182509 (2006). DOI: 10.1063/1.2199473
- [2] O. Mosendz, V. Vlaminck, J.E. Pearson, F.Y. Fradin, G.E.W. Bauer, S.D. Bader, A. Hoffmann, *Phys. Rev. B*, **82**, 214403 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.214403
- [3] Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 117601 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.117601
- [4] Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, Н.В. Андреев, *ЖЭТФ*, **156** (1), 135 (2019). DOI: 10.1134/S0044451019070149 [Т.А. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov, V.V. Demidov, N.V. Andreev, *JETP*, **129**, 112 (2019). DOI: 10.1134/S1063776119060153].
- [5] G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, K.L. Stankevich, Yu. Khaydukov, N.V. Andreev, *Phys. Rev. B*, **102**, 14440 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.144401
- [6] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P.J. Kelly, A. Brataas, G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. B*, **71**, 064420 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.064420
- [7] V.P. Amin, M.D. Stiles, *Phys. Rev. B*, **94**, 104420 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.94.104420
- [8] K.-W. Kim, K.-J. Lee, J. Sinova, H.-W. Lee, M.D. Stiles, *Phys. Rev. B*, **96**, 104438 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.104438
- [9] T. Nan, S. Emori, C.T. Boone, X. Wang, T.M. Oxholm, J.G. Jones, B.M. Howe, G.J. Brown, N.X. Sun, *Phys. Rev. B*, **91**, 214416 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.214416
- [10] Y. Sun, H. Chang, M. Kabatek, Y.-Y. Song, Z. Wang, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, E. Montoya, B. Kardasz, B. Heinrich, G.E.S. te Velthuis, H. Schultheiss, A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 106601 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.106601
- [11] J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, H. Glowinski, E. Coy, K. Zateski, I. Goscińska, *Phys. Rev. Appl.*, **13**, 054011 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054011
- [12] Г.А. Овсянников, К.И. Константиныч, В.А. Шмаков, А.В. Шадрин, Ю.В. Кислинский, Н.В. Андреев, Ф.О. Милович, А.П. Орлов, П.В. Лега, *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, **13** (4), 479 (2021). DOI: 10.17725/rensit.2021.13.479
- [13] M. Harder, Z.X. Cao, Y.S. Gui, X.L. Fan, C.-M. Hu, *Phys. Rev. B*, **84**, 054423 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.054423
- [14] Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, *ФТТ*, **60** (11), 2190 (2018). DOI: 10.21883/FIT.2018.11.46662.22NN [Т.А. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov, *Phys. Solid State*, **60**, 2231 (2018). DOI: 10.1134/S1063783418110288].
- [15] S. Crossley, A.G. Swartz, K. Nishio, Y. Hikita, H.Y. Hwang, *Phys. Rev. B*, **100**, 115163 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.115163
- [16] X. Huang, S. Sayed, J. Mittelstaedt, S. Susarla, S. Karimeddiny, L. Caretta, H. Zhang, V.A. Stoica, T. Gosavi, F. Mahfouzi, Q. Sun, P. Ercius, N. Kioussis, S. Salahuddin, D.C. Ralph, R. Ramesh, *Adv. Mater.*, **33**, 2008269 (2021). DOI: 10.1002/adma.202008269

- [17] V.V. Demidov, T.A. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov, J. Magn. Mater., **497**, 165979 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.165979
- [18] F.D. Czeschka, L. Dreher, M.S. Brandt, M. Weiler, M. Althammer, I.-M. Imort, G. Reiss, A. Thomas, W. Schoch, W. Limmer, H. Huebl, R. Gross, S.T.B. Goennenwein, Phys. Rev. Lett., **107**, 046601 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.046601
- [19] D. Yi, H. Amari, P.P. Balakrishnan, C. Klewe, A.T. N'Diaye, P. Shafer, N. Browning, Y. Suzuki, Phys. Rev. Appl., **15**, 024001 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.024001