

Индукцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия

С. Н. Полулях⁺¹⁾, Е. Ю. Семук⁺, А. К. Звездин^{*×}, В. Н. Бержанский⁺, В. И. Белотелов^{+°▽}

⁺Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Физико-технический институт, 295007 Симферополь, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

[×]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[°]Российский Квантовый Центр, 121205 Москва, Россия

[▽]Школа фотоники и квантовых технологий, Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 декабря 2021 г.

После переработки 19 декабря 2021 г.

Принята к публикации 27 декабря 2021 г.

Экспериментально обнаружена модификация низкополевых спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) легкоплоскостной пленки $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ при облучении линейно поляризованным светом с длиной волны 680 нм при комнатной температуре. Показано, что фотоиндуцированное изменение магнитной анизотропии не связано с термическими эффектами и приводит к сдвигу частоты ФМР. Продемонстрировано фотоиндуцированное уменьшение магнитоупругой связи, что следует из уменьшения глубины провалов ФМР спектров на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры. Наблюдаемые эффекты обусловлены изменением заселенностей энергетических уровней фотоактивных центров в примесном магнетике. Показано, что зависящий от направления поляризации света вклад в фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР на порядок меньше основного, не зависящего от направления поляризации сдвига. Зависимость частоты ФМР от направления вектора электрического поля световой волны обусловлена нелинейным взаимодействием света и намагниченности, описываемым материальным тензором четвертого ранга.

DOI: 10.31857/S1234567822040048

Введение. Изучению эффектов, связанных с фотоиндуцированным изменением магнитных свойств вещества, посвящено большое число работ, которые достаточно подробно рассмотрены в обзоре [1]. Например, облучение линейно поляризованным светом может приводить к изменению одноосной магнитной анизотропии или к появлению фотоиндуцированных механических напряжений. Наиболее сильно эти эффекты проявляются в примесных кристаллах железо-иттриевого граната (ЖИГ), где имеет место зависимость величины фотомагнитного эффекта от направления поляризации света относительно осей кристалла [1, 2]. Природа эффекта связана с наличием примесных фотоактивных центров, формирующихся в результате зарядовой компенсации в катион-замещенных ферритах-гранатах [1].

Действие неполяризованного света проявляется в изменении кубической магнитной анизотропии [3]. С магнитной кристаллографической анизотропией

тесно связана магнитоупругость. И магнитоупругость, и магнитная анизотропия имеют одну и ту же природу и для переходных $3d$ элементов доминирует одно-ионный вклад, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием. Фотоиндуцированное уменьшение магнитоупругих взаимодействий наблюдалось экспериментально в работе [4] при магнитоупругом возбуждении основной моды упругих колебаний круглой монокристаллической пластины ЖИГ, ориентированной в плоскости (110). Эффект наблюдался после засветки образца лампой накаливания во внешнем магнитном поле при температуре жидкого азота. В работе [5] сообщается о фотоиндуцированном изменении магнитоупругих взаимодействий, которое обнаружено при изучении магнитострикции монокристаллических образцов ЖИГ после засветки лампой накаливания как при температуре жидкого азота, так и при комнатной температуре.

Возрождение интереса к индуцированной светом модификации магнитной анизотропии обуслов-

¹⁾e-mail: sergey.polylyakh@cfuv.ru

лено развитием фотоники и связано с экспериментами по сверхбыстрому перемагничиванию эпитаксиальных пленок висмут-замещенного [6] и кобальт-замещенного [7] феррита-граната иттрия при комнатной температуре. В работах [6, 7] перемагничивание осуществлялось мощными фемтосекундными импульсами линейно поляризованного лазерного излучения, которые индуцируют изменение магнитной кристаллографической анизотропии при комнатной температуре. Наряду с модификацией магнитной анизотропии, механизмы сверхбыстрого перемагничивания также могут быть обусловлены как тепловыми эффектами, так и нелинейными оптомагнитными эффектами: обратный эффект Фарадея (в циркулярно поляризованном свете) и обратный эффект Коттона–Мутона (в линейно поляризованном свете) [8].

Для аттестации свойств магнитных материалов широкое применение находит метод ферромагнитного резонанса (ФМР). В работе [9] приведены низкочастотные спектры ФМР легкоплоскостных эпитаксиальных (111) пленок катион-замещенных феррит-гранатов иттрия. Исследованные в [9] образцы эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) представляют интерес, в первую очередь, как рабочие материалы для датчиков слабых магнитных полей. Благодаря использованию частотной развертки обнаружена модуляция ФМР спектров в виде провалов на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры [10]. Интерес к такого рода эффектам обусловлен прогрессом в спинтронике и связан с возможностью переноса углового момента с помощью фононов [11, 12].

В настоящей работе мы сообщаем об экспериментально обнаруженной при комнатной температуре фотоиндуцированной модификации спектров ФМР образца висмут-замещенного феррит-граната, использованного в работах [9, 10].

Эксперимент. Регистрация спектров ФМР осуществлялась путем регистрации частотной зависимости комплексного коэффициента пропускания S_{21} измерительной ячейки с образцом. Процедура регистрации спектров ФМР приведена в [9, 10]. Измерительная ячейка, использованная в настоящей работе, подобна ячейке, использованной в [9, 10] и состоит из двух плоскопараллельных металлических пластин, между которыми помещается исследуемый образец. В отличие от ячейки, использованной в [9, 10], в одной из пластин проделано специальное отверстие диаметром 5 мм для освещения образца. Лазер с длиной волны $\lambda = 680$ нм и размером светового пят-

на примерно 6 мм^2 обеспечивал засветку около 24 % площади образца размером 5×5 мм. Взаимно перпендикулярные постоянное и переменное магнитные поля лежали в плоскости образца. С целью повышения отношения сигнал/шум при регистрации спектров использовалось накопление из 50 сканов.

Эксперименты проводились с пленкой феррита-граната $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ толщиной $d = 12$ мкм. Пленка синтезирована методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний, галлиевого граната, ориентированной в плоскости (111).

В постоянном магнитном поле 8 Э , приложенном вдоль трудной оси в плоскости пленки [9], спектр ФМР представлен одиночной широкой линией, на фоне которой видны провалы, обусловленные резонансом упругих колебаний [10] (рис. 1а). При температуре 300 К облучение образца светом лазера приводит к увеличению частоты ФМР $f_{\text{ФМР}}$ так, что величина фотоиндуцированного сдвига частоты монотонно растет при увеличении мощности лазера. Наряду со сдвигом частоты экспериментально наблюдается фотоиндуцированное подавление величины провалов ФМР спектра, обусловленных магнитоупругими резонансами.

Увеличение частоты ФМР так же наблюдается и при нагреве неосвещенного образца горячим воздухом до температур не выше 335 К (рис. 2). Дальнейший нагрев, наоборот, приводит к уменьшению частоты ФМР. В случае освещенного образца нагрев выше 300 К приводит к монотонному уменьшению частоты ФМР. При этом максимальный сдвиг частоты ФМР неосвещенного образца вследствие нагрева заметно меньше, чем фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР при температуре 300 К (рис. 2).

При направлении постоянного магнитного поля 8 Э вдоль легкой оси в плоскости пленки (рис. 1б) на частотах ФМР спектра магнитоупругие колебания не наблюдаются [10]. В этом случае освещение образца при температуре 300 К приводит к незначительному уменьшению частоты основной линии спектра и появлению уширенной спектральной линии в низкочастотной области. Нагрев неосвещенного образца приводит к более сильному, по сравнению с действием света, уменьшению частоты ФМР. При освещении нагретого образца также наблюдается смещение спектров ФМР в низкочастотную область. Для температурной зависимости частоты ФМР (рис. 2) использованы значения, соответствующие наиболее интенсивной высокочастотной линии спектра. При температурах выше 345 К наблюдается сильное неоднородное уширение спектральной линии так, что определить частоту ФМР не представляется возможным.

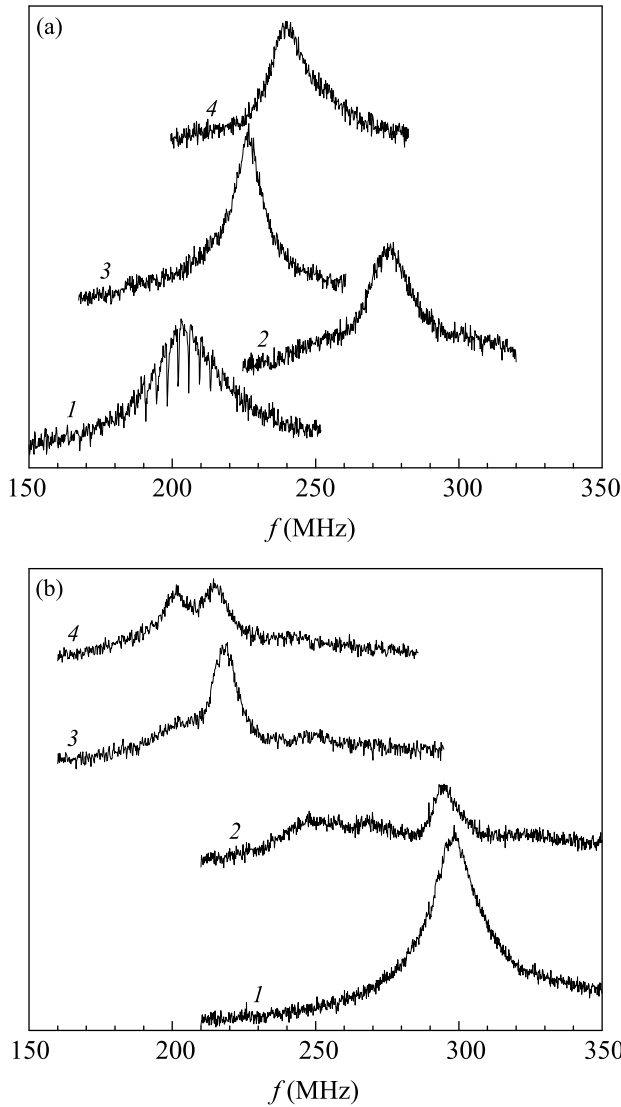


Рис. 1. Спектры ФМР в поле $H = 8 \text{ Э}$, направленном вдоль трудной (а) и легкой (б) оси в плоскости пленки. Накопление 50 сканов. 1 – неосвещенный образец при температуре $T = 300 \text{ К}$; 2 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре $T = 300 \text{ К}$; 3 – неосвещенный образец при температуре $T = 335 \text{ К}$; 4 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре $T = 335 \text{ К}$

Обсуждение результатов. При анализе полученных результатов будем полагать, что частота ФМР f_{FMR} определяется внешним магнитным полем и эффективными полями магнитной анизотропии и, при направлении постоянного магнитного поля в плоскости пленки (111), имеет вид [9]:

$$f_{\text{FMR}} = \gamma \sqrt{H - \frac{1}{3} H_{a2} \cos 6\varphi} \times \sqrt{H - H_u^{\text{eff}} + \frac{1}{6} H_{a2} - \frac{1}{9} H_{a2} \cos^2 3\varphi}. \quad (1)$$

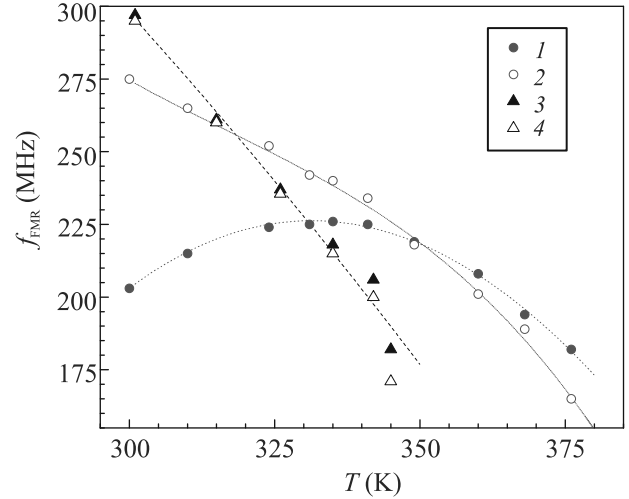


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурная зависимость частоты ФМР в поле $H = 8 \text{ Э}$. 1 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль трудной оси; 2 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль трудной оси, 3 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль легкой оси; 4 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль легкой оси. Пунктирные линии построены для удобства восприятия

Здесь $\gamma = 2.88 \text{ МГц/Э}$ – гиромагнитное отношение, H_{a2} – эффективное магнитное поле, обусловленное второй константой кубической анизотропии, φ – угол между внешним магнитным полем и направлением $\langle 11\bar{2} \rangle$ кристалла. Эффективное магнитное поле одноосной анизотропии H_u^{eff} имеет три вклада:

$$H_u^{\text{eff}} = -4\pi M_s + H_{a1} + H_{ua}, \quad (2)$$

где M_s – намагниченность насыщения и первое слагаемое в (2) обусловлено размагничиванием образца, H_{a1} и H_{ua} – эффективные магнитные поля, обусловленные первой константой кубической анизотропии и одноосной анизотропией соответственно.

Используя экспериментальные значения частоты ФМР для $\varphi = 0$ и $\varphi = 30^\circ$ в поле $H = 8.0 \text{ Э}$ при температуре 300 К в отсутствие действия света, получаем $H_u^{\text{eff}} = -970.0 \pm 5.0 \text{ Э}$ и $H_{a2} = 9.2 \pm 0.2 \text{ Э}$, а при воздействии света $H_{a2} = 1.6 \pm 0.2 \text{ Э}$ и $H_u^{\text{eff}} = -1220 \pm 5.0 \text{ Э}$. Объяснить фотоиндуцированное изменение частоты ФМР только уменьшением кубической анизотропии не представляется возможным, так как, по оценкам работы [9], вклад $H_{a1} \approx 30 \text{ Э}$ недостаточен для изменения H_u^{eff} . Кроме вклада H_{a1} , следует учесть фотоиндуцированное изменение H_{ua} . Для оценки поля размагничивания используем известные значения намагниченности для S_c -замещенного граната [13]. В результате получаем $4\pi M_s \approx 1830 \text{ Э}$ и

рост отрицательного значения H_u^{eff} под действием света указывает на фотоиндуцированное подавление вклада H_{ua} .

Следуя известным подходам к анализу фотоиндуцированных эффектов в катион-замещенных ферритах-гранатах, будем полагать, что эти эффекты связаны с вкладом фотоактивных центров [1]. При этом фотоактивные центры будем полагать такими, что увеличение заселенности возбужденного состояния приводит к подавлению как кубической, так и одноосной анизотропии. Нагрев образца в отсутствие света приводит к росту заселенности возбужденного состояния и соответствующему уменьшению анизотропии. С другой стороны, с ростом температуры падает намагниченность, что приводит к уменьшению поля размагничивания $4\pi M_s$.

Для образца, намагниченного вдоль трудной оси, при нагреве до температур ниже 335 К доминирует вклад, приводящий к увеличению частоты ФМР вследствие уменьшения анизотропии и частота ФМР растет с ростом температуры. При дальнейшем нагреве доминирующим оказывается вклад, обусловленный уменьшением намагниченности, что приводит к уменьшению частоты ФМР (зависимость 1 на рис. 2). При освещении образца лазером мощностью 40 мВт увеличение частоты ФМР обусловлено ростом заселенности возбужденного состояния. Нагрев образца не приводит к существенному перераспределению заселенностей энергетических уровней фотоактивных центров и в результате наблюдается термоиндуцированное уменьшение частоты ФМР вследствие уменьшения намагниченности (зависимость 2 на рис. 2).

В случае намагничивания вдоль легкой оси в плоскости как уменьшение магнитной анизотропии, так и уменьшение намагниченности приводят к уменьшению частоты ФМР. В результате нагрев приводит к уменьшению частоты ФМР как при действии света, так и в его отсутствии так, что доминирующим является вклад, обусловленный уменьшением намагниченности. Неоднородное уширение спектральной линии ФМР при освещении образца, намагниченного вдоль легкой оси, свидетельствует об образовании пространственно неоднородного распределения намагниченности.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые эффекты фотоиндуцированного сдвига частоты ФМР не могут быть сведены к нагреву образца светом лазера.

В катион-замещенных ферритах-гранатах процессы, связанные с изменением магнитной анизотропии, должны приводить к изменению магнитоупру-

гой связи. В случае исследуемого образца эффекты магнитоупругой связи проявляются в виде провалов в спектре ФМР [9]. Глубина магнитоупругой модуляции ФМР спектра зависит не только от величины связи, но и от частотного положения линии ФМР, что обусловлено толщиной магнитной пленки [10]. Строго говоря, фотоиндуцированное подавление магнитоупругих эффектов, приведенное на рис. 1, может быть связано с изменением частоты ФМР. Однако фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР можно компенсировать постоянным магнитным полем. На рисунке 3 приведены спектры ФМР, зарегистрированные при температуре 300 К и при разной мощности лазера. Фотоиндуцированное изменение частоты ФМР компенсировалось постоянным магнитным полем, направленным вдоль трудной оси в плоскости пленки так, что частота ФМР оставалась примерно одинаковой. Фотоиндуцированное подавление магнитоупругих колебаний при этом сохраняется.

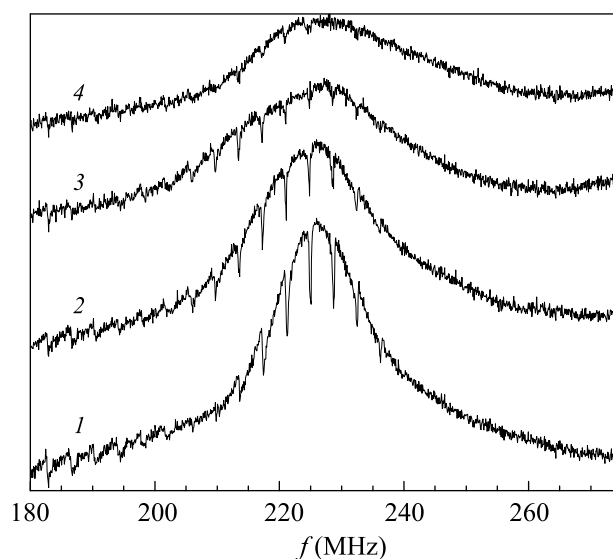


Рис. 3. Модификация ФМР спектров при изменении мощности лазера P и компенсации частотного сдвига постоянным магнитным полем H , направленным вдоль трудной оси в плоскости пленки. Здесь 1 – $P = 0$ мВт, $H = 8.5$ Э; 2 – $P = 13$ мВт, $H = 8.0$ Э; 3 – $P = 27$ мВт, $H = 6.5$ Э; 4 – $P = 34$ мВт, $H = 5.5$ Э

Приведенные выше результаты получены при направлении вектора поляризации света вдоль постоянного поля. Изменение направления поляризации света в плоскости пленки изменяет сдвиг частоты ФМР не более, чем на 10% (например, рис. 4). Интересно заметить, что направление поляризации изменяется вокруг оси симметрии третьего порядка, в то время как наблюдаемое изменение частоты ФМР

демонстрирует 180-градусную симметрию. Для определения частоты ФМР будем использовать выражение [14]

$$f_{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \sqrt{\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2}\right) \cdot \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2}\right) - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2}, \quad (3)$$

где θ и φ – полярный и азимутальный углы, задающие направление намагниченности, F – свободная энергия. Для вычисления f_{FMR} используются значения производных от F по углам θ и φ при значениях этих углов, соответствующих минимуму свободной энергии.

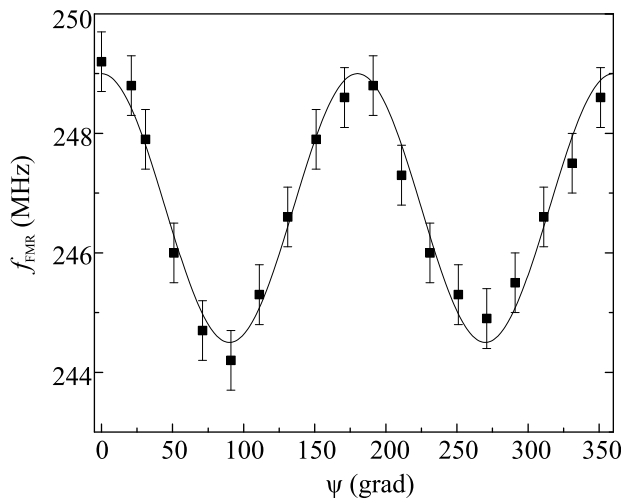


Рис. 4. Зависимость частоты ФМР от направления поляризации световой волны в плоскости пленки при температуре 300 К. Постоянное магнитное поле $H = 8 \text{ Э}$ направлено вдоль трудной оси в плоскости пленки. Световой луч мощностью $P = 25 \text{ мВт}$ составляет угол $\approx 5^\circ$ с нормалью к плоскости образца. Сплошная линия построена согласно (6) при $f_0 = 246.75 \text{ МГц}$ и $f_1 = 2.25 \text{ МГц}$

Будем полагать, что взаимодействие линейно поляризованного света с магнитной подсистемой образца может быть описано вкладом в свободную энергию вида

$$F_1 = \beta_{ijkl} E_i E_j M_k M_l, \quad (4)$$

где β – материальный тензор 4-го ранга, \mathbf{E} – вектор электрического поля световой волны, \mathbf{M} – намагниченность образца. Если оба вектора лежат в плоскости пленки, а симметрия тензора β , для простоты, соответствует изотропной среде [15], то выражение (4) можно привести к виду

$$F_1 = V_0 M E + V_1 M E \cos 2(\varphi - \psi), \quad (5)$$

где φ и ψ – азимутальные углы векторов \mathbf{M} и \mathbf{E} соответственно, V_0 и V_1 – материальные константы. Пренебрегая вкладом кубической анизотропии, в выражении для свободной энергии будем учитывать взаимодействие намагниченности с постоянным магнитным полем и с эффективным магнитным полем одноосной анизотропии H_u^{eff} , а также вклад (5). Полагая, что $\varphi = 0$, а взаимодействие света с намагниченностью вносит малый вклад в f_{FMR} , выражение для частоты, ФМР получим в виде

$$f_{\text{FMR}} = f_0 + f_1 \cos 2\psi, \quad (6)$$

где f_0 совпадает с (1) при $H_{a1} = H_{a2} = 0$, f_1 – добавка к частоте ФМР, обусловленная (4) при $|f_1| \ll f_0$. Результат аппроксимации экспериментальных данных выражением (6) приведен сплошной линией на рис. 4. Теоретическая зависимость частоты ФМР от направления поляризации света хорошо согласуется с экспериментальной, что подтверждает справедливость предположения о вкладе (4) в фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР.

Взаимодействие линейно поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси симметрии третьего порядка, с магнитной подсистемой легкоплоскостного образца теоретически рассмотрено в [16] на примере слабого ферромагнетика FeVO_3 . В [16] предполагалось, что взаимодействие обусловлено обратным эффектом Коттона–Мутона, имеющим вид (4), и получено, что энергия этого взаимодействия также пропорциональна $\cos 2(\varphi - \psi)$.

Следует отметить, что с помощью тензора четвертого ранга (4) описывается не только обратный эффект Коттона–Мутона. Вклад в свободную энергию имеет вид (4) и в случае фотоиндуцированной магнитной анизотропии [17]. При анализе экспериментальных результатов по возбуждению спиновой динамики в ЖИГ с помощью импульсов линейно поляризованного света авторам работы [17] удалось разделить эти вклады. В наших экспериментах такое разделение не представляется возможным, поскольку требует работы с субпикосекундными импульсами и измерений с высоким разрешением по времени. Вместе с тем, в [17] показано, что вклад от эффекта фотоиндуцированной анизотропии почти на два порядка величины меньше вклада от обратного эффекта Коттона–Мутона. При этом данные значения получены для допирования пленки ЖИГ ионами кобальта. Величина эффекта фотоиндуцированной анизотропии сильно зависит от концентрации примесных иновалентных ионов [18]. В нашем случае в роли таких ионов могут выступить ионы Pb^{2+} или Pt^{4+} , концентрация которых при жидкофазной эпи-

таксии пленок может составлять порядка нескольких сотых долей формульной единицы. Следовательно, в представленных результатах вкладом от данного эффекта можно пренебречь.

Закключение. Спектры ФМР эпитаксиальной пленки феррита-граната $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ зарегистрированы путем частотной развертки в слабых, близких к переходу в полидоменное состояние, магнитных полях. При комнатной температуре обнаружено фотоиндуцированное изменение частоты ФМР и подавление магнитоупругих взаимодействий, проявляющихся в спектрах ФМР. Путем сравнения фото- и термоиндуцированных эффектов показана нетепловая природа действия света линейной поляризации с длиной волны 680 нм. Фотоиндуцированное изменение магнитной анизотропии и магнитоупругих взаимодействий связано с изменением заселенностей энергетических уровней фотоактивных центров в катион-замещенном феррите-гранате. Детальный анализ природы формирования фотоактивных центров остается за рамками настоящего сообщения. Выделен фотоиндуцированный вклад в сдвиг частоты ФМР, зависящий от направления поляризации света в плоскости пленки и показано, что этот вклад обусловлен нелинейным взаимодействием световой волны с намагниченностью и это взаимодействие описывается материальным тензором четвертого ранга.

Авторы благодарны Д. Кричевскому, Н. Хохлову, С. Ляшко, С. Томилину и Ю. Егорову за полезные обсуждения и техническую поддержку экспериментальных исследований.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант проект # 075-15-2019-1934.

1. В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев, УФН **148**(4), 561 (1986).
2. D. G. Makarov, O. V. Tychko, and V. F. Kovalenko, J. Alloys Compd. **369**, 222 (2004).
3. Ж.В. Гуменюк-Сычевская, В.Ф. Коваленко, С.Н. Ляхимец, ФТТ **28**(3), 675 (1986).
4. Р.А. Дорошенко, С.В. Серегин, ФТТ **39**(6), 1081 (1997).
5. Н.В. Воробьева, В.Б. Митюхляев, Физика и техника полупроводников **50**(4), 457 (2016).
6. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. B **73**, 014421 (2006).
7. F. Atoneche, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. B **81**, 214440 (2010).
8. А.М. Калашникова, А.В. Киммель, Р.В. Писарев, УФН **185**(10), 1064 (2015).
9. С.Н. Полулях, В.Н. Бержанский, Е.Ю. Семук, В.И. Белотелов, П.М. Ветошко, В.В. Попов, А.Н. Шапошников, А.Г. Шумилов, А.И. Чернов, ЖЭТФ **159**(2), 307 (2021).
10. С.Н. Полулях, В.Н. Бержанский, Е.Ю. Семук, В.И. Белотелов, П.М. Ветошко, В.В. Попов, А.Н. Шапошников, А.И. Чернов, ЖТФ **91**(7), 1124 (2021).
11. K. An, A. N. Litvinenko, R. Kohno, A. A. Fuad, V. V. Naletov, L. Vila, U. Ebels, G. de Loubens, H. Hurdequint, N. Beaulieu, J. Ben Youssef, N. Vukadinovic, G. E. W. Bauer, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, and O. Klein, Phys. Rev. B **101**, 060407 (2020).
12. A. Rückriegel and R. A. Duine, Phys. Rev. Lett. **124**, 117201 (2020).
13. P. Röschmann and P. Hansen, J. Appl. Phys. **52**, 6257 (1981).
14. H. Suhl, Phys. Rev. **97**, 555 (1955).
15. Дж. Най, *Физические свойства кристаллов*, Мир, М. (1967).
16. А.К. Звездин, А.В. Киммель, Д.И. Плохов, К.А. Звездин, ЖЭТФ **158**(1), 128 (2020).
17. I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, and T. Shimura, J. Appl. Phys. **116**, 043907 (2014).
18. R. Alben, E. M. Gyorgy, J. F. Dillon, and J. P. Remeika, Phys. Rev. B **5**, 2560 (1972).