

05,13

## Влияние амплитуды СВЧ-воздействия на спиновый ток границы платина/железоиттриевый гранат

© К.И. Константиан<sup>1</sup>, Г.А. Овсянников<sup>1</sup>, К.Л. Станкевич<sup>1</sup>, Т.А. Шайхулов<sup>1</sup>, В.А. Шмаков<sup>1</sup>, А.А. Климов<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия<sup>2</sup> Российский технологический университет — МИРЭА, Москва, Россия

E-mail: gena@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Исследованы спектры спинового тока в гетероструктуре, состоящей из эпитаксиальной пленки железоиттриевый иттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG), выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) и пленки платины (Pt). Измерения спинового тока, вызванного СВЧ-воздействием на YIG пленку в режиме ферромагнитного резонанса и обратным спиновым эффектом Холла, проводились при вариации мощности СВЧ-воздействия  $20 \mu W - 50 mW$  и частоты  $2 - 9 GHz$  в температурном диапазоне  $T = 77 - 300 K$  с целью выявления роли спин-волновых резонансов в YIG на спектральные характеристики спинового тока. Обнаружено, что при увеличении мощности СВЧ-воздействия на частотах  $f = 2 - 3 GHz$  амплитуда спинового тока, вызванная спин-волновыми резонансами поверхностных спиновых волн, становится сравнимой с вкладом от ферромагнитного резонанса.

**Ключевые слова:** ферромагнитный резонанс, спин-волновой резонанс, спиновый ток, железоиттриевый гранат, платина.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51258.23H

### 1. Введение

Известно, что в гетероструктурах, состоящих из ферромагнетика (FM) и нормального (немагнитного) металла (NM) в условиях ферромагнитного резонанса (FMR) поперек их границы возникает спиновый ток  $I_S$ , который определяет величину зарядового тока в нормальном металле  $I_Q$  вследствие обратного спинового эффекта Холла:

$$I_Q = (e/h)\theta_{SH}[\mathbf{n} \times I_S], \quad (1)$$

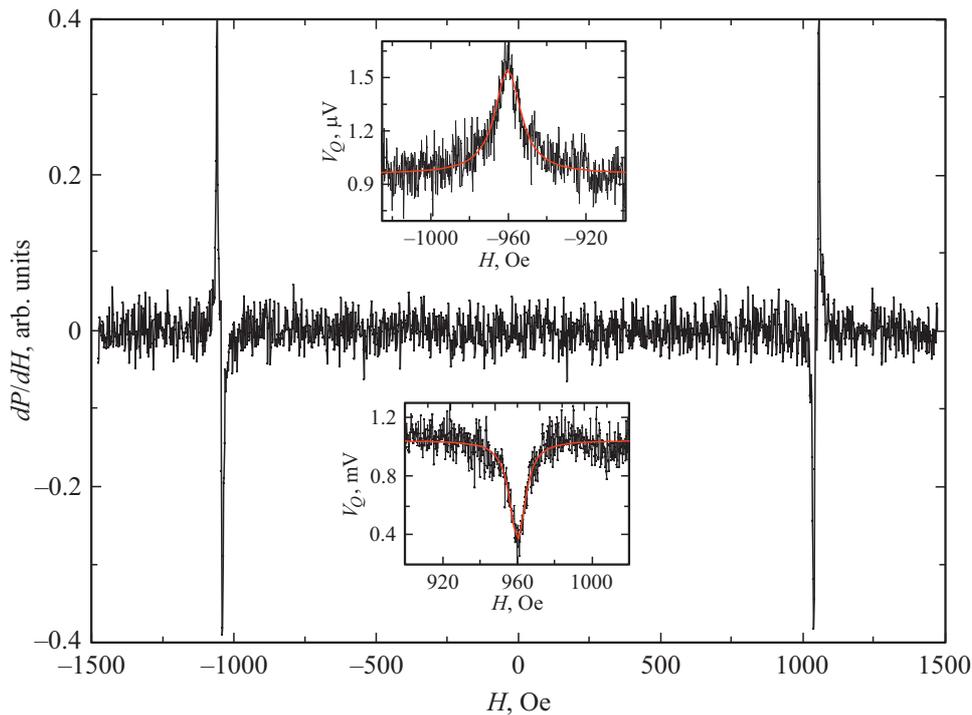
где  $\theta_{SH}$  — спиновый угол Холла,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор спинового момента в ферромагнетике. Экспериментально измеряется напряжение  $V_Q = RI_Q$  ( $R$  — сопротивление пленки Pt), возникающее в NM-металле за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) [1–3]. В гетероструктурах Pt/YIG при СВЧ-воздействии спектр  $V_Q(H)$  наряду с особенностью, вызванной FMR (волновой вектор  $k = 0$ ) может содержать особенности, вызванные спин-волновыми резонансами (SWR) с  $k \neq 0$  [4–6]. Обычно SWR возникают при достаточно большой толщине пленки YIG и невысоких частотах СВЧ-воздействия [4–6]. В данной работе, изменяя мощность СВЧ-воздействия  $P_{in}$ , было экспериментально изучено влияние SWR, вызванных поверхностными (MSSW) и объемными (BVSW) спиновыми волнами, на спектр напряжения  $V_Q(H)$ , вызванного протеканием спинового тока. Исследовалось также поведение амплитуды и ширины линий спектра  $V_Q(H)$  с уменьшением температуры от комнатной до азотной  $T = 77 K$ .

### 2. Образцы и техника измерений

Пленки железоиттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) толщиной  $d_{YIG} = 8 \mu m$  выращивались с помощью молекулярной эпитаксии на обе стороны подложки (111)Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (GGG) толщиной 0.5 mm и размером в плане  $4 \times 3 mm^2$ . Пленка Pt толщиной  $d_{Pt} = 10 nm$  напылялась на одну сторону структуры YIG/GGG с помощью распыления на постоянном токе при комнатной температуре.

Магнитная петля гистерезиса YIG-пленки, измеренная с помощью меридионального эффекта Керра [7], имела коэрцитивную силу  $H_C = 30 Oe$  и поле насыщения  $H_S = 230 Oe$ . При вращении гетероструктуры относительно нормали к плоскости подложки не было обнаружено магнитной анизотропии.

Исследуемые образцы располагались в держателе так, чтобы СВЧ-магнитное поле  $h_{rf}$  было направлено параллельно направлению возникновения напряжения  $V_Q$  на пленке Pt. Внешнее постоянное магнитное поле  $H$  находилось в плоскости подложки и было направлено перпендикулярно  $h_{rf}$ . Регистрация напряжения  $V_Q$  проводилась маломощным синхронным усилителем при модуляции СВЧ-воздействия. Спектр FMR определялся либо из зависимости от магнитного поля отраженного СВЧ-сигнала в широком интервале СВЧ  $f = 2 - 18 GHz$ , либо по зависимостям производной  $dP/dH$  от  $H$  на частотах  $f = 2 - 5 GHz$ .



**Рис. 1.** Зависимость спектра FMR  $dP/dH$  от магнитного поля  $H$ ,  $T = 78$  К,  $f = 5$  GHz. На вставках — спектры  $V_Q(H)$ , снятые при сдвиге частоты СВЧ-воздействия накачки  $f = 4.74$  GHz для двух направлений магнитного поля. Сплошными линиями на вставках показана аппроксимация  $V_Q(H)$  линиями Лоренца для  $k = 0$ . Мощность СВЧ-воздействия не превышала 3 мW.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Спиновая проводимость границы Pt/YIG

При СВЧ-воздействии в режиме FMR в пленке YIG через границу Pt/YIG протекает спиновый ток, который определяется спиновой проводимостью границы Pt/YIG  $g^{\uparrow\downarrow}$  и амплитудой СВЧ-магнитного поля  $h_{rf}$  [3,8,9]:

$$I_S = (hf/4\pi)g^{\uparrow\downarrow}(h_{rf}/2\Delta H_{Pt/YIG})^2, \quad (2)$$

где  $\Delta H_{Pt/YIG}$  — ширина линии FMR гетероструктуры Pt/YIG. При однородном уширении линии поглощения  $g^{\uparrow\downarrow}$  экспериментально определяется утечкой спинов через границу [3,5,8,10]:

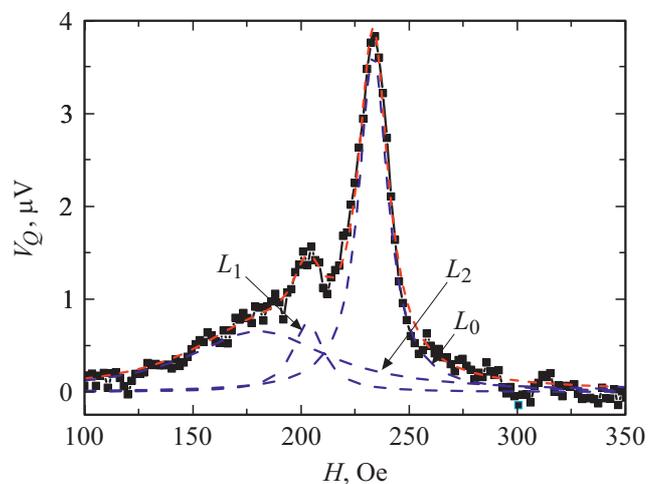
$$g^{\uparrow\downarrow} = \frac{\gamma M t_{YIG}}{\mu_B f} (\Delta H_{Pt/YIG} - \Delta H_{YIG}), \quad (3)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M$  — намагниченность пленки YIG,  $t_{YIG}$  — толщина пленки YIG,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\Delta H_{YIG}$  и YIG,  $\Delta H_{Pt/YIG}$  ширины линии FMR пленки YIG и гетероструктуры Pt/YIG соответственно. Используя (3) для частоты  $f = 7$  GHz, получаем  $g^{\uparrow\downarrow} = 1.1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ . Для сравнения в [5] для границы Pt/YIG получено существенно большее значение  $g^{\uparrow\downarrow} = 4.8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ , что, возможно, вызвано присутствием других механизмов уширения линии кроме однородного уширения, которое учитывается в соотношении (3). Однако наши оценки вкладов в  $g^{\uparrow\downarrow}$  неоднородности ферромагнетика, одномерной спиновой проводимости пленки Pt, двухмагнетонного рассеяния и вихре-

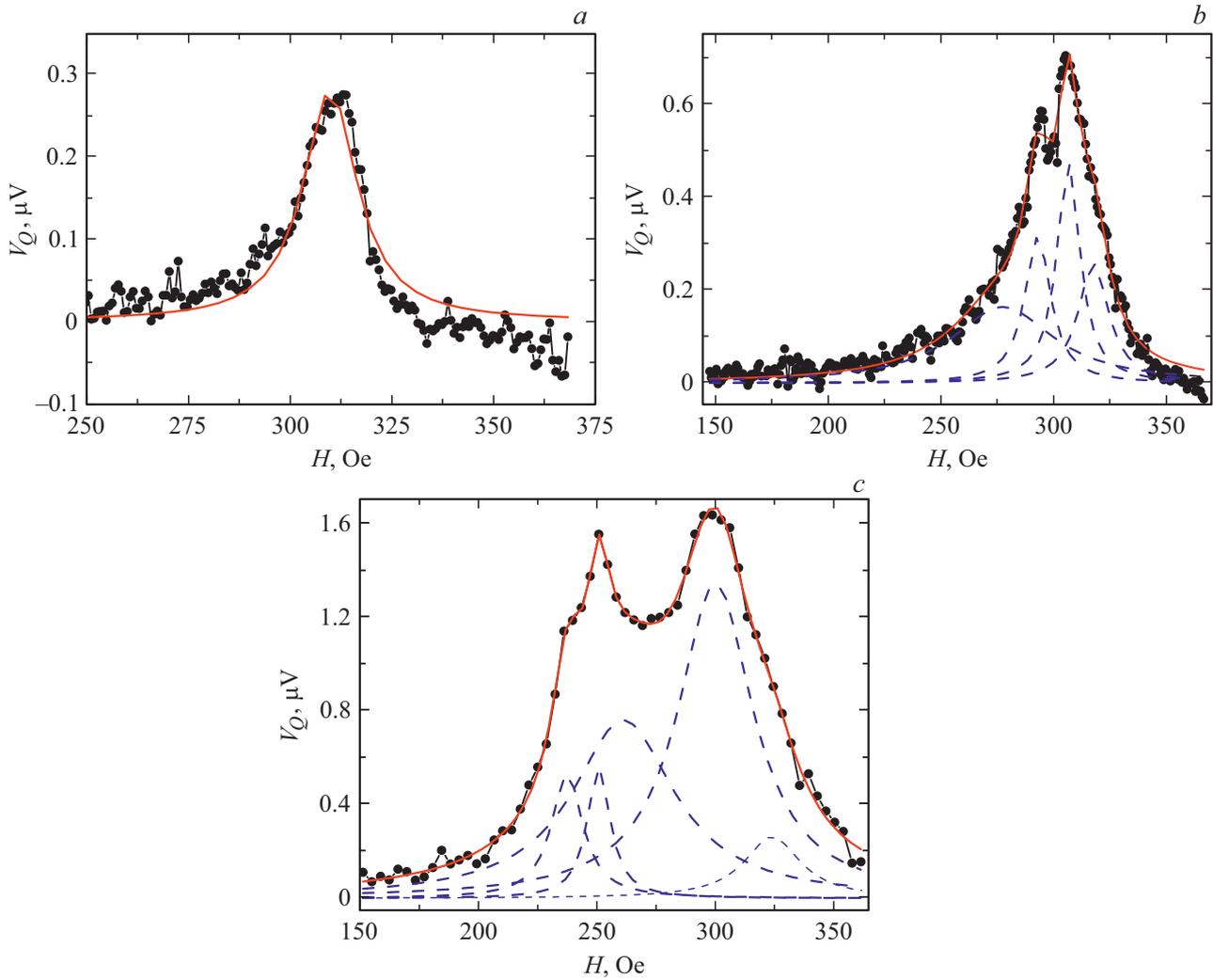
вого тока показали, что вклады перечисленных факторов в спиновую проводимость не превышают 10% [11,12].

#### 3.2. Спектр спинового тока

На рис. 1 показана зависимость спектра  $dP/dH(H)$  гетероструктуры Pt/YIG при  $T = 78$  К и  $f = 5$  GHz. Видно, что  $dP/dH(H)$  гетероструктуры Pt/YIG имеет симметричный характер с одинаковым знаком поглощения



**Рис. 2.** Зависимость  $V_Q(H)$ ,  $T = 120$  К,  $f = 2.1$  GHz,  $P_{in} = 2$  мW. Эксперимент — квадраты, сплошная красная линия — сумма трех линий Лоренца, (штриховая линия).



**Рис. 3.** Зависимости  $V_Q(H)$  при  $T = 300$  K,  $f = 2.1$  GHz при выходной мощности СВЧ-воздействия (a)  $P_{in} = 2$  mW — аппроксимация одной линией Лоренца, (b)  $P_{in} = 10$  mW — аппроксимация четырьмя линиями Лоренца, (c) 50 mW — аппроксимация пятью линиями Лоренца.

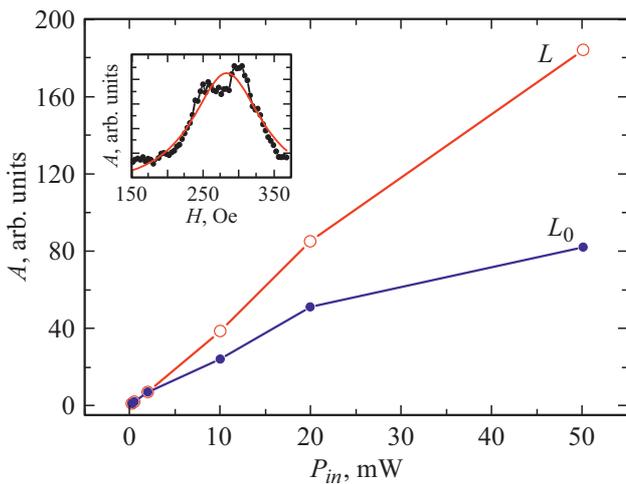
при изменении направления (знака) магнитного поля. На вставках к рис. 1 приведены зависимости  $V_Q(H)$  для двух значений направления магнитного поля, снятые при небольшой отстройке частоты  $f = 4.74$  GHz. В отличие от FMR спектры  $V_Q(H)$  асимметричны относительно изменения знака  $H$  в соответствии с соотношениями (1, 2). Сдвиг по полю пиков  $V_Q$  при  $f = 4.74$  GHz относительно FMR-спектра при  $f = 5$  GHz хорошо соответствует соотношению Киттеля для изотропного случая  $f = \gamma[H_0(H_0 + 4\pi M)]^{1/2}$  при намагниченности  $4\pi M = 2.0 \pm 0.01$  kG для  $T = 78$  K.

На вставках к рис. 1 приведены спектральные линии  $V_Q(H)$ , аппроксимированные линией Лоренца с  $i = 0$ :

$$L_i(H) = A_i / \left[ 1 + [(H - H_i) / \Delta H_i]^2 \right], \quad (4)$$

где  $A_i$  — амплитуда,  $\Delta H_i$  — полуширина линии на полувысоте,  $H_i$  — сдвиг пика  $i$ -той линии относительно основной  $i = 0$ , соответствующей FMR.

С понижением частоты и увеличением мощности СВЧ-воздействия форма спектра  $V_Q(H)$  претерпевает искажение и отличается от линии Лоренца. Пример зависимости  $V_Q(H)$ , снятой при температуре  $T = 120$  K приведен на рис. 2. Видно, что зависимость  $V_Q(H)$  асимметрична относительно максимума. Достаточно хорошее соответствие формы спектра получается при аппроксимации суммой трех линий Лоренца (4)  $L_i$  с  $i = 0, 1, 2$  (штриховые линии на рис. 2). Заметим, появление в спектре  $V_Q(H)$  боковых линий обусловлено возникновением SWR: при  $H_i < H_0$  поверхностными (MSSW), а при  $H_i > H_0$  объемными (BVSW) спиновыми волнами [4–6]. Из приведенного рисунка видно, что в данном случае искажение формы спектральной линии  $V_Q(H)$  происходит при  $H < H_0$  и, следовательно, обусловлено SWR поверхностных волн. Отметим, что на более высоких частотах искажение спектра  $V_Q(H)$  не наблюдается, а на FMR спектре отсутствуют SWR-особенности.



**Рис. 4.** Зависимости от мощности СВЧ-воздействия амплитуды линии Лоренца FMR компоненты  $L_0$  (см. рис. 2) и амплитуды, полученной аппроксимацией  $V_Q(H)$  одной линией (см. вставку к рисунку).

### 3.3. Влияние мощности СВЧ-воздействия

Для определения влияния мощности СВЧ-воздействия на спектр спинового тока были сняты зависимости  $V_Q(H)$ , варьируя подаваемую мощность СВЧ-воздействия  $P_{in}$ . На рис. 3 представлены зависимости  $V_Q(H)$  при  $T = 300$  К для трех значений  $P_{in}$ . Экспериментальную зависимость  $V_Q(H)$  удается описать совокупностью от одной до пяти линий Лоренца в зависимости от величины  $P_{in}$ . При малом значении  $P_{in} = 2$  мВт наблюдается небольшое отличие спектра  $V_Q(H)$  от линии Лоренца с  $i = 0$  (рис. 2). При высокой мощности СВЧ-воздействия присутствуют компоненты  $V_Q(H)$ , вызванные SWR как поверхностными, так и объемными волнами (рис. 3, c). Так, для  $P_{in} = 50$  мВт помимо  $L_0$  с  $H_0 = 300$  Ое и  $\Delta H = 38$  Ое, есть три компонента от поверхностных волн:  $L_1$  с  $H_1 = 261$  Ое и  $\Delta H = 52$  Ое,  $L_2$  с  $H_2 = 251$  Ое и  $\Delta H_2 = 11$  Ое,  $L_3$  с  $H_3 = 238$  Ое и  $\Delta H_3 = 16$  Ое, а также  $L_1^*$  от объемной волны с  $H_1^* = 324$  Ое и  $\Delta H_1^* = 29$  Ое. Отметим, что аппроксимация одними лишь линиями Лоренца дает хорошее совпадение с экспериментом, но не учитывает вклад дисперсионной (асимметричной) составляющей FMR [13].

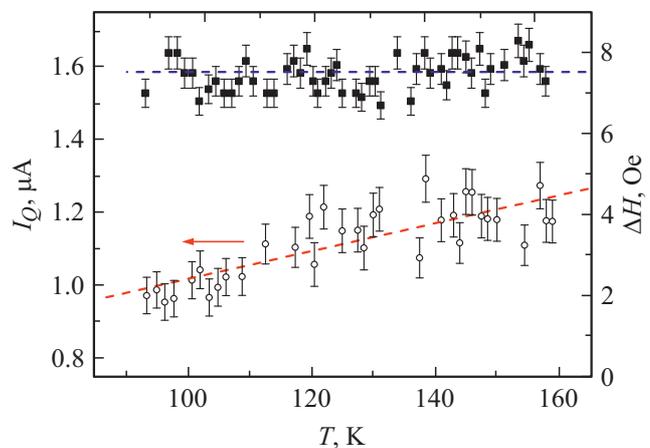
На рис. 4. приведены две зависимости от  $P_{in}$  параметра  $A$ , пропорционального произведению амплитуды спектральной линии  $V_Q(H)$  на ширину линии. Зависимость, обозначенная  $L$  соответствует аппроксимации всей кривой  $V_Q(H)$  одной линией Лоренца (см. вставку на рис. 4), а зависимость  $L_0$  соответствует значению  $A$  линии Лоренца с  $i = 0$  при разложении спектра  $V_Q(H)$  на составляющие (см. рис. 3). Видно, что зависимости  $L$  и  $L_0$  расходятся при  $P_{in} \approx 10$  мВт. Такое поведение параметра  $A$  свидетельствует о том, что с увеличением  $P_{in}$  наблюдается перераспределение доминирующих механизмов генерации спинового тока от FMR к SWR. При более низких температурах параметр  $g^{\uparrow\downarrow}$ , пропорциональный  $M$  растет и вклад в спектр  $V_Q(H)$  SWR

поверхностных волн проявляется отчетливее, как видно из сравнения данных на рис. 2 и 3, а, полученных при одинаковой мощности СВЧ-воздействия  $P_{in} = 2$  мВт.

### 3.4. Температурная зависимость спинового тока

При изменении температуры амплитуда напряжения  $V_Q(T)$  изменяется из-за температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$ , которая определяет  $g^{\uparrow\downarrow}$ , ширины линии спектра спинового тока, спинового угла  $\theta_{SH}$ , а также от мощности СВЧ-воздействия,  $h_{rf}^2$  (см. соотношения (1)–(3)).

На рис. 5 приведена температурная зависимость ширины линии  $\Delta H$  и амплитуды тока  $I_Q = V_Q/R$ , пересчитанная с учетом сопротивления пленки Pt  $R(T)$ . Видно, что для случая  $f = 3$  GHz и  $P_{in} = 2$  мВт ширина линии  $\Delta H$  в пределах экспериментальной погрешности не зависит от температуры. Хотя температура Кюри YIG существенно выше комнатной, зависимость  $M(T)$ , полученная из экспериментальных данных  $H_0(T)$  по формуле Киттеля для изотропного ферромагнетика, нарастает с уменьшением температуры и выходит на плато при  $T \leq 100$  К. Такое поведение типично для YIG-пленок, в том числе и с внесенными неоднородностями [14]. В наших гетероструктурах величина намагниченности  $M$  при комнатной температуре составляет 2/3 от  $M$  при  $T = 120$  К. Соответственно, без учета остальных факторов, влияющих на температурную зависимость  $I_Q(T)$ , должен наблюдаться спад  $I_Q$  с увеличением температуры. Однако в эксперименте на  $f = 2.1$  GHz, напротив, наблюдался рост  $I_Q$  с температурой. Возможным объяснением может служить зависимость от температуры импедансных характеристик интерфейса YIG/Pt, влияющих на величину  $h_{rf}$  (см. соотношение в (2)). Более подробные температурные измерения  $I_Q(T)$  были проведены на частоте  $f = 3$  GHz, представленные на рис. 5. Видно, что амплитуда  $I_Q(T)$ , аппроксимированная



**Рис. 5.** Температурные зависимости ширины линии  $\Delta H$  (квадраты) и амплитуды тока  $I_Q$  (круги),  $P_{in} = 2$  мВт,  $f = 3$  GHz. Линейные аппроксимации зависимостей показаны штрихами.

в приближении наименьших квадратов линейной зависимостью, демонстрирует рост с увеличением температуры. Заметим, рост амплитуды напряжения  $V_Q(T)$  с температурой был получен также в работе [6] на частоте  $f = 9.12$  GHz.

#### 4. Заключение

Наличие спин-волновых резонансов (SWR) искажает спектр спинового тока Pt/YIG гетероструктур. На относительно низких частотах (3 GHz и ниже) при малых мощностях накачки  $P_{in} < 2$  mW вклад в спектральную линию  $V_Q(H)$  от SWR существенно меньше, чем от FMR. С увеличением мощности СВЧ-воздействия  $P_{in}$  влияние SWR становится заметнее, особенно тех резонансов, которые обусловлены поверхностными волнами. Зависимость спектральных характеристик спинового тока от  $P_{in}$  свидетельствует о перераспределении мощности накачки от FMR к SWR. С уменьшением температуры амплитуда тока  $I_Q$ , обусловленного ISHE уменьшается, хотя величина намагниченности  $M$  растет с понижением температуры. При этом изменения в ширине линии  $I_Q(H)$  не обнаруживаются.

#### Благодарности

Авторы благодарны В.А. Ацаркину, В.В. Демидову, Ю.В. Кислинскому, А.М. Петржику и А.В. Шадрину за полезное обсуждение полученных результатов и помощь при проведении измерений.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143). Работа А.А. Климова частично поддержана Российским научным фондом, проект 20-12-00276.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [2] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara. Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [4] C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett., **97**, 252504 (2010).
- [5] S.M. Rezende, R.L. Rodríguez-Suárez, M.M. Soares, L.H. Vilela-Leão, D. Ley Domínguez, A. Azevedo. Appl. Phys. Lett. **102**, 012402 (2013).
- [6] Se. Dushenko, Yukio Higuchi, Yuichiro Ando, Teruya Shinjo, Masashi Shiraishi. Appl. Phys. Exp. **8**, 103002 (2015).
- [7] A.S. Grishin, G.A. Ovsyannikov, A.A. Klimov, V.V. Demidov, K.Y. Constantinian, I.V. Borisenko, V.L. Preobrazhensky, N. Tiercelin, P. Pernod. J. Electron. Mater. **47**, 1595 (2018).
- [8] Fengyuan Yang, P. Chris Hammel. J. Phys. D **51**, 253001 (2018).
- [9] 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).
- [10] S. Emori, U.S. Alaan, M.T. Gray, V. Sluka, Y. Chen, A.D. Kent, Y. Suzuki. Phys. Rev. B **94**, 224423 (2016).
- [11] Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников. ФТТ **60**, *11*, 2160 (2018).
- [12] T.G.A. Verhagen, H.N. Tinkey, H.C. Overweg, M. van Son, M. Huber, J.M. van Ruitenbeek, J. Aarts. J. Phys. Condens. Matter **28**, 056004 (2016).
- [13] M. Harder, Z.X. Cao, Y.S. Gui, X.L. Fan, C.-M. Hu. Phys. Rev. B **84**, 054423 (2011).
- [14] I.H. Solt Jr. Appl. Phys. A **33**, 1189 (1982).

*Редактор Д.В. Жуманов*