

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья
УДК 537.86

DOI: 10.18500/0869-6632-003008
EDN: XICWQF

Влияние трехмагнонных распадов на генерацию ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в интегральных структурах ЖИГ–Pt

М. Е. Селезнёв¹, Ю. В. Никулин^{1,2}, Ю. В. Хивинцев^{1,2}, С. Л. Высоцкий^{1,2},
А. В. Кожевников¹, В. К. Сахаров¹, Г. М. Дудко¹, Е. С. Павлов¹, Ю. А. Филимонов^{1,2}✉

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия

E-mail: mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, khivintsev@gmail.com, vysotsl@gmail.com, kzhavl@gmail.com,
valentin@sakharov.info, dugal_2010@hotmail.com, geka.pavlov@gmail.com, ✉yuri.a.filimonov@gmail.com

Поступила в редакцию 22.08.2022, принята к публикации 7.09.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель настоящего исследования — определить влияние процессов трехмагнонных распадов на ЭДС (U), генерируемую за счет обратного спинового эффекта Холла в структуре железоиттриевый гранат (ЖИГ) — платина (Pt) бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). **Методы.** Эксперименты выполнялись с макетами линии задержки на основе пленок ЖИГ толщиной 8.8 и 14.6 мкм, на поверхности которых формировались антенны для возбуждения и приема ПМСВ и пленка Pt между ними. **Результаты.** Показано, что трехмагнонная параметрическая неустойчивость может существенно менять характер зависимости ЭДС от частоты и мощности ПМСВ как за счет эффекта ограничения мощности, так и за счет участия параметрических (ПСВ) и вторичных (ВСВ) спиновых волн в процессах электрон-магнонного рассеяния на границе ЖИГ/Pt. **Заключение.** Показано, что эффект усиления генерации ЭДС на частотах вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ связан с заселением ПСВ и ВСВ области спектра анизотропных дипольно-обменных спиновых волн, характеризующейся наличием сингулярностей в плотности состояния магнонов (сингулярностей ван Хофа).

Ключевые слова: поверхностные магнитостатические волны, параметрические спиновые волны, анизотропные дипольно-обменные спиновые волны, обратный спиновый эффект Холла, плёнки железоиттриевого граната, параметрическая неустойчивость.

Благодарности. Работа поддержана грантом РНФ № 22-19-00500.

Для цитирования: Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А. Влияние трехмагнонных распадов на генерацию ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в интегральных структурах ЖИГ–Pt // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 617–643. DOI: 10.18500/0869-6632-003008. EDN: XICWQF

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Influence of three-magnon decays on electromotive force generation by magnetostatic surface waves in integral YIG – Pt structures

M. E. Seleznev¹, Y. V. Nikulin^{1,2}, Y. V. Khivintsev^{1,2}, S. L. Vysotskii^{1,2}, A. V. Kozhevnikov¹,
V. K. Sakharov¹, G. M. Dudko¹, E. S. Pavlov¹, Y. A. Filimonov^{1,2} ✉

¹Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russia

²Saratov State University, Russia

E-mail: mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, khivintsev@gmail.com,
vysotsl@gmail.com, kzhavl@gmail.com, valentin@sakharov.info, dugal_2010@hotmail.com,
geka.pavlov@gmail.com, ✉yuri.a.filimonov@gmail.com

Received 22.08.2022, accepted 7.09.2022, published 30.09.2022

Abstract. The purpose of this work is to find out the influence of three-magnon decay processes on the electromotive force (EMF (U)) generated by propagating magnetostatic surface waves (MSSW) with the help of the inverse spin Hall effect in the “yttrium-iron garnet (YIG)–platinum (Pt)” structure. *Methods.* The experiments were carried out using the delay line structures based on YIG films with the thickness of 8.8 and 14.6 μm , on the surface of which antennas were formed for MSSWs excitation and reception and a Pt film between antennas. *Results.* It was shown that the three-magnon parametric instability can significantly change the character of EMF dependences on frequency and on power of MSSW that resulted both from the effect of power limitation and from the participation of parametric spin waves (PSW) and secondary spin waves (SSW) in the processes of electron-magnon scattering on the YIG/Pt border. *Conclusion.* It was demonstrated that the effect of amplification of EMF generation at the frequencies that are close to the long-wavelength border of the MSSW spectrum is related with the PSW and SSW population of the region of anisotropic dipole-exchange spin waves spectrum, which is characterized by the presence of singularities in the magnon density of states (Van Hove singularities).

Keywords: magnetostatic surface waves, parametric spin waves, anisotropic dipole-exchange spin waves, inverse spin Hall effect, yttrium-iron garnet films, parametric instability.

Acknowledgements. The work was supported by RSF grant No. 22-19-00500.

For citation: Seleznev ME, Nikulin YV, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Kozhevnikov AV, Sakharov VK, Dudko GM, Pavlov ES, Filimonov YA. Influence of three-magnon decays on electromotive force generation by magnetostatic surface waves in integral YIG – Pt structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):617–643. DOI: 10.18500/0869-6632-003008

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

В последнее время наблюдается всплеск интереса к изучению эффекта генерации ЭДС применительно к структурам на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt), где за счет обменного и спин-орбитального взаимодействий электроны проводимости металла чувствительны к состоянию намагниченности \vec{M} плёнки ЖИГ на интерфейсе [1–6]. При этом изменение \vec{M} при возбуждении когерентных или некогерентных (тепловых) спиновых волн (СВ) за счёт механизма спиновой накачки создает спиновый ток через интерфейс ЖИГ/Pt, который приводит к генерации ЭДС на концах электрически разомкнутого слоя Pt за счёт обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [7]. Такие эффекты важны для спинтроники [8, 9], поскольку открывают возможность построения не только детекторов СВ [10, 11], но и устройств спиновой логики [12, 13], магнитной памяти [14], магнонных транзисторов [15], а также усиления и генерации СВ [16–18].

В экспериментах по накачке бегущими магнитостатическими волнами (МСВ) плотность магнонного спинового тока J_S через поперечное сечение S пленки ЖИГ можно связать с потоком СВЧ-мощности P спиновых волн $J_S \sim P \approx |\vec{m}|^2 v_g S$, где $|\vec{m}|$ и v_g , соответственно амплитуда

Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л.,
Кожеевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А.

и групповая скорость МСВ. Закачиваемый через интерфейс спиновый ток $J_S^p (J_S^p < J_S)$ за счет ОСЭХ, приводит к появлению в пленке Pt электрического тока плотностью J_c^{ISHE} [2, 3]

$$J_c^{ISHE} \sim |J_{S,n}^p| \cdot [\vec{n} \times \vec{\sigma}], \quad (1)$$

где \vec{n} и $\vec{\sigma}$ — соответственно единичные векторы вдоль нормали к границе раздела ЖИГ/Pt и поляризации спинного тока, $J_{S,n}^p$ — компонента спинного тока вдоль нормали \vec{n} . При этом на концах пленки Pt генерируется напряжение $U = J_c^{ISHE} \cdot S_{Pt} \cdot R$, где R и S_{Pt} — электрическое сопротивление и площадь поперечного сечения пленки Pt. Важно отметить, что эффективность процесса закачки спинного тока J_S , переносимого МСВ, в спиновый ток $J_{S,n}^p$ через интерфейс ЖИГ/Pt определяется процессами электрон-магнонного рассеяния на границе ЖИГ/Pt, вероятность которых пропорциональна плотности состояний СВ $\eta(f)$ [19] в спектре магнитной пленки. При этом особую роль могут играть частоты f^* в спектре СВ, где $v_g(f^*) \rightarrow 0$, что отвечает сингулярностям ван Хофа [20] в плотности состояний магнонов. Отметим, что применительно к поверхностным магнитостатическим волнам (ПМСВ) частотам f^* могут отвечать длинноволновая (f_0) и коротковолновая (f_S) границы в спектре [21, 22], а также частоты резонансного взаимодействия ПМСВ с толщинными обменными модами пленки ЖИГ [23, 24].

Для практического применения детекторов спинного тока существенным оказывается пропорциональность U мощности МСВ, характеризуемая вольт-ваттной чувствительностью $\kappa = U/P$. Поскольку рост мощности СВЧ-накачки может приводить к возникновению параметрической неустойчивости в системе СВ, то исследованию механизмов генерации ЭДС в структурах ЖИГ/Pt в условиях развития неустойчивости СВ уделяется большое внимание [11, 18, 25–36]. Отметим, что параметрическая неустойчивость возникает при мощности МСВ выше некоторого порогового уровня P_{th} ($P > P_{th}$) и при выполнении законов сохранения [37–39]

$$nf_p = f_1 + f_2, \quad n\vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (2)$$

где частоты $f_{p,1,2}$ и волновые векторы $\vec{k}_{p,1,2}$ отвечают, соответственно, накачке и параметрическим спинным волнам (ПСВ), а целое число n принимает значения $n = 1, 2$ и отвечает процессам первого ($n = 1$, трехмагнонным (3М)) или второго ($n = 2$, четырехмагнонным (4М)) порядков. Исследования влияния процессов (2) на генерацию спинного тока в структурах ЖИГ/Pt показали отсутствие зависимости κ от волновых чисел ПСВ $|\vec{k}_{1,2}|$ как в условиях параллельной [25, 27, 29, 32], так и перпендикулярной [27, 29] накачек. При этом в работах [25, 32] отмечался рост чувствительности κ при таких значениях f_p и магнитного поля H , при которых оказывается возможным рождение вторичных спинных волн (ВСВ) в результате беспороговых процессов слияния ПСВ:

$$f_1 + f_2 = f_3, \quad \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3. \quad (3)$$

Возможность детектирования СВЧ-составляющей спинного тока, связанной с возбуждением ПСВ на частоте $f_{1,2} = f_p/2$, рассматривалась в работе [11]. Было также продемонстрировано, что падение СВЧ магнитной восприимчивости при $P > P_{th}$, а также автоколебания и бистабильности в системе ПСВ [37–39] в структурах ЖИГ/Pt приводят к нелинейности зависимости $U = U(P)$ [25–28, 33–36], возникновению осцилляций [30] и бистабильности [31] ЭДС.

Особое внимание было уделено исследованию влияния процессов (2) на характер частотной зависимости $\kappa(f)$ в касательно намагниченных структурах ЖИГ/Pt при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) на частоте f_p , близкой к частоте длинноволновой границы спектра СВ ($f_p \cong f_0$) [26–28, 33, 34]. Этот интерес был стимулирован обнаружением эффекта «усиления эффективности генерации спинного тока процессами 3М-распада» [26, 27], проявлявшегося в увеличении значений κ с ростом мощности накачки P , несмотря на ограничение амплитуды прецессии намагниченности $|\vec{m}|$. В работах [26–28], где исследовались структуры на основе пленок

ЖИГ микронных толщин, рост эффективности детектирования спинового тока при 3М-распадах объяснялся передачей импульса в магнотонную систему из решетки, а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в ЖИГ [27, 28]. Однако в работах [33, 34], где исследовались структуры на основе пленки ЖИГ толщиной 200 нм и 3М-распады были запрещены из-за обменного сдвига «дна» спектра СВ [40], в зависимости $\kappa(f)$ также наблюдался максимум на частотах $f_p \cong f_0 \approx 1$ ГГц, что указывало на вклад четырехмагнотонных и двухмагнотонных процессов рассеяния в достижение максимума ЭДС на частотах $f_p \cong f_0 \approx 1$ ГГц.

В данной работе рассматривается влияние 3М-распадов на генерацию ЭДС бегущими ПМСВ в структурах ЖИГ/Pt, на основе пленок ЖИГ толщиной $d = 8.8$ и $d = 14.6$ мкм, где ПМСВ имеют преимущественно дипольный характер. В отличие от предыдущих работ, где для создания спиновой накачки использовались микрополосковые антенны шириной $s \gg d$, использовались антенны с $s < d$, что позволило исследовать влияние 3М-распадов на ЭДС во всей полосе частот существования ПМСВ $[f_0, f_s]$. При этом обсуждается возможный механизм эффекта «усиления эмиссии спинового тока при 3М-распадах» [26–28] в структурах ЖИГ/Pt на основе пленок ЖИГ микронных толщин, связанный с заселением ВСВ областей спектра анизотропных дипольно-обменных волн, характеризующихся сингулярностями в плотности состояний.

Отметим, что эффекты генерации ЭДС в структуре ЖИГ/Pt в условиях возбуждения МСВ микрополосковыми преобразователями изучались в работах [35, 41–45]. В работах [41–45] рассматривалось распространение ПМСВ в структурах на основе плёнок как микронных [41–44], так и нанометровых [45] толщин. При этом в работе [38] наблюдался рост эффективности детектирования κ при увеличении волнового числа k ПМСВ. Также исследовалось влияние невязности распространения ПМСВ на величину U ЭДС и характер распределения U по плоскости структуры [36, 37], влияние градиента температуры по толщине структуры за счет СВЧ-нагрева пленки Pt на эффект генерации ЭДС [37], и влияние постоянного тока в Pt на затухание ПМСВ в структуре ЖИГ/Pt [39]. Однако влияние параметрической неустойчивости ПМСВ на эффект генерации ЭДС в работах [41–45] не обсуждалось.

Влияние параметрических процессов на зависимость $U = U(P)$, генерируемой в структуре ЖИГ/Pt бегущими МСВ изучалось, по-видимому, лишь в работе [36], где рассматривался случай распространения обратных объемных МСВ (ООМСВ) в направлении касательного к плёнке поля \vec{H} в условиях 4М-процессов. Было показано, что при уровнях надкритичности накачки $C = 10 \log \frac{P}{P_{th}} > 15 \dots 20$ дБ вклад ПСВ в генерируемую ЭДС сравним с вкладом ООМСВ накачки. При этом вопрос о влиянии сингулярностей в спектре СВ на величину ОСЭХ не обсуждался.

1. Исследуемые структуры и методика эксперимента

Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки (ЛЗ) на ПМСВ на основе интегральных структур ЖИГ/Pt, фотография которых показана на рис. 1. При изготовлении структур использовались плёнки ЖИГ толщиной $d_1 \approx 8.8$ мкм и $d_2 \approx 14.6$ мкм, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111). Плёнки ЖИГ имели намагниченность $4\pi M \approx 1750$ Гс, параметр релаксации $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (ширину линии ФМР $\Delta H \approx 0.5$ Э) и характеризовались полем кубической анизотропии $H_c \cong -40$ Э. На поверхность плёнки ЖИГ методом магнетронного распыления на постоянном токе осаждалась пленка Pt толщиной $b \approx 9$ нм с удельным сопротивлением $\rho \approx 50$ мкОм·м, из которой методами фотолитографии и ионного травления формировались прямоугольные элементы шириной 110 мкм и длиной $L \approx 430$ мкм. Медные микроантенны (1, 2) в виде проводников шириной $s \approx 4$ мкм и длиной $w \approx 110$ мкм с прямоугольными контактными площадками на концах, а также контакты и подводящие линии (3, 4) к элементам Pt формирова-

лись с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления. Расстояние L между антеннами 1 и 2 составляло $L \approx 490$ мкм, а расстояния ξ между антеннами и краями пленки Pt составляли $\xi \approx 30$ мкм. Считалось, что с плёнкой связана система координат так, как показано на рис. 1.

Для оценки влияния пленок Pt на дисперсию и затухание ПМСВ проводилось сравнение амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных (ФЧХ) характеристик макетов ЛЗ на основе структур ЖИГ/Pt и пленок ЖИГ без металлизации. С этой целью одновременно со структурами ЖИГ/Pt изготавливались макеты ЛЗ без пленок платины и медных контактов 3, 4.

Исследуемая структура размещалась между полюсами электромагнита (см. рис. 1) в касательном к поверхности плёнки ЖИГ магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{y}$, которое менялось в пределах $-2473 < H < 2473$ Э. Указанная геометрия отвечает возбуждению и распространению ПМСВ Дэймона–Эшбаха [21] вдоль \vec{x} ($\vec{k} \parallel \vec{x}$). С помощью векторного анализатора цепей (Keysight M9374A) при различных уровнях падающей мощности P_{in} и величинах H , измерялись частотные зависимости коэффициентов прохождения $S_{21}(f)$ между антеннами 1 и 2 и отражения $S_{11}(f)$ от антенны 1. Набег фазы ПМСВ $\Theta(f)$ в структуре определялся как $\Theta(f) = \arctan \text{Im}[S_{21}(f)] / \text{Re}[S_{21}(f)]$ и использовался для расчета волнового числа ПМСВ $k(f) = \Theta(f)/L$ [46]. Электрический контакт с антеннами 1 и 2 обеспечивался с помощью СВЧ-микрондов (Picoprobe Model 50A), см. рис. 1.

Измерение ЭДС $U(f)$, генерируемой на контактах (3, 4) к пленке Pt при распространении ПМСВ на частоте f , проводилось с помощью селективного вольтметра (SR830) в режиме модуляции падающей СВЧ-мощности P_{in} меандром с частотой $\Omega_t \approx 11.33$ кГц, см. рис. 1. Такой подход к измерению сигнала $U(f)$ позволяет снизить влияние шумов и паразитных сигналов на процесс измерения, а также уменьшить вклад со стороны термоЭДС, вызванный неоднородным нагревом структуры СВЧ-мощностью. При этом вклад в ЭДС со стороны процессов электрон-магнетонного рассеяния, характеризующихся временами $\tau_{e-m} \sim 10^{-12}$ с [47], отслеживает модуляцию мощности практически безынерционно.

Влияние параметрических процессов на генерацию ЭДС изучалось для диапазона полей подмагничивания от $H = 200$ Э до $H = 1000$ Э. Пороговое значение мощности ПМСВ P_{th} ,

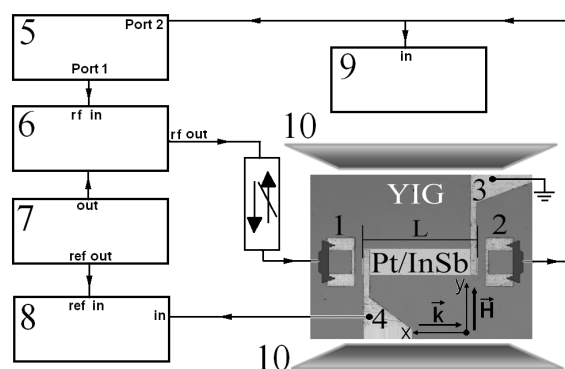


Рис. 1. Блок-схема установки измерения коэффициентов прохождения $S_{21}(f)$, отражения $S_{11}(f)$ структур, ЭДС $U(f)$ и спектра сигнала ПМСВ, прошедшего через макет ЛЗ. Цифрами (1,2) обозначена система медных микроантенн, цифрами (3,4) — контакты к микрополоске Pt и СВЧ-микрондов; 5 — анализатор цепей; 6 — импульсный модулятор; 7 — генератор импульсов; 8 — синхронный детектор; 9 — анализатор спектра; 10 — полюсы электромагнита

Fig. 1. Block diagram of the facility for the measurements of transmission $S_{21}(f)$, reflection $S_{11}(f)$ coefficients, EMF $U(f)$ and spectrum of MSSW propagating through the delay line structure. Numbers (1, 2) point out the system of copper microantennas; numbers (3, 4) — the contacts to the Pt microstripe and microwave probes; 5 — vector network analyzer; 6 — pulse modulator; 7 — pulse generator; 8 — lockin amplifier; 9 — spectrum analyzer; 10 — electromagnet poles

при котором на частоте f_p развивались процессы (2), определялось стандартным методом [48–51] по снижению модуля коэффициента прохождения $T(f_p, P) = |S_{21}(f_p, P)|$ при $P > P_{th}$. При этом изменения в зависимостях $U(f)$ и $U(P)$ при надкритичности накачки $C > 0$ сопоставлялись с видом спектра сигнала накачки ПМСВ, прошедшего через макет ЛЗ, для чего сигнал с выходной антенны через ответвитель подавался на анализатор спектра, см. рис. 1.

2. Влияние электронов проводимости на дисперсию и затухание ПМСВ в структуре ЖИГ/Pt

Поскольку металлизация пленки ЖИГ может существенно изменять характер дисперсии и затухания ПМСВ [37, 38], то следует обсудить влияние проводимости пленки Pt на распространение ПМСВ в исследуемых структурах. При этом учтем, что возможны два механизма. Первый, дальнедействующий механизм, связан с наведением полем ПМСВ в металле объемных СВЧ-токов, которые приводят к омическим потерям и экранировке полей ПМСВ [37, 38]. В этом случае характер влияния пленки Pt на дисперсию и затухание ПМСВ определяется величиной параметра спин-электронной связи [52, 53]:

$$G = \frac{b}{kl_{sk}^2}, \quad (4)$$

где l_{sk} — глубина скин-слоя. Для пленок Pt с $\rho \approx 50$ мкОм·м глубина скин-слоя в интервале частот 1...5 ГГц составит $l_{sk} \approx 7...10$ мкм. Если принять, что использование (4) для оценки справедливо в случае, когда на длине L пленки Pt укладывается не менее одной длины волны λ ($\lambda < L$), то из (4) для нашего случая получим $G < L \cdot t / (2\pi l_{sk}^2) \approx 0.07 \ll 1$. Отметим, что при $G \ll 1$ металлическая пленка влияет в основном на потери ПМСВ [52], которые для бегущих волн удобно характеризовать пространственным декрементом $k'' = k''_m + k''_{el}$, где $k'' = \text{Im}[k]$, k''_m и k''_{el} — составляющие пространственного декремента за счет магнитных и омических потерь, соответственно. При этом дисперсионная зависимость ПМСВ $k' = k'(f)$ ($k' = \text{Re}[k]$) близка к случаю изолированных пленок ЖИГ [52].

Второй механизм обусловлен обменным взаимодействием на интерфейсе и применительно к бегущим МСВ в структурах ЖИГ/Pt рассматривался в работах [54, 55]. При этом влияние спиновой накачки на распространение ПМСВ учитывалось через граничные условия на закрепление поверхностных спинов на границе ЖИГ/Pt и проявлялось в росте потерь ПМСВ. Было показано, что в структурах на основе пленок ЖИГ с магнитной поверхностной анизотропией, характеризуемой константой K_s , связанный со спиновой накачкой параметр релаксации $\Delta\alpha$ не зависит от толщины d пленки ЖИГ, если выполняется условие [55]:

$$d \gg \frac{A}{K_s}, \quad (5)$$

где $A = 3.85 \cdot 10^{-7}$ эрг/см — обменная жесткость в ЖИГ. В этом случае для типичных структур ЖИГ/Pt значения $\Delta\alpha$ оказались того же порядка, что и магнитные $\Delta\alpha \sim \alpha$ [53, 54]. Отметим, что при типичных для ЖИГ значениях $K_s = 0.02...0.05$ эрг/см² [56, 57] условие (5) выполняется для пленок толщиной $d \geq 0.5$ мкм.

Обратимся теперь к рис. 2, где для структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм) и свободной пленки ЖИГ(14.6 мкм) приведены частотные зависимости модуля коэффициента прохождения $T(f) = |S_{21}(f)|$, коэффициента отражения $S_{11}(f)$, коэффициента преобразования $K(f)$ падающей мощности $P_{in}(f)$ в мощность ПМСВ $P(f)$, а также дисперсионные кривые $k = k(f)$, измеренные при $H = 939$ Э и $P_{in} \approx -20$ дБм. На рис. 2, а–с кривыми 1 и 2 показаны зависимости в структурах

ЖИГ/Рт и плёнке ЖИГ, соответственно. Зависимости $T(f)$, кривые 1 и 2 на рис. 2, b , отражают результаты расчета потерь ПМСВ с помощью выражения

$$T(f)[dB] = -8.68 \cdot k''(f) \cdot L, \quad (6)$$

где значения $k'' = k''_m + k''_{el}$ рассчитывалась аналогично работе [53]. Кривая 3 на рис. 2, b отвечает расчету при учете как омических потерь, так и потерь, обусловленных спиновой накачкой. При этом в пространственном декременте $k'' = k''_m + k''_{el}$ потери в магнитной системе k''_m

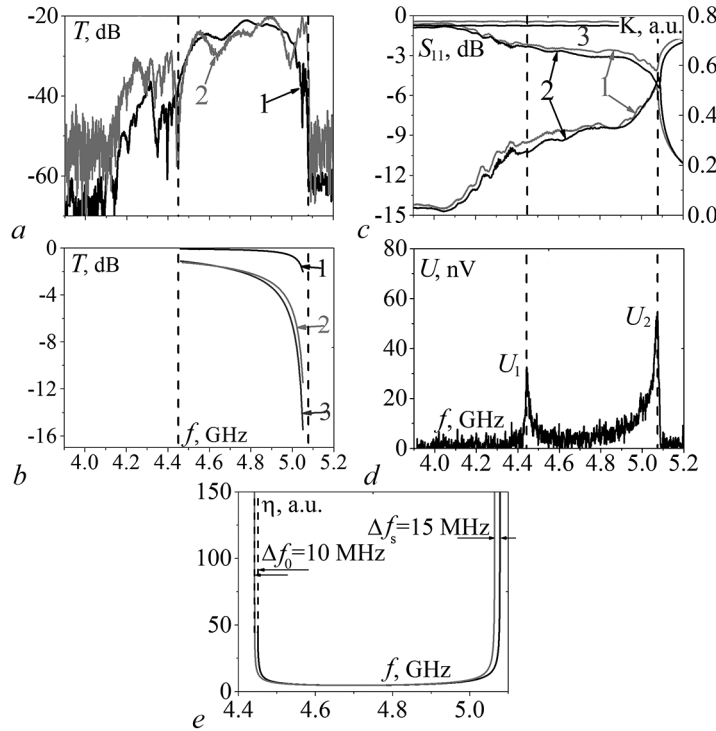


Рис. 2. Частотные зависимости при $H \approx 939$ Э: a — модуля коэффициента прохождения $T(f)$ и волнового числа ПМСВ $k = k(f)$; b — результаты расчета модуля коэффициента прохождения $T(f)$ с использованием выражения (6); c — модуля коэффициента отражения $S_{11}(f)$ и коэффициента преобразования $K(f)$ падающей мощности $P_{in}(f)$ в мощность ПМСВ $P(f)$, рассчитанного с помощью выражения (8); d — генерируемой ЭДС $U(f)$ в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Рт(9 нм) при $P_{in} \approx -5$ дБм и $H \approx 939$ Э. Кривые 1 и 2 на (a), (b) и (c) отвечают структурам ЖИГ/Рт и ЖИГ. Измерения зависимостей $T(f)$, $k(f)$, $S_{11}(f)$ и $K(f)$ проводились при $P_{in} \approx -20$ дБм. Кривой 3 на рис. (a) показан расчет $k = k(f)$ с помощью выражения (6). e — Частотная зависимость функции плотности состояний в спектре ПМСВ $\eta(f)$, рассчитанная по формулам [21] в пленке ЖИГ с намагниченностью $4\pi M_y = 1750$ Гс (кривая 1) и $4\pi M_y = 1740$ Гс (кривая 2). Вертикальные пунктирные линии показывают положение длинноволновой (f_0) и коротковолновой (f_s) границ спектра ПМСВ в пленке $4\pi M_y = 1740$ Гс. Величины $\Delta f_0 \approx 10$ МГц и $\Delta f_s \approx 15$ МГц характеризуют разницу в значениях частот f_0 и f_s для пленок

Fig. 2. Frequency dependencies of a — transmission coefficient modulus $T(f)$ and MSSW wave number $k = k(f)$; b — transmission coefficient modulus $T(f)$ calculated with the expression (6); c — reflection coefficient modulus $S_{11}(f)$ and coefficient of transformation $K(f)$ of incident power $P_{in}(f)$ into the MSSW power $P(f)$ calculated with the help of expression (8); d — generated EMF $U(f)$ in the YIG(14.6 μ m)/Pt(9 nm) structure at $P_{in} \approx -5$ dBm and $H \approx 939$ Oe. Curves 1 and 2 in (a), (b), (c) correspond to the YIG/Pt and YIG structures, respectively. Dependencies $T(f)$, $k(f)$, $S_{11}(f)$, and $K(f)$ were measured at $P_{in} \approx -20$ dBm. Curve 3 in (a) shows $k = k(f)$ calculated with the help of expression (6). e — Frequency dependence of the density of states $\eta(f)$ in the MSSW spectrum calculated by the expressions from [21] for the YIG film with the magnetization $4\pi M_y = 1750$ G (curve 1) and $4\pi M_y = 1740$ G (curve 2). Vertical dashed lines show the position of the long-wavelength (f_0) and short-wavelength (f_s) boundaries of the MSSW spectrum in the film with $4\pi M_y = 1740$ G. Values of $\Delta f_0 \approx 10$ MHz and $\Delta f_s \approx 15$ MHz characterize the difference in corresponding values of f_0 and f_s for the films

рассчитывались с учетом перенормировки параметра релаксации спиновых волн за счет спиновой накачки $\tilde{\alpha} = \alpha + \Delta\alpha$ и считалось $\Delta\alpha = \alpha = 3 \cdot 10^{-4}$.

Кривая 3 на рис. 2, а отвечает расчету зависимости $k(f)$ с помощью дисперсионного уравнения для ПМСВ [21]:

$$f^2 = f_0^2 + \frac{1}{4}f_m^2(1 - \exp[-2kd]), \quad (7)$$

где $f_0^2 = f_H^2 + f_H f_m$, $f_H = \gamma H$, $f_m = \gamma 4\pi M$, $\gamma = 2.8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение в ЖИГ. Вертикальными пунктирными линиями отмечены длинноволновая ($k \rightarrow 0$) $f_0 \approx 4.43$ ГГц и коротковолновая ($k \rightarrow \infty$) $f_s = f_H + f_m/2 \approx 5.09$ ГГц границы спектра ПМСВ. Кривой 3 на рис. 2, с показана зависимость $S_{11}(f)$ при поле $H^* = 2473$ Э, когда возбуждение ПМСВ на частотах $f < 7$ ГГц отсутствует. Результаты измерения зависимости $S_{11}(f, H^*)$ использовались для расчета коэффициента $K(f)$ с помощью соотношения:

$$K(f) = \frac{P(f)}{P_{in}(f)} = 10^{S_{11}(f, H)/10} - 10^{S_{11}(f, H^*)/10}, \quad (8)$$

где считается, что мощность ПМСВ $P(f)$ определяется как разность отраженных мощностей $P_r(f, H)$ от входного преобразователя при поле H , отвечающему возбуждению ПМСВ на частоте f , и поле $H^* \gg H$, когда возбуждение ПМСВ на частоте f отсутствует.

Из сравнения результатов, показанных на рис. 2, а–с, видно, что зависимости $T(f)$, $k(f)$, $S_{11}(f)$ и $K(f)$ в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм) как качественно, так и количественно близки случаю пленки ЖИГ. При этом сравнение кривых 2 и 3 на рис. 2, b показывает, что в предположении $\Delta\alpha \sim \alpha$ вклад пленки Pt в затухание ПМСВ обусловлен, в основном, омическими потерями индукционных токов. Однако из сопоставления экспериментальных зависимостей $T(f)$, показанных кривыми 1 и 2 на рис. 2, а, не удается однозначно утверждать, что нанесение пленки Pt приводит к дополнительным потерям ПМСВ по сравнению со свободной пленкой ЖИГ. Действительно, из рис. 2, а можно видеть, что на некоторых частотах амплитуда выходного сигнала в структуре ЖИГ/Pt превышает значения для свободной пленки ЖИГ. Такое поведение $T(f)$ можно объяснить, с одной стороны, малым расстоянием между входной и выходной антеннами в макете ЛЗ, из-за чего электронный вклад в измеряемые значения $T(f)$ не превышает в длинноволновой области 2...3 дБ, см. рис. 2, b. С другой стороны, указанные изменения в потерях ПМСВ могут на некоторых частотах нивелироваться различием электродинамических свойств макетов и неоднородностью магнитного поля в зондовой станции, см., например, зависимости $S_{11}(f)$ и $K(f)$ на рис. 2, с.

На рис. 2, d приведена частотная зависимость генерируемой ЭДС $U(f)$ в структуре ЖИГ/Pt при $P_{in} \approx -5$ дБм. Видно, что вблизи длинноволновой f_0 и коротковолновой f_s границ спектра ПМСВ в зависимости $U(f)$ формируются два ярко выраженных пика ЭДС, отмеченные на рис. 2, d как U_1 и U_2 . Такое поведение $U(f)$ коррелирует с частотной зависимостью функции плотности состояний $\eta(f)$ в спектре дипольных ПМСВ, полученной в работе [21], характер зависимости которой для $H = 939$ Э приведен на рис. 2, d. Таким образом, можно утверждать, что в рассматриваемых структурах пленка платины не приводит к заметным отличиям в спектре ПМСВ по сравнению с изолированными пленками ЖИГ. Поэтому при анализе развития параметрических процессов и их влияния на ЭДС считалось, что спектр СВ и характер функции плотности состояний $\eta(f)$ в структуре ЖИГ/Pt идентичны случаю изолированных пленок ЖИГ. Отметим, что вольт-ваттная чувствительность к структуре с учетом двунаправленности возбуждения ПМСВ антенной и рассчитанных значений коэффициента $K(f)$ (см. рис. 2, с), составляет для частот f_0 и f_s величину $\kappa \approx 2 \cdot 10^{-4}$ В/Вт.

Для структуры ЖИГ(8.8 мкм)/Pt(9 нм) результаты измерений зависимостей $T(f)$, $k(f)$, $S_{11}(f)$, $K(f)$ и $U(f)$ при поле $H = 939$ Э имели характер, аналогичный показанному на рис. 2. Значения параметра k для пиков U_1 и U_2 оказались на порядок выше, чем в структуре на основе ЖИГ толщиной 14.6 мкм, и составили, соответственно, $k \approx 2.1 \cdot 10^{-3}$ В/Вт и $k \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ В/Вт.

3. Влияние параметрической неустойчивости ПМСВ на генерацию ЭДС в структуре ЖИГ/Pt

Рассмотрим поведение зависимостей $U(f)$, $T(f)$, $K(f)$ и $S_{11}(f)$ с ростом мощности ПМСВ. При этом учтем, что в пленках ЖИГ в пренебрежении влиянием вкладов обменного взаимодействия и полей анизотропии при значениях поля $H > 2\pi M \approx 875$ Э только 4М-распады возможны в полосе частот существования ПМСВ $[f_0, f_s]$ [48–51]. При $H < (4/3)\pi M \approx 583$ Э во всей полосе частот $[f_0, f_s]$ разрешены 3М-процессы. При значениях $2\pi M > H > (4/3)\pi M$ на частотах $f_0 < f < 2\gamma H$ поведение ПМСВ при $C > 0$ определяют 4М-процессы, тогда как 3М-процессы доминируют на частотах $2\gamma < f < f_s$. На рис. 3 на примере структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм) и для значений полей $H_1 = 428$ Э $< (4/3)\pi M$, $(4/3)\pi M < H_2 = 809$ Э $< 2\pi M$, $H_3 = 939$ Э $> 2\pi M$ показаны характерные изменения в зависимостях $U(f)$, $T(f)$, $K(f)$ и $S_{11}(f)$, вызванные при $C > 0$ развитием параметрической неустойчивости ПМСВ. При этом значения P_{th} для ПМСВ на частоте f определялись по снижению амплитуды $T(f)$ выходного сигнала ПМСВ при $P \cong P_{th}$ (рис. 3, d).

С учетом значений коэффициента преобразования $K(f)$, показанных на рис. 3, b, и результатов измерений $T(P_{in})$ на рис. 3, d получим, что значения P_{th} , при которых развивается параметрическая неустойчивость, составляют в случае 4М-процессов $P_{th}^{4M} \approx 100$ мкВт, а в случае 3М-процессов $P_{th}^{3M} \approx 0.6...6$ мкВт. Указанным пороговым мощностям можно поставить в соответствие пороговые значения амплитуды намагниченности m_{th} ПМСВ с помощью соотношения [50, 51]:

$$m_{th} = \sqrt{\frac{P_{th}}{v_g \cdot w \cdot d}}, \quad (9)$$

где произведение $w \cdot d$ определяет площадь сечения S пленки, через которое переносится мощность ПМСВ. Рассчитанные с помощью (9) значения m_{th} при параметрах, отвечающих рис. 3, d, составляют в случае 4М-процессов $m_{th}^{4M} \approx 20$ Гс, а в случае 3М-процессов $m_{th}^{3M} \approx 0.7...4$ Гс. Полученные значения оказываются в разы выше как типичных значений m_{th} для пленок ЖИГ, так и оценок в рамках теории Сулла для однородной накачки, которая дает значения $m_{th}^{3M} \approx \alpha \cdot f / (4\pi\gamma) \approx 0.03$ Гс и $m_{th}^{4M} \approx \sqrt{(M \cdot \alpha \cdot f / (4\pi\gamma))} \approx 2$ Гс. Указанное расхождение отчасти можно связать с поглощением части падающей мощности электронами проводимости пленки Pt, которая отстоит от входной антенны на расстояние $\xi \approx 30$ мкм, а также дифракционной расходимостью ПМСВ с длинами волн $\lambda \geq w$, что может повлиять на оценку m_{th} с помощью (9). Однако используемая методика определения P_{th} по падению амплитуды выходного сигнала $T(f)$ также может давать заметную погрешность в определении $P_{th}^{3M,4M}$ ввиду малости расстояния L между антеннами. Действительно, при небольшой надкритичности накачки $C \geq 0$ вносимое параметрической неустойчивостью дополнительное нелинейное затухание ПМСВ k_{nl}'' может оказаться слишком малым, чтобы вызвать на длине L заметные изменения в поведении $T(f)$ макета. Отметим, что показанные на рис. 3, a, b, d изменения в зависимостях $T(f)$, $S_{11}(f)$ и $K(f)$ при $C > 0$ характерны [38, 48–51] для параметрической неустойчивости ПМСВ и связаны с падением магнитной восприимчивости $\chi(f)$ и ростом нелинейных потерь ПМСВ.

Влияние параметрической неустойчивости на генерацию ЭДС в структуре ЖИГ/Pt бегущими ПМСВ иллюстрируют результаты измерения зависимостей $U(f)$, полученные для значений

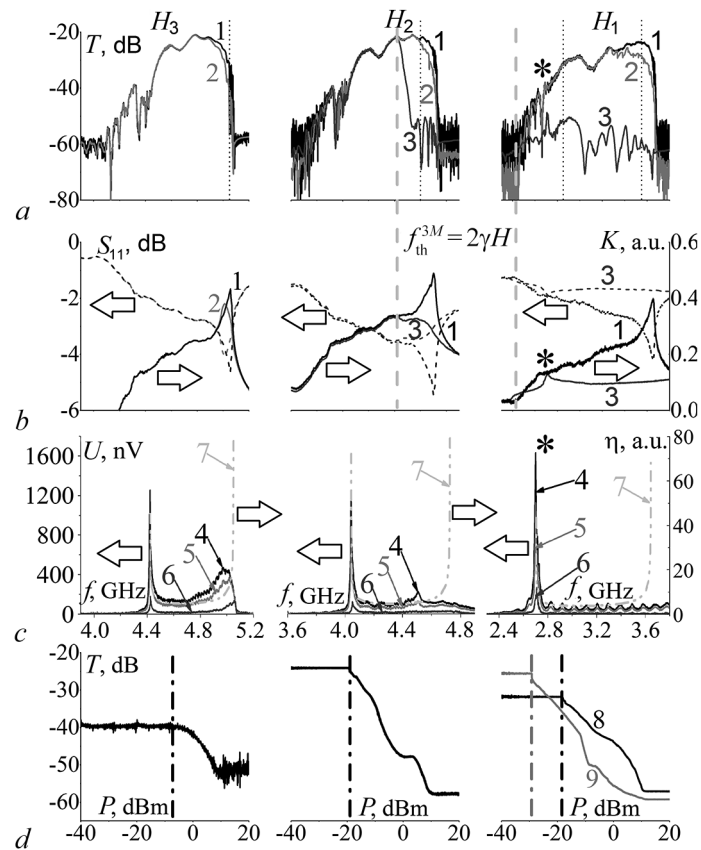


Рис. 3. Влияние мощности ПМСВ на частотные зависимости $T(f)$, $K(f)$, $S_{11}(f)$ и $U(f)$ в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм) при значениях магнитного поля $H_1 = 428$, $H_2 = 809$ и $H_3 = 939$ Э. Кривыми 1–3 на рис. (a), (b) обозначены зависимости $T(f)$, $K(f)$, $S_{11}(f)$, полученные при $P_{in} \approx -40$, -8 , 10 дБм, соответственно. Вертикальные штриховые линии, обозначают положение в спектре граничной частоты 3М-распадов $f_{th}^{3M} = 2\gamma H$. Звездочкой для $H_1 = 428$ Э отмечена частота f_0 . (c) Зависимости $U(f)$ при $P_{in} \approx 10$, 8 и 2 (кривые 4, 5, 6, соответственно). Штрих-пунктиром (кривая 7) показаны частотные зависимости плотности состояний $\eta(f)$ в спектре ПМСВ при заданных значениях $H_{1,2,3}$. (d) Зависимости модуля коэффициента прохождения от входной мощности $T(P_{in})$ на фиксированных частотах $f=5.05$ (для H_3), 4.6 (для H_2), 3.55 и 2.85 ГГц (для H_1), положение которых показано на рис. (a) вертикальными пунктирными линиями

Fig. 3. Influence of MSSW power on the frequency dependencies $T(f)$, $K(f)$, $S_{11}(f)$, and $U(f)$ in the YIG(14.6 μm)/Pt(9 nm) structure at values of magnetic field $H_1 = 428$, $H_2 = 809$, and $H_3 = 939$ Oe. Curves 1–3 in (a), (b) show the dependencies $T(f)$, $K(f)$, $S_{11}(f)$ measured at $P_{in} \approx -40$, -8 , 10 dBm, respectively. Vertical dash lines indicate the position of the border frequency for 3M decays $f_{th}^{3M} = 2\gamma H$. Asterisk at $H_1 = 428$ Oe denotes the frequency f_0 . (c) Dependencies $U(f)$ at $P_{in} \approx 10$, 8 , and 2 dBm (curves 4, 5, 6, respectively). Dash-dot lines 7 show the frequency dependencies $\eta(f)$ of the density of states in the MSSW spectrum at given values of $H_{1,2,3}$. (d) Dependencies of transmission coefficient modulus on input power $T(P_{in})$ at fixed frequencies $f = 5.05$ (for H_3), 4.6 (for H_2), 3.55 , and 2.85 GHz (for H_1) which positions are shown in (a) by vertical dash lines

$P_{in}=2$ дБм, 8 дБм и 10 дБм, которым на рис. 3, c отвечают кривые 1, 2 и 3, соответственно. При $H_3 = 939$ Э в зависимости $U(f)$ наблюдается два пика ЭДС с максимумами вблизи частот $f_0 \approx 4.43$ ГГц и $f_s \approx 5.09$ ГГц, что коррелирует с частотной зависимостью плотности состояний в спектре ПМСВ, показанной на рис. 2, e. С ростом мощности положение максимумов U_1 и U_2 сдвигается «вниз» по частоте на величины Δf_1 и Δf_2 , соответственно, которые при уровне $P_{in} \approx 10$ дБм составили $\Delta f_1 \approx -25$ МГц и $\Delta f_2 \approx -60$ МГц, см. рис. 3, c. Отметим, что с ростом мощности $P_{in}(f)$ максимум коэффициента $K(f)$ на частотах $f \approx f_s$ также сдвигается «вниз» по частоте и уменьшает свое значение примерно на 15%, см. рис. 3, b. Значения $U(f)$ растут с P_{in} и достигают при $P_{in} \approx 10$ дБм значений $U_1 \approx 1200$ нВ и $U_2 \approx 500$ нВ. Следует отметить, что

зависимость $U_1(P)$ близка к линейной, тогда как $U_2(P)$ имеет нелинейный характер, см. рис. 4, а, где приведены зависимости пиков $U_{1,2}$ от мощности ПМСВ для выбранных значений магнитных полей. Кроме того, вершина пика U_2 заметно сглаживается, по сравнению со случаем $P < P_{th}^{4M}$. Отмеченную разницу в характере зависимостей $U_1(P)$ и $U_2(P)$ можно связать с двумя следствиями. Во-первых, при $P > P_{th}^{4M}$ к ограничению мощности ПМСВ приводит нелинейный вклад в декремент ПМСВ [50, 51]. Во-вторых, рост мощности ПМСВ приводит к сдвигу полосы частот ПМСВ из-за уменьшения проекции намагниченности пленки $4\pi M_y(x)$ на направление магнитного поля \vec{H} за счет разогрева пленки СВЧ-мощностью и эффекта динамического размагничивания [58]

$$4\pi M_y(x) = \gamma 4\pi M_0 \cdot \left(1 - \frac{m(x)^2}{M_0^2}\right), \quad (10)$$

где зависимость от координаты x отражает затухание амплитуды ПМСВ $m(x)$ вдоль направления распространения. На рис. 2, е кривыми 1 и 2 показаны плотности состояний $\eta(f)$ в спектре ПМСВ, рассчитанные по формулам [21] при значениях намагниченности $4\pi M_y = 1750$ Гс и $4\pi M_y = 1740$ Гс, соответственно. При этом считается, что значение $4\pi M_y = 1740$ Гс отвечает участку пленки вблизи входной антенны, где амплитуда ПМСВ $m(x=0)$ максимальна. При распространении ПМСВ затухание приводит к росту $4\pi M_y(x)$ и сдвигу полосы частот ПМСВ «вверх» по частоте в соответствии с выражениями для границ спектра:

$$f_s(x) = f_H + \frac{f_m(x)}{2}, \quad f_0(x) = \sqrt{f_H^2 + f_H \cdot f_m(x)}, \quad f_m(x) = \gamma 4\pi M_y(x). \quad (11)$$

Можно видеть, что вблизи длинноволновой границы ПМСВ, возбуждаемая на входе, интегрирует все сингулярности в плотности состояний $\eta(f_0(x))$, тогда как вблизи f_s из-за сдвига полосы частот ПМСВ вклад в электрон-магнотное рассеяние со стороны сингулярностей $\eta(f_s(x))$ при $x > 0$ падает.

При $H_2 = 809$ Э зависимость $U(f)$ также демонстрирует наличие пиков U_1 и U_2 , см. рис. 3, с. Однако, в отличие от случая H_3 , здесь пик U_2 оказывается существенно меньше и сдвинут «вниз» по частоте относительно коротковолновой границы спектра ПМСВ f_s . Его положение совпадает с граничной частотой $f_{th}^{3M} \approx 2\gamma H$ для 3М-распадов [48–51]. Фактически 3М-процессы «обрезают» значения $T(f)$, $K(f)$ и $U(f)$ для частот $f > f_{th}^{3M}$. При этом отсутствие пика на частоте f_s объясняется его малой величиной $U_2(f_s) = \kappa \cdot P \approx 1.2$ нВ в условиях ограничения мощности ПМСВ из-за 3М-распадов $P = P_{th}^{3M} \approx 6$ мВт. Величина пиков $U_{1,2}$ монотонно растет с входной мощностью, см. кривые 2 и 4 на рис. 4, а. Заметных изменений в положении пика U_2 с ростом мощности не наблюдалось, поскольку его положение определяется частотой f_{th}^{3M} , которая в рассматриваемом случае определяется полем подмагничивания. С ростом мощности ПМСВ положение максимума U_1 вблизи частоты $f_0 \approx 4.09$ ГГц сдвигается на величину $\Delta f_1 \approx -20$ МГц, см. рис. 3, с.

При $H_1 = 428$ Э частота $f_0(H_1) \approx 2.7$ ГГц превышает граничную частоту для 3М-процессов $f_{th}^{3M} = 2\gamma H_1 \approx 2.4$ ГГц ($f_0(H_1) > f_{th}^{3M}$) и 3М процессы разрешены во всем диапазоне существования ПМСВ. При этом пороговые значения мощности 3М процессов P_{th}^{3M} в рассматриваемом случае составляют $P_{th}^{3M} \leq -18$ дБм, см. рис. 3, d. Из рис. 3, а–с можно видеть, что при надкритичностях сигнала ПМСВ $C \approx 20$ дБ параметрические процессы существенно влияют на возбуждение ($S_{11}(f)$, $K(f)$) и прохождение ($T(f)$) ПМСВ в структуре. В зависимости $U(f)$ наблюдался лишь пик ЭДС U_1 на частотах вблизи f_0 . Значения U_1 монотонно росли с P_{in} , достигая при максимально доступной мощности $P_{in} \approx 10$ дБм значений $U_1 \approx 1630$ нВ, см. кривую 1 на рис. 4, а. При этом частота, отвечающая максимуму U_1 , с ростом мощности снижалась на величину $\Delta f_1 \approx -10$ МГц.

На рис. 4, *a* представлены зависимости значений пиков $U_{1,2}$ от мощности ПМСВ $P = P_{in} \cdot K$ для $H_{1,2,3}$. Зависимости $U_2(P)$ показаны кривыми 4 и 5 и демонстрируют монотонный рост. Однако при мощности $P_K \geq 200$ мВт зависимость $U_2(P)$ отклоняется от линейной, что показано на вставке к рис. 4, *a*. Вольт-ваттная чувствительность детектора на частотах вблизи коротковолновой границы составляет $\kappa \approx 2 \cdot 10^{-4}$ В/Вт при мощности ПМСВ $P < 200$ мВт и снижается до значений $\kappa \approx 10^{-4}$ В/Вт при $P_K \approx 5$ мВт. Зависимости $U_1(P)$ при значениях $P > P_{th}^{3M}$ близки к линейным, см. кривые 1–3. При выбранных значениях $H_{1,2,3}$ вольт-ваттная чувствительность детектора $\kappa = U/P$ достигает наибольших значений на частоте f_0 и при $H_1 \approx 428$ Э составляет $\kappa \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ В/Вт. В случае структуры на основе пленки ЖИГ толщиной $d_1 \approx 8.8$ мкм поведение зависимостей $U_{1,2}(P)$ было аналогичным показанному на рис. 4, *a* с той лишь разницей, что значения параметра κ были на порядок выше.

На рис. 4, *b* и 4, *c* приведены зависимости пика U_1 от частоты f_0 (или поля) при фиксированном уровне входной мощности $P_{in} \approx 2$ дБм для структур на основе пленок ЖИГ толщиной 14.6 мкм и 8.8 мкм, соответственно. Из рис. 4, *b* видно, что ЭДС достигает максимума $U_1 \approx 1200$ нВ ($S \approx 2 \cdot 10^{-3}$ В/Вт) при $f_0^* \approx 2.9$ ГГц, чему отвечает поле $H^* \approx 480$ Э. Отметим, что при $H^* \approx 480$ Э для частоты $f_0^* \approx 2.9$ ГГц выполняется условие $f_0^* > 2\gamma H^* \approx 2.71$ ГГц при котором 3М-процессы распада ограничивают мощность ПМСВ во всей полосе частот возбуждения, аналогично тому, как показано на рис. 3, *a* для поля $H_1 = 428$ Э. При этом частота f_0^* и поле H^* оказываются меньше обычных оценок граничных значений $f_{th}^{3M} \approx 3.25$ ГГц и $H^{3M} = (4/3)\pi M \approx 583$ Э для 3М-распадов дипольных ПМСВ на частоте f_0 в пленках ЖИГ [35] на величины приблизительно 350 МГц и 100 Э.

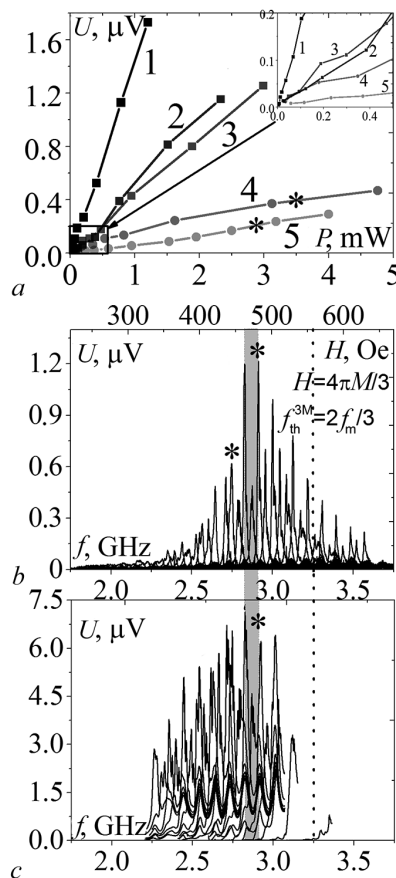


Рис. 4. *a* — Зависимости значений пиков $U_{1,2}$ от мощности ПМСВ $P = P_{in} \cdot K$ для структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм). Цифрой (1) обозначен пик U_1 при $H \approx 428$ Э, цифрами (2, 4) — пики U_1 и U_2 , соответственно, для $H \approx 809$ Э, а (3, 5) отвечают пикам U_1 и U_2 , соответственно, для $H \approx 939$ Э. На вставке характер зависимостей $U_{1,2}(P)$ при малых уровнях мощности. *b* и *c* — Зависимости U_1 от частоты при изменении магнитного поля H от 214 до 668 Э и постоянном уровне входной мощности $P_{in} \approx 2$ дБм для структур ЖИГ(14.6 мкм)/Pt(9 нм) и ЖИГ(8.8 мкм)/Pt(9 нм), соответственно. Вертикальной пунктирной линией отмечено положение граничных значений поля и частоты для 3М-распадов в изотропной пленке ЖИГ. Звездочкой отмечены максимальные значения ЭДС, а также пик при $H = 428$ Э, обсуждаемый на рис. (a) и рис. 3. Прямоугольник с серой заливкой иллюстрирует различие в значениях магнитных полей H^* и частот f_0^* для структур

Fig. 4. *a* — Dependencies of $U_{1,2}$ peaks on MSSW power $P = P_{in} \cdot K$ for the YIG(14.6 μm)/Pt(9 nm) structure. Number (1) shows the U_1 peak at $H \approx 428$ Oe, numbers (2, 4) show U_1 and U_2 peaks, respectively, at $H \approx 809$ Oe and numbers (3, 5) denote U_1 and U_2 peaks, respectively, at $H \approx 939$ Oe. Insets show the character of $U_{1,2}(P)$ dependencies at low levels of power. *b* and *c* — Frequency dependencies of U_1 with the change of magnetic field H from 214 till 668 Oe at constant level of input power $P_{in} \approx 2$ dBm for the YIG(14.6 μm)/Pt(9 nm) and YIG(8.8 μm)/Pt(9 nm) structures, respectively. Vertical dash line denotes the boundary field and frequency for 3M decays in an isotropic YIG film. Asterisk shows the maximum EMF value as well as the peak at $H = 428$ Oe discussed in Figures 3 and 4, *a*. Rectangle with grey filling illustrates the difference in magnetic field H^* and frequency f_0^* values for the structures

Из рис. 4, с можно видеть, что в структуре ЖИГ(8.8 мкм)/Pt(9 нм) максимум ЭДС $U_1 \approx 7.3$ мкВ ($S \approx 2 \cdot 10^{-2}$ В/Вт) достигается на частоте $f_0^* \approx 2.8$ ГГц при поле $H^* \approx 460$ Э. Разницу в значениях f_0^* и H^* для структур, которая на рис. 4, b, c выделена серой заливкой и не превышает 100 МГц и 20 Э, соответственно, можно объяснить различием полей анизотропии в пленках ЖИГ, а также осцилляциями мощности в тракте при изменении частоты. Отметим, что осциллирующий характер зависимости $U_1(f, H)$ на рис. 4, b, c не имеет отношения к механизму ОСЭХ, не зависит от магнитного поля и, в основном, связан с влиянием переотражений в измерительном СВЧ-тракте. Амплитуда осцилляций существенно выросла, если из СВЧ-тракта между модулятором и СВЧ-зондом исключался вентиль.

В целом, вид зависимостей $U_1(f_0(H))$ на рис. 4, b, c по характеру аналогичен зависимостям $U(f)$, наблюдавшимся ранее в работах [26–28, 33, 34]. Видно, что ЭДС достигает максимальных значений при частотах f_0^* и полях H^* , при которых мощность ПМСВ ограничивается 3М-распадами. Такой рост ЭДС за счет ОСЭХ в структурах ЖИГ/Pt в условиях ограничения мощности ПМСВ получил название «усиления генерации спинового тока за счет 3М-распадов» [26].

4. Влияние вторичных спиновых волн на эффект «усиления генерации спинового тока трехмагнонными распадами»

Отмеченный на рис. 4, b рост эффективности детектирования спинового тока в условиях ограничения мощности ПМСВ при 3М-распадах объяснялся в работах [26–28] передачей импульса в магнонную систему из решетки, а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в ЖИГ [27, 28]. При этом считалось, что к росту эмиссии спинового тока приводит появление вместо одного кванта накачки двух ПСВ, а разница в спиновых моментах магнона накачки и двух ПСВ покрывается за счет решетки ЖИГ на временах порядка спин-решеточной релаксации. Поскольку измерения величины ОСЭХ, выполненные в импульсном режиме, показывали, что стационарное усиление эмиссии спинового тока определяется затуханием спиновых волн, то делался вывод о том, что основной вклад в генерацию спинового тока дают ПСВ с большим временем жизни. При этом в качестве таких «долгоживущих» рассматривались ПСВ, заселяющие «дно» спектра дипольно-обменных волн. Отметим, что для касательно намагниченных пленок на частоте «дна» f_{bot} отрицательная дипольная дисперсия компенсируется положительной обменной дисперсией, и выполняется условие $v_g(f_{\text{bot}}) \rightarrow 0$. Следовательно, частота f_{bot} отвечает условию появления сингулярностей ван Хофа в плотности состояний СВ.

Однако, для рассматриваемых здесь экспериментов по генерации ЭДС бегущими ПМСВ в структура ЖИГ/Pt, нельзя утверждать, что факт заселения «дна» спектра параметрическими магнонами непременно приводит к росту эффективности генерации спинового тока через интерфейс. В качестве доказательства обратимся к рис. 3, где приведены результаты измерения ЭДС в структуре, намагниченной в поле $H = 809$ Э. Из рис. 3, с можно видеть, что при попадании частоты ПМСВ в интервал частот $[f_{\text{th}}^{3M}, f_s]$ (4.53...4.72 ГГц) уровень сигнала ЭДС не превышает уровень шумов. При этом в спектре ПМСВ накачки с частотой f_p из интервала $4.53 \leq f_p \leq 4.72$ ГГц при надкритичностях $C \geq 15$ дБ формируется шумовой пик с максимумом вблизи частоты $f_{\text{th}}^{3M} \approx 4.53$ ГГц. В качестве примера на рис. 5 приведен спектр сигнала накачки ПМСВ на частоте $f_p \approx 4.6$ ГГц для поля $H = 809$ Э, где вблизи частоты $f_{\text{th}}^{3M} \approx 4.53$ ГГц формируется шумовой пик. Механизм появления такого шумового пика связан с беспороговыми процессами слияния ПСВ (3) с частотами $f_{1,2} \approx \gamma \cdot H \cong f_{\text{bot}}$ и, следовательно, отражает процесс заселения «дна» спектра СВ пленки параметрическими магнонами [49–51].

Чтобы разобраться в механизме «усиления генерации спинового тока за счет 3М-распадов» обратимся к рис. 5, где для случая $P_{\text{in}} = 10$ дБм показаны измеренные на выходной антенне спектры сигнала накачки ПМСВ на частоте f_p , близкой к длинноволновой границе спектра ПМСВ ($f_p \approx f_0$).

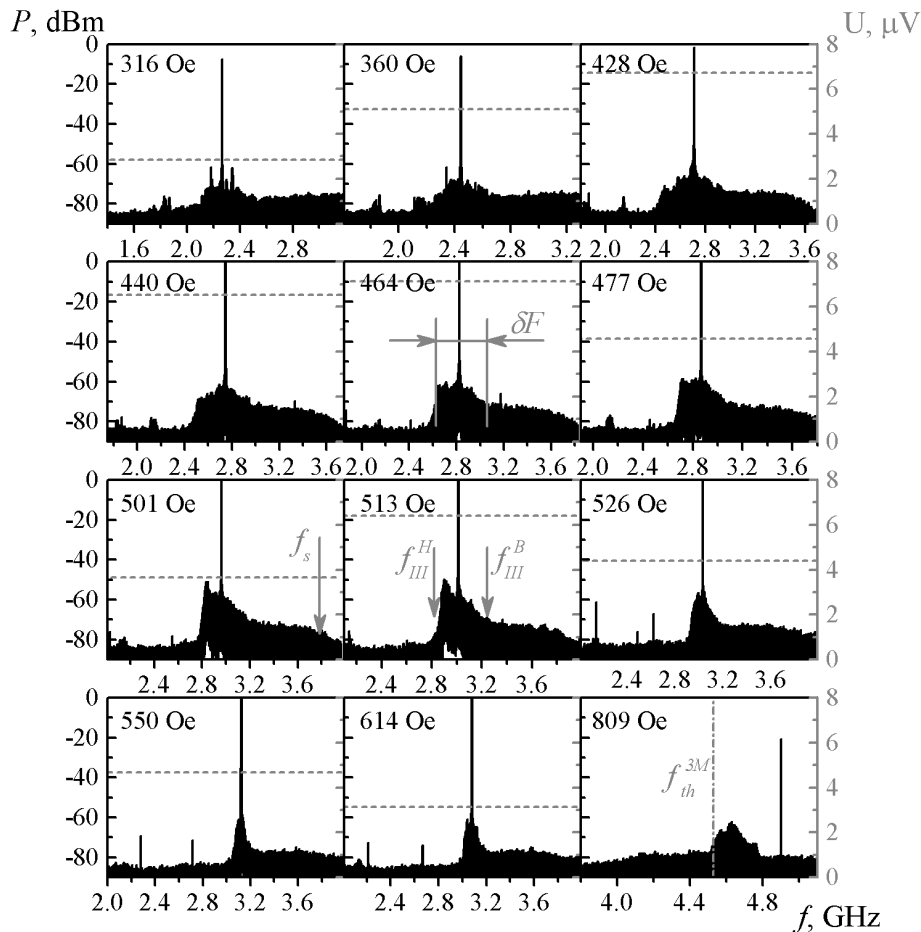


Рис. 5. Измеренные на выходной антенне спектры сигнала накачки ПМСВ на частоте $f_p = f_0(H)$ при значениях магнитного поля в интервале 316...652 Э. Спектр при $H = 809$ Э отвечает случаю $f_p > f_{th}^{3M} > f_0$. Горизонтальным пунктиром показано значение ЭДС на частоте накачки f_p . Стрелками на спектре для $H = 513$ Э показаны частоты, отвечающие верхней (f_{III}^B) и нижней (f_{III}^H) границам шумового пика вблизи частоты накачки f_p . Параметр δF на рисунке для $H = 464$ Э характеризует полосу частот, занимаемую шумовым пиком

Fig. 5. Spectrum of the pumping MSSW signal measured at output antenna at frequency $f_p = f_0(H)$ and magnetic field in the interval 316...652 Oe. The spectrum at $H = 809$ Oe corresponds to the case $f_p > f_{th}^{3M} > f_0$. Horizontal dash lines show EMF values at pumping frequency f_p . Arrows in the spectrum at $H = 513$ Oe indicate frequencies corresponding to the upper (f_{III}^B) and bottom (f_{III}^H) boundaries of the noise peak around the pumping frequency f_p . Parameter δF in the figure for $H = 464$ Oe characterizes the frequency region occupied by the noise peak

На рис. 5 приведены спектры для значений поля H из интервала от 316 до 652 Э, который включает поля H^* , отвечающие максимуму ЭДС на рис. 4, b , c и охватывает области как 3М, так и 4М-распадов. Горизонтальные пунктирные линии на рис. 5 показывают амплитуду пика ЭДС на частоте накачки.

Можно видеть, что при заданном уровне P_{in} в спектре выходного сигнала присутствует шумовой сигнал, связанный с параметрической неустойчивостью ПМСВ [39, 48–51]. Интенсивность шума максимальна вблизи частоты накачки f_p . При этом можно выделить шумовой пик с полосой частот $\delta F = f_{III}^B - f_{III}^H$, где частоты f_{III}^H и f_{III}^B отвечают нижней и верхней границам шумового пика, которые можно определить как частоты, где амплитуда шумовых составляющих пика выходит на «плато» в спектре, см. рис. 5. Более высокая амплитуда шума на плато со стороны верхних частот объясняется попаданием ВСВ в спектр ПМСВ. На частотах $f > f_s$ амплитуда шумового сигнала падает.

Из рис. 5 можно видеть, что шумовой пик вблизи частоты f_p наблюдается как в случае 3М, так и 4М-процессов при условии $f_p \approx f_0^1$. Амплитуда шумовых составляющих в спектре немонотонно зависит от величины H . В интервале $440 \leq H \leq 500$ Э амплитуда шумовых составляющих максимальна и превышает уровень -60 дБм. При этом с уменьшением H от 652 Э до 316 Э ширина шумового пика δF растет от $\delta F \approx 100$ МГц до $\delta F \approx 400$ МГц, что можно видеть из рис. 5 а также рис. 6, где точечными кривыми 9 отмечены границы шумового пика f_{III}^H и f_{III}^B . Серой заливкой на рис. 6 выделена область полей, в которой амплитуда шумового пика превышает -60 дБм.

Описанная динамика шумового пика в спектре ПМСВ коррелирует с динамикой амплитуды пика ЭДС $U_1(f_p, H)$ при изменении поля H , показанной на рис. 4, *b, c*. Действительно, величина ЭДС достигает максимальных значений в интервале полей $H \approx 460...480$ Э, при которых шумовой пик в спектре имеет наибольшие значения амплитуды и его ширина составляет $\delta F \approx 400$ МГц, см. рис. 5. Это позволяет сделать вывод, что эффект «усиления генерации спинового тока за счет 3М-распадов» отражает процесс заселения спектра пленки ВСВ рождаемыми в результате беспороговых процессов слияния ПСВ (3). Необходимо отметить, что этот вывод контрастирует с тем, который был сделан ранее при обсуждении зависимости $U(f)$ на рис. 3, *c* при $H = 809$ Э и где рождение шумового пика в спектре волны накачки (см. рис. 5 для $H = 809$ Э) не сопровождалось ростом ЭДС.

Указанное противоречие можно объяснить, если учесть, что для интервала полей от 440 до 525 Э шумовой пик формируется вблизи длинноволновой границы спектра дипольных ПМСВ f_0 , где плотность состояний СВ характеризуется сингулярностями ван Хова. При этом для объяснения максимума ЭДС при поле $H^* = 480$ Э и частоте накачки $f_p^* \approx 2.9$ ГГц, когда граница шумового спектра f_{III}^H смещена относительно f_p^* на $\Delta f = f_p^* - f_{III}^H \approx 200$ МГц, необходимо использовать представление о спектре ПМСВ с учетом влияния полей кристаллографической анизотропии ЖИГ [59, 60].

Действительно, учет полей анизотропии приводит к двум основным изменениям спектра СВ относительно случая изотропной пленки. Во-первых, анизотропия приводит к изменению значений характерных частот в спектре СВ касательно намагниченной пленки. В частности, для дипольных МСВ в пленке ЖИГ с кристаллографической ориентацией (111) частоты длинноволно-

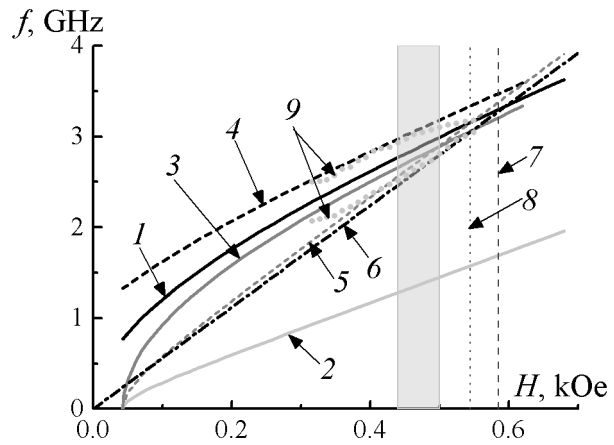


Рис. 6. Рассчитанные с помощью (12), (14)–(16) зависимости от граничных частот f_0 (кривая 1), f_{bot} (кривая 2), f_A^{BVMWSW} (кривая 3), f_A^{FVMSW} (кривая 4), $2f_{\text{bot}}$ (кривая 5), и $2\gamma H$ (кривая 6) в спектре дипольных МСВ кубически анизотропной пленки ЖИГ(111) с полем анизотропии $H_c = -40$ Э, $\varphi = 0$. Вертикальными линиями отмечены границы 3М-распада изотропной $H_{\text{th}}^{3M} \approx 585$ Э (кривая 7) и анизотропной $H_{\text{thA}}^{3M} \approx 545$ Э (кривая 8) пленки ЖИГ. Точечные кривые 9 отвечают зависимостям от поля верхней (f_{III}^B) и нижней (f_{III}^H) границам шумового пика вблизи частоты накачки f_p . Серой заливкой выделен диапазон полей в котором амплитуда шумового пика превышает -60 дБм

Fig. 6. Dependencies of boundary frequencies f_0 (curve 1), f_{bot} (curve 2), f_A^{BVMWSW} (curve 3), f_A^{FVMSW} (curve 4), $2f_{\text{bot}}$ (curve 5), and $2\gamma H$ (curve 6) on applied field H calculated with the help of (12), (14)–(16), for the spectrum of dipole MSW in the YIG(111) film with the cubic anisotropy characterized by the anisotropy field $H_c = -40$ Oe at $\varphi = 0$. Vertical dash lines denote boundaries of 3M decays for the isotropic $H_{\text{th}}^{3M} \approx 585$ Oe (curve 7) and anisotropic $H_{\text{thA}}^{3M} \approx 545$ Oe (curve 8) YIG film. Dot curves 9 correspond to the field dependencies of upper (f_{III}^B) and bottom (f_{III}^H) boundaries of noise peak around the pumping frequency f_p . Grey fill shows the field region where amplitude of the noise peak is above -60 dBm

¹В случае 3М-распадов и $f_p > f_{\text{th}}^{3M}$ шумовой пик локализован вблизи частоты f_{th}^{3M} , см. рис. 5 для $H = 809$ Э.

вой (f_0) и коротковолновых границ ПМСВ (f_s) и ООМСВ (f_{bot}) могут быть оценены с помощью выражений [59]:

$$f_0 = \sqrt{R - f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}, \quad (12)$$

$$f_s = f_H + (f_m + f_a)/2, \quad (13)$$

$$f_{\text{bot}} = \sqrt{f_H \cdot (f_H + f_a) - f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}, \quad (14)$$

где $R = f_H \cdot (f_H + f_m + f_a)$, $f_a = f_u - f_c$, $f_u = \gamma \cdot 2K_u/M$, $f_c = \gamma \cdot K_1/M$, K_u и K_1 — константы одноосной и кубической анизотропии, φ — угол между направлением касательного к пленке магнитного поля и кристаллографическим направлением $[1\bar{1}0]$, лежащим в плоскости пленки с кристаллографической ориентацией (111). На рис. 6 для кубически анизотропной пленки ЖИГ(111), характеризуемой полем $H_c = -40$ Э, намагниченной вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$ ($\varphi = 0$), приведен расчет зависимостей от магнитного поля f_0 , f_{bot} , $2f_{\text{bot}}$ и $2\gamma H$. Вертикальными пунктирными линиями отмечены значения магнитных полей $H_{\text{th}}^{3M} \approx 585$ Э и $H_{\text{thA}}^{3M} \approx 545$ Э, ниже которых на частоте $f_0(H)$ возможен 3М-распад. Отметим, что поле $H_{\text{thA}}^{3M} \approx 545$ Э достаточно близко к значению $H = 550$ Э, когда амплитуда шумового пика в спектре ПМСВ накачки возрастает, см. рис. 5.

Во-вторых, анизотропия приводит к появлению в спектре волн, бегущих перпендикулярно касательному полю H , дополнительно к ПМСВ, интервалов частот, где распространяются анизотропные прямые (ПОМСВ) и обратные (ООМСВ) объемные магнитостатические волны. Такие анизотропные ПОМСВ и ООМСВ занимают, соответственно, полосы частот $[f_0, f_A^{FVMSW}]$ и $[f_A^{BVMSW}, f_0]$, где частота f_0 — длинноволновая граница ПОМСВ и ООМСВ, а частоты f_A^{FVMSW} и f_A^{BVMSW} — коротковолновые границы ПОМСВ и ООМСВ, определяемые выражениями (15) и (16), соответственно [59]:

$$f_A^{FVMSW} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a + \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]}, \quad (15)$$

$$f_A^{BVMSW} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a - \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]}. \quad (16)$$

Зависимости f_A^{FVMSW} и f_A^{BVMSW} от поля приведены на рис. 6. Видно, что ширина шумового пика коррелирует с шириной области частот, которую занимают анизотропные объемные МСВ. Расхождение может быть связано с тем, что расчеты на рис. 6 выполнялись в пренебрежении вкладом поля одноосной анизотропии, а также с ограничением диапазона волновых чисел $k \leq \pi/s \approx 8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, обусловленного конечной шириной $s \approx 4$ мкм микроантенн.

На рис. 7, а приведен результат микромагнитного моделирования [61–63] спектра спиновых волн с волновыми числами $|k| \leq 10^4 \text{ см}^{-1}$ в пленке ЖИГ(111) толщиной $d = 8.8$ мкм, с полем кубической анизотропии $H_c = -40$ Э, намагниченной в поле $H = 300$ Э в направлении $[1\bar{1}0]$. Интенсивность серого отражает амплитуду фурье-компонент спиновых волн, бегущих в направлении, перпендикулярном магнитному полю при возбуждении пленки ЖИГ импульсом магнитного поля нормального поверхности пленки $h = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$, где $A = 100$ А/м — амплитуда, $f_{\text{max}} = 5$ ГГц — максимальная частота, t — время, $t_0 = 50$ нс — сдвиг по времени. Можно видеть, что вблизи длинноволновой границы существует полоса частот, где характер дисперсии в области малых волновых чисел отвечает дисперсии ПОМСВ и ООМСВ. На рис. 7, б точками выделены участки дисперсии, где $v_g \rightarrow 0$ и в плотности состояний формируются сингулярности ван Хофа. Заселение этих участков спектра ВСВ приводит к росту эффективности генерации спинового тока.

Причина, по которой ЭДС достигает максимума при некотором поле H^* , связана с тем, что при поле H^* полоса частот, в которой существуют сингулярности ван Хофа в спектре анизотропных ПОМСВ и ООМСВ, оптимально перекрывается с полосой частот, где формируются ВСВ.

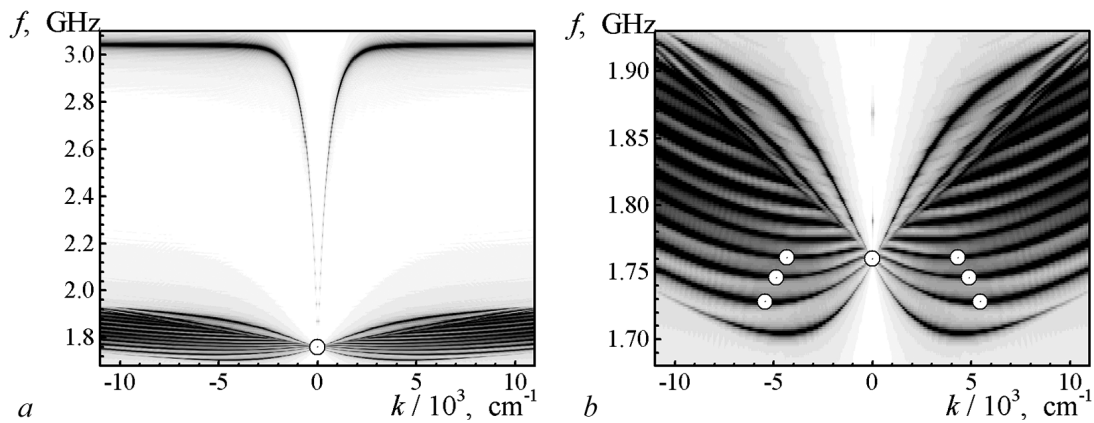


Рис. 7. *a* — Результаты микромагнитного моделирования спектра дипольно-обменных СВ в пленке ЖИГ(111) с полем кубической анизотропии $H_c = -40$ Э, намагниченной в поле $H = 300$ Э, направленном вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$. Интенсивность серого пропорциональна амплитуде фурье-компонент СВ при возбуждении импульсом поля $h = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$, где $A = 100$ А/м — амплитуда, $f_{\text{max}} = 5$ ГГц — максимальная частота, t — время, $t_0 = 50$ нс — сдвиг по времени. *b* — Область анизотропных дипольно-обменных волн. Точками выделены участки спектра с сингулярностями ван Хова ($v_g \rightarrow 0$)

Fig. 7. *a* — Results of micromagnetic simulation of the spectrum of dipole-exchange spin waves in YIG(111) film with the field of cubic anisotropy $H_c = 40$ Oe magnetized in the field $H = 300$ Oe oriented along the crystallographic direction $[1\bar{1}0]$. Grey scale intensity is proportional to the Fourier-amplitude of spin wave components excited by the field pulse $h = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$, where $A = 100$ A/m — amplitude, $f_{\text{max}} = 5$ GHz — maximum frequency, t — time, $t_0 = 50$ ns — time shift. *b* — The region of anisotropic dipole-exchange waves. Areas of the spectrum with the Van Hove singularities ($v_g \rightarrow 0$) are marked by dots

Чтобы пояснить сказанное, обратимся к положению границ шумового пика f_{III}^B и f_{III}^H относительно граничных частот $2f_{\text{bot}}$ и $2\gamma H$ на рис. 6. Можно видеть, что для интервала магнитных полей H^* , выделенного серой заливкой, отстройка частоты f_{III}^H от частот $2f_{\text{bot}}$ и $2\gamma H$ минимальна и увеличивается с уменьшением H . Поскольку ВСВ заселяют спектр пленки на частотах $f > 2f_{\text{bot}}$, то число ВСВ, заселяющих участок спектра анизотропных ПОМСВ и ООМСВ при $H < H^*$, оказывается меньше, чем при $H = H^*$. При полях $H > H^*$ частота $2f_{\text{bot}}$ лежит выше частоты $f_A^{BVM\text{SW}}$ и ВСВ заселяют лишь часть полосы частот $\Delta\tilde{F}$, что снижает эффективность генерации спинового тока. При полях $H < H^*$ частота $2f_{\text{bot}}$ лежит ниже частоты $f_A^{BVM\text{SW}}$.

Заключение

Таким образом, исследовано влияние процессов трехмагнанных распадов на ЭДС, генерируемую за счет обратного спинового эффекта Холла в структуре ЖИГ/Pt при возбуждении бегущих ПМСВ, дисперсия которых близка к дисперсии дипольных ПМСВ в неметаллизированных пленках ЖИГ. Показано, что трехмагнанный параметрическая неустойчивость может существенно менять характер зависимостей $U(f)$ и $U(P)$. Обнаружено, что 3М-процессы существенно ограничивают сигнал ЭДС в коротковолновой части спектра дипольных ПМСВ, тогда как на частотах накачки f_p , близких к длинноволновой границе f_0 спектра ПМСВ ($f \approx f_0$), сигнал ЭДС демонстрирует квазилинейный рост с увеличением мощности ПМСВ P . Предложен механизм, объясняющий рост эффективности генерации ЭДС в условиях ограничения мощности ПМСВ из-за 3М-распадов. Механизм связан с заселением ВСВ области спектра анизотропных дипольно-обменных спиновых волн, характеризующейся наличием сингулярностей в плотности состояния магнонов (сингулярностей ван Хова).

Список литературы

1. *Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E.* Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // *Nature*. 2010. Vol. 464, no. 7286. P. 262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
2. *Sinova J., Valenzuela S. O., Wunderlich J., Back C. H., Jungwirth T.* Spin Hall effects // *Rev. Mod. Phys.* 2015. Vol. 87, no. 4. P. 1213–1260. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213.
3. *Althammer M.* Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. Vol. 51, no. 31. P. 313001. DOI: 10.1088/1361-6463/aaca89.
4. *Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Obry B., Schultheiss H., Beck P. A., Karenowska A. D., Saitoh E., Hillebrands B.* Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 99, no. 18. P. 182512. DOI: 10.1063/1.3658398.
5. *Agrawal M., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Kirihaara A., Pirro P., Langner T., Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Papaioannou E. T., Hillebrands B.* Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect // *Phys. Rev. B*. 2014. Vol. 89, no. 22. P. 224414. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.224414.
6. *Rezende S. M., Rodríguez-Suárez R. L., Cunha R. O., Rodrigues A. R., Machado F. L. A., Fonseca Guerra G. A., Lopez Ortiz J. C., Azevedo A.* Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect // *Phys. Rev. B*. 2014. Vol. 89, no. 1. P. 014416. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.014416.
7. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G.* Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88, no. 18. P. 182509. DOI: 10.1063/1.2199473.
8. *Chumak A. V., Vasyuchka V. K., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnon spintronics // *Nature Physics*. 2015. Vol. 11, no. 6. P. 453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
9. *Никитов С. А., Калябин Д. В., Лисенков И. В., Славин А. Н., Барабаненков Ю. Н., Осокин С. А., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Филимонов Ю. А., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Сахаров В. К., Павлов Е. С.* Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // *УФН*. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UfNr.0185.201510m.1099.
10. *Ando K., Ieda J., Sasage K., Takahashi S., Maekawa S., Saitoh E.* Electric detection of spin wave resonance using inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94, no. 26. P. 262505. DOI: 10.1063/1.3167826.
11. *Hahn C., de Loubens G., Viret M., Klein O., Naletov V. V., Ben Youssef J.* Detection of microwave spin pumping using the inverse spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111, no. 21. P. 217204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.217204.
12. *Ganzhorn K., Klingler S., Wimmer T., Geprägs S., Gross R., Huebl H., Goennenwein S. T. B.* Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 109, no. 2. P. 022405. DOI: 10.1063/1.4958893.
13. *Balinskiy M., Chiang H., Gutierrez D., Khitun A.* Spin wave interference detection via inverse spin Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* 2021. Vol. 118, no. 24. P. 242402. DOI: 10.1063/5.0055402.
14. *Avci C. O., Quindeau A., Pai C.-F., Mann M., Caretta L., Tang A. S., Onbasli M. C., Ross C. A., Beach G. S. D.* Current-induced switching in a magnetic insulator // *Nature Materials*. 2017. Vol. 16, no. 3. P. 309–314. DOI: 10.1038/nmat4812.
15. *Cornelissen L. J., Liu J., van Wees B. J., Duine R. A.* Spin-current-controlled modulation of the magnon spin conductance in a three-terminal magnon transistor // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 120, no. 9. P. 097702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.097702.
16. *Hamadeh A., d'Allivy Kelly O., Hahn C., Meley H., Bernard R., Molpeceres A. H., Naletov V. V., Viret M., Anane A., Cros V., Demokritov S. O., Prieto J. L., Muñoz M., de Loubens G., Klein O.*

Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л.,
Кожеевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А.

- Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113, no. 19. P. 197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.197203.
17. *Padrón-Hernández E., Azevedo A., Rezende S. M.* Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, no. 19. P. 197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.197203.
 18. *Lauer V., Bozhko D. A., Brächer T., Pirro P., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Jungfleisch M. B., Agrawal M., Kobljanskyj Y. V., Melkov G. A., Dubs C., Hillebrands B., Chumak A. V.* Spin-transfer torque based damping control of parametrically excited spin waves in a magnetic insulator // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, no. 1. P. 012402. DOI: 10.1063/1.4939268.
 19. *Tveten E. G., Brataas A., Tserkovnyak Y.* Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium // *Phys. Rev. B.* 2015. Vol. 92, no. 18. P. 180412. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180412.
 20. *Van Hove L.* The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // *Physical Review.* 1953. Vol. 89, no. 6. P. 1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
 21. *Damon R. W., Eshbach J. R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // *Journal of Physics and Chemistry of Solids.* 1961. Vol. 19, no. 3–4. P. 308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
 22. *Nikulin Y. V., Seleznev M. E., Khivintsev Y. V., Sakharov V. K., Pavlov E. S., Vysotskii S. L., Kozhevnikov A. V., Filimonov Y. A.* EMF generation by propagating magnetostatic surface waves in integrated thin-film Pt/YIG structure // *Semiconductors.* 2020. Vol. 54, no. 12. P. 1721–1724. DOI: 10.1134/S106378262012026X.
 23. *De Wames R. E., Wolfram T.* Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41, no. 3. P. 987–993. DOI: 10.1063/1.1659049.
 24. *Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А.* Влияние резонансного взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с обменными модами на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt // *ЖТФ.* 2021. Т. 91, № 10. С. 1504–1508. DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21.
 25. *Sandweg C. W., Kajiwarra Y., Chumak A. V., Serga A. A., Vasyuchka V. I., Jungfleisch M. B., Saitoh E., Hillebrands B.* Spin pumping by parametrically excited exchange magnons // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106, no. 21. P. 216601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.216601.
 26. *Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V. E., Fang D., Ferguson A. J., Demokritov S. O.* Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting // *Nature Materials.* 2011. Vol. 10, no. 9. P. 660–664. DOI: 10.1038/nmat3053.
 27. *Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V. E., Fang D., Ferguson A. J., Demokritov S. O.* Spin pumping by parametrically excited short-wavelength spin waves // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 99, no. 16. P. 162502. DOI: 10.1063/1.3652911.
 28. *Sakimura H., Tashiro T., Ando K.* Nonlinear spin-current enhancement enabled by spin-damping tuning // *Nat. Commun.* 2014. Vol. 5. P. 5730. DOI: 10.1038/ncomms6730.
 29. *Manuilov S. A., Du C. H., Adur R., Wang H. L., Bhallamudi V. P., Yang F. Y., Hammel P. C.* Spin pumping from spinwaves in thin film YIG // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 107, no. 4. P. 042405. DOI: 10.1063/1.4927451.
 30. *Watanabe S., Hirobe D., Shiomi Y., Iguchi R., Daimon S., Kameda M., Takahashi S., Saitoh E.* Generation of megahertz-band spin currents using nonlinear spin pumping // *Scientific Reports.* 2017. Vol. 7, no. 1. P. 4576. DOI: 10.1038/s41598-017-04901-4.
 31. *Ando K., Saitoh E.* Spin pumping driven by bistable exchange spin waves // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109, no. 2. P. 026602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.026602.
 32. *Noack T. B., Vasyuchka V. I., Bozhko D. A., Heinz B., Frey P., Slobodianiuk D. V., Prokopenko O. V., Melkov G. A., Kopietz P., Hillebrands B., Serga A. A.* Enhancement of the spin pumping effect by magnon confluence process in YIG/Pt bilayers // *Physica Status Solidi (B).* 2019. Vol. 256, no. 9. P. 1900121. DOI: 10.1002/pssb.201900121.

33. Castel V., Vlietstra N., Ben Youssef J., Van Wees B.J. Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101, no. 13. P. 132414. DOI: 10.1063/1.4754837.
34. Castel V., Vlietstra N., Van Wees B.J., Ben Youssef J. Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 86, no. 13. P. 134419. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.134419.
35. Jungfleisch M.B., Chumak A.V., Kehlberger A., Lauer V., Kim D.H., Onbasli M.C., Ross C.A., Kläui M., Hillebrands B. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y3Fe5O12/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect // *Phys. Rev. B.* 2015. Vol. 91, no. 13. P. 134407. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407.
36. Chumak A.V., Serga A.A., Jungfleisch M.B., Neb R., Bozhko D.A., Tiberkevich V.S., Hillebrands B. Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100, no. 8. P. 082405. DOI: 10.1063/1.3689787.
37. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
38. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
39. Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
40. Ползикова Н.И., Раевский А.О., Темирязов А.Г. Влияние обменного взаимодействия на границу трехмагнетонного распада волны Дэймона-Эшбаха в тонких пленках ЖИГ // *ФТТ.* 1984. Т. 26, № 11. С. 3506–3508.
41. Iguchi R., Ando K., Qiu Z., An T., Saitoh E., Sato T. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 102, no. 2. P. 022406. DOI: 10.1063/1.4775685.
42. Agrawal M., Serga A.A., Lauer V., Papaioannou E.T., Hillebrands B., Vasyuchka V.I. Microwave-induced spin currents in ferromagnetic-insulator|normal-metal bilayer system // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, no. 9. P. 092404. DOI: 10.1063/1.4894636.
43. Balinsky M., Ranjbar M., Haidar M., Dürrenfeld P., Khartsev S., Slavin A., Åkerman J., Dumas R.K. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers // *IEEE Magn. Lett.* 2015. Vol. 6. P. 3000604. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2471276.
44. Sandweg C.W., Kajiwar Y., Ando K., Saitoh E., Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 97, no. 25. P. 252504. DOI: 10.1063/1.3528207.
45. d'Allivy Kelly O., Anane A., Bernard R., Ben Youssef J., Hahn C., Molpeceres A.H., Carrétéro C., Jacquet E., Deranlot C., Bortolotti P., Lebourgeois R., Mage J.-C., de Loubens G., Klein O., Cros V., Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103, no. 8. P. 082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
46. Khivintsev Y.V., Filimonov Y.A., Nikitov S.A. Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106, no. 5. P. 052407. DOI: 10.1063/1.4907626.
47. Kholid F.N., Hamara D., Terschanski M., Mertens F., Bossini D., Cinchetti M., McKenzie-Sell L., Patchett J., Petit D., Cowburn R., Robinson J., Barker J., Ciccirelli C. Temperature dependence of the picosecond spin Seebeck effect // *Appl. Phys. Lett.* 2021. Vol. 119, no. 3. P. 032401. DOI: 10.1063/5.0050205.
48. Медников А.М. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // *ФТТ.* 1981. Т. 23, № 1. С. 242–245.
49. Темирязов А.Г. Механизм преобразования частоты поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнетонного распада // *ФТТ.* 1987. Т. 29, № 2. С. 313–319.

50. Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А. Четырехмагнонный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната // ФТТ. 1997. Т. 39, № 2. С. 330–338.
51. Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, № 1. С. 318–332.
52. Бугаев А. С., Галкин О. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. Увлечение электронов магнитостатической волной в слоистой структуре феррит-металл // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 8. С. 485–488.
53. Веселов А. Г., Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А. Поверхностные магнитостатические волны в металлизированных пленках ЖИГ // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 12. С. 2067–2074.
54. Kapelrud A., Brataas A. Spin pumping and enhanced gilbert damping in thin magnetic insulator films // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111, no. 9. P. 097602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.097602.
55. Kapelrud A., Brataas A. Spin pumping, dissipation, and direct and alternating inverse spin Hall effects in magnetic-insulator/normal-metal bilayers // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 95, no. 21. P. 214413. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.214413.
56. Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман П. Е., Игнатьев И. А., Коновалов А. Г., Луговской А. В., Медников А. М., Нам Б. П., Николаев Е. И. Гигантские осцилляции прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, № 9. Р. 600–603.
57. Луговской А. В., Щеглов В. В. Спектр обменных и безобменных спин-волновых возбуждений в пленках ферритов-гранатов // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 3. С. 518–524.
58. Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Стогний А. И., Дудко Г. М., Филимонов Ю. А. Влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн в плёнках железо-иттриевого граната на подложках кремния // Известия вузов. ПНД. 2017. Т. 25, № 1. С. 35–51. DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
59. Зильберман П. Е., Куликов В. М., Тихонов В. В., Шеин И. В. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната в слабых полях // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, № 5. С. 1566–1578.
60. Медведь А. В., Крышталь Р. Г., Осипенко В. А., Попков А. Ф. Трансформация мод магнитостатических волн при рассеянии их на поверхностной акустической волне в пленках ЖИГ // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 12. С. 2315–2322.
61. Donahue M. J., Porter D. G. OOMMF User's Guide. Interagency Report NISTIR 6376. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 1999. 94 p. DOI: 10.6028/NIST.IR.6376.
62. Dvornik M., Au Y., Kruglyak V. V. Micromagnetic simulations in magnonics // In: Demokritov S., Slavin A. (eds) Magnonics. Topics in Applied Physics. Vol 125. Berlin: Springer, 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3_8.
63. Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Дудко Г. М., Джумалиев А. С., Высоцкий С. Л., Стогний А. И., Филимонов Ю. А. Особенности распространения спиновых волн в магнонных кристаллах с неоднородным распределением намагниченности по толщине // ФТТ. 2022. Т. 64, № 9. С. 1255–1262. DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52815.11НН.

References

1. Kajiwara Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*. 2010;464(7286):262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
2. Sinova J, Valenzuela SO, Wunderlich J, Back CH, Jungwirth T. Spin Hall effects. *Rev. Mod. Phys.* 2015;87(4):1213–1260. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213.

3. Althammer M. Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018;51(31):313001. DOI: 10.1088/1361-6463/aaca89.
4. Jungfleisch MB, Chumak AV, Vasyuchka VI, Serga AA, Obry B, Schultheiss H, Beck PA, Karenowska AD, Saitoh E, Hillebrands B. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure. *Appl. Phys. Lett.* 2011;99(18):182512. DOI: 10.1063/1.3658398.
5. Agrawal M, Vasyuchka VI, Serga AA, Kirihara A, Pirro P, Langner T, Jungfleisch MB, Chumak AV, Papaioannou ET, Hillebrands B. Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect. *Phys. Rev. B.* 2014;89(22):224414. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.224414.
6. Rezende SM, Rodríguez-Suárez RL, Cunha RO, Rodrigues AR, Machado FLA, Fonseca Guerra GA, Lopez Ortiz JC, Azevedo A. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Phys. Rev. B.* 2014;89(1):014416. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.014416.
7. Saitoh E, Ueda M, Miyajima H, Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 2006;88(18):182509. DOI: 10.1063/1.2199473.
8. Chumak AV, Vasyuchka VK, Serga AA, Hillebrands B. Magnon spintronics. *Nature Physics.* 2015;11(6):453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
9. Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. *Phys. Usp.* 2015;58(10):1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
10. Ando K, Ieda J, Sasage K, Takahashi S, Maekawa S, Saitoh E. Electric detection of spin wave resonance using inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 2009;94(26):262505. DOI: 10.1063/1.3167826.
11. Hahn C, de Loubens G, Viret M, Klein O, Naletov VV, Ben Youssef J. Detection of microwave spin pumping using the inverse spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* 2013;111(21):217204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.217204.
12. Ganzhorn K, Klingler S, Wimmer T, Geprägs S, Gross R, Huebl H, Goennenwein STB. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure. *Appl. Phys. Lett.* 2016;109(2):022405. DOI: 10.1063/1.4958893.
13. Balinskiy M, Chiang H, Gutierrez D, Khitun A. Spin wave interference detection via inverse spin Hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 2021;118(24):242402. DOI: 10.1063/5.0055402.
14. Avci CO, Quindeau A, Pai CF, Mann M, Caretta L, Tang AS, Onbasli MC, Ross CA, Beach GSD. Current-induced switching in a magnetic insulator. *Nature Materials.* 2017;16(3):309–314. DOI: 10.1038/nmat4812.
15. Cornelissen LJ, Liu J, van Wees BJ, Duine RA. Spin-current-controlled modulation of the magnon spin conductance in a three-terminal magnon transistor. *Phys. Rev. Lett.* 2018;120(9):097702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.097702.
16. Hamadeh A, d'Allivy Kelly O, Hahn C, Meley H, Bernard R, Molpeceres AH, Naletov VV, Viret M, Anane A, Cros V, Demokritov SO, Prieto JL, Muñoz M, de Loubens G, Klein O. Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque. *Phys. Rev. Lett.* 2014;113(19):197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.197203.
17. Padrón-Hernández E, Azevedo A, Rezende SM. Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque. *Phys. Rev. Lett.* 2011;107(19):197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.197203.
18. Lauer V, Bozhko DA, Brächer T, Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Jungfleisch MB, Agrawal M, Kobljanskyj YV, Melkov GA, Dubs C, Hillebrands B, Chumak AV. Spin-transfer torque based damping control of parametrically excited spin waves in a magnetic insulator. *Appl. Phys. Lett.* 2016;108(1):012402. DOI: 10.1063/1.4939268.

19. Tveten EG, Brataas A, Tserkovnyak Y. Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium. *Phys. Rev. B*. 2015;92(18):180412. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180412.
20. Van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal. *Physical Review*. 1953;89(6):1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
21. Damon RW, Eshbach JR. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1961;19(3–4):308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
22. Nikulin YV, Seleznev ME, Khivintsev YV, Sakharov VK, Pavlov ES, Vysotskii SL, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. EMF generation by propagating magnetostatic surface waves in integrated thin-film Pt/YIG structure. *Semiconductors*. 2020;54(12):1721–1724. DOI: 10.1134/S106378262012026X.
23. De Wames RE, Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films. *J. Appl. Phys.* 1970;41(3):987–993. DOI: 10.1063/1.1659049.
24. Seleznev ME, Nikulin YV, Sakharov VK, Khivintsev YV, Kozhevnikov AV, Vysotskii SL, Filimonov UA. Influence of the resonant interaction of surface magnetostatic waves with exchange modes on the emf generation in yig/pt structures. *Tech. Phys.* 2021;91(10):1504–1508 (in Russian). DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21.
25. Sandweg CW, Kajiwar Y, Chumak AV, Serga AA, Vasyuchka VI, Jungfleisch MB, Saitoh E, Hillebrands B. Spin pumping by parametrically excited exchange magnons. *Phys. Rev. Lett.* 2011;106(21):216601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.216601.
26. Kurebayashi H, Dzyapko O, Demidov VE, Fang D, Ferguson AJ, Demokritov SO. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting. *Nature Materials*. 2011;10(9):660–664. DOI: 10.1038/nmat3053.
27. Kurebayashi H, Dzyapko O, Demidov VE, Fang D, Ferguson AJ, Demokritov SO. Spin pumping by parametrically excited short-wavelength spin waves. *Appl. Phys. Lett.* 2011;99(16):162502. DOI: 10.1063/1.3652911.
28. Sakimura H, Tashiro T, Ando K. Nonlinear spin-current enhancement enabled by spin-damping tuning. *Nat. Commun.* 2014;5:5730. DOI: 10.1038/ncomms6730.
29. Manuilov SA, Du CH, Adur R, Wang HL, Bhallamudi VP, Yang FY, Hammel PC. Spin pumping from spinwaves in thin film YIG. *Appl. Phys. Lett.* 2015;107(4):042405. DOI: 10.1063/1.4927451.
30. Watanabe S, Hirobe D, Shiomi Y, Iguchi R, Daimon S, Kameda M, Takahashi S, Saitoh E. Generation of megahertz-band spin currents using nonlinear spin pumping. *Scientific Reports*. 2017;7(1):4576. DOI: 10.1038/s41598-017-04901-4.
31. Ando K, Saitoh E. Spin pumping driven by bistable exchange spin waves. *Phys. Rev. Lett.* 2012;109(2):026602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.026602.
32. Noack TB, Vasyuchka VI, Bozhko DA, Heinz B, Frey P, Slobodianiuk DV, Prokopenko OV, Melkov GA, Kopietz P, Hillebrands B, Serga AA. Enhancement of the spin pumping effect by magnon confluence process in YIG/Pt bilayers. *Physica Status Solidi (B)*. 2019;256(9):1900121. DOI: 10.1002/pssb.201900121.
33. Castel V, Vlietstra N, Ben Youssef J, Van Wees BJ. Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system. *Appl. Phys. Lett.* 2012;101(13):132414. DOI: 10.1063/1.4754837.
34. Castel V, Vlietstra N, Van Wees BJ, Ben Youssef J. Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system. *Phys. Rev. B*. 2012;86(13):134419. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.134419.
35. Jungfleisch MB, Chumak AV, Kehlberger A, Lauer V, Kim DH, Onbasli MC, Ross CA, Kläui M, Hillebrands B. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y3Fe5O12/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect. *Phys. Rev. B*. 2015;91(13):134407. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407.
36. Chumak AV, Serga AA, Jungfleisch MB, Neb R, Bozhko DA, Tiberkevich VS, Hillebrands B.

- Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect. Appl. Phys. Lett. 2012;100(8):082405. DOI: 10.1063/1.3689787.
37. Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 1996. 464 p.
 38. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in High-Frequency Electronics. Saratov: Saratov State University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
 39. L'vov VS. Nonlinear Spin Waves. Moscow: Nauka; 1987. 272 p. (in Russian).
 40. Polzikova NI, Raevskii AO, Temiryazev AG. Influence of exchange interaction on boundary of three-magnon decay of Damon-Eshbach wave in YIG thin films. Soviet Physics, Solid State. 1984;26(11):3506–3508 (in Russian).
 41. Iguchi R, Ando K, Qiu Z, An T, Saitoh E, Sato T. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation. Appl. Phys. Lett. 2013;102(2):022406. DOI: 10.1063/1.4775685.
 42. Agrawal M, Serga AA, Lauer V, Papaioannou ET, Hillebrands B, Vasyuchka VI. Microwave-induced spin currents in ferromagnetic-insulator|normal-metal bilayer system. Appl. Phys. Lett. 2014;105(9):092404. DOI: 10.1063/1.4894636.
 43. Balinsky M, Ranjbar M, Haidar M, Dürrenfeld P, Khartsev S, Slavin A, Åkerman J, Dumas RK. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers. IEEE Magn. Lett. 2015;6:3000604. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2471276.
 44. Sandweg CW, Kajiwarra Y, Ando K, Saitoh E, Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection. Appl. Phys. Lett. 2010;97(25):252504. DOI: 10.1063/1.3528207.
 45. d'Allivy Kelly O, Anane A, Bernard R, Ben Youssef J, Hahn C, Molpeceres AH, Carrétéro C, Jacquet E, Deranlot C, Bortolotti P, Lebourgeois R, Mage JC., de Loubens G, Klein O, Cros V, Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. Appl. Phys. Lett. 2013;103(8):082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
 46. Khivintsev YV, Filimonov YA, Nikitov SA. Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas. Appl. Phys. Lett. 2015;106(5):052407. DOI: 10.1063/1.4907626.
 47. Kholid FN, Hamara D, Terschanski M, Mertens F, Bossini D, Cinchetti M, McKenzie-Sell L, Patchett J, Petit D, Cowburn R, Robinson J, Barker J, Ciccirelli C. Temperature dependence of the picosecond spin Seebeck effect. Appl. Phys. Lett. 2021;119(3):032401. DOI: 10.1063/5.0050205.
 48. Mednikov AM. Nonlinear effects under the propagation of surface spin waves in YIG films. Soviet Physics, Solid State. 1981;23(1):242–245 (in Russian).
 49. Temiryazev AG. The mechanism of transformation of magnetostatic surface waves in the conditions of three-magnon decay. Soviet Physics, Solid State. 1987;29(2):313–319 (in Russian).
 50. Kazakov GT, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. Four-magnon decay of magnetostatic surface waves in yttrium iron garnet films. Physics of the Solid State. 1997;39(2):288–295. DOI: 10.1134/1.1129801.
 51. Kazakov GT, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. The effect of parametrically excited spin waves on the dispersion and damping of magnetostatic surface waves in ferrite films. J. Exp. Theor. Phys. 1999;88(1):174–181. DOI: 10.1134/1.558780.
 52. Bugaev AS, Galkin OL, Gulyaev YV, Zilberman PE. Electrons' drag by magnetostatic wave in a layered ferrite-metal structure. Sov. Tech. Phys. Lett. 1982;8(8):485–488 (in Russian).
 53. Veselov AG, Vysotsky SL, Kazakov GT, Sukharev AG, Filimonov YA. Magnetostatic surface waves in metallized YIG films. J. Commun. Technol. Electron. 1994;39(12):2067–2074 (in Russian).
 54. Kapelrud A, Brataas A. Spin pumping and enhanced gilbert damping in thin magnetic insulator films. Phys. Rev. Lett. 2013;111(9):097602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.097602.

55. Kapelrud A, Brataas A. Spin pumping, dissipation, and direct and alternating inverse spin Hall effects in magnetic-insulator/normal-metal bilayers. *Phys. Rev. B*. 2017;95(21):214413. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.214413.
56. Gulyaev YV, Bugaev AS, Zil'berman PE, Ignat'ev IA, Konovalov AG, Lugovskoi AV, Mednikov AM, Nam BP, Nikolaev EI. Giant oscillations in the transmission of quasi-surface spin waves through a thin yttrium-iron garnet (YIG) film. *JETP Lett.* 1979;30(9):565–568.
57. Lugovskoi AV, Scheglov VV. Spectrum of exchange and non-exchange spin wave excitations in ferrite garnets films. *Radio Engineering and Electronic Physics*. 1982;27(3):518–524 (in Russian).
58. Sakharov VK, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Stognij AI, Dudko GM, Filimonov YA. Influence of input signal power on magnetostatic surface waves propagation in yttrium-iron garnet films on silicon substrates. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2017;25(1):35–51 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
59. Zil'berman PE, Kulikov VM, Tikhonov VV, Shein IV. Nonlinear effects in the propagation of surface magnetostatic waves in yttrium iron garnet films in weak magnetic fields. *J. Exp. Theor. Phys.* 1991;72(5):874–881.
60. Medved' AV, Kryshchal RG, Osipenko VA, Popkov AF. MSW modes transformation under their scattering on surface acoustic wave in YIG. *Sov. Phys. Tech. Phys.* 1988;58(12):2315–2322 (in Russian).
61. Donahue MJ, Porter DG. OOMMF User's Guide. Interagency Report NISTIR 6376. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology; 1999. 94 p. DOI: 10.6028/NIST.IR.6376.
62. Dvornik M, Au Y, Kruglyak VV. Micromagnetic simulations in magnonics. In: Demokritov S, Slavin A, editors. *Magnonics. Topics in Applied Physics*. Vol 125. Berlin: Springer; 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3_8.
63. Sakharov VK, Khivintsev YV, Dudko GM, Dzhumaliev AS, Vysotskii SL, Stognij AI, Filimonov YA. particularities of spin wave propagation in magnonic crystals with nonuniform magnetization distribution across the thickness. *Physics of the Solid State*. 2022;64(9):1255–1262 (in Russian). DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52815.11HH.



Селезнев Михаил Евгеньевич — родился в г. Заречный (1994), окончил факультет нано- и биомедицинских технологий (2017). Инженер Саратовского филиала ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, аспирант СНИГУ ФНБМТ. Профессиональные интересы: магнетика и спинтроника, магнитные материалы, физика полупроводников, физика твердого тела. Имеет 3 публикации.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: mixanich94@mail.ru
ORCID: 0000-0002-7359-3201
AuthorID (eLibrary.Ru): 1031873



Никулин Юрий Васильевич — родился в Саратове (1982), окончил Саратовский государственный университет (2004). После окончания СГУ работает в СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области физической электроники и материаловедения (СГУ, 2014). Опубликовал 28 научных статей по направлениям, указанным выше.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: yvnikulin@gmail.com
ORCID: 0000-0003-2957-5468
AuthorID (eLibrary.Ru): 168029



Хивинцев Юрий Владимирович — родился в 1975 году. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (1998). Кандидат физико-математических наук (2004). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН и доцент Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского. Область научных интересов — магнитные колебания и волны, СВЧ-электроника.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: khivintsev@gmail.com
AuthorID (eLibrary.Ru): 39882



Высоцкий Сергей Львович — родился в Саратове (1955), окончил Саратовский политехнический институт (1977). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области радиофизики (СГУ, 1994). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Автор более 60 научных работ.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: vysotsl@gmail.com
ORCID: 0000-0003-3151-9297
AuthorID (eLibrary.Ru): 27015



Кожевников Александр Владимирович — родился в Саратове (1962), окончил Саратовский государственный университет (1984). Работает в Саратовском филиале ИРЭ РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (2011) в области нелинейных спиновых волн. Опубликовал 23 научных статьи.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: kzhavl@gmail.com
ORCID: 0000-0002-8904-475X
AuthorID (eLibrary.Ru): 27013



Сахаров Валентин Константинович — родился в пос. Соколовый Саратовской области (1986). Окончил Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (2008) и аспирантуру ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (2011). В настоящее время работает научным сотрудником лаборатории магнитоэлектроники СВЧ Саратовского филиала ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Область научных интересов: спин-волновые явления в магнитных микро- и наноструктурах, СВЧ-электроника. Имеет 17 научных публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: valentin@sakharov.info
ORCID: 0000-0001-7168-1198
AuthorID (eLibrary.Ru): 818546



Дудко Галина Михайловна — родилась в Свердловске (1961). Окончила физический факультет Саратовского университета им. Н. Г. Чернышевского (1983). Кандидат физико-математических наук (2002). Область научных интересов: нелинейная динамика магнито-статических волн, микромагнитное моделирование динамики намагниченности в ферромагнитных нано- и микроструктурах. Имеет более 30 научных публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: dugal_2010@hotmail.com
ORCID: 0000-0002-7083-4399
AuthorID (eLibrary.Ru): 39883

*Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л.,
Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А.*
Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Павлов Евгений Сергеевич — родился в 1986 году в г. Саки, Крымской обл. Украины, окончил Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского по специальности микроэлектроника и полупроводниковые приборы (2008). После окончания СГУ поступил в аспирантуру и работает в лаборатории магнитоэлектроники СВЧ СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Опубликовал 15 научных статей по исследованию спиновых волн в магнитных кристаллах.

Россия 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: gekapavlov@gmail.com
AuthorID (eLibrary.Ru): 891620



Филимонов Юрий Александрович – родился в Куйбышеве (1955). Окончил факультет физической и квантовой электроники МФТИ (1979). Доктор физико-математических наук (2008), профессор по специальности «Физика магнитных явлений» (2012). Директор Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Профессиональные интересы: магнетика и спинтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: fil@soire.renet.ru
ORCID: 0000-0002-2645-6669
AuthorID (eLibrary.Ru): 18696