

Обратный спиновый эффект Холла в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната с пониженной намагниченностью насыщения

© М.Е. Селезнев,^{1,2} С.Л. Высоцкий,^{1,2} Г.М. Амаханов,³ Ю.В. Никулин^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
410019 Саратов, Россия

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

³ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
410054 Саратов, Россия
e-mail: vysotsl@gmail.com

Поступило в Редакцию 21 июля 2025 г.

В окончательной редакции 19 ноября 2025 г.

Принято к публикации 19 ноября 2025 г.

Исследована генерация ЭДС по механизму обратного спинового эффекта Холла в пленках платины, нанесенных на поверхность пленок железо-иттриевого граната с различными величинами намагниченности насыщения $4\pi M = 1750 - 540$ Гц за счет замещения ионов Fe немагнитными ионами Ga и Sc. Для геометрии распространения поверхностных магнитостатических волн сопоставлены величины эффективности спиновой накачки E , определяемые как отношение ЭДС к мощности магнитостатической волны. При поле подмагничивания H большем поля насыщения до насыщения H_s значения E $6.5 - 1.44 \cdot 10^{-3}$ В/В в структурах на основе пленок с $4\pi M = 1750 - 850$ Гц и $1.44 - 2.5 \cdot 10^{-3}$ В/В для пленок с $4\pi M = 565 - 540$ Гц. Показано, что параметром легированных пленок, определяющим эффективность генерации в структурах на их основе, может служить константа неоднородного обмена α , при этом $E \sim 1/\alpha$. При $H < H_s$ эффективность спиновой накачки уступает случаю $H > H_s$ более чем на порядок и снижается с уменьшением $4\pi M$.

Ключевые слова: намагниченность насыщения, поверхностные магнитостатические волны, спиновая накачка.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62542.192-25

Введение

Эффекты взаимного преобразования спинового тока и тока носителей заряда в слоистых структурах „феррит–тяжелый металл“ [1–15] активно изучаются в связи с перспективами разработки на их основе элементной базы спинtronики [16,17]. В экспериментах наиболее часто исследуются структуры, состоящие из пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), в которых затухание спиновых волн (СВ) рекордно мало, и нанесенной на их поверхность пленки платины. В таких структурах при возбуждении в пленке ЖИГ высокочастотных колебаний намагниченности резонансного характера [1–6] или распространяющихся спиновых волн [7–10] спиновый ток I_s через интерфейс ЖИГ–платина может приводить к генерации по механизму обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [18] в пленке платины тока носителей заряда I_e [7]:

$$I_e \propto |I_{s,n}| [\mathbf{n} \times \mathbf{m}], \quad (1)$$

где \mathbf{n} и \mathbf{m} — единичные векторы вдоль нормали к поверхности пленки ЖИГ и намагниченности соответственно, $I_{s,n}$ — компонента спинового тока вдоль нормали \mathbf{n} . В экспериментах чаще всего измеряется величина $U = I_e R$, где R — сопротивление пленки платины.

Следует отметить, что основой механизма ОСЭХ является спин-зависимое электрон-магнонное рассеяние [19]. Важным фактором, влияющим на этот процесс, является число каналов рассеяния N , которое определяется числом магнитных ионов на интерфейсе ЖИГ–платина на единицу площади структуры [20–22]. В легированных пленках ЖИГ с пониженной намагниченностью, где в кристаллической решетке часть ионов железа замещается ионами редкоземельных металлов, можно ожидать снижения величины спинового тока в связи с уменьшением числа каналов рассеяния. Такой эффект был обнаружен при исследовании структуры на основе пленки ЖИГ с $4\pi M = 550$ Гц в [23] при $H > H_s$, где H_s — поле насыщения пленки феррита, и в [24] при $H < H_s$, однако исследование характера зависимости ОСЭХ от степени замещения магнитных ионов в ЖИГ (т. е. от намагниченности $4\pi M$) не проводилось.

Целью настоящей работы является исследование обратного спинового эффекта Холла в структурах на основе пленок ЖИГ с величинами намагниченности насыщения в интервале 1750–540 Гц при величинах полей подмагничивания, отвечающих как насыщенному состоянию пленки $H > H_s$, так и формированию в ней доменной структуры при $H < H_s$. Кроме того, проведено

обсуждение характера зависимости эффективности спиновой накачки от величины $4\pi M$.

1. Исследуемые структуры и методика измерений

Для изготовления структур использовались пленки ЖИГ, полученные с помощью жидкокомпозитной эпитетаксии на подложки из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (111) с намагниченностями насыщения 1750–540 Г (см. таблицу). Снижение величины $4\pi M$ достигалось с помощью легирования ионами галлия Ga и скандия Sc с различными степенями замещения [25]. Из пленок вырезались волноводы с размерами 12×6 мкм так, чтобы проекция оси легкого намагничивания (ОЛН) $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ на плоскость пленки была направлена вдоль короткой стороны. (В этом случае при измерениях в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) величина генерируемой ЭДС в диапазоне $H < H_s$ максимальна по сравнению с другими направлениями \mathbf{H} относительно кристаллографических осей пленок ЖИГ [26].)

Определение направления ОЛН проводилось аналогично [27]. Шайба пленки ЖИГ 1 (рис. 1, а) на подложке ГГГ накладывалась на входную 2 и выходную 3 микрополосковые антенны и помещалась в постоянное магнитное поле H , направленное касательно к поверхности пленки (угол α между \mathbf{H} и нормалью к поверхности пленки \mathbf{n} составляет 90°) параллельно микрополосковым преобразователям. Такая геометрия эксперимента соответствует распространению в пленке ЖИГ ПМСВ. Определялась длинноволновая граница спектра ПМСВ f_0 . Затем макет с антеннами разворачивался в зазоре электромагнита так, чтобы угол α составлял величину примерно 45° . При развороте пленки на микрополосках в направлении угла β (рис. 1, а) строилась зависимость $f_0(\beta)$. Ориентация пленки, при которой величина f_0 достигала максимума, отождествлялась с намагничиванием вдоль проекции ОЛН. На рис. 1, б приведен пример такой зависимости, полученной для пленки № 4 из таблицы при $H = 490$ Ое. Из исследованной шайбы ЖИГ вырезался волновод 4 так, чтобы его

Параметры исследованных пленок ЖИГ

№ пленки	d , мкм	$4\pi M$, Г	H_s , Ое	$E = U/P$, 10^{-3} В/В	H_{exp}^* , Ое	H_{calc}^* , Ое	α , 10^{-11} см 2
1	15.6	1750	54	6.1	590	580	3.5
2	12	1750	60	6.5	600	580	3.5
3	15	1000	6	5.9	300	330	8
4	20	850	10	5.8	300	290	11
5	26	565	46	2.5	200	200	23
6	17	540	25	1.5	200	190	25

длинная сторона была перпендикулярна определенному направлению ОЛН (рис. 1, а). Измерения повторялись для всех исследованных пленок ЖИГ.

Полученные волноводы использовались для изготовления структур ЖИГ–платина. Подготовка к осаждению платины включала химическую очистку поверхности пленки ЖИГ (обработка в ацетоне в ультразвуковой ванне; обработка в водном растворе азотной кислоты) с последующей промывкой в десорбированной воде в ультразвуковой ванне. Непосредственно перед осаждением платины проводилось обезгаживание пленки в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ Торр при температуре ≈ 300 °C в течение 20 min. С помощью магнетронного напыления через маску наносилась ориентированная вдоль длинной стороны волноводов полоска из платины толщиной 4 нм, длиной 4 мм, шириной 25 мкм. Проволочные контакты 6, 7 (рис. 1, а) к полоске для измерения ЭДС выполнялись с помощью токопроводящего клея, сопротивление полосок от образца к образцу менялось в пределах 5.5–8 кОм.

После напыления структуры ЖИГ–платина исследовались в линии задержки в геометрии ПМСВ (рис. 1, а) при $\alpha = 90^\circ$, стрелкой показано направление волнового вектора \mathbf{q} с микрополосковыми антennами шириной $w \approx 40$ мкм, расстояние между которыми составляло 7 мм. Макет размещался между полюсами электромагнита, а при исследованиях в диапазоне величин $H < H_s$ — в измерительном модуле, позволяющем дополнительно регистрировать вид доменной структуры (ДС) с помощью поляризационного микроскопа, сопряженного с цифровой камерой [28].

Измерения частотных зависимостей модуля коэффициента передачи макета $S(f)$ и отраженной от входной антенны мощности $S_{\text{ref}}(f)$ проводились с помощью векторного анализатора цепей при величинах выходной мощности генератора P от –30 до +10 dBm. Измерение частотных зависимостей ЭДС $U(f)$ проводилось при $P = 10$ dBm. Для повышения чувствительности этих измерений использовался метод синхронного детектирования, для чего мощность СВЧ модулировалась сигналом в виде меандра с частотой 11.3 kHz.

Для сравнения эффективности спиновой накачки в структурах с различными параметрами пленок ЖИГ мы использовали следующий подход. На вставке к рис. 2, а, показаны типичные частотные зависимости $S(f)$ и $U(f)$. Видно, что максимум зависимости $U(f)$ (помеченный звездочкой) наблюдается вблизи низкочастотной (длинноволновой) границы f_0 спектра ПМСВ [29]:

$$f_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}, \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, что связывается с высокой плотностью состояния магнонов, обусловленной формированием в этой частотной области сингулярности ван Хове [30,31]. Для некоторой величины поля подмагничивания H_i измерялась соответствующая максимальной величине U_i частота f_i , затем на этой частоте определялась мощность ПМСВ P_{swi}

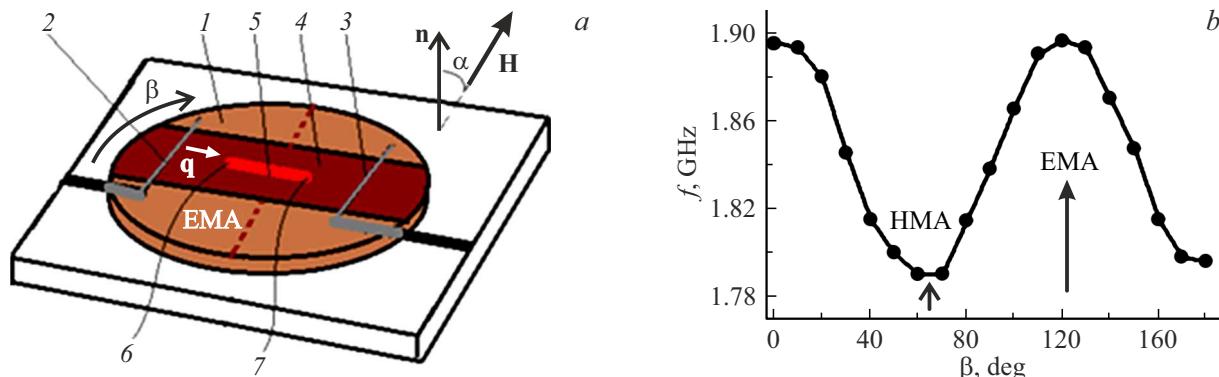


Рис. 1. Схематическое изображение макета линии задержки на ПМСВ, используемого для определения направления ОЛН и проведения измерений (a); график зависимости $f_0(\beta)$, полученный для пленки № 4 при $H = 490$ Ое (b). Стрелки отвечают направлению поля H вдоль осей легкого (EMA) и трудного (HMA) намагничивания. Белой стрелкой показано направление волнового вектора \mathbf{q} .

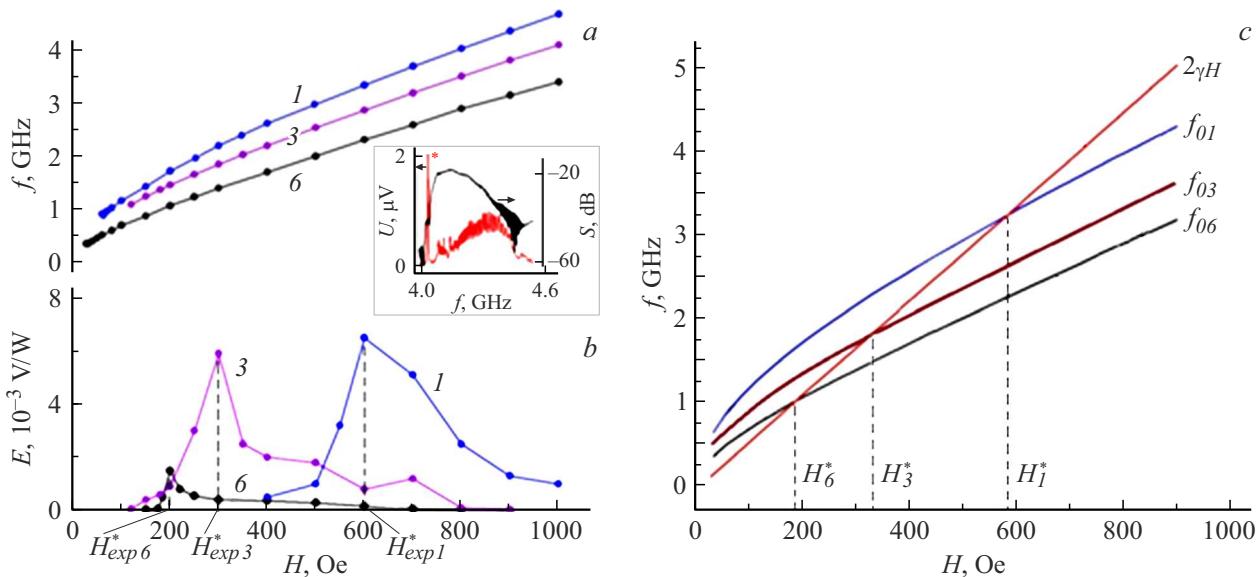


Рис. 2. Зависимости от величины поля подмагничивания H низкочастотной (f_0) границы области существования ПМСВ (a), эффективности спиновой накачки (b), рассчитанные с помощью (2) зависимости от H частот f_0 для структур № 1, № 3 и № 6 (c). Цифры у кривых и в индексах соответствуют номеру структуры в таблице.

как разница величин отраженной от входной антенны мощности $S_{ref}(f)$, полученных при H_i и при $H \gg H_i$. С использованием полученных значений эффективность накачки (вольт-ваттная чувствительность) определялась как $E_i = U_i/P_{swi}$. Измерения проводились для набора величин H из диапазона 0–1 кОе. С использованием полученных данных строилась зависимость $E(H)$.

2. Результаты измерений и их обсуждение

2.1. $H > H_s$

Рассмотрим сначала генерацию ЭДС для случая на-магниченных до насыщения пленок ЖИГ. На рис. 2

представлены экспериментально полученные для структур № 1, № 3 и № 6 зависимости от величины H длинноволновых границ областя наблюдения ПМСВ f_0 (рис. 2, a) и определенной по описанной выше методике эффективности спиновой накачки E (рис. 2, b). Цифры у кривых соответствуют номеру структуры (пленки) в таблице. На рис. 2, b можно видеть, что все приведенные зависимости $E(H)$ демонстрируют максимумы. В таблице для каждой структуры приведены максимальные по диапазону измерений величины $E = U/P$, а также соответствующие им величины поля подмагничивания H_{exp}^* . Обсудим условия, определяющие положение этих максимумов.

На рис. 2, c для структур № 1, № 3 и № 6 представлены зависимости $f_0(H)$ рассчитанные с помощью (2),

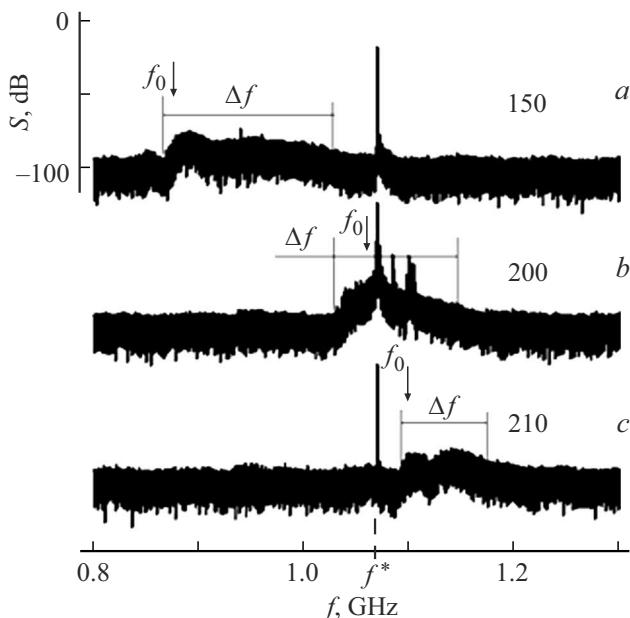


Рис. 3. Частотные зависимости спектра сигнала на выходной антенне макета линии задержки на ПМСВ для структуры № 6 при частоте накачки $f^* = 1.07 \text{ GHz}$ (показана на рисунке звездочкой). $H = 150$ (a), 200 (b), 210 Ое (c).

а также зависимость $f = 2\gamma H$, где γ — гиромагнитное отношение. Видно, что положение пунктирных линий, соответствующих величинам H_{\exp}^* , хорошо коррелирует с определенными с помощью (2) величинами H_{calc}^* , при которых $f_i \approx 2\gamma H$, где i — номер структуры (рис. 2, b, c и таблица, где приведены результаты расчета для всех структур).

Рассмотрим влияние условий возбуждения и распространения ПМСВ на эффективность спиновой накачки. Известно, что в пленках ЖИГ при уровнях мощности ПМСВ выше некоторой пороговой величины и выполнении законов сохранения энергии и импульса [29] могут развиваться процессы параметрической неустойчивости, проявляющиеся в виде распада спиновой волны накачки на параметрические спиновые волны (ПСВ)

$$f_p = f_1 + f_2, \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,$$

где f_p и k — частота и волновой вектор накачки; $f_{1,2}$ и $\mathbf{k}_{1,2}$ — частоты и волновые векторы ПСВ. В свою очередь, возможны также беспороговые процессы слияния образовавшихся ПСВ с формированием вторичных спиновых волн (ВСВ) [32,33]:

$$f_1 + f_2 = f_3, \quad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3,$$

где f_3 и \mathbf{k}_3 — частота и волновой вектор ВСВ.

При исследовании ОСЭХ в структурах ЖИГ–платина в условиях параметрической неустойчивости был обнаружен эффект усиления генерации спинового тока за счет ЗМ распадов, который проявлялся при наблюдении максимума в зависимости $U(f_0(H))$ [34–36] и

связывался с передачей углового момента из решетки в магнитную систему [34–36], а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в магнитной пленке [35,36]. Однако, в [37] было показано, что этот эффект может быть объяснен участием в процессе электрон-магнитного рассеяния ВСВ, образующимися при беспороговых процессах слияния ПСВ [33]. Покажем, что и в наших измерениях именно по этой причине наблюдается наличие отмеченных выше максимумов в зависимостях $E(H)$.

На рис. 3 представлены спектры сигнала на выходной антenne макета линии задержки на ПМСВ для структуры № 6 при фиксированной частоте накачки $f^* = 1.07 \text{ GHz}$ (показана на рисунке) и уровне мощности ПМСВ P выше пороговой для трехмагнитных распадов P_{th} при надкритичности 25–30 dB. Эта частота соответствует величине $H = H_{\exp}^* = 200 \text{ Oe}$ на рис. 2, b. Видно, что кроме частоты f^* в спектре присутствует шумовой сигнал в частотной области Δf (рис. 3), обусловленный возникновением ВСВ. При $H = 200 \text{ Oe}$ частота f^* попадает в полосу Δf (рис. 3, b), что позволяет ВСВ заселять участок спектра, повышая плотность состояний магнонов на частоте f_0 и, таким образом, способствуя повышению эффективности генерации ЭДС аналогично [30]. В то же время при $H = 150 \text{ Oe}$ (рис. 3, a) и 210 Ое (рис. 3, c) частотные области шумового сигнала не перекрываются с частотой накачки и вклад в плотность состояний магнонов не дают.

Обсудим характер зависимости эффективности спиновой накачки от намагниченности насыщения исследованных пленок, представленной кривой 1 на рис. 4. Видно, что ход этой зависимости $E = E(4\pi M)$ сущес-

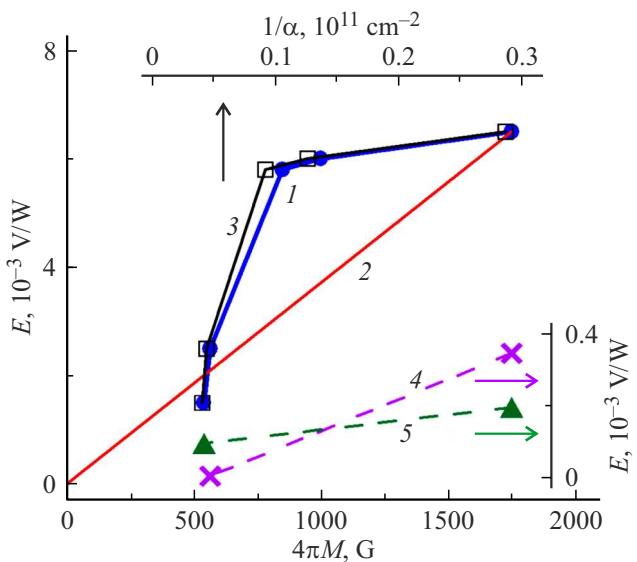


Рис. 4. Зависимости от величины $4\pi M$ экспериментально полученных величин E (кривая 1); зависимость E от величины параметра $1/\alpha$ (кривая 3). Цифрой 2 показан результат моделирования линейной зависимости $E = E(4\pi M)$. Зависимости $E(4\pi M)$ для пленок № 2 (кривая 4) и № 6 (кривая 5) при $H < H_s$.

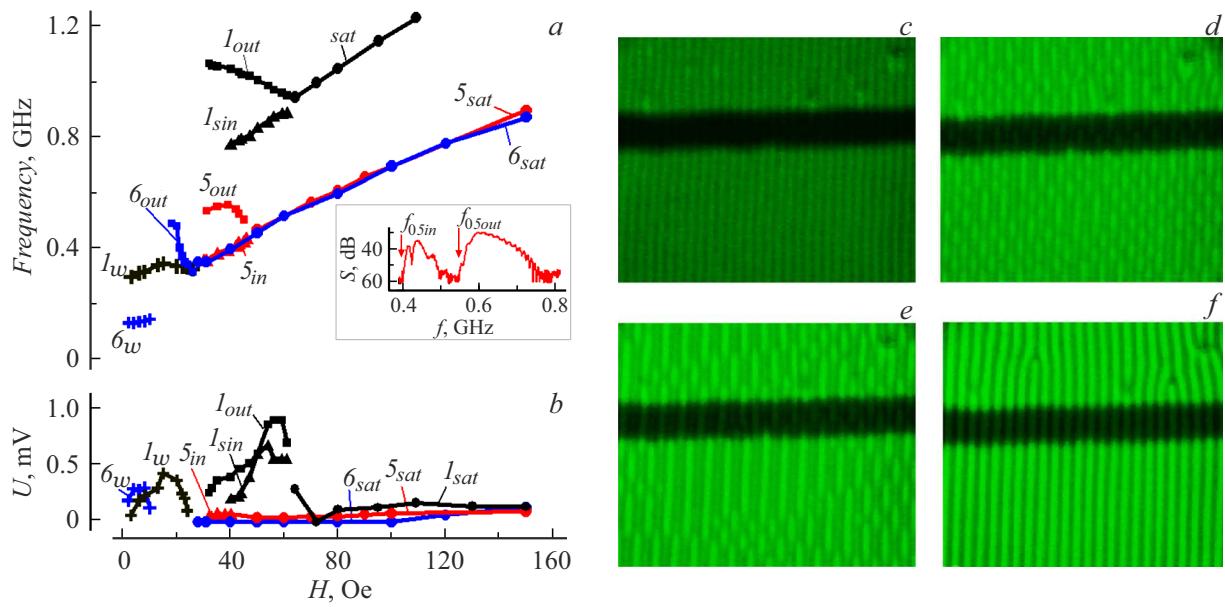


Рис. 5. Полученные для структур № 1, № 5 и № 6 зависимости от величины поля подмагничивания низкочастотных границ области существования ПМСВ (кривые с индексом „*sat*“), СВВ, обусловленных синфазными (кривые с индексом „*in*“) и противофазными (кривые с индексом „*out*“) колебаниями намагниченности в доменах, а также СВВ, обусловленного волнами смещения доменных границ (кривые с индексом „*w*“) (а) и соответствующие им зависимости ЭДС с аналогичными обозначениями (б). Вставка к рисунку а на примере структуры № 5 иллюстрирует определение величин f_{0in} и f_{0out} , $H = 40$ Ое. Изображения ДС в структуре № 5 при $H = 40$ (с), 27 (д), 24 (е) и 18 Ое (ф). На рисунках ширина темной полоски из платины 25 μ m.

ственno отличается от линии 2, которая построена в предположении, что эффективность накачки линейно падает от $6.5 \cdot 10^{-3}$ В/Вт при $4\pi M = 1750$ Гц до $E = 0$ при $4\pi M = 0$. Различие зависимостей 1 и 2 связано, по-видимому, с тем, что в легированных пленках изменяется не только намагниченность их насыщения, но также обменная жесткость A и связанная с ней константа неоднородного обмена $\alpha = A/M^2$ [25]. Проведем качественную оценку зависимости E от параметров пленки ЖИГ. Выше отмечалось, что величина генерируемой ЭДС пропорциональна числу каналов электрон-магнитного рассеяния ($N \sim M$). Эффективность рассеяния в каждом канале ρ зависит от плотности состояния магнонов, обратно пропорциональной групповой скорости спиновых волн V_g [38]. В свою очередь, $V_g(f)$ связана с параметрами A и M соотношением $V_g \sim A/M$ [29,39]. Таким образом, можно ожидать $E \sim N\rho \sim M^2/A \sim 1/\alpha$.

На рис. 4 приведена зависимость величины эффективности спиновой накачки E от $1/\alpha$ (кривая 3), полученная с использованием рассчитанных аналогично [25] величин α для пленок ЖИГ с различными степенями замещения галлием и скандием (см. таблицу). Масштаб и взаимное расположение осей $4\pi M$ и $1/\alpha$ выбирались таким образом, чтобы были совмещены величины $4\pi M$ из третьего столбца таблицы для каждой пленки и рассчитанные значения $1/\alpha$, полученные на основе данных столбца 8 таблицы. Видно, что кривые 1 и 3 практически совпадают. Таким образом, можно предположить, что величина α представляет собой некий интегрированный

параметр, учитывающий влияние параметров легированных пленок ЖИГ на эффективность ОСЭХ.

2.2. $H < H_s$

Обратимся теперь к результатам, полученным при уменьшении величины поля H до $H < H_s$. Для каждой пленки значение этого параметра определялось при уменьшении величины H по совокупности признаков — изменение характера полевой зависимости частотных границ области наблюдения ПМСВ, появление в их спектре дополнительных областей передачи сигнала, возможность наблюдения ДС с помощью поляризационного микроскопа. В таблице приведены полученные значения H_s . Можно видеть, что в исследованных пленках нормальной намагниченности величина H_s составляет 54–60 Ое. Для пленок с пониженной намагниченностью величины H_s уменьшаются, при этом степень снижения может быть как небольшой (пленка № 5), так и радикальной, когда ДС удается наблюдать лишь при величинах H порядка нескольких эрстед (пленка № 3).

На рис. 5, а на примере структуры № 1 показаны зависимости от величины H низкочастотных границ ПМСВ (кривая I_{sat} (saturated)), синфазных (кривая I_{in} (in-phase)) и противофазных (кривая I_{out} (out of phase)) колебаний намагниченности в доменах, а также спин-волнового возбуждения (СВВ), обусловленного волнами смещения доменных границ (кривая I_w) [40,41]. Для всех СВВ регистрировалась генерация ЭДС (кривые I_{sat} , I_{in} ,

1 out, 1 w на рис. 5, *b*). Доменная структура демонстрировала хорошую контрастность и сохраняла полосовой характер при уменьшении H до 0. Эти результаты являются типичными при использовании пленок ЖИГ нормальной намагниченности с кристаллографической ориентацией (111) [26,28].

Для структур на основе легированных пленок результаты измерений качественно различались. Так, в структурах № 3, № 4 с величинами $H_s = 6\text{--}10\text{ Ое}$ СВВ обнаружить не удалось, а доменная структура обладала низкой контрастностью и была плохо различима.

В свою очередь, в спектрах структур № 5 ($H_s = 46\text{ Ое}$) и № 6 ($H_s = 25\text{ Ое}$) наблюдались СВВ, отвечающие противофазным колебаниям намагниченности в доменах (кривые 5 *out*, 6 *out* на рис. 5, *a*). Кроме того, для структуры № 5 — СВВ, обусловленное синфазными колебаниями намагниченности в доменах (кривая 5 *in* на рис. 5, *a*), а для № 6 — волнами смещения доменных границ (кривая 6 *w* на рис. 5, *a*). Изображения доменных структур обладали хорошей контрастностью. В структуре № 6 ДС наблюдалась при $H < 25\text{ Ое}$ и сохраняла вид полосовой с периодом примерно $10\text{ }\mu\text{м}$ при уменьшении H до 0. В то же время перестройка вида ДС в структуре № 5 обладала особенностями. Наблюдать ее становилось возможным при уменьшении H до 40 Ое в виде полосовой несимметричной ДС с периодом $8\text{ }\mu\text{м}$ (рис. 5, *c*). В интервале $28 > H > 23\text{ Ое}$ ДС приобретала „пунктирный характер“ — полосовые домены разбивались на участки различной длины (рис. 5, *e*). При перестройке H вид ДС изменялся (рис. 5, *e,f*), и при $H < 20\text{ Ое}$ она приобретала вид полосовой симметричной с периодом $8\text{ }\mu\text{м}$ (рис. 5, *f*); такой характер ДС сохранялся при уменьшении H до 0 с увеличением ее периода до $10\text{ }\mu\text{м}$. Отметим, что при формировании „пунктирной“ ДС СВВ переставали регистрироваться и не наблюдались вплоть до уменьшения H до 0.

Описанные различия условий формирования доменных структур и динамики их перестройки при изменении поля подмагничивания связаны, по-видимому, с вариациями от пленки к пленке как величины односторонней (ростовой) анизотропии, так и направления ее оси относительно нормали к поверхности пленки, рассмотренными в [42] для случая пленок ЖИГ с нормальной намагниченностью. При этом наличие в кристаллической решетке исследованных пленок с пониженной намагниченностью легирующих элементов может способствовать возникновению дополнительных особенностей в отмеченных различиях.

Генерация ЭДС в структуре № 6 наблюдалась только при возбуждении волны смещения доменных границ (кривая 6 *w* на рис. 5, *b*), при этом эффективность спиновой накачки составляла величину порядка $0.1 \cdot 10^{-3}\text{ V/W}$, что сопоставимо с результатом аналогичного расчета для структуры № 2 ($0.2 \cdot 10^{-3}\text{ V/W}$). В структуре № 5 только для СВВ, обусловленного синфазными колебаниями намагниченности в доменах, регистрировался слабый сигнал ЭДС (кривая 5 *in*

на рис. 5, *b*), что соответствует величине $E < 10^{-4}\text{ V/W}$. Отметим, что хотя полученных данных недостаточно для того, чтобы оценить характер зависимости эффективности накачки от параметров пленок ЖИГ, снижение величины E с уменьшением $4\pi M$ согласуется с полученными для случая $H > H_s$ результатами.

Заключение

В работе исследована эффективность спиновой накачки E по механизму обратного спинового эффекта Холла в структурах ЖИГ–платина при распространении в них ПМСВ при уменьшении намагниченности насыщения пленки ЖИГ $4\pi M$ от 1750 до 540 Г. Показано, что при величинах поля подмагничивания $H > H_s$ для пленок с $4\pi M = 1000\text{--}850\text{ Г}$ величина E сопоставима со случаем пленки с нормальной намагниченностью и уменьшается в 2–3 раза для пленок с $4\pi M = 565\text{--}540\text{ Г}$, при этом зависимость $E = E(4\pi M)$ отличается от линейной, а характер зависимости величины E от степени легирования может быть описан как $E \sim 1/\alpha$, где α — константа неоднородного обмена пленки. Отметим, что максимальная эффективность накачки для всех исследованных структур наблюдается при величинах полей подмагничивания, соответствующих выполнению условия $f_{0i} \approx 2\gamma H$.

При $H < H_s$ в структурах на основе легированных пленок генерацию ЭДС удается зарегистрировать лишь для некоторых СВВ доменной структуры, при этом эффективность спиновой инжекции в два раза меньше, чем в случае $4\pi M = 1750\text{ Г}$, а по абсолютной величине полученные значения уступают случаю насыщенных пленок более чем на порядок.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-29-00640.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Manuilov, C. Du, R. Adur, H.L. Wang, V. Bhalla, F. Yang, P.C. Hammel. Appl. Phys. Lett., **107** (4), 042405 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4927451>.
- [2] C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett., **97** (25), 252504 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3528207>
- [3] Н.И. Ползикова, С.Г. Алексеев, В.А. Лузанов, А.О. Раевский. ФТТ, **60** (11), 2170 (2018). DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46659.17NN [N.I. Polzikova, S.G. Alekseev, V.A. Luzanov, A.O. Raevskii. Phys. of the Solid State, **60** (11), 2211 (2018). DOI: 10.1134/S1063783418110252]

- [4] К.И. Константинян, Г.А. Овсянников, К.Л. Станкевич, Т.А. Шайхулов, В.А. Шмаков, А.А. Климов. ФТТ, **63**, 1312 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51258.23Н [K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, K.L. Stankevich, T.A. Shaikhulov, V.A. Shmakov, A.A. Klimov. Phys. of the Solid State, **63**, 1432 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421090201]
- [5] M.B. Jungfleisch, A.V. Chumak, A. Kehlberger, V. Lauer, D.H. Kim, M.C. Onbasli, C.A. Ross, M. Klaui, B. Hillebrands. Phys. Rev. B, **91**, 134407 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407
- [6] S. Manna, R. Medwa, J.R. Mohan, S. Gupta, M.S. Sabir, J.V. Vas, H. Asada, Y. Fukuma, R.S. Rawat. Appl. Phys. Lett., **126**, 242407 (2025). DOI: 10.1063/5.0263385
- [7] A.V. Chumak, A.A. Serga, M.B. Jungfleisch, R. Neb, D.A. Bozhko, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett., **100** (8), 082405 (2012). DOI: 10.1063/1.3689787
- [8] J. Wang, H. Wang, J. Chen, W. Legrand, P. Chen, S.L. Heng, J. Xia, G. Lan, Y. Zhang, R. Yuan, J. Dong, X. Han, J.P. Ansermet, H. Yu. Phys. Rev. Appl., **21**, 044024 (2024). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.21.044024>
- [9] R.O. Serha, D.A. Bozhko, M. Agrawal, R.V. Verba, M. Kostylev, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, A. Serga. Adv. Mater. Interf., **9**, 2201323 (2022). <https://doi.org/10.1002/admi.202201323>
- [10] J. Wang, H. Wang, J. Chen, W. Legrand, P. Chen, L. Sheng, J. Xia, G. Lan, Y. Zhang, R. Yuan, J. Dong, X. Han, J.P. Ansermet, H. Yu. Phys. Rev. Appl., **21**, 044024 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.21.044024>
- [11] F. Hou, M. Xu, X. Chen, Y. Dong, X. Han, T. Li, X. Wang, T. Min. Physica B: Cond. Matt., **695** (15), 416542 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2024.416542>
- [12] R. Kohno, N.M. Thiéry, K. An, P. Noël, L. Vila, V.V. Naletov, N. Beaulieu, J.D. Youssef, G. Loubens, O. Klein. Appl. Phys. Lett., **118** (3), 032404 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0028664>
- [13] X.R. Wang. Commun. Phys., **4**, 55 (2021). <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00557-9>
- [14] L. Huang, Y. Zhou, H. Qiu, H. Bai, C. Chen, W. Yu, L. Liao, T. Guo, F. Pan, B. Jin, C. Song. Adv. Mater., **34** (42), 2205988 (2022). DOI: 10.1002/adma.202205988
- [15] О.Ю. Архипова, А.А. Матвеев, А.Р. Сафин, С.А. Никитов. Письма в ЖТФ, **51** (5) 53 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.05.59906.20076
- [16] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, P. Ioan-Lucian, B. Dieny, P. Pirro, B. Hillebrands. J. Magn. Magn. Mater., **509**, 166711 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166711>
- [17] F. Yang, P.C. Hammel. J. Phys. D: Appl. Phys., **51** (25), 253001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aac249
- [18] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A, **35**, 459 (1971). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(71\)90196-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(71)90196-4)
- [19] E.G. Tveten, A. Bratas, Y. Tserkovnyak. Phys. Rev. B, **92** (18), 80412 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180412
- [20] X. Jia, K. Liu, K. Xia, G.E.W. Bauer. Europhys. Lett., **96**, 17005 (2011). DOI: 10.1209/0295-5075/96/17005
- [21] A.B. Cahaya, A.O. Leon, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B, **96**, 144434 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144434
- [22] H. Yuasa, K. Tamae, N. Onizuka. AIP Adv., **7**, 055928 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4977496>
- [23] М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, Ю.Б. Хивинцев, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Ю.А. Филимонов. International symposium „Spin Waves 2024“ (Saratov, Russia, August 26–29, P-44, 2024), <https://spinwaves.sgu.ru/index.html>
- [24] М.Е. Селезнев, С.Л. Высоцкий, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин. XXIX Международный симпозиум „Нанофизика и наноэлектроника“ (10–14 марта 2025, Нижний Новгород, 129, 2025), <https://nanosymp.ru/ru/archive>
- [25] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Б.П. Нам, А.В. Марягин, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, А.С. Хе. ФТТ, **34** (5), 1376 (1992).
- [26] С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнев, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин. Изв. Сарат. ун-та. Нов. Сер. Сер. Физика, **25** (1), 44 (2025). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2025-25-1-44-52>
- [27] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Ю.А. Филимонов, И.В. Шеин, А.С. Хе. РЭ, **35** (5), 959 (1990).
- [28] С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, А.В. Кожевников, Г.М. Амаханов, А.Г. Темирязев. ФТТ, **66** (7), 1057 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58373.34НН [S.L. Vysotskii, M.E. Seleznev, Yu.V. Nikulin, A.V. Kozhevnikov1, G.M. Amahanov, A.G. Timiryazev. Physics of the Solid State, **66** (7), 1023 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.07.58970.34НН]
- [29] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны (Физматлит, М., 1994), 464 с. [A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves (CRC Press, London, 2020), 464 p. <https://doi.org/10.1201/9780138748487>]
- [30] М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов. Известия вузов. ПНД, **31** (2), 225 (2023). DOI: 10.18500/0869-6632-003032 [M.E. Seleznev, Y.V. Nikulin, Y.V. Khivintsev, S.L. Vysotskii, A.V. Kozhevnikov, V.K. Sakharov, G.M. Dudko, Y.A. Filimonov. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics, **31** (2), 225 (2023). DOI: 10.18500/0869-6632-00303]
- [31] Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, М.Е. Селезнев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, А.В. Кожевников, Г.М. Дудко, А.Г. Хитун, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. Письма в ЖЭТФ, **119** (9), 676 (2024). DOI: 10.31857/S1234567824090076 [Yu.V. Nikulin, Yu.V. Khivintsev, M.E. Seleznev, S.L. Vysotskii, V.K. Sakharov, A.V. Kozhevnikov, G.M. Dudko, A.G. Khitun, S.A. Nikitov, Yu.A. Filimonov. J. Exp. Theor. Phys. Lett., **119** (9), 688 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024600502]
- [32] В.С. Львов. Нелинейные спиновые волны (Наука, М., 1987), 272 с.
- [33] А.Г. Темирязев. ФТТ, **29** (2), 313 (1987).
- [34] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov. Nature Mater., **10** (9), 660 (2011). DOI: 10.1038/nmat3053
- [35] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov. Appl. Phys. Lett., **99** (16), 162502 (2011). DOI: 10.1063/1.3652911
- [36] H. Sakimura, T. Tashiro, K. Ando. Nat. Commun., **5**, 5730 (2014). DOI: 10.1038/ncomms6730
- [37] Г.М. Амаханов, М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов. Изв. вузов. Радиофизика, **68** (2), 167 (2025). DOI: 10.52452/00213462_2025_68_02_167
- [38] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела (Наука, М., 1978), 792 с. [Ch. Kittel. Introduction to solid state physics (NY, London, Sydney, Toronto)]
- [39] Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. ФТТ, **32** (12), 3571 (1990).
- [40] С.А. Киров, А.И. Пильщиков, Н.Е. Сырьев. ФТТ, **16** (10), 3051 (1974).
- [41] С.А. Вызуллин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев. РЭ, **30** (1), 179 (1985).
- [42] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. ФТТ, **41** (11), 2034 (1999).