Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 7, с. 581 – 588

Спинтронный детектор линейно-поляризованного СВЧ излучения на основе гетероструктуры ферромагнетик/нормальный металл

К. Д. Самойленко[a,b1)], Д. А. Волков[a,c], Д. А. Габриелян[a,c], А. А. Матвеев[a,b], А. Р. Сафин[a,c], Д. В. Калябин[a,b,e], А. А. Хафизов[d], М. Н. Маркелова[d], А. Р. Кауль[d], И. Е. Москаль[a], Г. А. Овсянников[a], С. А. Никитов[a,b,f]

[a] *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[b] *Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[c] *Национальный исследовательский университет "МЭИ", 111250 Москва, Россия*

[d] *Химический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[e] *Национальный исследовательский университет "ВШЭ", 109028 Москва, Россия*

[f] *Лаборатория "Магнитные метаматериалы", Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 12 декабря 2024 г.
После переработки 7 февраля 2025 г.
Принята к публикации 27 февраля 2025 г.

Проведено исследование влияния типа поляризации микроволнового излучения на эффективность возбуждения ферромагнитного резонанса и спиновой накачки из тонкой ферромагнитной пленки лютециевого граната $Lu_3Fe_5O_{12}$ в нормальный металл Pt. Измерены напряжения, создаваемые за счет обратного спинового эффекта Холла в слое Pt, при изменении поляризации возбуждающей электромагнитной волны с линейной на круговую. Было экспериментально установлено и теоретически подтверждено, что компонента электромагнитного излучения, которая ориентирована перпендикулярно стационарному направлению намагничивания, определяет создаваемую в слое нормального металла ненулевую разность потенциалов. Рассматриваемая гетероструктура "ферромагнетик-нормальный металл" может использоваться как перестраиваемый резонансный детектор поляризованного микроволнового излучения и в качестве поляризационных фильтров. Полученные данные о практическом применении $Lu_3Fe_5O_{12}$/Pt чрезвычайно актуальны для современных телекоммуникаций.

DOI: 10.31857/S0370274X25040076, EDN: XHBVZF

1. Введение. В системах связи стремительно растут требования к применению сверхширокополосных сигналов. Особенно важно обеспечить возможность выбора и управления разными типами поляризации (линейной, круговой и эллиптической), поскольку это позволяет разделять каналы приема–передачи. Одним из традиционных способов управления поляризацией СВЧ-излучения служит использование магнитных материалов [1], которые применяются для реализации микроволновых устройств с вращением плоскости поляризации: вентилей, циркуляторов, а также более сложных устройств [2]. Предлагаемые решения являются громоздкими, высокоинерционными и требуют значительных питающих напряжений для функционирования. Однако магнетизм продолжает оставаться перспективной областью, выражающейся в новых направлениях, таких как спинтроника и магноника [3], принципы которых существенно повышают энергоэффективность устройств функциональной электроники [4]. Такие устройства способны гибко управлять СВЧ-сигналами без существенных недостатков традиционных технологий [3]. Новые методы управления поляризацией востребованы в мобильных и спутниковых системах связи, где разные типы поляризации позволяют увеличить пропускную способность, а также в радарных комплексах, для распознавания объектов по их характерным свойствам.

Одним из эффективных способов возбуждения спиновых токов является микроволновая спиновая накачка [5, 6] из магнитоупорядоченных материалов на границе [7, 8] с немагнитными металлами с высокими значениями спин-орбитального взаимодействия, такими как Pt, W, Ta. В подобных экспериментах преобразование спиновых токов в электрические происходит в немагнитных металлах и может регистрироваться за счет обратного спинового эффекта Холла [7, 9–11].

1) e-mail: kris_samoylenko@mail.ru

В большинстве работ по спиновой накачке в качестве магнитного слоя (инжектора) применяют железо-иттриевый гранат (YIG – *yttrium iron garnet*). Это обусловлено сочетанием уникальных свойств YIG: низких магнитных потерь, высокой магнитной проницаемости и узкой линии ферромагнитного резонанса, что обеспечивает эффективную передачу спинового момента [12–14]. Для гетероструктур, содержащих магнитные и немагнитные слои, ведется поиск оптимальных толщин материалов, физических параметров (затухания, спинового перемешивания на границе и т.д.), при которых эффективность возбуждения спиновых токов увеличивается. Однако, помимо классического YIG, интерес представляют феррит-гранаты, в которых иттрий замещается другими редкоземельными элементами. Например, феррит-гранат лютеция ($Lu_3Fe_5O_{12}$) во многом сохраняет структуру и низкие потери, характерные для YIG, но при этом может иметь модифицированные магнитные, оптические и спин-транспортные свойства. Именно поэтому исследование $Lu_3Fe_5O_{12}$ как альтернативы традиционному YIG представляется перспективным шагом в развитии методов микроволновой спиновой накачки и спинтроники в целом. В качестве нормального металла была выбрана платина, так как она обладает одним из самых высоких значений спинового угла Холла. В недавней работе [15] показано, что при линейной поляризации микроволнового излучения $Lu_3Fe_5O_{12}$ обеспечивает схожую с YIG [16] эффективность конвертации спиновых токов в электрические. Однако остается открытым вопрос, как именно поляризация электромагнитного излучения влияет на эффективность спиновой накачки в подобных гетероструктурах. В литературе данная проблема практически не затронута, и ее решение является основной целью настоящей работы.

2. Математическая модель. Для теоретического описания динамики намагниченности в пленке $Lu_3Fe_5O_{12}$, запишем уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта [3, 17] в рамках макроспинового приближения

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha\gamma \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}], \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное соотношение, α – параметр Гильберта, учитывающий собственное затухание ферромагнитного образца [18], $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ – эффективное магнитное поле. Поглощение энергии микроволнового излучения в образце $Lu_3Fe_5O_{12}$ пропорционально мощности прецессии намагниченности. Поэтому для описания экспериментов по наблюдению FMR (FMR – *ferromagnetic resonance*) можно найти эту мощность, используя уравнение (1). Для этого введем систему координат, как показано на рис. 1, и

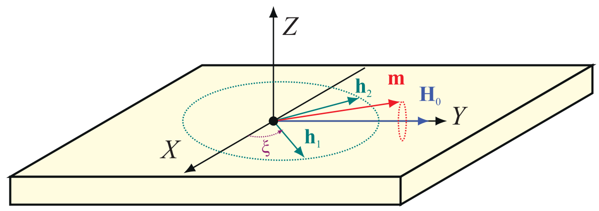

Рис. 1. (Цветной онлайн) Прецессия намагниченности $\mathbf{m}$ вблизи постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ под воздействием поляризованного излучения, представляемого в виде суммы ортогональных компонент $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$

запишем эффективное магнитное поле для образца $Lu_3Fe_5O_{12}$ [15] в виде

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{\text{ac}} - 4\pi M_s (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_z)\, \mathbf{e}_z. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{H}_0 = (0, H_0, 0)$ – постоянное магнитное поле, $\mathbf{h}_{\text{ac}}$ – переменное микроволновое магнитное поле, M_s – намагниченность насыщения. Последний член уравнения (2) имеет магнитостатическую природу и называется анизотропией формы [19]. Мы можем представить микроволновое магнитное поле как сумму ортогональных составляющих

$$\mathbf{h}_{\text{ac}} = \mathbf{h}_1 + \mathbf{h}_2 = h_1 \cos(\Omega t)\mathbf{e}_1 + h_2 \sin(\Omega t + \varphi)\mathbf{e}_2, \quad (3)$$

где $\Omega = 2\pi f$ – частота колебаний микроволнового сигнала, $\mathbf{e}_1 = (\cos(\xi), \sin(\xi), 0)$ и $\mathbf{e}_2 = (-\sin(\xi), \cos(\xi), 0)$ единичные векторы направления ортогональных компонент. При фазовом сдвиге $\varphi = 0$ поляризация поля $\mathbf{h}_{\text{ac}}$ эллиптическая. Если $\varphi = \pi/2$, то поляризация линейная. Дальнейший вывод теоретических соотношений мы будем проводить для общего вида поляризованного микроволнового поля (3). Подставляя нужные значения для φ, ξ, $h_{1,2}$, будем получать численные значения исследуемых величин и сравнивать их с результатами экспериментов для линейной и круговой поляризаций.

Представим вектор намагниченности в виде

$$\mathbf{m}(t) = \mathbf{m}_0 + \mathbf{s}(t). \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{m}_0 = (0, 1, 0)$ – вектор основного состояния, вектор $\mathbf{s}(t) = (s_x(t), 0, s_z(t))$ описывает малоамплитудную динамику намагниченности вблизи основного состояния. Если учитывать слагаемые не выше первого порядка малости по s, то (1) преобразуется к виду

$$\begin{pmatrix} \dfrac{ds_x}{dt} \\ \dfrac{ds_z}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha\gamma H_0 & \gamma\left(H_0 + 4\pi M_s\right) \\ -\gamma H_0 & -\alpha\gamma\left(H_0 + 4\pi M_s\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_x \\ s_z \end{pmatrix}$$
$$+ \begin{pmatrix} \alpha\gamma\cos(\xi)\cos(\Omega t) & -\gamma\alpha\sin(\xi)\sin(\Omega t + \varphi) \\ \gamma\cos(\xi)\cos(\Omega t) & -\gamma\sin(\xi)\sin(\Omega t + \varphi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Решение полученной системы (5) запишем как

$$\begin{aligned} s_x &= s_1^x\cos(\Omega t) + s_2^x\sin(\Omega t), \\ s_z &= s_1^z\cos(\Omega t) + s_2^z\sin(\Omega t). \end{aligned} \tag{6}$$

При подстановке (6) в (5) можно получить систему уравнений

$$\hat{A}\begin{pmatrix} s_1^x \\ s_2^x \\ s_1^z \\ s_2^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha\gamma\sin(\xi)\cos(\varphi)h_2 \\ \alpha\gamma\left[\cos(\xi)h_1 - \sin(\xi)\sin(\varphi)h_2\right] \\ -\gamma\cos(\varphi)\sin(\xi)h_2 \\ \gamma\left[h_1\cos(\xi) - h_2\sin(\xi)\sin(\varphi)\right] \end{pmatrix}, \tag{7}$$

где

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} -\Omega & \alpha\gamma H_0 & 0 & -\gamma H_1 \\ \alpha\gamma H_0 & \Omega & -\gamma H_1 & 0 \\ 0 & \gamma H_0 & -\Omega & \alpha\gamma H_1 \\ \gamma H_0 & 0 & \alpha\gamma H_1 & \Omega \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Здесь введено обозначение $H_1 = H_0 + 4\pi M_s$. С помощью системы (7) можно получить явные выражения для амплитуд $s_{1,2}^{x,z}$. Однако такие выражения довольно громоздки, поэтому мы не приводим их в тексте данной работы. С помощью $s_{1,2}^{x,z}$ выразим мощность прецессии $P = |\mathbf{s}|^2$ в следующем виде

$$P = \frac{\gamma^2\left(1+\alpha^2\right)\left[\Omega^2 + \gamma^2(1+\alpha^2)H_1^2\right]}{2\left(\Omega^4 + 2a_2\Omega^2 + a_0\right)}h_0^2, \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned} h_0^2 &= h_1^2\cos^2(\xi) - \sin(2\xi)\sin(\varphi)h_1h_2 + h_2^2\sin^2(\xi), \\ a_2 &= \gamma^2\left((1-\alpha^2)H_0H_1 - \frac{\alpha^2}{2}(H_1 - H_0)^2\right), \\ a_0 &= \gamma^4(1+\alpha^2)^2H_1^2H_0^2. \end{aligned} \tag{10}$$

Для нахождения резонансной частоты Ω_r мы приравниваем производную $\partial P/\partial\Omega$ к нулю и решаем уравнение для Ω_r. Получим

$$\Omega_r = \gamma\sqrt{H_0H_1(1+\alpha^2)}. \tag{11}$$

Отметим, что при $\alpha = 0$ полученное соотношение (11) преобразуется в хорошо известное резонансное условие Киттеля [20]. Из (11) видно, что тип поляризации микроволнового магнитного поля не влияет на резонансную частоту. С помощью формулы для Ω_r получим следующее выражение для резонансной мощности прецессии P_r, подставив (11) в (9)

$$P_r = \frac{1+\alpha^2}{2\alpha^2 H_0\left(H_0 + H_1\right)}h_0^2. \tag{12}$$

Для эллиптической поляризации $h_0^2\left(\varphi = 0\right) = h_1^2\cos^2(\xi) + h_2^2\sin^2(\xi)$, что является средним значением квадрата проекции микроволнового поля $\left(\mathbf{h}_{\text{ac}}\cdot\mathbf{e}_x\right)^2$ на направление, перпендикулярное $\mathbf{H}_0$. Этот результат может быть объяснен следующим образом. Дело в том, что компоненты микроволнового поля $\mathbf{h}_{\text{ac}}\cdot\mathbf{e}_y$, параллельные постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0$, действуют как параметрическая накачка и не оказывают влияния на наблюдение FMR [21]. Таким образом, мощность прецессии зависит только от составляющих $\mathbf{h}_{\text{ac}}$, перпендикулярных постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0$. Это означает, что тонкая ферромагнитная пленка может быть использована для детектирования поляризованного микроволнового излучения.

Для теоретического анализа влияния поляризации микроволнового магнитного поля на измеряемое выпрямленное напряжение V_{ISHE} будем предполагать, что V_{ISHE} пропорционально той составляющей j_y вектора плотности спинового тока $\mathbf{j}$, которая параллельна постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0$ [15]. Плотность спинового тока может быть выражена как [7]

$$\mathbf{j} = g_j\mathbf{m}\times\frac{d\mathbf{m}}{dt}. \tag{13}$$

Здесь коэффициент пропорциональности g_j зависит от спиновой проводимости исследуемой гетероструктуры [22]. Точное значение g_j не имеет решающего значения для демонстрации возможности применения $Lu_3Fe_5O_{12}$/Pt в качестве чувствительного элемента устройств детектирования поляризации микроволнового излучения. Выражение для j_y можно получить при подстановке решения уравнения Ландау–Лифшица (1) для вектора намагниченности $\mathbf{m}$ в соотношение (13). Однако параметр затухания Гильберта α должен быть заменен на эффективный коэффициент $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \alpha_{\text{sp}}$, т.е. сумму константы затухания Гильберта α и добавки α_{sp}, которая учитывает спиновую накачку [7]. В рамках используемой теоретической модели будем считать, что при переносе спинового момента из ферромагнитного слоя в тяжелый металл вид диссипативного слагаемого в (1) не изменяется. Используя решение линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица в виде (6), можно записать

$$\mathbf{j} \;=\; g_j \begin{pmatrix} \Omega\left(s_2^z\cos(\Omega t) - s_1^z\sin(\Omega t)\right) \\ \Omega\left(s_1^z s_2^x - s_1^x s_2^z\right) \\ \Omega\left(s_2^z\cos(\Omega t) - s_1^z\sin(\Omega t)\right) \end{pmatrix}, \qquad (14)$$

где амплитуды $s_{1,2}^{x,z}$ – это решение системы (7) с заменой $\alpha \to \alpha_{\text{eff}}$. С учетом того, что выпрямленное ISHE напряжение пропорционально проекции вектора плотности спинового тока на направление постоянного магнитного поля, можно ввести коэффициент пропорциональности g_s такой, что $V_{\text{ISHE}} = g_s j_y$. Тогда выражение для V_{ISHE} принимает следующий вид

$$V_{\text{ISHE}} = \frac{g_s g_j\left(1+\alpha_{\text{eff}}^2\right)\gamma^3 H_1 \Omega^2}{\Omega^4 + 2a_2'\Omega^2 + a_0'} h_0^2. \qquad (15)$$

Здесь

$$\begin{gathered} a_2' = \gamma^2\left((1-\alpha_{\text{eff}}^2)H_0H_1 - \frac{\alpha_{\text{eff}}^2}{2}(H_1-H_0)^2\right), \\ a_0' = \gamma^4(1+\alpha_{\text{eff}}^2)^2 H_1^2 H_0^2. \end{gathered} \qquad (16)$$

Выполнив те же шаги, что и при вычислении резонансной частоты FMR (11) и мощности резонансной прецессии (12), получим следующие выражения

$$\begin{gathered} \Omega_r^{\text{ISHE}} = \gamma\sqrt{H_0H_1\left(1+\alpha_{\text{eff}}^2\right)}, \\ V_r = \frac{g_s g_j \gamma\left(1+\alpha_{\text{eff}}^2\right)H_1}{\alpha_{\text{eff}}^2\left(H_0+H_1\right)^2} h_0^2, \end{gathered} \qquad (17)$$

где Ω_r^{ISHE} – частота, при которой ISHE напряжение $V_{\text{ISHE}} = V_r$ становится резонансным. Отметим, что Ω_r^{ISHE} и Ω_r различаются только в случае учета затухания. Дело в том, что резонансное увеличение измеряемого напряжения ISHE при определенной частоте микроволнового поля связано с возрастанием эффекта переноса спинового момента через границу $Lu_3Fe_5O_{12}$/Pt. Такое усиление достигается за счет увеличения мощности прецессии, т.е. при достижении ферромагнитного резонанса [23].

Отметим, что, согласно (17), резонансное ISHE напряжение пропорционально множителю h_0 (10). В этом случае, при падении произвольно поляризованной СВЧ волны измеряемое напряжение V_r будет зависеть только от той компоненты этой волны, поляризация которой направлена перпендикулярно постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0$. Таким образом, все остальные компоненты будут отфильтрованы. Следовательно, исследуемую гетероструктуру $Lu_3Fe_5O_{12}$/Pt можно использовать в качестве поляризационного фильтра.

Стоит обратить внимание на то, что выражения (11) и (12) получены в предположении изотропности слоя $Lu_3Fe_5O_{12}$ и при рассмотрении только макроспинового характера динамики в этом слое. В этом случае ориентация вектора внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$, которая определяет направление единственной компоненты СВЧ волны, дающей вклад в регистрируемый сигнал, не будет оказывать влияния на резонансную частоту и величину пика поглощения. Тем не менее резонансную частоту устройства можно регулировать при помощи величины напряженности $\mathbf{H}_0$ постоянного магнитного поля.

3. Технология. Приведем результаты экспериментально исследованной тонкой пленки $Lu_3Fe_5O_{12}$ толщиной 100 нм, выращенной на ориентированной монокристаллической подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111) методом химического осаждения из газовой фазы с использованием металлорганических соединений (MOCVD) [15, 24, 25]. Среднеквадратичная шероховатость подложки, по данным атомно-силовой микроскопии для поверхности 5 × 5 мкм, составляет 0.1 нм. Аттестация пленки $Lu_3Fe_5O_{12}$ была проведена методом рентгеновской дифракции при Θ-2Θ-сканировании (рис. 2), результаты этого исследования доказывают эпитаксиальный характер полученной пленки.

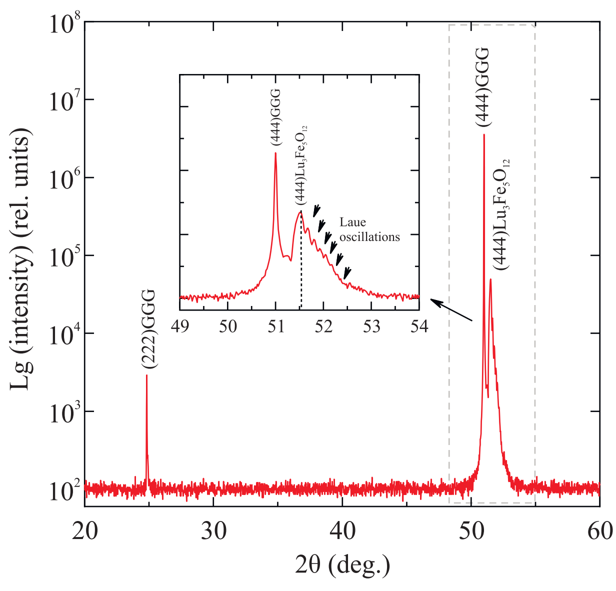

Рис. 2. (Цветной онлайн) Результаты рентгеновского анализа пленки $Lu_3Fe_5O_{12}$/GGG(111) на дифрактометре SmartLab (Rigaku), CuK_α

4. Эксперимент. Для сравнения измерений ферромагнитного резонанса и напряжения ISHE были изготовлены два типа копланарных волноводов (CPW – coplanar waveguide) для линейной и круго-

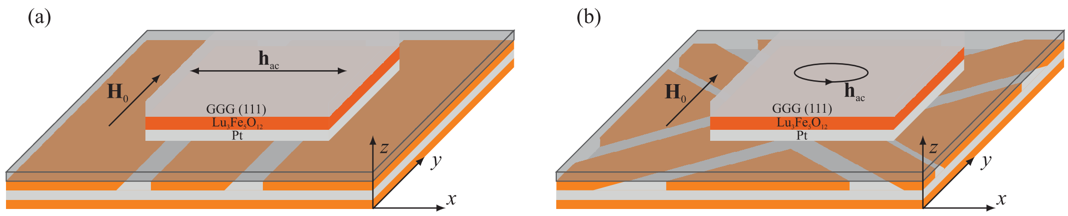

Рис. 3. (Цветной онлайн) Два типа копланарных волноводов (CPW) для возбуждения: (a) – линейной и (b) – круговой поляризаций микроволнового магнитного поля

вой поляризаций переменного магнитного поля [26]. Геометрия CPW, показанная на рис. 3, была выбрана исходя из соображения того, что по сравнению с другими типами волноводов, переменное магнитное поле над волноводом, где устанавливается образец, имеет наиболее линейный вид. Также, такая геометрия обеспечивает минимальные потери СВЧ-мощности. Для случая линейной поляризации использовалась классическая структура CPW, показанная на рис. 3a, где переменное поле перпендикулярно направлению сигнального проводника и линейно поляризовано в области установки образца. Во всех измерениях с линейной поляризацией вектор переменного магнитного поля был перпендикулярен вектору постоянного магнитного поля. В случае круговой поляризации печатная плата (PCB – *printed circuit board*) содержит два перпендикулярно пересекающихся CPW, как показано на рис. 3b. Для того, чтобы переменное поле на пересечении двух CPW имело круговую поляризацию, электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль этих волноводов, должны быть сдвинуты по фазе на 90°. Поэтому сигнал от источника был пропущен через квадратурный делитель мощности (QPD – *quadrature power divider*), а его выходы были подключены к двум CPW на PCB. Таким образом, на пересечении двух CPW два микроволновых сигнала находятся в пространственной и временной квадратурах, что характеризует микроволновое излучение круговой поляризации. Потери на QPD были измерены и учтены, в результате чего от источников подавалась более высокая мощность.

Измерения FMR проводились с использованием векторного анализатора цепей (VNA – *vector network analyzer*) Микран Р4М-18, первый порт которого был подключен к CPW в случае линейной поляризации, а в случае круговой поляризации к QPD. Изготовленные PCB с CPW были установлены между полюсами электромагнита, создающего постоянное магнитное поле. Образец железо-лютециевого граната ($Lu_3Fe_5O_{12}$/GGG) был помещен сверху на эти платы. Во время экспериментов проводилось сканирование постоянным магнитным полем и измерялся коэффициент отражения S_{11} на определенной частоте. Мощность СВЧ сигнала во время измерений составляла 0 дБм. Нелинейных сдвигов частоты [27] при такой мощности не наблюдалось. При достижении FMR наблюдалось резкое увеличение поглощаемой мощности. Смещение резонансного пика при изменении частоты микроволнового сигнала происходит как при линейной, так и при круговой поляризации переменного магнитного поля (см. рис. 4). Нижняя вставка на рис. 4 показывает экспериментально полученные зависимости резонансной частоты от магнитного поля и их аппроксимацию с помощью уравнения (11) без учета затухания, т.е. $\alpha = 0$. При такой аппроксимации экспериментальных результатов были получены следующие магнитные параметры пленки $Lu_3Fe_5O_{12}$: гиромагнитное отношение $\gamma = 17.6$ МГц/Э, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 793$ Э. Согласно рис. 4, пики поглощения для круговой поляризации менее интенсивны, чем в случае линейной. Из уравнения (9) можно видеть, что $P_r \propto h_0^2$. Для круговой поляризации ($\varphi = 0, \xi = \pi/4, h_1 = h_2 = h_c$) переменного магнитного поля $h_0^2 = h_c^2$. Для линейной поляризации ($h_2 = 0, \xi = 0, h_1 = h_l$) переменного магнитного поля $h_0^2 = h_l^2$. В эксперименте равная мощность СВЧ сигнала подавалась от источника к копланарным волноводам для случаев линейной и круговой поляризаций. Поэтому $h_l^2 = 2 \cdot h_c^2$. Таким образом, в эксперименте при возбуждении FMR микроволновым магнитным полем с круговой поляризацией пики поглощения $\mathbf{h}_{ac}$ имели меньшую интенсивность, чем при линейной поляризации. Такой эффект полностью согласуется с теоретическими результатами. Кроме того, резонансные пики поглощения FMR были нормированы на величину резонансного поглощения для линейной поляризации $\mathbf{h}_{ac}$ и аппроксимированы при помощи функции $f_{\text{approx}}(H_0) = 1 - P(H_0)/P_r$. Пример такой аппроксимации показан на верхней вставке рис. 4. Таким образом для исследуемого образца лютециевого граната была определена константа затухания Гилберта $\alpha = 0.0031 \pm 0.0005$.

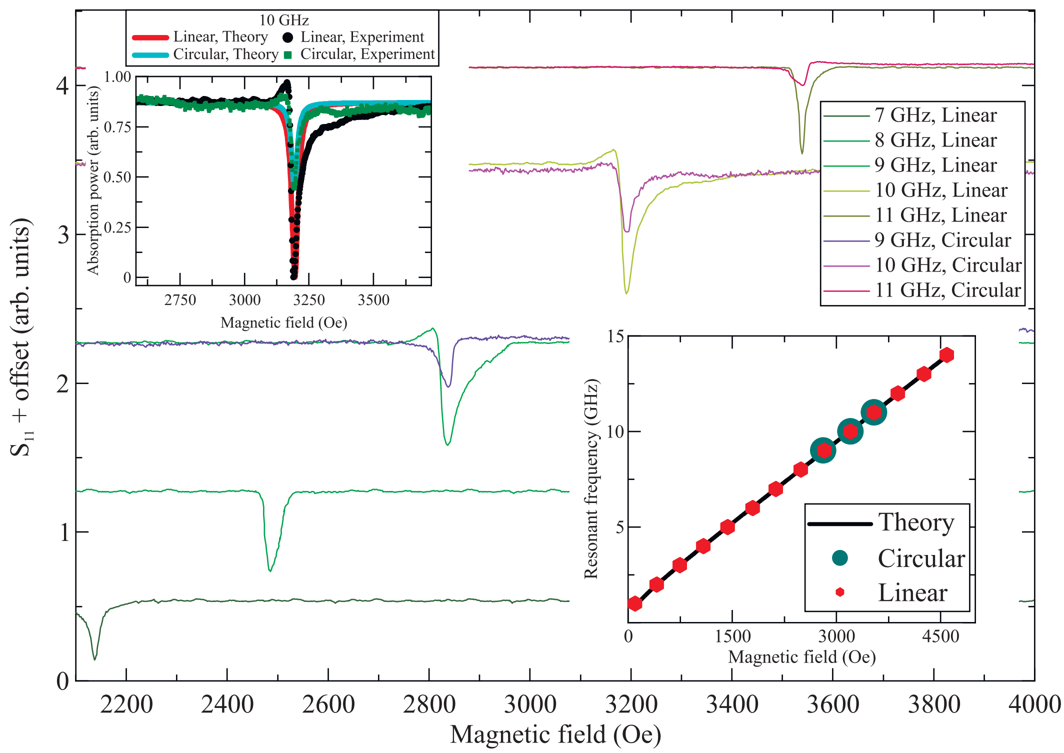

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры FMR (коэффициент отражения S_{11}) $Lu_3Fe_5O_{12}/Pt$ для различных частот микроволнового магнитного поля линейной и круговой поляризаций. На верхней вставке изображены теоретические и экспериментальные спектры FMR, сплошными линиями и точками соответственно для двух видов поляризации на частоте 10 ГГц. На вставке снизу показана теоретическая аппроксимация экспериментально полученных зависимостей резонансной частоты от магнитного поля для двух типов поляризации микроволнового поля

Был проведен эксперимент по измерению спиновой накачки в гетероструктуре $Lu_3Fe_5O_{12}/Pt$. Для этой цели тонкий слой платины толщиной 10 нм был нанесен на пленку $Lu_3Fe_5O_{12}$ методом магнетронного распыления. Толщина платины была выбрана такой, чтобы компенсировать шероховатость пленки $Lu_3Fe_5O_{12}$, а также обеспечить однородный слой, избегая больших потерь на шунтирование электрического тока. На двух противоположных сторонах поверхности платинового слоя были нанесены контакты, которые подключались к специальным площадкам на PCB с CPW, предусмотренные для измерений спиновой накачки. Данные контакты расположены перпендикулярно направлению внешнего постоянного магнитного поля. В случае возбуждения прецессии намагниченности в ферромагнитном слое гетероструктуры $Lu_3Fe_5O_{12}/Pt$ в слое платины начинает течь спиновый ток, который преобразуется в ток проводимости из-за обратного спинового эффекта Холла. Ток проводимости направлен перпендикулярно внешнему постоянному магнитному полю и, соответственно, течет между контактами для измерения спиновой накачки. Наличие тока проводимости ведет к появлению на контактах электрического напряжения V_{ISHE}, которое измерялось методом синхронного детектирования. Для этого подавался амплитудно-модулированный микроволновый сигнал, с частотой модуляции 9.777 кГц, на CPW (для линейной поляризации) и на QPD (для круговой поляризации). В качестве источника амплитудно-модулированного сигнала использовался генератор Rohde & Schwarz SMF 100A. Измерение V_{ISHE} проводилось с помощью синхронного детектора Stanford Research Systems SR830. Уровень сигнала, полученного от образца, значительно превосходил уровень шума. На рисунке 5 показана зависимость напряжения V_{ISHE} от постоянного магнитного поля при различных частотах, измеренная для круговой поляризации переменного магнитного поля. Верхняя вставка рис. 5 в нормированном масштабе показывает как экспериментально измеренные напряжения V_{ISHE} под влиянием переменного магнитного поля с линейной и круговой поляризациями, так и их теоретическую аппроксимацию при помощи функции $f^{\mathrm{ISHE}}_{\mathrm{approx}} = V_{\mathrm{ISHE}}/V_r$, где V_{ISHE} и V_r определяются из соотношений (15) и (17) соответственно. Результатом такой аппрок-

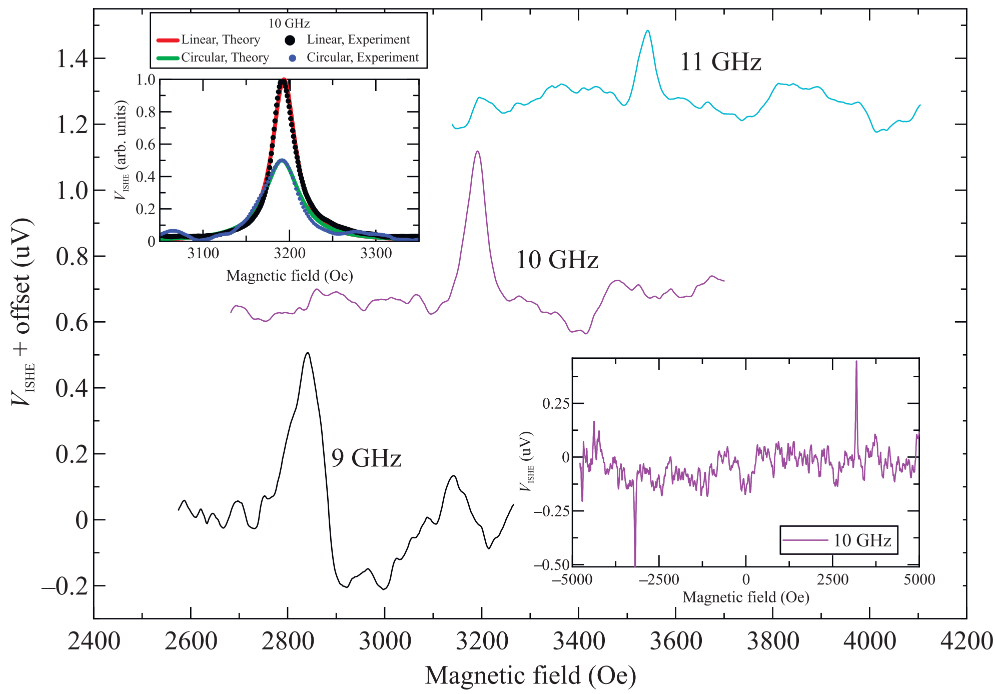

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость напряжения, выпрямленного гетероструктурой $Lu_3Fe_5O_{12}$/Pt при круговой поляризации микроволнового магнитного поля $\mathbf{h}_{ac}$ для различных частот, с постоянным смещением по оси ординат. На верхней вставке представлено сравнение теоретических и экспериментальных V_{ISHE} при круговой и линейной поляризациях $\mathbf{h}_{ac}$. На нижней вставке изображена зависимость напряжения ISHE при круговой поляризации $\mathbf{h}_{ac}$ на частоте 10 ГГц при сканировании в положительном и отрицательном магнитных полях

симации стало определение эффективного коэффициента затухания $\alpha_{eff} = 0.0068 \pm 0.0002$. С учетом $\alpha_{sp} = \alpha_{eff} - \alpha$ удалось определить добавку α_{sp}. Оказалось, что $\alpha_{sp} = 0.0037 \pm 0.0007$. Нижняя вставка на рис. 5 показывает измерение напряжения V_{ISHE} при положительном и отрицательном магнитных полях. Можно наблюдать инверсию знака V_{ISHE}, что соответствует FMR и подтверждает магнитную природу измеренного напряжения. Из верхней вставки на рис. 5 можно видеть, что измеренное выпрямленное напряжение для круговой поляризации $\mathbf{h}_{ac}$ ниже, чем в случае линейной. Такой результат может быть подтвержден следующими рассуждениями: величина отклика V_{ISHE} связана с резонансным поглощением микроволнового излучения в $Lu_3Fe_5O_{12}$. Величина такого поглощения пропорциональна резонансной мощности прецессии, которая меньше в случае круговой поляризации микроволнового излучения.

5. Заключение. Таким образом, в работе проведен анализ влияния поляризации электромагнитного излучения на эффективность спиновой накачки из ферримагнитного изолятора $Lu_3Fe_5O_{12}$ в нормальный металл Pt. Было экспериментально установлено и теоретически подтверждено, что компонента электромагнитного излучения, которая ориентирована перпендикулярно стационарному направлению намагничивания, определяет создаваемую в слое нормального металла ненулевую разность потенциалов. При этом поскольку амплитуда электромагнитного излучения с круговой поляризацией ниже, чем для линейной для одинаковой мощности возбуждения, то и величина регистрируемого напряжения была соответственно меньше (у круговой по сравнению с линейной). Таким образом, рассматриваемая гетероструктура может являться не только детектором поляризованного излучения, но и преобразователем электромагнитного излучения круговой (или в общем случае эллиптической) поляризации в линейную с заданным вектором поляризации, определяемым стационарным направлением намагничивания. Также рассматриваемая структура может применяться в качестве устройства поворота направления линейно-поляризованного излучения на заданный угол, определяемым вектором стационарной намагниченности и направлением магнитной компоненты микроволнового излучения. Подобные устройства могут быть использованы при проектировании различных микроволновых поляризаторов, переключателей, преобразователей и детекторов с возможностью переключения типов поляризации.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. E. Schloemann, J. Magn. Magn. Mater. **209**, 15 (2000).
2. R. G. Roberts and Th. E. Sharon, Polarization agility in an RF radiator module for use in a phased array, U.S. Patent # 5,304,999. 19 Apr. 1994.
3. S. A. Nikitov, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. V. Logunov, M. A. Morozova, S. A. Odintsov, S. A. Osokin, A. Yu. Sharaevskaya, Yu. P. Sharaevsky, and A. I. Kirilyuk, Phys. Usp. **63**, 945 (2020).
4. P. Omelchenko, E. A. Montoya, E. Girt, and B. Heinrich, Phys. Rev. Lett. **127**, 137201 (2021).
5. K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, and E. Saitoh, J. Appl. Phys. **109**(10), 103913 (2011).
6. S. Martin-Rio, C. Frontera, A. Pomar, L. Balcells, and B. Martinez, Sci. Rep. **12**, 224 (2022).
7. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
8. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).
9. Y. Tserkovnyak and H. Ochoa, Phys. Rev. B **96**, 100402(R) (2017).
10. L. Zhu, D. Ralph, and R. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **123**, 057203, (2019).
11. 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).
12. L. Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X. R. Wang, P. Gao, and J. Li, Phys. Rev. B **102**, 014411, (2020).
13. C. L. Jermain, H. Paik, S. V. Aradhya, R. A. Buhrman, D. G. Schlom, and D. C. Ralph, Appl. Phys. Lett. **109**(19), 192408 (2016).
14. С. С. Аплеснин, А. Н. Масюгин, М. Н. Ситников, Т. Ишибаши, Письма в ЖЭТФ **110**(3), 204 (2019).
15. D. A. Volkov, D. A. Gabrielyan, A. A. Matveev, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, A. A. Khafizov, M. N. Markelova, A. R. Kaul', and S. A. Nikitov, JETP Lett. **119**, 357 (2024).
16. V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, and J. B. Youssef, Phys. Rev. B **86**(13), 134419 (2012).
17. L. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
18. M. C. Hickey and J. S. Moodera, Phys. Rev. Lett. **102**, 137601 (2009).
19. J. Dubowik, Phys. Rev. B **54**, 1088 (1996).
20. C. Kittel, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
21. S. Nezu, T. Scheike, H. Sukegawa, and K. Sekiguchi, Phys. Rev. B **109**, 184402 (2024).
22. T. Chiba, M. Schreier, G. Bauer, and S. Takahashi, J. Appl. Phys. **117**(17), 17715 (2015).
23. C. Hahn, G. de Loubens, M. Viret, O. Klein, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef, Phys. Rev. Lett. **111**, 217204 (2013).
24. A. R. Kaul, O. Y. Gorbenko, A. N. Botev, and L. I. Burova, Superlattices and Microstructures **38**(4–6), 272 (2005).
25. Yu. P. Sukhorukov, E. A. Gan'shina, A. R. Kaul', O. Yu. Gorbenko, N. N. Loshkareva, A. V. Telegin, M. S. Kartavtseva, and A. N. Vinogradov, ZHTF **78**(6), 43 (2008).
26. D. V. Polozov, D. A. Gabrielyan, A. R. Safin, and D. V. Kalyabin, RENSIT **4**(14), 351 (2022).
27. А. В. Дроздовский, А. Б. Устинов, Письма в ЖТФ **36**(18), 10 (2010).