

Спиновая накачка из $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

Д. А. Волков^{a,b}, Д. А. Габриелян^{a,b}, А. А. Матвеев^{a,c1)}, А. Р. Сафин^{a,b}, Д. В. Калябин^{a,e}, А. А. Хафизов^d,
М. Н. Маркелова^d, А. Р. Кауль^d, С. А. Никитов^{a,c,f}

^aИнститут радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^bНациональный исследовательский университет “МЭИ”, 111250 Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

^dХимический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^eНациональный исследовательский университет “ВШЭ”, 109028 Москва, Россия

^fЛаборатория “Магнитные метаматериалы”, Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2023 г.

После переработки 19 января 2024 г.

Принята к публикации 22 января 2024 г.

В данной работе теоретически и экспериментально исследуется микроволновая спиновая накачка из ферромагнитного железо-лютециевого граната ($\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$). Преобразование прецессии вектора намагниченности, возбуждаемой переменным магнитным микроволновым полем, в постоянное напряжение, происходит благодаря обратному спиновому эффекту Холла в гетероструктуре железо-лютециевый гранат / тяжелый металл ($\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$). В проведенных экспериментах внешнее магнитное поле изменялось от 0 до 6 кЭ, что позволило перестраивать резонансную частоту в широких пределах. Чувствительность данной гетероструктуры в эксперименте составила 8.2 мкВ/Вт. Смена знака постоянного напряжения при изменении направления магнитного поля подтверждает возникновение спинового тока в гетероструктуре $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$. Результаты проведенных исследований вносят большой вклад в понимание физики спиновой накачки и могут быть полезны в разработке новых высокочувствительных перестраиваемых спинтронных устройств.

DOI: 10.31857/S1234567824050057, EDN: FGUAOI

Для создания устройств передачи, приема и обработки информации нового поколения может использоваться спиновая степень свободы электронов [1–4]. В таких устройствах ключевую роль будет играть не ток зарядов, вызывающий джоулев нагрев, а ток спинов, лишенный этого недостатка [5]. В магнитных материалах одним из наиболее популярных методов для возбуждения спинового тока является спиновая накачка [6, 7]. Спиновая накачка представляет собой процесс передачи спинового углового момента от ферромагнитных материалов к немагнитным, посредством интерфейсных взаимодействий [8, 9]. Это явление, обусловленное уникальными квантово-механическими свойствами спинов электронов, открывает новые возможности для исследования фундаментальных вопросов взаимодействия спина и заряда, а также разработки инновационных технологий в области информационных носителей [10–12]. Экспериментальное наблюдение спи-

новой накачки обычно основано на достижении ферромагнитного резонанса (ФМР), где под воздействием внешнего магнитного поля происходит синхронизированная прецессия спиновых моментов в ферромагнетике [8, 10, 13]. Эта координированная динамика спинов, создает условия для переноса спина через ферромагнитно/немагнитный интерфейс. В результате, спиновый момент передается в немагнитный материал, возникает спиновый ток. Изучение такого тока в ферромагнитных материалах вызывает научный интерес [3]. Исследователи в области современной спинтроники сосредоточены на поиске материалов, подходящих по свойствам и характеристикам для практических приложений, таких как сверхвысокочастотные (СВЧ) устройства, детекторы слабых сигналов, магнитные запоминающие устройства (MRAM), спиновые логические устройства [2–4]. Экспериментальные методы изучения спиновой накачки, включая техники измерения спинового тока и спектров ферромагнитного резонанса, дают более полную картину для понимания этого явления

¹⁾e-mail: matveev.aa@phystech.edu

[14, 15]. Управление этим процессом может сыграть ключевую роль в разработке электронных устройств следующего поколения, объединяющих в себе классические и квантовые технологии [12, 16]. Одним из распространенных магнитных материалов является железо-иттриевый гранат, который хорошо зарекомендовал себя как для радиотехнических задач, так и для оптических применений, благодаря своим уникальным свойствам, таким как малые собственные потери и большая стрикция [17, 18]. В связи с этим возникает необходимость в исследовании различных структур на основе феррит-гранатов, для улучшения некоторых свойств и параметров разрабатываемых устройств. Целью данной работы является изучение спиновой накачки из $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Для достижения этой цели были выращены методом химического осаждения из газовой фазы тонкие пленки $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и проведены эксперименты по наблюдению ферромагнитного резонанса и регистрации напряжения, вызванного обратным спиновым эффектом Холла. Для определения параметров гетероструктуры $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ экспериментальные данные аппроксимировались теоретически полученными соотношениями.

Тонкая пленка $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ выращивалась на монокристаллической подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений (*metal organic chemical vapor deposition* – MOCVD) [19, 20] на установке, схема которой представлена на рис. 1. Подложка $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) была выбрана в связи с тем, что данный материал при комнатной температуре является парамагнитным и не вносит вклада в измерения. Небольшой постоянный магнит, колеблющийся в переменном магнитном поле, приводит в движение микроемкость (эпендорф), содержащую смесь твердых легко сублимирующихся металлоорганических соединений (прекурсоров), в результате чего микропорции последних подаются в нагретый испаритель. Образовавшийся пар прекурсоров потоком газа-носителя (Ar) переносится по горячим транспортным линиям в вертикальный кварцевый реактор, обогреваемый внешней печью. На подложке, расположенной в зоне максимальной температуры реактора, происходит окислительный термолиз прекурсоров с образованием оксидной пленки. В качестве прекурсоров использовались дивалентные метанаты $\text{Lu}(\text{thd})_3$ и $\text{Fe}(\text{thd})_3$ (Hthd – 2,2,6,6-тетраметилгептан-3,5-дион). Температуры горячих линий и реактора при осаждении составляли 240 и 970 °C, общее давление – 6 мбар, парциальное давление кислорода p_{O_2} – 3 мбар, скорость подачи прекурсоров – 2 мг/мин. После осаждения

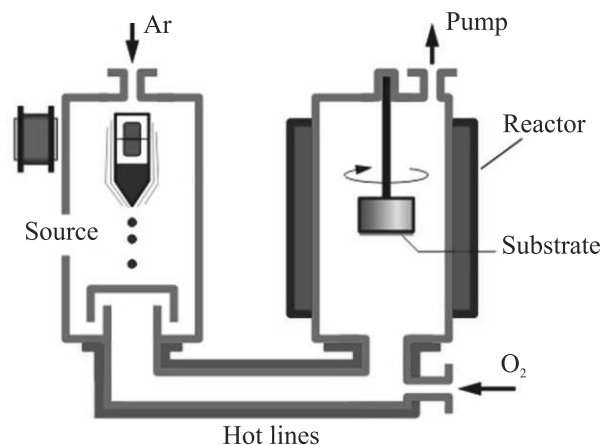


Рис. 1. (Цветной онлайн) Установка для получения тонких пленок методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений

ния проводился отжиг в кислороде при температуре 970 °C в течение 20 мин.

По данным рентгеноспектрального микроанализа соотношение Fe/Lu в полученной пленке составило 1.7(3), что близко к $5/3 \approx 1.67$, которое соответствует гранату $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Фазовый анализ и ориентация полученных пленок определялась из данных рентгеновского θ -2 θ -сканирования. Съемка в режиме θ -2 θ -сканирования проводилась на дифрактометре Rigaku SmartLab ($\text{CuK}\alpha$, вторичный графитовый монохроматор излучения) в интервале углов 5–80° с шагом 0.02°, время накопления сигнала – 1 с. Фазовый анализ проводился с использованием базы данных JCPDS. По данным рентгеновской дифракции (см. рис. 2) показано, что в пленке присутствуют пики от фазы $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и примеси $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (содержание порядка 0.3%). Наличие единственного

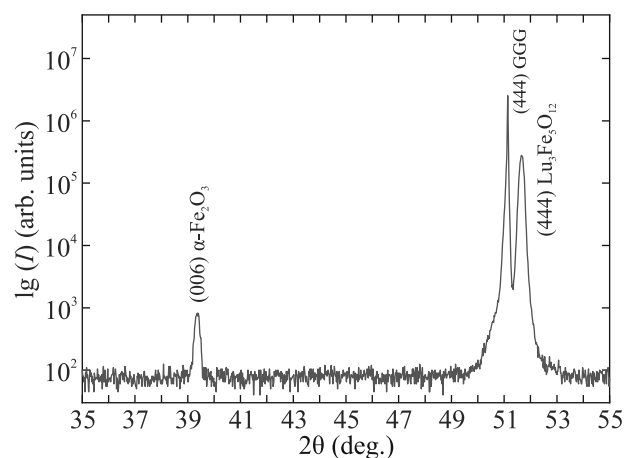


Рис. 2. (Цветной онлайн) θ -2 θ -рентгенограмма для пленки $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111)

рефлекса (444) от фазы железо-лутециевого граната однозначно подтверждает ориентированный рост $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111). Рассчитанное значение параметра кристаллической решетки для $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ составило $12.25(1) \text{ \AA}$, что несколько меньше теоретического значения параметра для фазы $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($12.284 \text{ \AA}$) и связано с упругой деформацией растущей пленки на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) в виду различия их параметров ($a(\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}) = 12.383 \text{ \AA}$). Таким образом, полученные пленки могут быть использованы в экспериментах по измерению спектров ФМР, а для исследования спиновой накачки, на пленку $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ был напылен тонкий слой платины, порядка 10 нм методом магнетронного распыления.

Для исследования спектров поглощения ФМР гетероструктуры $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ была использована установка, схема которой представлена на рис. 3, на

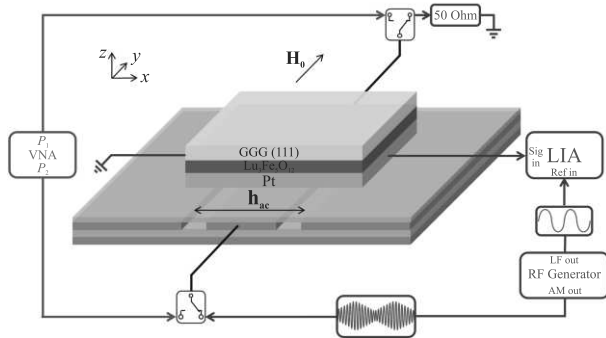


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Красным цветом показана схема измерения ФМР. Синим цветом показана схема измерения напряжения, образующегося в слое платины

основе векторного анализатора цепей (*vector network analyzer* – VNA). Микроволновый сигнал, генерируемый первым портом VNA, подавался на первый порт копланарного волновода. Ко второму порту копланарного волновода был подключен второй порт VNA, измеряющий мощность прошедшего СВЧ сигнала. Копланарный волновод был расположен между полюсами электромагнита планарного поля. Вектор постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, создаваемого электромагнитом, был перпендикулярен вектору переменного магнитного поля $\mathbf{h}_{ac}$, создаваемого копланарным волноводом. Измерялись мнимая и реальная части S_{21} параметра гетероструктуры $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$, расположенной на копланарном волновод. Параметр S_{21} характеризует отношение прошедшей мощности через копланарный волновод к мощности, действующей на его входе. В момент совпадения частоты ферромагнитного резонанса и частоты СВЧ сигнала, подаваемого на вход копланарного волновода, происходит поглощение мощности СВЧ сигнала, которое отчетливо показывает S_{21} параметр. На рисунке 4 показана частотная зависимость спектров фер-

ромагнитного резонанса и частоты СВЧ сигнала, подаваемого на вход копланарного волновода, происходит поглощение мощности СВЧ сигнала, которое отчетливо показывает S_{21} параметр. На рисунке 4 показана частотная зависимость спектров фер-

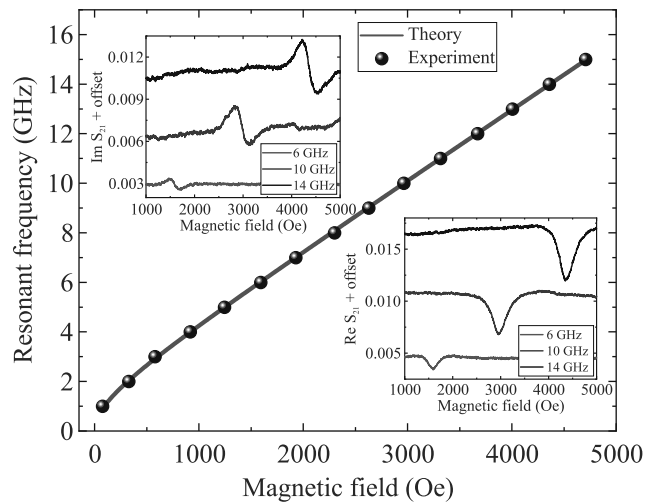


Рис. 4. (Цветной онлайн) Экспериментально полученная из спектров ФМР зависимость резонансной частоты от внешнего магнитного поля (черные точки) и аппроксимация формулой Киттеля (розовая линия). Вставки показывают зависимость мнимых и действительных частей S_{21} параметров от внешнего магнитного поля для разных частот, с постоянным смещением по оси ординат

ромагнитного резонанса от величины внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$. На вставках рис. 4 показаны реальные и мнимые части S_{21} параметров спектров ФМР на различных частотах. Из полученных спектров ФМР отчетливо видно смещение резонансного поля при изменении частоты.

При воздействии СВЧ сигнала на гетероструктуру, в лутециевом гранате возбуждается однородная прецессия магнитного момента. За счет спиновой накачки, в ферромагнитном слое начинает протекать спиновый ток. Проведено экспериментальное исследование напряжения, вызванного обратным спиновым эффектом Холла (*Inverse spin Hall effect* – ISHE напряжение). ISHE напряжение возникает в слое платины гетероструктуры $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ и обусловлено конверсией спинового тока в зарядовый, за счет высокого спин-орбитального взаимодействия платины. Для измерения этого напряжения был использован метод фазосинхронного детектирования (см. рис. 3). С генератора (RF Generator) подавался СВЧ сигнал с амплитудной модуляцией (AM) на первый порт копланарного волновода. Второй порт

копланарного волновода был подключен к согласованной нагрузке 50 Ом. Как и в случае измерения спектров ФМР, копланарный волновод был расположен между полюсами электромагнита планарного поля. На копланарном волноводе была расположена гетероструктура $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$, причем волновод был изолирован от гетероструктуры, из-за проводимости платинового слоя. На плате копланарного волновода находятся два контакта, не имеющих связи с СВЧ линией, предназначенные для вывода на них ISHE напряжения, возникающего в слое платины. Соединение этих контактов и слоя платины осуществлялось токопроводящим клеем на серебряной основе. Для измерения ISHE напряжения, использовался фазосинхронный усилитель (*lock-in amplifier* – LIA). На LIA подавался опорный сигнал с низкочастотного выхода генератора, синфазный с модулирующим сигналом. На измерительный вход LIA подавалось напряжение с контактов, расположенных на копланарном волноводе. Частота модуляции СВЧ сигнала составляла 9.777 кГц. На рисунке 5 показаны

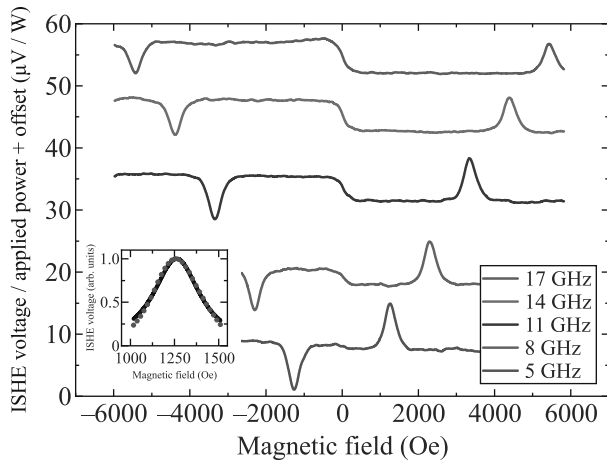


Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментально полученные зависимости ISHE напряжения от внешнего магнитного поля для различных частот с постоянным смещением по оси ординат. Вставка показывает аппроксимацию экспериментальной зависимости ISHE напряжения (красные точки) теоретической кривой (черная линия) на частоте 5 ГГц

но измеренное ISHE напряжение, построенное с постоянным смещением по оси ординат, на различных частотах СВЧ сигнала. Как и в случае ФМР, пики полученного напряжения сдвигаются в большие резонансные поля с увеличением частоты СВЧ сигнала. При изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное, видно изменение знака

измеренного напряжения, что подтверждает природу возникновения данного напряжения.

При проведении теоретического анализа использовалась система единиц СГС. Было показано [8, 21], что плотность тока, вызываемого спиновой накачкой, пропорциональна векторному произведению $\mathbf{j} \propto \mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$. Для нахождения $\mathbf{j}$ можно решить уравнение Ландау-Лифшица относительно вектора намагниченности $\mathbf{m}$, нормированного на намагниченность насыщения M_s [4, 22]. Это уравнение имеет вид

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

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ – эффективное магнитное поле. Влияние спинового тока, возникающего на границе между ферромагнетиком и тяжелым металлом, может быть учтено в (1) как дополнительное затухание [8, 23]. В этом случае в уравнении (1) следует заменить α на эффективный параметр затухания $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_G + \alpha_{\text{SP}}$, являющийся суммой константы Гильберта α_G [24, 25] и некоторой добавки α_{SP} , учитывающей протекание спинового тока. Эффективное магнитное поле определяется как вариационная производная магнитной энергии E

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{M_s} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}}. \quad (2)$$

В приближении тонкой пленки объемную плотность магнитной энергии можно записать как

$$E_V = -M_s (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{\text{ac}}) \cdot \mathbf{m} + \frac{M_s}{2} M_{\text{eff}} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_z)^2, \quad (3)$$

где $\mathbf{H}_0 = (0, H_{0y}, 0)$ – внешнее постоянное магнитное поле, $\mathbf{h}_{\text{ac}} = (h_0 \cos(\Omega t), 0, 0)$ – переменное СВЧ магнитное поле с частотой Ω и амплитудой $h_0 > 0$, $M_{\text{eff}} = (4\pi M_s - H_p)$ – эффективная намагниченность. Второе слагаемое в (3) учитывает анизотропию формы и перпендикулярную магнитную анизотропию H_p [26]. Введем малый вектор $\mathbf{s}(t)$, описывающий отклонение вектора намагниченности от основного состояния $\mathbf{m}_0$, причем $(\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{s}) = 0$. Тогда

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

Поскольку $\mathbf{H}_0 = (0, H_{0y}, 0)$ то $\mathbf{m}_0 = (0, m_{0y}, 0)$ и $\mathbf{s}(t) = (s_x(t), 0, s_z(t))$. Для определенности будем считать, что $H_{0y} = H_0 > 0$ и $m_{0y} \approx 1$. Подставим (4) в (1), отбросим слагаемые выше первого порядка

малости по s и получим линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица

$$\begin{pmatrix} \frac{ds_x}{dt} \\ \frac{ds_z}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha_{\text{eff}}\gamma H_0 & \gamma(H_0 + M_{\text{eff}}) \\ -\gamma H_0 & -\alpha_{\text{eff}}\gamma(H_0 + M_{\text{eff}}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_x \\ s_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha_{\text{eff}}\gamma h_0 \cos(\Omega t) \\ \gamma h_0 \cos(\Omega t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Решения (5) можно искать в виде

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

Подстановка (6) в (5) дает возможность найти выражения для амплитуд $s_1^x, s_2^x, s_1^z, s_2^z$. Используя (6), найдем $\mathbf{j}$

$$\mathbf{j} = \kappa_j \begin{pmatrix} \Omega(s_2^z \cos(\Omega t) - s_1^z \sin(\Omega t)) \\ \Omega(s_1^z s_2^x - s_1^x s_2^z) \\ \Omega(s_2^z \cos(\Omega t) - s_1^z \sin(\Omega t)) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь κ_j – коэффициент пропорциональности между j и $\mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$. Компоненты j_x и j_z характеризуют отклик гетероструктуры на СВЧ сигнал на первой гармонике, а j_y – на нулевой гармонике. Поэтому контакты для снятия постоянного напряжения, вызываемого обратным спиновым эффектом Холла, располагались в плоскости, перпендикулярной оси OY (см. рис. 3). В этом случае снимаемое напряжение V окажется пропорционально $j_y = \Omega(s_1^z s_2^x - s_1^x s_2^z)$. Введем $\varkappa > 0$ коэффициент пропорциональности между V и j_y . Тогда можно записать

$$V = \varkappa \kappa_j \frac{\gamma^3 \Omega^2 (\alpha_{\text{eff}}^2 + 1) (H_0 + M_{\text{eff}}) h_0^2}{\Omega^4 + C_1 \Omega^2 + C_0}, \quad (8)$$

$$C_0 = \gamma^4 H_0^2 (\alpha_{\text{eff}}^2 + 1)^2 (H_0 + M_{\text{eff}})^2, \quad (9)$$

$$C_1 = 2\gamma^2 (1 - \alpha_{\text{eff}}^2) \left(\frac{M_{\text{eff}}^2 \alpha_{\text{eff}}^2}{2(1 - \alpha_{\text{eff}}^2)} + H_0 M_{\text{eff}} - H_0^2 \right). \quad (10)$$

Отметим, что если при выводе (8) предполагать, что $H_{0y} < 0, m_{0y} \approx -1$ то тогда, ISHE напряжение изменит знак, что соответствует экспериментальным результатам (см. рис. 5). Для того, чтобы найти резонансную частоту Ω_r достаточно продифференцировать (8) по Ω и учесть, что при $\Omega = \Omega_r$ достигается экстремум функции $V(\Omega)$. Получим

$$\Omega_r = \gamma \sqrt{H_0 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2) (H_0 + M_{\text{eff}})}. \quad (11)$$

Если в выражении (11) положить равным нулю коэффициент затухания $\alpha_{\text{eff}} = 0$, то будет получена формула Киттеля для ФМР в тонкой магнитной пленке [27]. Решив (11) относительно внешнего магнитного поля, найдем выражение для резонансного поля H_r

$$H_r = -\frac{1}{2} M_{\text{eff}} + \frac{1}{2} \sqrt{M_{\text{eff}}^2 + \frac{4\Omega_r^2}{\gamma^2 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2)}}. \quad (12)$$

Подстановка (11) в (8) даст возможность найти уравнение для определения резонансного ISHE напряжения. Получим

$$V_r = \frac{\varkappa \kappa_j \gamma (1 + \alpha_{\text{eff}}^2) \left(M_{\text{eff}} + \sqrt{M_{\text{eff}}^2 + \frac{4\Omega_r^2}{\gamma^2 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2)}} \right)}{2\alpha_{\text{eff}} \left(M_{\text{eff}}^2 + \frac{4\Omega_r^2}{\gamma^2 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2)} \right)} h_0^2. \quad (13)$$

Определить гиромагнитное отношение и эффективную намагниченность можно при аппроксимации зависимости резонансной частоты от H_0 , полученной в ФМР эксперименте (см. рис. 4), с помощью формулы (11) с учетом $\alpha_{\text{eff}} = 0$ (см. рис. 1). Гиромагнитное отношение оказалось равным $\gamma = 17.7 \text{ МГц}/\text{Э}$, а эффективная намагниченность $M_{\text{eff}} = 1223 \text{ Гс}$. Аппроксимация экспериментальных точек зависимости ISHE напряжения от внешнего магнитного поля для различных частот позволила определить параметр затухания $\alpha_{\text{eff}} = 0.089 \pm 0.007$. Для исключения необходимости знания $\varkappa$ подбор коэффициента α_{eff} производился в безразмерном масштабе (см. пример на вставке рис. 5). Коэффициент $\varkappa$ может быть определен при сравнении графика $V(H_0)$, построенного по формуле (8), с результатами эксперимента без обезразмеривания.

Получим выражение для чувствительности $K = dV/dP$, где P – входная СВЧ мощность. Для этого в выражении (13) нужно учесть связь мощности и амплитуды СВЧ поля $P = cQh_0^2/2$, где c – скорость света, Q – площадь образца. Тогда можно записать

$$V_r = K \cdot P. \quad (14)$$

Здесь

$$K = \frac{\varkappa \kappa_j \gamma (1 + \alpha_{\text{eff}}^2) \left(M_{\text{eff}} + \sqrt{M_{\text{eff}}^2 + \frac{4\Omega_r^2}{\gamma^2 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2)}} \right)}{\alpha_{\text{eff}} c Q \left(M_{\text{eff}}^2 + \frac{4\Omega_r^2}{\gamma^2 (1 + \alpha_{\text{eff}}^2)} \right)}. \quad (15)$$

На рисунке 6 представлена зависимость ISHE напряжения от постоянного внешнего магнитного по-

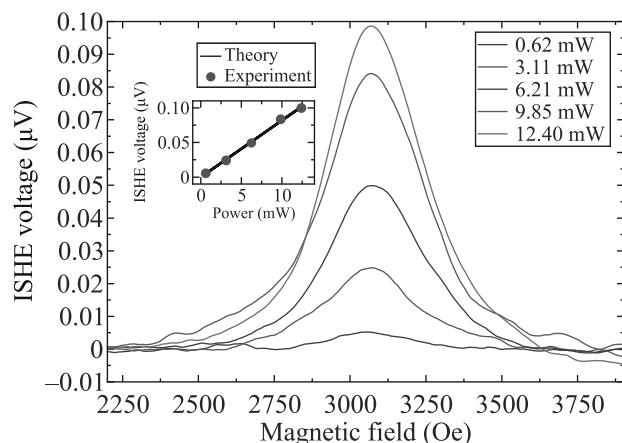


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментально полученные зависимости ISHE напряжения от внешнего магнитного поля для разных СВЧ мощностей на частоте 10 ГГц. На вставке сплошной линией изображена теоретическая зависимость ISHE напряжения от СВЧ мощности, а красными точками показаны экспериментальные результаты

ля H_0 при различных реальных СВЧ мощностях P . На вставке рис. 6 показана чувствительность структуры, т.е. зависимость выпрямленного напряжения от реальной мощности, действующей на образец во время измерения. Чувствительность K представляет собой тангенс угла наклона $V_r(P)$. При аппроксимации экспериментальных результатов формулой (14) было установлено, что $K = 8.2$ мкВ/Вт.

Было продемонстрировано как теоретически, так и экспериментально, что $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ может быть использован в качестве чувствительного элемента для обнаружения линейно поляризованной радиочастотной волны в пределах десятков ГГц. Были изучены спектры ФМР структуры. Показано, что теоретическая и экспериментальная зависимости резонансной частоты от магнитного поля согласуются. Кроме того, были измерены ISHE напряжения на гетероструктуре $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ при разных частотах СВЧ воздействия. Полученные экспериментально данные описаны в рамках используемой теоретической модели. Было показано, что при увеличении внешнего магнитного поля, резонансная частота увеличивается, что согласуется с теорией (11). Зависимость ISHE напряжения, выпрямленного гетероструктурой $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$, от магнитного поля показывает, что увеличение мощности подаваемого радиочастотного сигнала увеличивает амплитуду резонансного пика. При аппроксимации экспериментальных данных теоретическими зависимостями были получены следующие параметры $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$. Чувствительность 8.2 мкВ/Вт, гиромагнитное отношение 17.7 МГц/Э

и эффективная намагниченность 1223 Гс. Дальнейшие улучшения технологии изготовления пленок лютециевого граната, такие как избавление от побочных примесей гематита и подбор оптимальных параметров химического осаждения, способствуют созданию образцов с узкой шириной линии ФМР и более интенсивным откликом спиновой накачки исследуемой гетероструктуры. Данные улучшения помогут повысить чувствительность, что позволит использовать на практике $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ в качестве чувствительного элемента для микроволновых детекторов с возможностью селективной перестройки частоты при помощи постоянного магнитного поля.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 23-79-00016.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. C. Sun and J. Linder, Phys. Rev. B **107**, 144504 (2023).
2. N. Locatelli, V. Cros and J. Grollier, Nature Mater. **13**, 11 (2014).
3. Q. Shao, P. Li, L. Liu et al. (Collaboration), IEEE Trans. Magn. **57**(7), 1 (2021).
4. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шаравская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кирилук, УФН **190**(10), 1009 (2020).
5. P. Omelchenko, E. Montoya, E. Girt, and B. Heinrich, Phys. Rev. Lett. **127**, 137201, (2021).
6. 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).
7. S. Martin-Rio, C. Frontera, A. Pomar, L. Balcells, and B. Martinez, Sci. Rep. **12**, 224 (2022).
8. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
9. 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).
10. Y. Tserkovnyak and H. Ochoa Phys. Rev. B **96**, 100402(R) (2017).
11. A. R. Moura, Phys. Rev. B **106**, 054313 (2022).
12. S. Wolf, D. Awschalom, R. Buhrman, J. Daughton, S. Molnar, M. Roukes, A. Chtchelkanova, and D. Treger, Science **294**, 1488, (2001).
13. L. Zhu, D. Ralph, and R. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **123**, 057203, (2019).
14. V. Atsarkin, V. Demidov, and T. A. Shaikhulov, JETP **130**, 228 (2020).

15. F. Yang and P. Hammel, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 253001 (2018).
16. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323, (2004).
17. L. Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X. Wang, D. Wu, P. Gao, and J. Li, Phys. Rev. B **102**, 014411, (2020).
18. C. Jermain, H. Paik, S. Aradhya, R. Buhrman, D. Schlom, and D. Ralph, Appl. Phys. Lett. **109**(19), 192408 (2016).
19. A.R. Kaul, O.Y. Gorbenko, A.N. Botev, and L. I. Burova, Superlattices and Microstructures **38**(4–6), 272 (2005).
20. Ю.П. Сухоруков, Е.А. Ганьшина, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, Н.Н. Лошкарева, А.В. Телегин, М.С. Картавцева, А.Н. Виноградов, ЖТФ **78**(6), 43 (2008).
21. T. Chiba, M. Schreier, G. Bauer, and S. Takahashi, J. Appl. Phys. **117**(17), 17715 (2015).
22. A. Slavin and V. Tiberkevich, IEEE Trans. Magn. **44**, 1916 (2008).
23. B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Y. Song, Y. Sun, and M. Wu, Phys. Rev. Lett. **107**, 066604 (2011).
24. T. Shaikhulov and G. Ovsyannikov, Phys. Solid State **60**, 2231 (2018).
25. T. Gilbert, IEEE Trans. Magn. **40**, 3443 (2004).
26. B. Tudu and A. Tiwari, Vacuum **146**, 329 (2017).
27. В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, *Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода*, Физматлит, М. (2018).