

## Генерация второй гармоники в структурах с неоднородным распределением намагниченности

И.А. Колмычек,<sup>1,\*</sup> В.Б. Новиков,<sup>1</sup> А.И. Майдыковский,<sup>1</sup> Т.В. Мурзина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет.  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 12.12.2023; после доработки 10.01.2024; подписана в печать 14.01.2024)

Взаимодействие лазерного излучения с магнитными средами является активно развивающейся областью исследований, открывающей широкие возможности как по наблюдению новых эффектов, так и по изучению и характеристике магнетиков на микро- и макроуровнях. Это особенно важно в связи с развитием современных технологий, позволяющих изготавливать структуры с принципиально новыми магнитными и оптическими свойствами, реализация которых в естественных материалах невозможна. В обзоре представлены результаты исследований нелинейно-оптических эффектов в ферромагнитных нано- и микроструктурах, а также пленках разного состава. Продемонстрированы уникальные возможности нелинейно-оптической диагностики анизотропных, вихревых, пиннингovaných магнитных структур, визуализация микромагнитной структуры поверхностных слоев ферритов–гранатов. Исключительная эффективность этих подходов основана как на высокой чувствительности метода генерации оптической второй гармоники к магнитному состоянию наноструктур и границ раздела, так и на свойствах симметрии тензоров магнитоиндуцированной восприимчивости высокого порядка.

PACS: 78.20.Ls, 75.75.+a, 75.70.Rf УДК: 535.016.

Ключевые слова: нелинейная оптика, магнитооптика, наноструктуры, генерация второй гармоники, взаимодействие Дзялошинского–Мори, неоднородное распределение намагниченности.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2420401](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2420401)

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование ферромагнитных наноструктур и тонких пленок с толщиной от единиц до десятков нанометров в последние десятилетия является актуальным и быстроразвивающимся научным направлением. Интерес к таким объектам обусловлен уникальными возможностями их применения для создания миниатюрных функциональных устройств фотоники и спинтроники, магнитных систем хранения информации с высокой плотностью записи и для ряда других приложений [1]. Катализатором исследований в данной области является также существенный прогресс в технологиях изготовления магнитных наноструктур и пленок субволновой толщины. С помощью современных методов литографии (электронно-лучевой, ионно-лучевой, коллоидной и пр.) возможно прецизионное изготовление массивов нанобъектов различной формы, композиционного состава и взаимного расположения, определяющих магнитные и магнитооптические свойства отклика структуры на микро- и макромасштабах. Доступные в настоящее время численные методы, программные пакеты и вычислительные мощности позволяют моделировать как распределение локального электромагнитного поля в субволновых структурах, взаимодействующих с оптическим излучением, так и их намагниченность.

С помощью компьютерных методов можно решать и обратную задачу — подбирать конфигурацию, размеры и материал структуры для придания ей желаемых магнитных, магнитотранспортных и/или магнитооптических свойств. Таким образом, в настоящее время существуют возможности для создания и моделирования новых функциональных ферромагнитных наноструктур, обладающих модифицированными или принципиально новыми свойствами, наличие которых невозможно для объемных материалов. Магнитные свойства таких структур определяются балансом обменной энергии, магнитной анизотропией и полями размагничивания, что может приводить к формированию суперпарамагнитного, монодоменного, вихревого и других состояний. Формирование магнитных структур с параметрами, контролируемыми на нанометровых масштабах, дает возможность исследования и реализации эффектов низкоразмерного магнетизма, обменного взаимодействия слоев, спинзависимого рассеяния и туннелирования, гигантского магнитосопротивления и др. [2, 3].

Создание и исследование наноструктур и тонких пленок требует также развития соответствующих высокочувствительных и неинвазивных методов контроля и диагностики поверхностного магнетизма. Хорошо себя зарекомендовали методы поляризационной [4], магнитно-силовой [5, 6] и рентгеновской микроскопии [7], малоуглового рентгеновского [8] и бриллюэновского рассеяния света [9, 10], холловской магнитометрии [11, 12], лорен-

\* E-mail: [irisha@shg.ru](mailto:irisha@shg.ru)

цевой микроскопии [13]. Отдельно отметим нелинейно-оптический метод генерации второй гармоники (ВГ), одним из наиболее ярких свойств которого является преимущественная локализация источников ВГ на поверхностях и интерфейсах, связанная с симметричным запретом на генерацию ВГ в объеме centrosymmetric сред в электродипольном приближении [14, 15]. Эта селективность сохраняется применительно к генерации магнитоиндуцированной ВГ, что определяет высокую чувствительность метода к магнитным свойствам сред и состоянию их намагниченности [16, 17].

Цель данного обзора состоит в демонстрации уникальных возможностей метода генерации магнитоиндуцированной ВГ для изучения наноструктур различного дизайна и тонких пленок, в которых реализуется неоднородное распределение намагниченности. В обзоре отражены результаты работ, выполненных в течение последних нескольких лет.

## 1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Поляризация вещества  $\mathbf{P}$ , характеризующая его отклик на внешнее монохроматическое электромагнитное поле с частотой  $\omega$ , может быть представлена в виде ряда по степеням напряженности электрического поля световой волны  $\mathbf{E}_\omega$  [14, 15, 18]:

$$\mathbf{P} = \hat{\chi}^{(1)} \cdot \mathbf{E}_\omega + \hat{\chi}^{(2)} : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega + \hat{\chi}^{(3)} : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega + \dots \quad (1)$$

Это разложение, справедливое для однородной среды в электродипольном приближении, описывает локальный отклик системы на внешнее электромагнитное поле и не учитывает пространственную дисперсию среды. Первое слагаемое в (1) описывает линейный по  $\mathbf{E}_\omega$  вклад в поляризацию, остальные члены ряда определяют нелинейный оптический отклик. Второе слагаемое в (1) называется квадратичной поляризацией, величина которой определяется тензором квадратичной восприимчивости,  $\hat{\chi}^{(2)}$ . Важно, что квадратичная поляризация, помимо статической компоненты, отвечающей за эффект оптического выпрямления, имеет составляющую  $\mathbf{P}_{2\omega}$ , осциллирующую на удвоенной частоте воздействующего излучения.

Поляризация  $\mathbf{P}$  входит в уравнения Максвелла, а следовательно, и в волновое уравнение для напряженности электрического или магнитного полей в среде, выступая в качестве источника излучения на соответствующей частоте [19]. Наличие ненулевого второго слагаемого в выражении (1) приводит к появлению компонент поляризации среды, осциллирующих на частоте  $2\omega$ . Это, в свою очередь, приводит к переизлучению света нелинейным материалом на удвоенной частоте, т.е. к эффекту генерации ВГ в отраженном и прошедшем излучениях. Аналогичным образом происходит генерация тре-

тей и более высоких гармоник при наличии соответствующих составляющих нелинейной поляризации более высоких порядков.

Нелинейный характер генерации ВГ приводит к тому, что интенсивность излучения второй гармоники, индуцированная квадратичной поляризацией, пропорциональна четвертой степени амплитуды электрического поля  $\mathbf{E}_\omega$  излучения, воздействующего на нелинейно-оптическую среду:

$$I_{2\omega} \propto |\mathbf{E}_{2\omega}|^2 \propto |\mathbf{P}_{2\omega}^{(2)}|^2 \propto |\mathbf{E}_\omega|^4. \quad (2)$$

Следует отметить, что нелинейная восприимчивость второго порядка ( $\hat{\chi}^{(2)}$ ) является тензором третьего ранга; в centrosymmetric средах все его компоненты (так же, как и для всех восприимчивостей четного порядка) в электродипольном приближении равны нулю [18, 20]. В то же время на поверхности любого вещества центральная симметрия нарушается, что приводит к генерации ВГ от поверхности даже centrosymmetric материалов [19]. Это свойство приводит к тому, что генерация ВГ является уникальным неразрушающим оптическим методом, обладающим высокой чувствительностью к свойствам поверхности, интерфейсов и наноструктур. Следует отметить, что в таком случае не идет речь о фазовом синхронизме — ведь генерация света с удвоенной частотой происходит в атомарно тонком слое, а квантовый выход ВГ оказывается весьма мал — около  $10^{-13}$ – $10^{-14}$  для гладкой поверхности серебра. Однако он вполне может быть зарегистрирован в эксперименте с использованием импульсного лазерного излучения и несет в себе большой объем информации о свойствах изучаемого интерфейса, например его кристаллографической симметрии [21].

Впервые вопрос о генерации второй гармоники в средах с макроскопической намагниченностью был рассмотрен в работе [22]. Теоретически показано, что в магнитных средах возможна генерация магнитоиндуцированной ВГ (МВГ), интенсивность, фаза и/или поляризация которой зависят от намагниченности материала. Первые эксперименты по генерации МВГ выполнены для металлических ферромагнитных пленок [23] и феррит–гранатов [24].

В отличие от статического электрического поля намагниченность  $\mathbf{M}$  является аксиальным вектором, не меняется при преобразованиях полярного базиса и, следовательно, не нарушает инверсионной симметрии среды [25]. Поэтому магнитоиндуцированная квадратичная поляризация возникает только в неcentrosymmetric средах или на поверхностях и границах раздела centrosymmetric сред, сохраняя и дополняя возможности поверхностно-чувствительного метода генерации ВГ. С другой стороны, аксиальный вектор  $\mathbf{M}$  меняет знак при инверсии времени, что обуславливает особенности явления генерации магнитоиндуцированной ВГ [26].

Для однородно намагниченных сред нелинейная поляризация второго порядка может быть пред-

ставлена следующим образом [16]:

$$\mathbf{P}_{2\omega} = \hat{\chi}^{(2)cr} : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega + \hat{\chi}^{(3)magn} : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \mathbf{M}. \quad (3)$$

В выражении (3) первое слагаемое описывает кристаллографический (не зависящий от намагниченности) вклад в нелинейную поляризацию, тогда как второе слагаемое пропорционально  $\mathbf{M}$  и отлично от нуля только в присутствии намагниченности. Кристаллографический вклад описывается полярным тензором  $\hat{\chi}^{(2)cr}$  третьего ранга, магнитоиндуцированный вклад — аксиальным тензором (псевдотензором)  $\hat{\chi}^{(2)magn}$  четвертого ранга [27]. Набор ненулевых компонент  $\hat{\chi}^{(2)magn}$  зависит от кристаллографической симметрии кристалла или поверхности centrosymmetric структуры [23, 28]. Удобно рассматривать намагниченность как параметр, тогда последнее слагаемое в выражении (3) можно записать в виде  $\hat{\chi}^{(2)magn}(M) : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega$ , в этом случае  $\hat{\chi}^{(2)magn}(M)$  является тензором 3-го ранга. В простейшем случае при описании МВГ можно ограничиться линейным по намагниченности вкладом в  $\hat{\chi}^{(2)magn}$  (обозначим его  $\hat{\chi}^{(2)odd}$ ), однако, как будет показано далее, метод генерации МВГ позволяет детектировать и вклады в магнитоиндуцированный нелинейно-оптический отклик более высоких порядков по намагниченности. В результате за счет вовлечения тензоров нелинейной восприимчивости более высокого ранга становится возможным определять нетривиальные состояния намагниченности, что недоступно методам линейной магнитооптики.

По аналогии с линейной магнитооптикой при отражении света от поверхности магнитной среды различают экваториальный, меридиональный и полярный эффекты Керра при генерации магнитоиндуцированной ВГ в зависимости от ориентации  $\mathbf{M}$  по отношению к плоскости поверхности изучаемой структуры и направлению падения излучения [29]. При этом в полярной и меридиональной схемах эксперимента наблюдаются магнитоиндуцированные поворот плоскости поляризации света и изменение его эллиптичности; напротив, в схеме экваториального эффекта Керра намагниченность среды изменяет интенсивность излучения.

Следует отметить, что величины магнитооптических (МО) эффектов при генерации ВГ, как правило, на 1–2 порядка по величине превышают их линейные магнитооптические аналоги, что обуславливает широкие возможности нелинейно-оптических методов для исследования магнитных сред, в том числе структур с нетривиальным состоянием намагниченности. При этом если источником линейного МО отклика служит «объем» магнитной среды на глубине порядка длины волны света или длины экстинкции в случае сильно поглощающих материалов, то генерация магнитоиндуцированной ВГ происходит преимущественно на поверхности и границах раздела, во многом определяясь пространственным масштабом, сравнимым с периодом кристаллической решетки. Таким образом, нелинейно-оптические методы могут быть

эффективно использованы для исследования распределения магнитных моментов, магнитного упорядочения, определения направления осей легкого намагничивания, свойств наноструктур и скрытых интерфейсов [30, 31].

В насыщающем магнитном поле характеристической величины магнитоиндуцированного нелинейно-оптического отклика является магнитный контраст интенсивности ВГ, определяемый соотношением

$$\rho_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}(+H) - I_{2\omega}(-H)}{I_{2\omega}(+H) + I_{2\omega}(-H)} \propto \frac{\chi^{(2)odd}}{\chi^{(2)cr}}, \quad (4)$$

где  $I_{2\omega}(+H)$  и  $I_{2\omega}(-H)$  — интенсивности отраженной (или прошедшей) ВГ, измеренные при противоположных значениях насыщающего внешнего магнитного поля,  $H$ . Отметим, что величина магнитного контраста не полностью характеризует магнитоиндуцированный отклик на частоте ВГ — необходимо иметь информацию о фазовых соотношениях интерферирующих полей на удвоенной частоте, вызванных  $\hat{\chi}^{(2)cr}$  и  $\hat{\chi}^{(2)magn}$ ; для этого используют метод нелинейной интерферометрии [32].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по изучению генерации ВГ, описанные в настоящем обзоре, были проведены при воздействии на исследуемые структуры излучения импульсного титан-сапфирового лазера, генерирующего импульсы света длительностью 80 фс с центральной длиной волны излучения 800 нм, частотой следования импульсов 80 МГц и средней мощностью около 150 мВт. Излучение накачки с требуемой (линейной или круговой) поляризацией фокусировалось на образец в область диаметром порядка 30–50 мкм. Фильтры, расположенные после образца, поглощали излучение накачки и выделяли прошедшее или отраженное от исследуемой структуры излучение ВГ, которое затем проходило через анализатор (призму Глана–Тейлора) и регистрировалось фотоэлектронным умножителем (Hamamatsu R4220P), работающим в режиме счета фотонов. Часть излучения накачки отводилась в т.н. канал сравнения, в котором генерировался сигнал ВГ от эталонного нелинейного кристалла (кристаллический кварц). Этот сигнал служил нормировкой для мощности излучения второй гармоники порождаемой исследуемой структурой, позволяя снизить влияние флуктуаций лазерного излучения на регистрируемый сигнал ВГ. При изучении магнитоиндуцированных эффектов в отклике на частоте ВГ структура помещалась в статическое магнитное поле, создаваемое электромагнитом, с требуемой ориентацией и величиной.

### 3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ПЛЕНКИ СОСТАВА ФЕРРОМАГНЕТИК/ДИЭЛЕКТРИК/ ФЕРРОМАГНЕТИК

Комбинирование тонких пленок ферромагнетиков с различной коэрцитивностью, антиферромагнетиков и немагнитных материалов позволяет получать композитные структуры с принципиально новыми магнитными свойствами и исследовать, таким образом, новые физические процессы.

Фундаментальный интерес представляет изучение обменного взаимодействия магнитных слоев нанометровой толщины; важное место в таких исследованиях принадлежит методам нелинейной оптики. Так, в работе [33] с помощью нелинейно-оптических методов исследовалось обменное взаимодействие в мультислойных пленках состава  $\text{CoO}/\text{Cu}/\text{Fe}$ , в которых, в зависимости от толщины медной прослойки, варьировалась обменная связь между ферромагнитным (Fe) и антиферромагнитным (CoO) слоями. Обнаружена корреляция между магнитооптическим эффектом Керра на частоте ВГ и величиной обменного взаимодействия в такой структуре. При этом показано, что сдвиг петли магнитного гистерезиса, вызванный этим взаимодействием на границе раздела  $\text{CoO}/\text{Cu}$ , сохраняется при температуре выше температуры блокировки. Другим примером эффективного применения поверхностно-чувствительного метода генерации ВГ является изучение магнитных и симметричных эффектов в обменно-связанных слоях со структурой  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$  [34]. В случае пленок ферромагнетик/ферромагнетик [35] на основе сравнительного анализа результатов линейных и нелинейных магнитооптических экспериментов, а также благодаря анализу симметрии тензора  $\hat{\chi}^{(2)}$  удалось, в частности, разделить вклады различных интерфейсов в формирование нелинейно-оптического отклика структуры.

В данном разделе приведены результаты исследования особенностей нелинейно-оптического отклика мультислойных пленок обменно-связанных слоев в структуре ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик. Основное внимание в работе уделено поиску четных по намагниченности вкладов в нелинейный магнитооптический отклик, в особенности вклада, пропорционального произведению намагниченностей соседствующих слоев  $\sim M_I M_{II}$ , который можно ассоциировать с их обменным взаимодействием.

Ферромагнитные трехслойные структуры состава  $\text{CoFe}(20)/\text{Al}_2\text{O}_3(2)/\text{CoFe}(10)$  были изготовлены в ИФМ РАН методом магнетронного напыления; толщины слоев в нанометрах приведены в скобках. Для уменьшения коэрцитивности первого слоя  $\text{CoFe}$  он был нанесен на тонкую пленку пермаллоя толщиной около 2 нм; схема структуры приведена на вставке к рис. 1. Магнитные слои разделены диэлектриком  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 2 нм.

На рис. 1, а приведена зависимость магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации излу-

чения, отраженного структурой  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{CoFe}$ , от напряженности приложенного меридионального магнитного поля. Наблюдается гистерезис магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), в котором видны характерные «ступеньки», соответствующие перемагничиванию каждого из слоев  $\text{CoFe}$  с коэрцитивными силами  $H_I = 93$  Гс и  $H_{II} = 14$  Гс. Таким образом, в структуре реализуемы четыре магнитных состояния — два с параллельными и два с антипараллельными магнитными моментами ферромагнитных слоев  $\text{CoFe}$ , как схематично показано на рис. 1, а стрелками. Кривые на рис. 1, а хорошо аппроксимируются выражением

$$I_\omega(H) = I_0 + a_I(M_I) + a_{II}(M_{II}), \quad (5)$$

где второе и третье слагаемые соответствуют вкладам двух магнитных слоев,  $a_i(M_i) \propto M_i \propto \arctg(\gamma_i(H \pm H_i))$ , нижние индексы  $i = I, II$  обозначают номер магнитного слоя, а знаки  $\pm$  соответствуют разным ветвям петли гистерезиса МОЭК. Аппроксимация дает следующие значения параметров:  $\gamma_I = 0.26$  Гс $^{-1}$ ,  $\gamma_{II} = 0.41$  Гс $^{-1}$ ,  $H_I = 93$  Гс,  $H_{II} = 14$  Гс, которые необходимы для дальнейшего анализа результатов генерации ВГ в таких структурах.

Нелинейно-оптические эксперименты проводились в геометрии Фохта при экваториальном намагничивании структуры и регистрации  $p$ -поляризованного излучения ВГ, распространяющегося в направлении прошедшего луча накачки. Согласно симметричному анализу, в этом случае ожидается магнитоиндуцированное изменение интенсивности излучения ВГ. Обнаружено, что форма петлей магнитного гистерезиса ВГ для трехслойной пленки  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{CoFe}$  весьма нетривиальна, существенно зависит от угла падения  $\theta$  и поляризации зондирующего излучения. Например, при  $p$ -поляризованном лазерном излучении и  $\theta = 35^\circ$  наблюдаются две «ступеньки» на левой ветви петли гистерезиса интенсивности ВГ, которые соответствуют перемагничиванию двух слоев  $\text{CoFe}$  с разной коэрцитивностью (рис. 1, б), аналогично наблюдавшемуся в линейном МОЭК (рис. 1, а). Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, б, были аппроксимированы функцией:

$$I_{2\omega}^{pp}(H) \propto |\chi_{pp}^{cr} + \chi_{pp,I}^{odd} + \chi_{pp,II}^{odd}|^2, \quad (6)$$

где нижний индекс  $pp$  означает, что при  $p$ -поляризованном излучении накачки регистрируется  $p$ -поляризованное излучение ВГ; зависимости восприимчивостей от магнитного поля имеют вид  $\chi_{pp,i}^{odd} \propto M_i$ , а параметры  $\gamma_I$ ,  $\gamma_{II}$ ,  $H_I$  и  $H_{II}$  были определены из аппроксимации данных линейного МОЭК, как описано выше, и фиксированы. Видно, что аппроксимирующая кривая хорошо ложится на экспериментальные точки (сплошная кривая на рис. 1, б). Стоит также отметить, что источниками генерации магнитоиндуцированной ВГ являются границы раздела  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CoFe}/\text{воздух}$

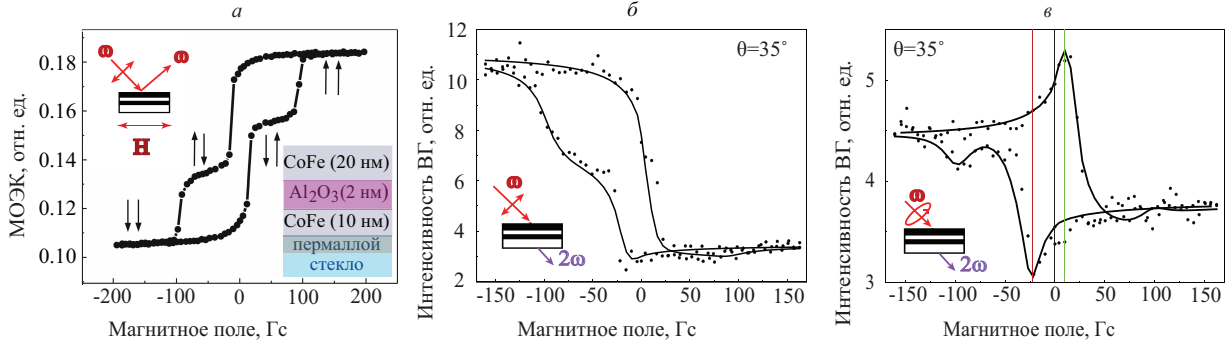


Рис. 1. а — Зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля в геометрии меридионального эффекта Керра для трехслойной структуры CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe (на вставке — схема эксперимента), сплошная линия — результат аппроксимации функцией вида 5; б, в — гистерезисы интенсивности генерации ВГ в пленке CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe для линейно и циркулярно поляризованного излучения накачки, угол падения 35°, сплошные кривые — результат аппроксимации экспериментальных точек функциями (6) и (7) соответственно [36, 37]

и CoFe(пермаллой)/стекло, поскольку все составляющие образец материалы centrosymmetric и электродипольная нелинейная восприимчивость второго порядка в их объеме обращается в нуль. Таким образом, линейный по намагниченности вклад во ВГ от первого слоя CoFe, описываемый компонентой нелинейной восприимчивости  $\chi_{pp,I}^{odd}$ , определяется интерференцией полей ВГ от границ раздела CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и CoFe/воздух, тогда как эффективная восприимчивость  $\chi_{pp,II}^{odd}$  второго ферромагнитного слоя в структуре определяется вкладами интерфейсов CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и CoFe/пермаллой.

Обнаружено, что гистерезис интенсивности ВГ при циркулярно поляризованном лазерном излучении, показанный на рис. 1, в, проявляет более сложный вид. Оказалось, что для описания этой зависимости недостаточен учет только линейных по  $\mathbf{M}$  составляющих и требуется рассматривать также четные (квадратичные) по намагниченности вклады. В результате интенсивность ВГ определяется выражением

$$I_{2\omega}^{cp}(H) \propto |\chi_{cp}^{cr} + \chi_{cp,I}^{odd} + \chi_{cp,II}^{odd} + \chi_{cp,I}^{even} + \chi_{cp,II}^{even} + \chi_{cp,I+II}^{even}|^2, \quad (7)$$

где  $\chi_{cp,i}^{even} \propto M_i^2$ ,  $\chi_{cp,I+II}^{even} \propto M_I M_{II}$ , индекс  $i$  нумерует слои CoFe,  $i = I, II$ : нижний индекс  $cp$  означает, что при циркулярно-поляризованном излучении накачки регистрируется  $p$ -поляризованное излучение ВГ. Из аппроксимации данных эксперимента получен принципиально важный результат — нечетные и четные по намагниченности вклады в нелинейный сигнал имеют примерно одинаковую величину при накачке циркулярно поляризованным светом. Квадратичный по намагниченности вклад в интенсивность ВГ такой величины ранее не наблюдался.

Основополагающий механизм обнаруженного явления — относительное «подавление» эффективной нечетной по намагниченности компоненты тензора квадратичной восприимчивости при циркуляр-

но поляризованном излучении накачки. В пользу такого вывода говорит сравнение величин магнитного контраста интенсивности ВГ, за который отвечают нечетные компоненты: если при линейном  $p$ -поляризованном излучении накачки  $\rho_{2\omega} \approx 50\%$ , то для циркулярной поляризации контраст значительно меньше,  $\rho_{2\omega} \approx 10\%$ . Подавление линейных по намагниченности эффектов достигается вследствие наличия компоненты  $\chi_{xyyy}^{odd}$ , которая противоположна по фазе остальным компонентам  $\chi_{cp}^{odd}$  и синфазна с  $\chi_{pp}^{odd}$  [36]. Здесь выбрана система координат с осью  $Z$  вдоль нормали к пленке и осью  $X$ , ориентированной в плоскости падения света, а первый индекс в  $\chi_{xyyy}^{odd}$  указывает компоненту нелинейной поляризации.

Для данной структуры был обнаружен новый вклад в генерацию ВГ, который можно описать с помощью нелинейной восприимчивости, пропорциональной скалярному произведению магнитных моментов двух слоев CoFe,  $\chi_{cp,I+II}^{even} \propto M_I M_{II}$ , и который можно связать с их обменным взаимодействием. Эффект соразмерен квадратичным по намагниченности вкладам и наблюдается наиболее явно при циркулярно поляризованном зондирующем излучении. Проявление  $\chi_{cp,I+II}^{even}$  в генерации ВГ можно видеть даже без аппроксимации экспериментальных зависимостей, анализируя асимметрию гистерезисов ВГ при относительно малых значениях приложенного магнитного поля. На рис. 1, в различия в величинах магнитного поля, соответствующих максимуму и минимуму интенсивности генерации ВГ,  $H_{min}$  и  $H_{max}$ , показаны цветными линиями; видно, что  $|H_{min}| \neq -|H_{max}|$ . Таким образом, асимметрия магнитного гистерезиса интенсивности ВГ отражает обменное взаимодействие  $M_I M_{II}$  магнитных слоев в структуре.

Таким образом было показано, что визуализация взаимодействия магнитных слоев возможна нелинейно-оптическими методами, причем предпочтительно использование циркулярно поляризованного излучения накачки [36, 37].

#### 4. ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

В данном разделе приведены результаты исследования свойств границ раздела пленок ферромагнитного металла (кобальта) и тяжелого металла с большим значением константы спин-орбитального взаимодействия. Интерес представляет, в частности, возникновение дополнительного взаимодействия магнитных моментов на интерфейсах (рис. 2, *a*), известное как поверхностно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского–Мории (ВДМ) [2, 38, 39]. Экспериментально и теоретически было показано, что ВДМ приводит к формированию нетривиальных магнитных состояний на границах раздела, таких как блоховский и неелевский скирмионы, анти- и бискирмионы, т.н. «магнитные пузыри» и проч. [40, 41]. Хиральные магнитные состояния характеризуются отличным от нуля векторным произведением вида  $\mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M}$ , определяющим т.н. флексомагнитоэлектрический вектор  $\mathbf{Q}$ :

$$Q_i = \epsilon_{ijk} \left[ \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_j} \right]_k, \quad (8)$$

где  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{|\mathbf{M}|}$ ,  $\epsilon_{ijk}$  — тензор Леви–Чивиты. В рамках феноменологического подхода было показано, что наличие на границе раздела хирального распределения намагниченности и, соответственно, отличного от нуля вектора  $\mathbf{Q}$ , приводит к возникновению статической электрической поляризации флексомагнитоэлектрического происхождения, которая может служить дополнительным источником нелинейной поляризации  $\mathbf{P}_{2\omega}^Q$  на частоте ВГ [42].

Экспериментальное изучение соответствующих эффектов является сложной задачей, поскольку, во-первых, речь идет не о поверхности, а о скрытых границах раздела, доступных для изучения очень ограниченному числу методов. Во-вторых, диагностика хиральных магнитных состояний на границе раздела требует регистрации слабых магнитных эффектов, индуцированных на поверхности, на фоне магнитооптического отклика гораздо более толстых окружающих пленок, что возможно с использованием методов рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, спин-поляризованной туннельной микроскопии и лоренцевой микроскопии [9].

Поскольку метод генерации ВГ обладает высокой чувствительностью к свойствам интерфейсов, была поставлена задача визуализировать вклад в квадратичный нелинейно-оптический отклик нетривиальных состояний намагниченности на границах раздела, связанных с обусловленными ВДМ сильными градиентами  $\mathbf{M}$  вдоль нормали к слоям.

Магнитные бислойные структуры  $\text{Co}(20 \text{ нм})/\text{Pt}(3 \text{ нм})$  и  $\text{Co}(20 \text{ нм})/\text{Ta}(3 \text{ нм})$  были изготовлены в ИФМ РАН (г. Нижний Новгород) методом магнетронного напыления в атмосфере аргона. Напыление проводилось с отдельных мишеней Ta, Co, Pt при комнатной температуре на подложки из кристаллического кремния или

покровного стекла. Выбор тяжелых металлов (Ta и Pt) обусловлен большими значениями их констант спин-орбитального взаимодействия, знак которых различен для тантала и платины. В связи с этим можно ожидать, что эффекты, индуцированные ВДМ на границах раздела кобальта с платиной и с танталом, будут иметь разный знак. Для сравнения были изготовлены двухслойные пленки состава Co/Cu, Co/Au, Co/Ag и Co/MgO, для которых эффект ВДМ значительно меньше или пренебрежимо мал. Это связано с тем, что для меди, золота и серебра величина константы спин-орбитального взаимодействия в несколько раз меньше, чем для Pt и Ta. В случае диэлектрика оксида магния на границе с ним ВДМ не возникает. Таким образом, на основе сравнительного анализа нелинейно-оптического отклика серии указанных структур можно сделать выводы о состоянии намагниченности кобальта на границе раздела с немагнитными материалами. Аналогичные исследования проведены для более сложных (трехслойных) структур состава Pt(3 нм)/Co(3 нм)/Pt(3 нм), Pt(3 нм)/Co(3 нм)/Ta(3 нм), Ta(3 нм)/Co(3 нм)/Ta(3 нм), в которых ВДМ может возникать одновременно на двух интерфейсах Co/тяжелый металл.

Характеризация магнитных свойств пленок проводилась методом МОЭК. Гистерезисы керровского вращения имеют обычный для ферромагнитных пленок вид [43, 44], коэрцитивность составляет 15–20 Гс, поле насыщения — около 100 Гс. Нелинейно-оптические эксперименты проводились в геометрии «на отражение», угол падения составлял  $\theta = 45^\circ$ . В этой схеме были измерены зависимости интенсивности ВГ от напряженности меридионального магнитного поля. Для системы координат, в которой поверхность пленок соответствует плоскости  $XOY$ , плоскость падения  $XOZ$ , а магнитное поле ориентировано вдоль оси  $OX$ , возникают следующие нечетные по намагниченности компоненты тензора квадратичной восприимчивости [23]:

$$\chi_{xyx}^{odd} = \chi_{xxy}^{odd}, \chi_{yxx}^{odd}, \chi_{yyy}^{odd}, \chi_{yzz}^{odd}, \chi_{zyz}^{odd} = \chi_{zzy}^{odd}. \quad (9)$$

Таким образом, при  $p$ -поляризованном излучении накачки в генерации ВГ участвуют две магнитные нечетные компоненты,  $\chi_{yxx}^{odd}$  и  $\chi_{yzz}^{odd}$ , дающие вклад в генерацию только  $s$ -поляризованной ВГ. В каждой структуре проведено две серии измерений — при детектировании  $p$ -поляризованной ВГ и т.н. *mixed*-поляризованного излучения второй гармоники, плоскость поляризации которого ориентирована под углом  $45^\circ$  к плоскости падения (рис. 2, *b*). Будем называть второй вариант «разрешенной геометрией», так как при таком положении анализатора наблюдается и  $p$ -поляризованная кристаллографическая, и  $s$ -поляризованная магнитоиндуцированная волны ВГ. Другими словами, в этом случае возможно измерение магнитооптического поворота плоскости поляризации излучения ВГ, являющегося стандартным эффектом для данной

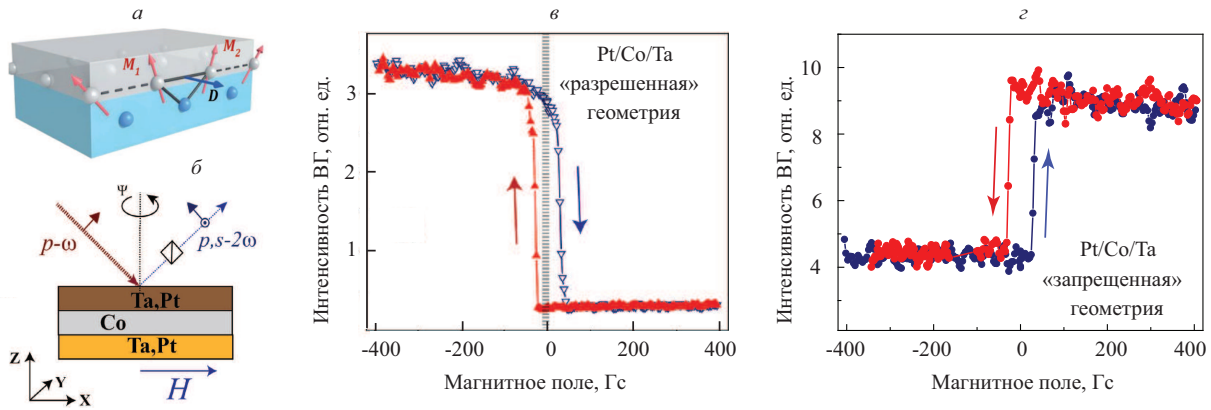


Рис. 2. *a* — Схема ВДМ атомов ферромагнетика (белые) и немагнитного материала (голубые) на границе раздела,  $\mathbf{D}$  — вектор Дзялошинского–Мории,  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — магнитные моменты атомов ферромагнетика [39]; *b* — схема эксперимента для исследования ВДМ в структуре Ta/Co/Pt на кремниевой подложке; *v*, *z* — гистерезисы интенсивности *mixed*- и *p*-поляризованной ВГ соответственно, ось легкого намагничивания параллельна внешнему магнитному полю

геометрии эксперимента.

Схему измерения, в которой детектировалось *p*-поляризованное излучение ВГ, будем называть «запрещенной» геометрией, поскольку в таком случае магнитоиндуцированных изменений интенсивности генерации ВГ от латерально симметричной однородно намагниченной пленки возникать не должно. Именно поэтому в «запрещенной» геометрии можно надеяться обнаружить малый вклад нетривиальных состояний намагниченности на внутренних интерфейсах пленок в наблюдаемый квадратичный нелинейно-оптический отклик структур. В «разрешенной» геометрии этот вклад незаметен на фоне более выраженных магнитоиндуцированных эффектов [43, 44].

Обнаружено, что в структурах Co/Pt и Co/Ta магнитный контраст ВГ в насыщающем магнитном поле в «запрещенной геометрии» имеет разный знак и составляет  $\rho_{2\omega} = 6.0 \pm 1.5\%$  для структуры Co/Pt и  $\rho_{2\omega} = -3.0 \pm 1.5\%$  для Co/Ta [44]. С учетом описанных выше свойств симметрии магнитоиндуцированной составляющей волны ВГ можно предположить, что наличие магнитного контраста ВГ в «запрещенной» геометрии связано с наличием нетривиальных состояний намагниченности на границах раздела кобальта с Pt и Ta, обусловленных разным знаком ВДМ для этих интерфейсов [38].

Аналогичные эксперименты были также проведены в структурах Co/Ag, Co/Au, Co/Cu и Co/MgO. Подтверждено, что в них в «запрещенной» геометрии магнитоиндуцированная ВГ отсутствует в пределах погрешности эксперимента [45].

На рис. 2, *v*, *z* приведены зависимости интенсивности ВГ от напряженности меридионального магнитного поля  $\mathbf{H}$  для *mixed*- и *p*-поляризованной составляющих ВГ в структуре Ta/Co/Pt. В «разрешенной» геометрии наблюдается гистерезис интенсивности ВГ с выходом на насыщение при  $|\mathbf{H}| \approx 70$  Гс, при этом величина  $|\rho_{2\omega}| \approx 70\%$ . В «запрещенной» геометрии наблюдается область пере-

магничивания  $|\mathbf{H}| < 70$  Гс, а также ненулевой магнитный контраст  $|\rho_{2\omega}| \approx 30 - 35\%$  в насыщающем поле [46].

В пленке Pt/Co/Pt в «разрешенной геометрии» магнитный контраст составляет  $|\rho_{2\omega}| \approx 15\%$ , а в «запрещенной» —  $|\rho_{2\omega}| \approx 3\%$ . В структуре Ta/Co/Ta эти значения составляют  $|\rho_{2\omega}| \approx 10\%$  и  $\rho_{2\omega} \approx 0\%$  соответственно. Таким образом, наибольшие магнитные эффекты демонстрирует структура Ta/Co/Pt.

Проведенные исследования позволяют заключить, что наблюдение магнитоиндуцированных эффектов в квадратичном нелинейно-оптическом отклике в «запрещенной» геометрии связано с формированием неоднородной намагниченности на интерфейсах ферромагнитного (Co) и тяжелого (Pt, Ta) металлов, т.к. однородно намагниченная структура не дает генерации магнитоиндуцированной *p*-поляризованной ВГ. Неоднородное распределение намагниченности может быть связано с различными эффектами:

- шероховатостями поликристаллических магнитных слоев;
- наличием переходных слоев на интерфейсах, связанных с частичной взаимной диффузией граничащих материалов;
- градиентами намагниченности.

Коллегами из Саратовского государственного университета было исследовано бриллюэновское рассеяние в изучаемых мультислойных пленках и было показано, что асимметрия спектров рассеяния отражает наличие ВДМ на интерфейсах, которое можно связать с наличием хиральных состояний намагниченности [46]; максимальная величина константы ВДМ наблюдается в асимметричной структуре Ta/Co/Pt. Данный вывод является ожидаемым, поскольку ВДМ в данном случае усиливается вследствие наличия двух противополож-

но ориентированных интерфейсов ферромагнитного и тяжелого металлов с константами ВДМ разных знаков. Следует также отметить, что интенсивность немагнитного сигнала ВГ в асимметричной структуре Ta/Co/Pt примерно на порядок превышает интенсивность квадратичного оптического отклика от бислойных пленок и от симметричных структур Ta/Co/Ta и Pt/Co/Pt. Возрастание сигнала ВГ в несимметричной пленочной структуре Ta/Co/Pt определяется тем, что вклады в генерацию ВГ от симметричных границ тонкой пленки интерферируют деструктивно, тогда как для несимметричной структуры с границами раздела, характеризующимися противоположными знаками ВДМ, эффекты, обусловленные наличием хиральных интерфейсных состояний, должны усиливаться.

Удельная намагниченность интерфейсов обычно отличается от «объемной», что является причиной возникновения макроскопически неоднородного распределения  $\mathbf{M}$  на границах раздела магнетиков. В таком случае необходимо рассматривать дополнительные вклады в квадратичную восприимчивость, учитывающие более высокие поправки по намагниченности и ее пространственной дисперсии [17, 47]:

$$\begin{aligned} \chi_{ijk} = & \chi_{ijk}^{cr} + \chi_{ijkL}^{odd} M_L + \chi_{ijkLM}^{even} M_L M_M + \\ & + \chi_{ijklM}^{\nabla} \nabla_l M_M + \chi_{ijkLmN}^{\nabla} M_L \nabla_m M_N + \\ & + \chi_{ijklMnP}^{\nabla} \nabla_l M_M \nabla_n M_P, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\mathbf{M}$  — локальная намагниченность структуры, а индексы, обозначенные заглавными буквами, соответствуют ее компонентам; при этом предполагается суммирование по повторяющимся нижним индексам. Слагаемые в (3), содержащие верхний индекс  $\nabla$ , соответствуют вкладам в квадратичную восприимчивость, пропорциональным градиенту  $\mathbf{M}$ . Вклады, характеризующие тензорами  $\hat{\chi}$  с четным числом полярных индексов (обозначенных строчными буквами в (3)), разрешены по симметрии в centrosymmetric материалах, к которым относятся Co, Pt, Ta и др.

В схеме меридионального эффекта Керра в выбранной системе координат намагниченность ферромагнитных слоев параллельна оси  $OX$  и основной вклад в магнитоиндуцированную квадратичную восприимчивость дают градиенты намагниченности вдоль нормали  $OZ$ ,  $\nabla_z M_x$  и  $\nabla_z M_z$  и предпоследнее слагаемое в (3), а именно члены вида  $M_z \nabla_z M_z$  и  $M_x \nabla_z M_z$ . Градиенты  $z$ -компоненты намагниченности могут возникнуть в рассматриваемой структуре за счет индуцированных ВДМ нетривиальных состояний намагниченности на интерфейсе.

Таким образом, экспериментальные исследования серии латерально изотропных пленок кобальта, граничащего с различными немагнитными веществами, показали, что

а) в «разрешенной» геометрии во всех структурах наблюдается гистерезис магнитоиндуци-

рованной ВГ, что характерно для генерации ВГ на интерфейсах ферромагнетика;

б) в «запрещенной» геометрии знак и величина магнитного контраста коррелирует со знаком константы спин-орбитального взаимодействия.

Таким образом, природа возникновения  $p$ -поляризованной ВГ связана, вероятно, с градиентами намагниченности на границах раздела кобальта с тяжелыми металлами вследствие ВДМ. В то же время на интерфейсах Co/диэлектрик, Co/Cu, Co/Ag и Co/Au нетривиальные состояния намагниченности не возникают.

## 5. ПИННИНГОВАННЫЕ ПЛЕНКИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

Современные технологии позволяют изготавливать высококачественные металлические магнитные нанопленки, что открывает возможности для наблюдения новых магнитных и транспортных свойств в искусственных наноматериалах. В бислойной пленке антиферромагнетик (АФМ)/ферромагнетик (ФМ) обменное взаимодействие между спинами этих материалов может приводить к возникновению выделенного направления намагниченности, т.е. пиннингу [48–50]. Пиннинг реализуется при охлаждении структуры от начальной температуры, превышающей температуру Нееля для антиферромагнетика,  $T_N$ , в присутствии статического насыщающего магнитного поля. При этом  $T_N$  должна быть ниже температуры Кюри для ферромагнетика,  $T_C$ . Тогда после охлаждения при температуре  $T < T_N$  петля гистерезиса намагниченности исследуемой структуры оказывается смещена вдоль оси абсцисс в направлении, противоположном приложенному при охлаждении магнитному полю. Для пиннированной таким образом АФМ/ФМ пленки внешнее магнитное поле, необходимое для перемагничивания ферромагнетика, оказывается выше, чем при отсутствии пиннинга, — ведь в этом случае необходимо преодолеть микроскопическое магнитное поле, создаваемое упорядоченными спинами антиферромагнетика на интерфейсе. Таким образом, формируется однонаправленная магнитная анизотропия, основным признаком которой является сдвиг петли магнитного гистерезиса, величину которого будем обозначать  $H_{EB}$  (от англ. exchange bias) [48]. Иногда, при слабой анизотропии АФМ, после вышеописанного охлаждения бислойной пленки АФМ/ФМ петля гистерезиса становится шире, т.е. увеличивается коэрцитивность. Такой эффект возникает в случае, если при перемагничивании структуры спины АФМ и ФМ начинают вращаться вместе [48].

Обычно пиннинг разрушается при нагревании пленки до температуры, превышающей температуру Нееля. Однако в наноструктурированных средах обменное взаимодействие нарушается при



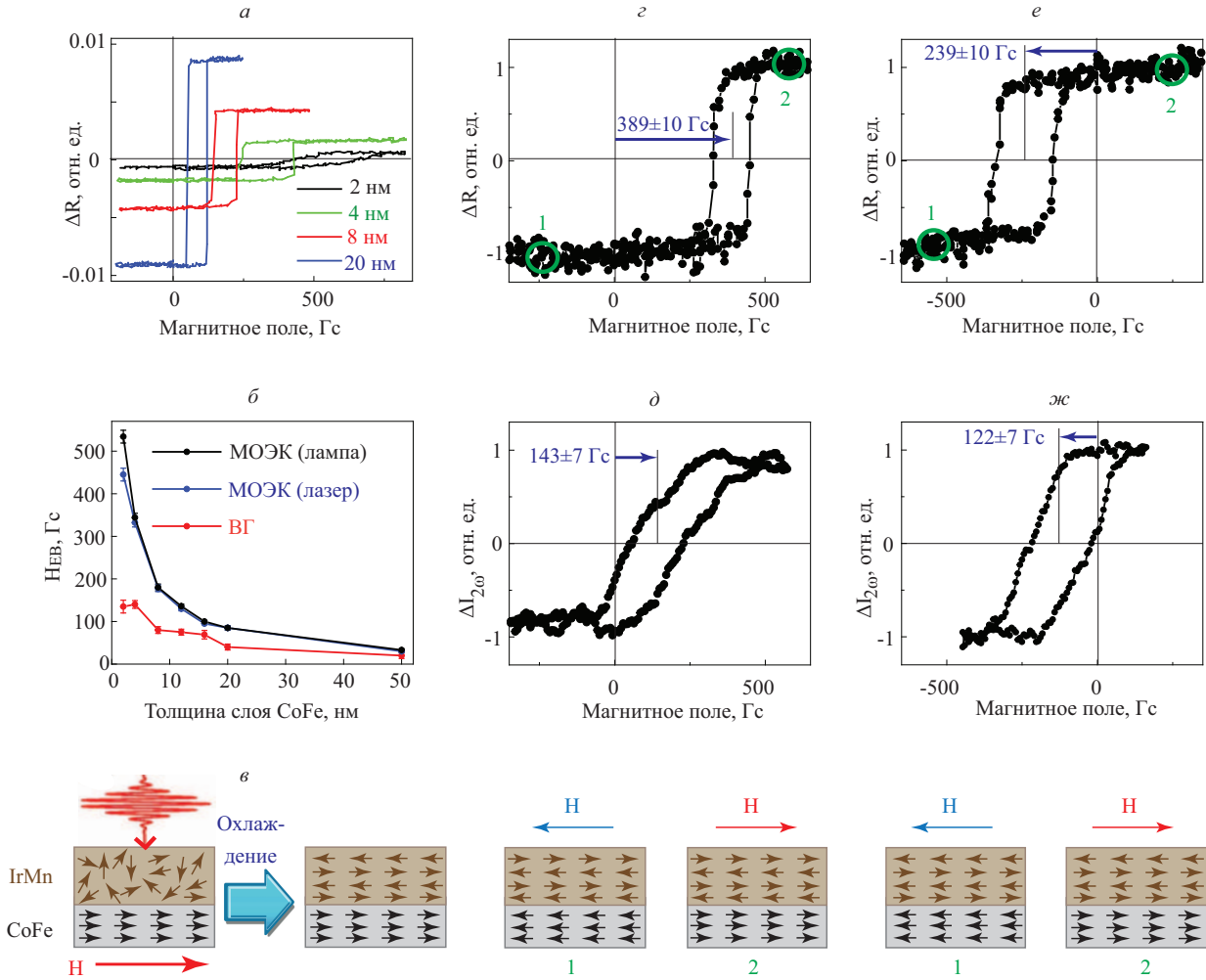


Рис. 3. Экспериментальные данные для серии пиннигованных пленок IrMn/CoFe [57]: *a* — гистерезисы линейного экваториального МОЭК в структурах с различными толщинами слоя ферромагнетика; *б* — зависимости  $H_{EB}^{MOKE}$  от  $d_{CoFe}$ , полученные с использованием галогенной лампы (черные точки), низкоинтенсивного лазерного излучения (синие точки) и для  $H_{EB}^{SHG}$  (красные точки); *в* — схема переключения пиннинга намагниченности; *г*, *д* — гистерезисы МОЭК и ВГ в исходной пленке с  $d_{CoFe} = 4$  нм; *е*, *ж* — гистерезисы МОЭК и ВГ в той же пленке после переключения пиннинга намагниченности. Магнитное поле было приложено к структуре вдоль исходного направления пиннинга во всех экспериментах

температуре, намного меньшей  $T_N$  и называемой температурой блокировки,  $T_B$  [51]. Такой нагрев можно осуществить с помощью лазерного облучения, тогда пиннинг разрушается в области, сравнимой с поперечным сечением светового луча, что может быть использовано для записи и хранения информации.

АФМ/ФМ-структуры исследовались методами «накачка–зондирование», и с помощью терагерцовой эмиссионной спектроскопии было показано, что даже одного высокоинтенсивного лазерного импульса может быть достаточно для переключения выделенного направления пиннинга, т.е. знака  $H_{EB}$  [52–56]. Поскольку обменные взаимодействия реализуются на интерфейсе АФМ/ФМ, логичным представляется применение нелинейно-оптического метода генерации ВГ для исследования пиннигованных структур, что и было проведено в работе [57].

Исследуемые структуры представляли собой бислоиные пленки IrMn/CoFe, в которых толщина антиферромагнетика IrMn составляла 10 нм, а ферромагнетика CoFe — варьировалась в разных структурах от 2 до 50 нм. Пленки были изготовлены на стеклянной подложке методом магнетронного напыления и покрыты защитным слоем кремния толщиной 2 нм. Напыление антиферромагнетика происходило в присутствии статического магнитного поля 130 Гс. Изготовленные структуры отжигались при температуре  $220^\circ\text{C}$  в течение 90 мин при приложении магнитного поля 1500 Гс в том же направлении, что и при напылении IrMn. Поскольку температура блокировки IrMn составляет  $T_B = 200^\circ\text{C}$ , а температура Кюри для CoFe —  $T_C = 977^\circ\text{C}$ , т.е. при комнатных температурах в изготовленных пленках слой ферромагнетика пиннигован антиферромагнетиком.

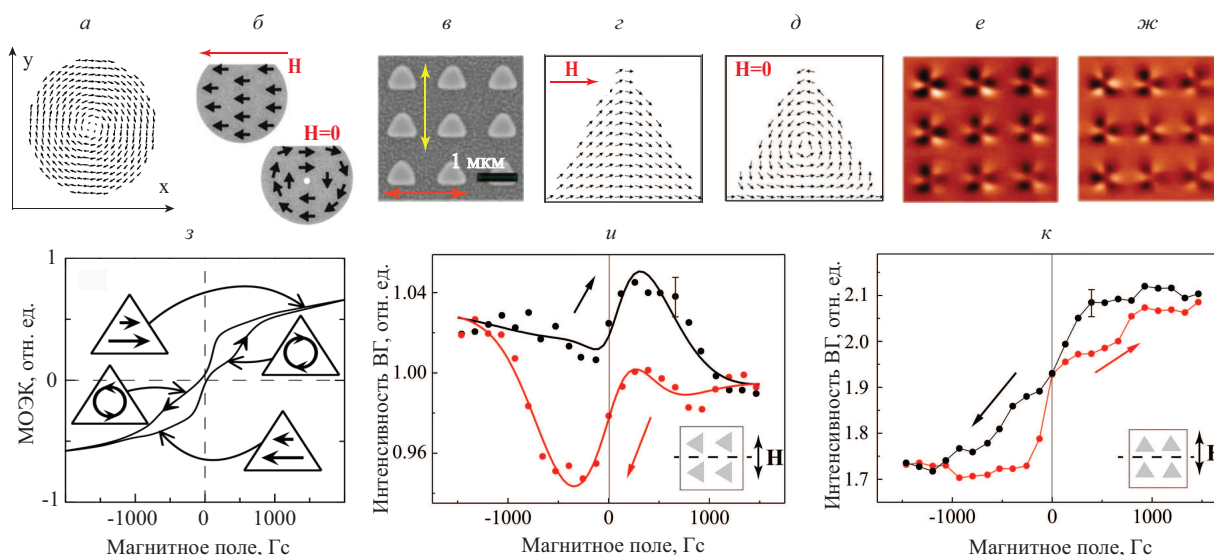


Рис. 4. *a* — Вихревое распределение намагниченности в цилиндрической частице диаметром 50 нм в нулевом внешнем магнитном поле; *б* — намагниченность пермаллоевой частицы с отрезанным сегментом в насыщающем магнитном поле и после его выключения [62]; *в* — изображение образца массива кобальтовых треугольных частиц в сканирующем электронном микроскопе [63], стрелками показаны направления ориентации внешнего магнитного поля, реализуемые в эксперименте; *г*, *д* — рассчитанные в пакете OOMMF распределения намагниченности в треугольной частице в насыщающем и в нулевом внешнем магнитном поле соответственно [65]; *е*, *ж* — изображения массива треугольников в магнитно-силовом микроскопе после намагничивания вдоль основания и высоты треугольников соответственно [63]; *з* — гистерезис линейного МОЭК [63]; *и*, *к* — гистерезисы интенсивности ВГ при *правой* циркулярной поляризации зондирующего излучения при намагничивании вдоль основания и высоты треугольников соответственно (на схемах плоскость падения лазерного излучения ориентирована перпендикулярно плоскости рисунка и вдоль пунктирной линии) [65]

Магнитооптический отклик структур исследован с помощью экваториального МОЭК (рис. 4, *a*) с применением галогеновой лампы или низкоинтенсивного лазера в качестве источника зондирующего излучения. Образцы были ориентированы таким образом, что намагничивание происходило вдоль направления пиннинга, а угол падения зондирующего излучения составлял  $45^\circ$ . Обнаружено, что во всех структурах петли гистерезиса сдвинуты в область положительного магнитного поля, при этом величина сдвига,  $H_{EB}^{MOKE}$ , определенная из данных МОЭК, существенно зависит от толщины ферромагнитного слоя,  $d_{CoFe}$ . Из анализа экспериментальных данных можно заключить, что  $H_{EB}^{MOKE}$  обратно пропорционально  $d_{CoFe}$ , что подтверждает интерфейсную природу наблюдаемых эффектов [50].

Аналогичные эксперименты были проведены для генерации магнитоиндуцированной ВГ (при экваториальном намагничивании, *p*-поляризации падающего и регистрируемого излучения) при малой интенсивности зондирующего лазерного излучения (12–13 мВт). Оказалось, что гистерезисы  $I_{2\omega}$  также смещены в область положительных значений магнитного поля, однако величины сдвига, полученные из нелинейно-оптических экспериментов,  $H_{EB}^{SHG}$ , оказались меньше, чем полученные из МОЭК (рис. 4, *б*).

Следующий этап исследований посвящен изучению возможности лазеро-индуцированного пе-

реключения направления пиннинга в АФМ/ФМ структурах. Идея состояла в том, чтобы нагреть участок пленки высокоинтенсивным лазерным излучением до температуры, превышающей температуру блокировки, в присутствии насыщающего магнитного поля 800 Гс, а затем перекрыть луч и охладить структуру до комнатной температуры, не выключая магнитное поле. Схематично распределение намагниченности в таких процессах показано на рис. 4, *в*. Далее облученный участок исследовался методами МОЭК и магнитоиндуцированной ВГ при зондирующем излучении малой интенсивности. Проверено, что при мощности лазерного излучения 50–60 мВт (соответствует средней интенсивности 8–9 кВт/см<sup>2</sup>) происходит разрушение и переключение пиннинга, а при мощности до 15 мВт изменений магнитного состояния структуры не наблюдается. Было также показано, что для магнитного переключения не имеет значения, в импульсном или непрерывном режиме работает лазер, что указывает на термический механизм эффекта.

Экспериментальные данные для одного из образцов ( $d_{CoFe} = 4$  нм) представлены на рис. 4, *г–ж*, для остальных структур результаты аналогичны. На графиках изображены отклонения коэффициента отражения и интенсивности генерации ВГ от среднего значения, для удобства данные нормированы на максимум. Обнаружено, что гистерезисы МОЭК и интенсивности ВГ для исход-

ной структуры (рис. 4, *г, д*) сдвинуты вправо на 389 и 143 Гс соответственно. Распределения намагниченности в насыщающих магнитных полях (точках 1 и 2 на панели 4 рис. 4, *г*) схематично изображены под рисунком.

После вышеописанного переключения пиннинга лазерным нагревом и охлаждением в положительном насыщающем магнитном поле петли гистерезиса МОЭК и ВГ оказались сдвинуты влево на 239 и 122 Гс соответственно. Наблюдаемое изменение направления сдвига однозначно указывает на переключение пиннинга. Предположительные распределения намагниченности в насыщающих полях в таком состоянии представлены под панелью рис. 4, *ж*.

Было также показано, что после облучения того же участка структуры высокоинтенсивным лазерным светом и охлаждения в отрицательном насыщающем магнитном поле петли гистерезисов МОЭК и ВГ сдвигаются в область положительных магнитных полей на те же величины, в пределах экспериментальной погрешности, что и на рис. 4, *е, ж*. Лазерное переключение магнитного пиннинга одного и того же участка структуры можно повторять несколько раз, а знак величины смещения гистерезиса определяется направлением магнитного поля, приложенного при охлаждении структуры.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность переключения пиннинга в АФМ/ФМ структурах с помощью лазерного нагрева. Однако следует отметить, что значения  $|H_{EB}|$  в исходных пленках больше, чем после переключения (см. рис. 4, *г, ж*). Это может быть связано с разными условиями (температурой, магнитным полем и др.) при изготовлении пленки и ее переключении. Кроме того, лазерное переключение происходит локально в области, сравнимой с поперечным сечением пучка, таким образом возникают градиенты температуры в облучаемой области. Неоднородности температуры, по-видимому, также приводят к увеличению коэрцитивности пленок после переключения пиннинга.

Отметим, что, согласно экспериментальным данным, для всех исследуемых структур как в исходном состоянии, так и после переключения,  $H_{EB}^{MOKE} > H_{EB}^{SHG}$ , причем наибольшее различие наблюдается для пленки с толщиной ферромагнетика  $d_{CoFe} = 2$  нм. Здесь следует напомнить, что линейный МОЭК характеризует магнитные свойства «объема» структуры на глубине проникновения света, тогда как генерация ВГ (в электродипольном приближении) дает информацию о состоянии поверхности и границ раздела центросимметричных материалов. По-видимому, именно эти факторы ответственны за различия в линейном и нелинейном магнитооптическом отклике пленок IrMn/CoFe. В эксперименте регистрируется вклад двух магнитных интерфейсов в генерацию ВГ — пиннингованного IrMn/CoFe и непиннингованного CoFe/стекло. Суперпозиция магнитоиндуцированной ВГ от этих границ раздела и дает наблюда-

емую величину  $H_{EB}^{SHG}$ . Кроме того, дополнительный вклад в нелинейно-оптический отклик дают неровности границ раздела и градиенты намагниченности вдоль нормали к интерфейсу,  $\nabla_z M$ , как было показано в предыдущем разделе. Очевидно, наибольший градиент намагниченности наблюдается в самой тонкой пленке, что и дает наибольшую разницу между  $H_{EB}^{SHG}$  и  $H_{EB}^{MOKE}$ .

В итоге продемонстрирована возможность лазерного переключения пиннинга намагниченности методами линейной и нелинейной магнитооптики в бислойных IrMn/CoFe пленках. Выявлены различия в параметрах гистерезисов МОЭК и интенсивности ВГ, что связано с различной локализацией источников линейного и квадратичного магнитооптического отклика.

## 6. СТРУКТУРЫ С ВИХРЕВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Вихревым называется такое распределение намагниченности в наночастице, при котором намагниченность в каждой точке перпендикулярна радиусу-вектору, проведенному из центра вихря (рис. 5, *а*). Из решения уравнения Ландау–Лифшица следует, что в цилиндрической ферромагнитной частице, радиус и высота которой не превышают некоторого критического значения, вихревое состояние намагниченности является основным [58]. В частицах меньшего размера (с диаметром порядка 10–20 нм) основным состоянием является однодоменное. Экспериментально наличие вихревой намагниченности в массивах нанодисков из пермаллоя наблюдали методами магнитно-силовой микроскопии [59], рентгеновской микроскопии [7] и с помощью исследования эффекта Холла [12].

В цилиндрических наночастицах или нанополусферах образование вихрей остаточной намагниченности, направленных по часовой (CW) и против часовой (CCW) стрелки, равновероятно, вне зависимости от направления приложенного магнитного поля. Для возникновения выделенного направления вихрей намагниченности принципиально важна структурная асимметрия магнитной частицы и геометрия приложения магнитного поля [60, 61].

В асимметричных частицах направление остаточной вихревой намагниченности может зависеть от направления внешнего магнитного поля. Рассмотрим, например, дискообразную частицу со срезанным сегментом (рис. 5, *б*). В таком объекте может возникнуть вихревая намагниченность, если приложить и затем выключить магнитное поле вдоль плоского края, причем «закрученность» вихря определяется направлением приложенного поля [62]. Это связано с тем, что размагничивающее поле в области плоского края превышает таковое для круглой части частицы. Нарушение симметрии, а следовательно, временной обратимости происходящих в структуре процессов намагничивания, приводит к новым интересным магнитным и магни-

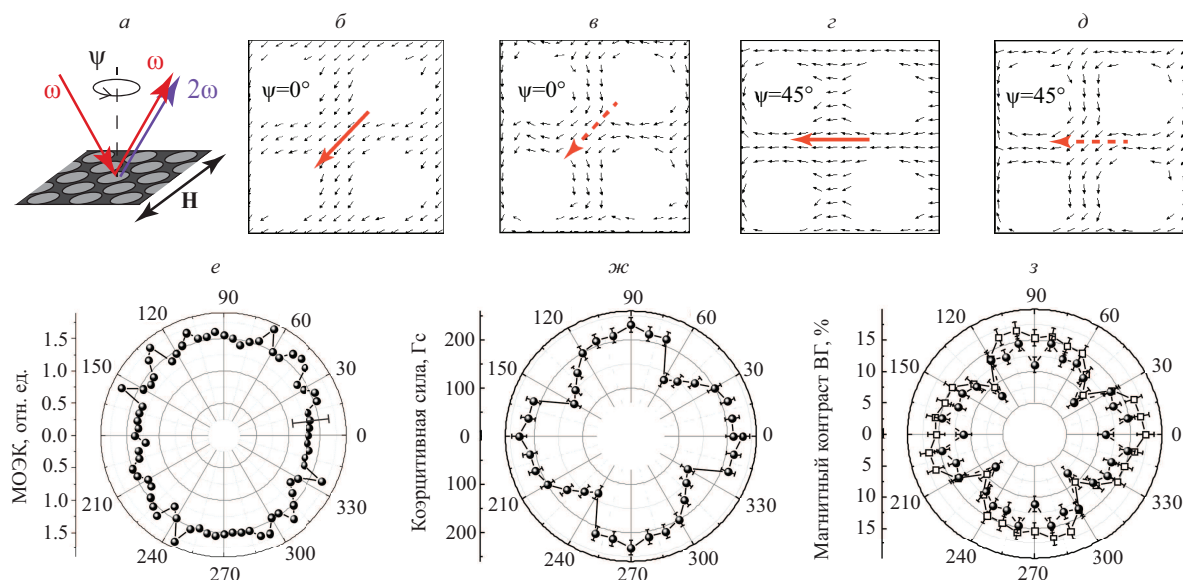


Рис. 5. *a* — Схема исследования анизотропии магнитооптических свойств наноперфорированных пленок пермаллоя; *б–д* — результаты расчетов распределения намагниченности, выполненных в программном пакете OOMMF: *б* в насыщающем магнитном поле 1.5 кГс, приложенном вдоль красной стрелки, *в* — после его выключения, *г* — в насыщающем магнитном поле 1.5 кГс, приложенном вдоль красной стрелки, *д* — после его выключения; *е, ж, з* — азимутальные зависимости величины МОЭК, значений коэрцитивной силы и магнитного контраста ВГ соответственно. На панели *з* представлены данные эксперимента при *p*- (круглые точки) и *s*-поляризованном (квадратные точки) излучении накачки [72]

тооптическим эффектам.

Формирование контролируемого направления вихревого распределения намагниченности, одинакового для всех частиц в макроскопических массивах, можно рассматривать как получение состояния с отличным от нуля тороидным моментом  $\mathbf{T} \propto \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}] dV$  ( $\mathbf{r}$  — радиус-вектор магнитного момента), усредненным по объему всего массива. Для детектирования вихревой намагниченности необходимо разрабатывать методы, в которых регистрируемый сигнал будет пропорционален тороидальному моменту, так что величина этого сигнала будет отличаться при противоположных направлениях  $\mathbf{T}$ . Здесь идеальным кандидатом является метод генерации ВГ, благодаря своей чувствительности к магнитным и симметричным свойствам структур. Задача состояла в разработке метода визуализации тороидного момента структуры методом генерации магнитоиндуцированной ВГ.

Исследуемая структура представляла собой массив наночастиц кобальта в форме равносторонних треугольников со стороной 700 нм и толщиной 30 нм (рис. 5, *в*). Частицы расположены в узлах квадратной решетки со стороной 1.4 мкм. С помощью расчетов в программном пакете Object Oriented Micromagnetic Framework продемонстрировано, что в таких наночастицах при приложении насыщающего внешнего магнитного поля магнитные моменты ориентируются вдоль него (рис. 5, *г*), а после выключения поля возможно возникновение вихревой намагниченности (рис. 5, *д*).

Методами магнитно-силовой микроскопии было

показано, что после приложения магнитного поля вдоль основания треугольников (красная стрелка на рис. 5, *в*) в более чем 90% частиц формируются магнитные вихри с одинаковой закрученностью (рис. 5, *е*). В этом случае макроскопический тороидный момент системы  $\mathbf{T}$  отличен от нуля и направлен вдоль нормали к метаповерхности. В то же время в результате приложения внешнего поля вдоль высоты треугольников (вдоль желтой стрелки на рис. 5, *в*) и последующего его выключения формируются вихри, закрученные равновероятно *по* и *против* часовой стрелки; в этом случае макроскопический тороидный момент массива равен нулю (рис. 5, *ж*). Таким образом, влияние вихревой намагниченности на оптический и нелинейно-оптический отклик массива наночастиц можно выделить, используя различные геометрии эксперимента.

Гистерезис линейного магнитооптического отклика в исследуемых структурах при намагничивании как вдоль стороны треугольников, так и вдоль высоты имеет сужение в области нулевого магнитного поля (рис. 5, *з*). Линейные магнитооптические эффекты пропорциональны намагниченности структуры, усредненной по поперечному сечению светового луча. В состоянии остаточной вихревой намагниченности средняя величина  $\langle \mathbf{M} \rangle = 0$ , в насыщающем магнитном поле все магнитные моменты ориентированы вдоль  $\mathbf{H}$ . Следует отметить, что такая форма гистерезиса МОЭК типична для структур с вихревым распределением намагниченности и не зависит от нали-

чия или отсутствия макроскопического тороидного момента  $\mathbf{T}$  [63, 64].

Магнитный нелинейно-оптический отклик был исследован в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра, регистрировалось  $p$ -поляризованное излучение ВГ, зеркально отраженное от образца (угловая апертура системы регистрации — около  $5^\circ$ ). Угол падения составлял  $\theta = 40^\circ$ . Для выделения вклада вихревой намагниченности в генерацию магнитоиндуцированной ВГ эксперименты были проведены для двух положений образца: когда магнитное поле направлено вдоль оснований и вдоль высот треугольников. Диаметр сфокусированного зондирующего луча составлял около 50 мкм, а период решетки — 1.4 мкм, т.е. облучалось одновременно более 1000 частиц.

При  $p$ -поляризованном излучении накачки форма петли гистерезиса при любой ориентации структуры относительно внешнего магнитного поля  $H$  похожа на соответствующую зависимость линейного магнитооптического эффекта Керра для исследуемого образца (рис. 5, з). Таким образом, генерация магнитоиндуцированной ВГ при линейно поляризованном излучении накачки демонстрирует низкую чувствительность к упорядоченности вихрей в структуре (как и линейный МОЭК). В такой геометрии интенсивность второй гармоники пропорциональна средней (по площади поперечного сечения лазерного луча) экваториальной намагниченности в структуре, что проявляется в форме гистерезиса интенсивности магнитоиндуцированной ВГ — в области малых значений  $H$  возникает вихревая намагниченность, характеризуемая  $\langle \mathbf{M} \rangle = 0$ , тогда как увеличение внешнего магнитного поля приводит к формированию отличной от нуля намагниченности. Магнитный контраст интенсивности ВГ при противоположных значениях насыщающего магнитного поля  $\pm 1.2$  кГс, вычисленный по формуле (4), составляет  $\rho_{2\omega} \approx 10\%$ .

Аналогичные эксперименты были проведены с использованием циркулярно-поляризованного зондирующего излучения. При этом было обнаружено, что форма петель гистерезиса интенсивности ВГ при намагничивании в различных направлениях существенно различается (рис. 5, u, κ). При приложении внешнего магнитного поля вдоль основания треугольников в точке  $H = 0$  петля магнитного гистерезиса интенсивности ВГ имеет ненулевую ширину (рис. 5, u). Это может быть отражением вклада тороидного момента в генерацию ВГ, достигающего своего максимального значения при  $H = 0$ . Интенсивность ВГ при нулевом внешнем поле (и, следовательно, нулевой средней намагниченности) различна для разных ветвей гистерезиса, т.е. когда направления вихрей дают максимальный по величине и противоположный по знаку макроскопический тороидный момент, участвующий в генерации ВГ. Магнитный контраст в насыщающем магнитном поле составляет 1–2%. При намагничивании образца вдоль высоты треугольников макроскопическая вихревая

намагниченность отсутствует (рис. 5, κ) и петля гистерезиса интенсивности ВГ качественно похожа на ту, что получена в линейном отклике.

Феноменологически в таких структурах интенсивность генерации второй гармоники от одной частицы может быть представлена как функция внешнего магнитного поля  $H$ :

$$I_{2\omega}(H) \propto |\mathbf{E}_{2\omega}(H)|^2 \propto |\mathbf{P}(H)|^2 = |\mathbf{P}^{cr} + \mathbf{P}^{odd}(H) + \mathbf{P}^T(H)|^2, \quad (11)$$

где  $\mathbf{P}^{cr}$  — немагнитная (кристаллографическая) часть нелинейной поляризации;  $\mathbf{P}^{odd}(H)$  — вклад, пропорциональный средней намагниченности, он нечетен по  $H$  и обращается в ноль при  $H = 0$ ;  $\mathbf{P}^T$  — слагаемое, пропорциональное тороидному моменту, оно симметрично относительно  $H = 0$  и имеет противоположные знаки на разных ветвях петли гистерезиса, т.к. тороидальный момент достигает максимума при выключенном внешнем поле, обращается в ноль в насыщающем поле и меняет знак при смене направления вихрей. Путем анализа симметрии тензора квадратичной восприимчивости исследуемой структуры можно показать, что при циркулярно поляризованном излучении накачки минимален вклад  $\mathbf{P}^{odd}(H)$  в квадратичный отклик и на его фоне становится более заметен вклад тороидного момента в генерацию ВГ, что и наблюдается в эксперименте (рис. 5, κ).

Таким образом, визуализация макроскопического тороидного момента в системах одинаково направленных вихрей намагниченности возможна методом генерации ВГ, причем в эксперименте оптимально использование циркулярно поляризованного излучения накачки [37, 65].

## 7. НАНОПЕРФОРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ ПЕРМАЛЛОЯ

Другой класс ферромагнитных объектов — инвертированные наноструктуры (англ. antidots), то есть массивы отверстий в пленках магнитных материалов. Такие перфорированные пленки не имеют суперпарамагнитного состояния [66]. Влияние формы отверстий, их размеров и расположения на статику (коэрцитивность, намагниченность насыщения) и динамику (спиновые волны) намагниченности активно исследуется в последнее время [67–69]. Обратная задача, а именно создание наноперфорированных магнитных пленок с желаемыми свойствами, также актуальна.

Анизотропия магнитных и магнитооптических свойств была исследована в наноперфорированных пленках Co/Pd [70] и Co/Pu [71]; первые нелинейно-оптические исследования подобных структур проведены в работе [72].

Образцы представляли собой массивы круглых отверстий с диаметром 420 нм в пленке пермаллоя

( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) толщиной 30 нм на кремниевой подложке, отверстия расположены в узлах квадратной решетки со стороной 600 нм. Структуры были изготовлены методом УФ-литографии и техники «lift-off». Задача состояла в анализе анизотропии магнитных свойств структуры, для чего необходимо было исследовать ее магнитооптический и магнитный нелинейно-оптический отклик при различных ориентациях внешнего поля относительно структуры (рис. 6, а), а также провести моделирование распределения намагниченности.

Результаты микромагнитного моделирования наноперфорированной пленки пермаллоя, выполненные в пакете OOMMF, представлены на рис. 6, б–д. При приложении внешнего насыщающего магнитного поля  $H_s = 1.5$  кГс вдоль диагонали квадратной решетки нанотверстий все магнитные моменты ориентированы вдоль  $\mathbf{H}$ . Они сохраняют это направление и при выключении внешнего поля (рис. 6, б, в). Когда же внешнее магнитное поле приложено вдоль стороны квадратного массива отверстий, то в насыщении магнитные моменты направлены вдоль  $\mathbf{H}$ , однако при выключении поля появляется компонента намагниченности, ориентированная вдоль диагонали (рис. 6, г, д) массива отверстий. Это указывает на наличие магнитной анизотропии структуры с легкой осью, параллельной диагонали массива отверстий.

Исследование линейного МО отклика структуры проводилось при комнатной температуре методом микроскопии меридионального МОЭК, в эксперименте регистрировалось изменение поляризации отраженного света. Ориентация внешнего магнитного поля на установке была неизменной, варьировалось азимутальное положение структуры относительно поля, т.е. изменялся угол  $\psi$ . Положение  $\psi = 0^\circ$  соответствовало случаю, когда магнитное поле было параллельно диагонали решетки нанотверстий (рис. 6, б). Измерены гистерезисы МОЭК при различных азимутальных углах, они имеют типичный для ферромагнетика вид. Из экспериментальных данных были определены коэрцитивности и магнитный контраст  $\rho_\omega$  при различных значениях  $\psi$ . Выяснилось, что величина МОЭК не зависит от  $\psi$  (рис. 6, е), а азимутальная анизотропия коэрцитивности (рис. 6, ж) демонстрирует наличие оси легкого намагничивания вдоль диагонали квадратной решетки ( $\psi = 0^\circ$ ).

Измерения гистерезисов интенсивности генерации ВГ были проведены в геометрии «на отражение» при угле падения  $p$ - или  $s$ -поляризованного зондирующего излучения  $\theta = 40^\circ$  и различных ориентациях структуры относительно экваториального магнитного поля (рис. 6, а), из экспериментальных данных определены коэрцитивности,  $H_c$ , и значения  $\rho_{2\omega}$  в насыщающем магнитном поле. Азимутальные зависимости магнитного контраста ВГ (рис. 6, з) отражают симметрию 4-го порядка, максимум  $\rho_{2\omega}$  наблюдается при приложении магнитного поля вдоль диагонали квадратной решетки нанотверстий. Зависимость  $H_c(\psi)$  примерно совпадает

с графиком, полученным из линейных измерений (рис. 6, ж). Следует также отметить, что немагнитный квадратичный отклик азимутально изотропен, что характерно для структуры симметрии  $4m$ .

Таким образом, азимутальные зависимости коэрцитивной силы, полученные методом линейной магнитооптики, нелинейной магнитооптики и при расчетах аналогичны и однозначно указывают на наличие анизотропии магнитных свойств, соответствующей симметрии структуры  $4m$ . Ось легкого намагничивания ориентирована вдоль диагонали к квадратной решетке нанотверстий ( $\psi \sim 0^\circ, 90^\circ$ ), при этом коэрцитивность максимальна и составляет  $215 \pm 10$  Ое; ось трудного намагничивания направлена вдоль стороны массива, при этом  $H_c$  минимальна и составляет  $170 \pm 10$  Ое.

Измеряемая величина линейного МОЭК пропорциональна средней намагниченности, ориентированной вдоль внешнего магнитного поля,  $M_{\parallel}$ . В насыщении намагниченность (обозначим ее  $M_{sat}$ ) направлена вдоль  $\mathbf{H}$ . Как видно из рис. 6, е, величина МО эффекта Керра не зависит от  $\psi$ , тогда  $M_{sat}(\psi) = \text{const}$ .

Величина магнитного контраста ВГ анизотропна и максимальна при намагничивании структуры вдоль легкой оси. Для объяснения этого эффекта можно рассмотреть симметрию тензора квадратичной восприимчивости, разбив его на немагнитную (кристаллографическую) и магнитоиндуцированную часть [72]. Показано, что анизотропия магнитного контраста ВГ в насыщающем магнитном поле наблюдается благодаря тому, что тензор  $\hat{\chi}^{magn}$ , характеризующий магнитоиндуцированный отклик, имеет более высокий ранг (4-й), чем тензор  $\hat{\chi}^{cr}$  (3-го ранга в электродипольном приближении). Можно сделать вывод, что метод генерации магнитоиндуцированной ВГ является более чувствительным к симметричным свойствам магнитной пленки, чем линейный МО отклик и чем регистрация кристаллографической ВГ. Похожую азимутальную анизотропию магнитного нелинейно-оптического отклика наблюдали в сверхрешетках Fe/Au (001) [47], однако в метаповерхности такие исследования проведены впервые.

Кроме того, показано, что дизайн наноперфорации пленки может определять вид магнитной анизотропии. Подбирая геометрические параметры и форму перфорации, а также предварительно рассчитав распределение намагниченности и коэрцитивность, можно изготавливать поверхности с магнитными свойствами, необходимыми для различных научных и практических задач.

## 8. МИКРОСКОПИЯ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Доменная структура магнитных диэлектриков вызывает постоянно высокий интерес исследователей и является объектом активного изучения

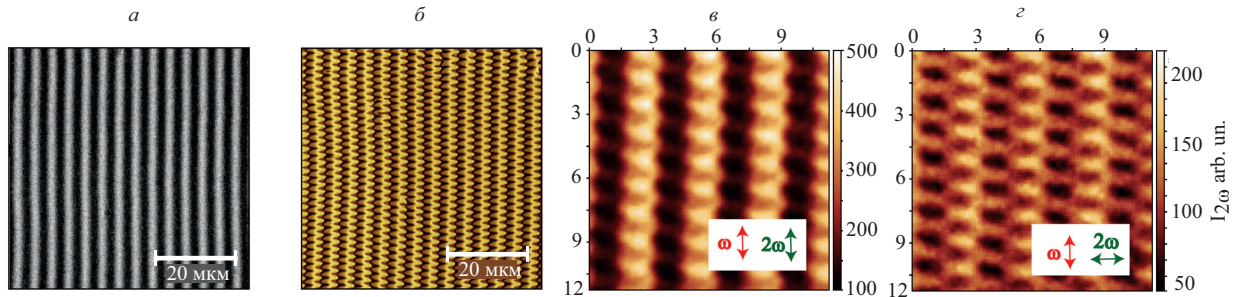


Рис. 6. Экспериментальные данные для  $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на ГГГ подложке, полученные методом: *a* — поляризационной микроскопии, *b* — магнитно-силовой микроскопии, *c*, *d* — микроскопии ВГ в параллельных и скрещенных поляризациях излучения накачки и регистрируемого отклика [83]

[73]. Особое внимание привлекают структуры на основе феррит-гранатов как уникальных материалов магноники и фотоники, сочетающих высокие значения магнитной восприимчивости, малый коэффициент затухания и высокую прозрачность в красном и ИК-диапазонах. Доменная структура определяет основные магнитные и магнитооптические свойства феррит-гранатов (ФГ), что обуславливает практическую важность ее изучения. Магнитоэлектрические эффекты могут приводить к тому, что доменная структура эпитаксиальных слоев граната толщиной несколько микрон может отличаться от простой полосовой, что ранее было продемонстрировано методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [74, 75]. Кроме того, было показано, что магнитные свойства поверхности могут отличаться от свойств «объема» магнитных диэлектрических пленок, вызывая неоднородности магнитных свойств по глубине структуры [5].

Привлекательным выглядит использование метода генерации магнитоиндуцированной ВГ для изучения доменной структуры приповерхностного слоя ФГ в силу его высокой поверхностной и интерфейсной чувствительности. Нелинейно-оптический отклик эпитаксиальных пленок гранатов исследовался, например, в работах [76, 77], однако визуализации доменов проведено не было. Высокое пространственное разрешение можно обеспечить с помощью так называемой микроскопии ВГ, методика хорошо себя зарекомендовала для исследования оптических свойств органических микроструктур [78] и искусственных металлических метаповерхностей [79, 80]. При наличии слабого отклонения структуры феррит-граната от centrosymmetricной области зондирования определяется глубиной проникновения оптического поля накачки или второй гармоники и, если длина волны ВГ соответствует области поглощения, параметры ГВГ отражают свойства приповерхностного слоя граната толщиной в единицы микрометров. Задача описанных ниже экспериментов состояла в изучении доменной структуры приповерхностного слоя эпитаксиальной пленки состава  $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  методами магнитно-силовой, поляризационной оптической и нелинейно-оптической микроскопии.

Визуализация доменов, формируемых с пленке ФГ в отсутствие внешнего магнитного поля, методом генерации ВГ возможна ввиду наличия магнитоиндуцированных компонент второй гармоники, линейных по  $\mathbf{M}$ , поэтому интенсивность ВГ в доменах с противоположной ориентацией намагниченности различна.

Пленки  $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 10 мкм были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ),  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , с кристаллографической ориентацией (111). На рис. 6, *a* представлена карта линейного коэффициента пропускания структуры в отсутствие внешнего магнитного поля при скрещенных поляризациях падающего и прошедшего излучений. Темные и светлые области соответствуют полосовым доменам в объеме граната, период доменной структуры составляет около 4.4 мкм. Наблюдаемый контраст изображения возникает вследствие противоположного по знаку фарадеевского вращения проходящего излучения в соседних доменах, остаточная намагниченность которых ориентирована преимущественно вдоль нормали к поверхности пленки.

Исследования методом магнитно-силовой микроскопии проводились с помощью специальных зондов на основе многослойных пленок  $\text{CoPt}$  (толщины слоев кобальта и платины менее 1 нм) [81]. Такие кантилеверы имеют малый магнитный момент и позволяют получать магнитные изображения без искажений доменной структуры, вызываемых магнитным полем зонда. Соответствующее МСМ изображение представлено на рис. 6, *b*. Полосы разной интенсивности с шириной около 2.2 мкм соответствуют объемным полосовым доменам, формирование которых типично для эпитаксиальных пленок ФГ. Поверх них наблюдается зигзагообразная модуляция МСМ-изображения с периодом около 1.5 мкм, соответствующая, по-видимому, структуре поверхностных замыкающих доменов. В насыщающем магнитном поле свыше 400 Гс такая зигзагообразная структура исчезает.

Картирование магнитной структуры приграничных областей ФГ проводилось методом микроскопии ВГ. Излучение титан-сапфирового лазера с дли-

ной волны 850 нм и требуемой поляризации фокусировалось на исследуемый образец с помощью объектива Mitutoyo M Plan Apo 100 с числовой апертурой 0.7. Прошедшее через пленку ФГ излучение на частоте ВГ собиралось аналогичным объективом, проходило через необходимый набор фильтров, анализатор и детектировалось с помощью ФЭУ Hamamatsu R4220P. В экспериментах по микроскопии ВГ путем перемещения объектива вдоль направления распространения лазерного излучения сигнал ВГ выставлялся на максимум, что соответствовало положению фокальной плоскости объектива в области границы раздела ФГ с воздухом либо с подложкой ГГГ. Таким образом была изучена в том числе доменная структура скрытой границы ФГ/ГГГ, исследование которой другими методами затруднено.

Вначале были получены карты распределения интенсивности ГВГ для параллельных и перпендикулярных поляризаций излучения накачки и пучка ВГ; в обоих случаях луч накачки был поляризован вдоль полосовых доменов. В первом случае полосовые домены проявлялись как полосы разной интенсивности ВГ, тогда как для скрещенных поляризаций накачки и волны ВГ регистрировалось «шахматное» распределение ВГ с периодом  $\sim 1.6$  мкм. Такие измерения подтверждают существование замыкающих доменов, намагниченность которых имеет составляющую, параллельную поверхности, как следует из анализа симметрии тензора квадратичной восприимчивости. Было также показано, что ориентация полосовых доменов и соответствующие пространственные распределения  $I_{2\omega}$  не зависят от кристаллографической ориентации пленки и задаются направлением внешнего магнитного поля, приложенным перед такими измерениями.

Аналогичные эксперименты по микроскопии ВГ были проведены для скрытой границы раздела ФГ/ГГГ, недоступной для МСМ-диагностики (рис. 6, в, г). В этом случае также была использована схема генерации ВГ на пропускание, однако луч накачки направлялся на образец со стороны пленки  $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Оценки показывают, что эффективная толщина приповерхностного слоя ФГ, участвующего в процессе ВГ, составляет около 2.5 мкм. Распределения интенсивности ВГ, полученные в этой схеме для параллельных и скрещенных поляризаций накачки и волны ВГ, аналогичны полученным для границы раздела

ФГ/воздух, а именно наблюдаются как система полосовых (объемных) доменов, так и зигзагообразный паттерн интерфейсных замыкающих. Ранее визуализации доменной структуры вблизи скрытой границы раздела ФГ с немагнитным диэлектриком не проводилось.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работах последних лет экспериментально и на основе феноменологического рассмотрения показано, что метод генерации оптической второй гармоники обладает уникальными возможностями для диагностики различных видов магнитных структур. Помимо высокой чувствительности метода генерации второй гармоники (ВГ) к свойствам поверхностей и границ раздела центросимметричных сред, обусловленных симметричными свойствами квадратичного нелинейно-оптического отклика, его отличают большие величины магнитоиндуцированных эффектов, на один–два порядка по величине превышающие линейные магнитооптические аналоги. Это, в частности, позволяет экспериментально детектировать не только линейные по намагниченности эффекты в отклике ВГ, но и явления более высоких порядков, вызванные в том числе эффектами неоднородного распределения намагниченности. Для массивов субмикроструктур, остаточным состоянием намагниченности которых является вихревое, предложен метод регистрации макроскопического вихревого распределения намагниченности. На основе сравнительного анализа особенностей линейного и нелинейного магнитооптического отклика пиннигованных пленок выявлены особенности магнитных свойств границы раздела ферромагнетик/антиферромагнетик, отличные от объема ферромагнитных слоев структуры. Наконец, показано, что метод микроскопии второй гармоники позволяет визуализировать поверхностные домены в пленках ферромагнитного диэлектрика. Многообразие представленных эффектов и продемонстрированных возможностей метода открывает дальнейшие перспективы его использования для изучения магнитных нано- и микроструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-20103-П).

[1] Fert A. // *Rev. Mod. Phys.* **80**. 1517. (2008).  
 [2] Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. // *Rev. Mod. Phys.* **76**. 323. (2004).  
 [3] Martin J.I., Nogués J., Liu K. et al. // *J. of Magn. Magn. Mat.* **256**, N 1. 449. (2003).  
 [4] Поджлетнова А.А., Колошенко М.А., Мясников Н.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **118**, № 4. 259. (2023).

[5] Арзамасцева Г.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. // *Письма в ЖЭТФ*. **67**. 701. (1998).  
 [6] Kazakova O., Puttock R., Barton C. et al. // *J. Appl. Phys.* **125**. 060901. (2019).  
 [7] Choe S.-B., Acremann Y., Scholl A. et al. // *Science*. **304**, N 5669. 420. (2004).  
 [8] Michels A., Weissmuller J. // *Rep. Prog. Phys.* **71**. 066501. (2008).



- [9] *Sebastian Th., Schultheiss K., Obry B. et al. // Frontiers in Physics. 3. 35. (2015).*
- [10] *Di K., Zhang V.L., Lim H. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 114. 047201. (2015).*
- [11] *Гусев С.А., Мазо Л.А., Нефедов И.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 58, № 6. 475. (1998).*
- [12] *Fraerman A.A., Gusev S.A., Mazo L.A. et al. // Phys. Rev. B. 65. 064424. (2002).*
- [13] *Tatarskiy D.A., Gusev N.S., Mikhailovskii V.Y. et al. // Technical Physics. 64. 11. (2019).*
- [14] *Бломберген Н. // Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966.*
- [15] *Шен И.Р. // Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.*
- [16] *Gridnev V.N., Pavlov V.V., Pisarev R.V. et al. // Phys. Rev. B. 63. 184407. (2001).*
- [17] *Petukhov A.V., Lyubchanskii I.L., Rasing Th. // Phys. Rev. B. 56, N 5. 2680. (1997).*
- [18] *Клышко Д.Н. // Физические основы квантовой электроники. М.: Наука, 1986.*
- [19] *Bloembergen N., Pershan S. // Phys. Rev. 128. 606. (1962).*
- [20] *Guyot-Sionnest P., Chen W., Shen Y.R. // Phys. Rev. B. 33, N 12. 8254. (1986).*
- [21] *Баранова И. М., Долгова Т. В., Колмычек И. А. и др. // Квантовая электроника. 52, № 5. 407. (2022).*
- [22] *Ахмедиев Н.Н., Борисов С.Б., Звездин А.К. и др. // Физика твердого тела. 27, № 4. 1075. (1985).*
- [23] *Ran R.P., Wei H.D., Shen Y.R. // Phys. Rev. B. 39. 1229. (1989).*
- [24] *Aktsipetrov O.A., Aleshkevich V.A., Melnikov A.V. // J. Magn. Magn. Mater. 165. 421. (1997).*
- [25] *Bennemann H.K. // J. Magn. Magn. Mater. 200. 679. (1999).*
- [26] *Pavlov V.V., Pisarev R.V., Kirilyuk A., Rasing Th. A. // Phys. Rev. Lett. 78. 2004. (1997).*
- [27] *Kirilyuk // J. Phys. D: Appl. Phys. 35, N 21. 189. (2002).*
- [28] *Kolmychek I., Murzina T. // J. of Magn. Magn. Mat. 323. 2973. (2011).*
- [29] *Звездин К.А., Котов В.А. // Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988.*
- [30] *Wierenga H.A., de Jong W., Prins M.W.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 74, N 8. 1462. (1995).*
- [31] *Wierenga H.A., Prins M.W.J., Abraham D.L., Rasing Th. // Phys. Rev. B. 50. 1282. (1994).*
- [32] *Kolmychek I.A., Shaimanov A.N., Baryshev A.V., Murzina T.V. // Opt. Lett. 41, N 23. 5446. (2016).*
- [33] *Valev V.K., Gruyters M., Kirilyuk A., Rasing Th. // Phys. Rev. Lett. 96. 067206. (2006).*
- [34] *Rzhevskiy A.A., Krichevstov B.B., Burgler D.E. et al. // Phys. Rev. B. 75, N 14. 144416. (2007).*
- [35] *Sampaio L.C., Hamrle J., Pavlov V.V. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 22, N 1. 119. (2005).*
- [36] *Kolmychek I.A., Krutyanskiy V.L., Murzina T.V. et al. // JOSA B. 32, N 2. 331. (2015).*
- [37] *Kolmychek I.A., Krutyanskiy V.L., Murzina T.V. et al. // Solid State Phenomena. 233-234. 595. (2015).*
- [38] *Cho J., Kim N.-H., Lee S. et al. // Nature Communications. 6. 7635. (2015).*
- [39] *Hellman Fr. // Rev. of Modern Physics. 89, N 2. 025006. (2017).*
- [40] *Moreau-Luchaire C., Mouta C., Reyren N. et al. // Nat. Nanotechnology. 11, 444. (2016).*
- [41] *Fert A., Reyrenand N., Cros V. // Nat. Rev. Mater. 2. 17031. (2017).*
- [42] *Karashtin E.A., Fraerman A.A. // J. Phys.: Condens. Matter. 30, N 2. 165801. (2018).*
- [43] *Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Гусев Н.С., Майдыковский А.И. // Письма в ЖЭТФ. 111, № 6. 370. (2020).*
- [44] *Колмычек И.А., Радовская В.В., Лазарева К.А. и др. // ЖЭТФ. 157, № 4. 661. (2020).*
- [45] *Mamonov E., Kolmychek I., Radovskaya V. et al. // Materials. 14, N 13. 3573. (2021).*
- [46] *Kolmychek I.A., Radovskaya V.V., Mamonov E.A. et al. // J. of Magn. Magn. Mat. 528. 167780. (2021).*
- [47] *Sato K., Kodama A., Miyamoto M. et al. // Phys. Rev. B. 64, N 18. 184427. (2001).*
- [48] *Nogues J., Schuller I.K. // J. Magn. Magn. Mater. 192. 203. (1999).*
- [49] *Nogues J., Sort J., Langlais V. et al. // Phys. Rep. 422. 65. (2005).*
- [50] *Berkowitz A., Takano K. // J. Magn. Magn. Mater. 200. 552. (1999).*
- [51] *Devasahayam A.J., Kryder M.H. // J. Appl. Phys. 85. 5519. (1999).*
- [52] *Porat A., Bar-Ad S., Schuller I.K. // Europhys. Lett. 87. 67001. (2009).*
- [53] *Seu K.A., Reilly A.C. // J. Appl. Phys. 103. 07C104. (2008).*
- [54] *Dalla Longa F., Kohlhepp J.T., de Jonge W.J.M., Koopmans B. Phys. Rev. B. 81. 094435. (2010).*
- [55] *Guo Z., Malinowski G., Vallobra P. // Chin. Phys. B. 32. 087507. (2023).*
- [56] *Saito Y., Kholid F.N., Karashtin E. et al. // Phys. Rev. Appl. 19. 064040. (2023).*
- [57] *Kolmychek I.A., Novikov V.B., Gusev N.S. et al. // Photonics. 10. 1303. (2023).*
- [58] *Cowburn P., Welland M.E. // Appl. Phys. Lett. 72, N 16. 2041. (1998).*
- [59] *Im M.-Y., Fischer P., Yamada K. et al. // Nat. Commun. 3. 983. (2012).*
- [60] *Chien C.L., Zhu F.Q., Zhu J.-G. // Physics Today. 60, N 6. 40. (2007).*
- [61] *Yakata S., Miyata M., Nonoguchi S. et al. // Appl. Phys. Lett. 97. 222503. (2010).*
- [62] *Schneider M., Hoffmann H., Zweck J. // Appl. Phys. Lett. 79, N 19. 3113. (2001).*
- [63] *Udalov O.G., Sapozhnikov M.V., Karashtin E.A. et al. // Phys. Rev. B. 86, N 9. 094416. (2012).*
- [64] *Sapozhnikov M. V., Ermolaeva O. L., Gribkov B. G. et al. // Phys. Rev. B. 85, N 5. 054402. (2012).*
- [65] *Krutyanskiy V.L., Kolmychek I.A., Gribkov B.A. et al. // Phys. Rev. B. 88. 094424. (2013).*
- [66] *Tripathy D., Vavassori P., Porro J.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 97, N 4. 042512. (2010).*
- [67] *Wang C.C., Adeyeye A.O., Singh N. // Nanotechnology. 17. 1629. (2006).*
- [68] *Cowburn R.P., Adeyeye A.O., Bland J.A.C. // Appl. Phys. Lett. 70, N 17. 2309. (1997).*
- [69] *Silva A.S., Hierro-Rodriguez A., Bunyaev S.A. et al. // AIP Advances. 9, N 3. 035136. (2019).*
- [70] *Krupinski M., Sobieszczyk P., Zielinski P. et al. // Scientific Reports. 9. 13276. (2019).*
- [71] *Beron F., Kaidatzis A., Velo M.F. et al. // Nanoscale Research Lett. 11, N 86. 1. (2016).*
- [72] *Kolmychek I.A., Krutyanskiy V.L., Gusev K.S. et al. // J. of Magn. Magn. Mat. 420. P 1. (2016).*
- [73] *Hubert A., Schafer R. // Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1998.*
- [74] *Jones J.A., Lacey E.T.M., Puchalska I.B. // J.*

- Appl. Phys.* (1982). **53**. 7867.
- [75] Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Темирязева М.П., Темирязов А.Г. // *Письма в ЖЭТФ*. **96**. 665. (2012).
- [76] Hansteen F., Hunderi O., Johansen T.H. et al. // *Phys. Rev. B*. **70**, N 9. 094408. (2004).
- [77] Levy M., Chakravarty A., Huang H.-C., Osgood R.M. // *Appl. Phys. Lett.* **107**, N 1. 011104. (2015).
- [78] Mitetelo N., Venkatakrishnarao D., Ravi J. et al. // *Adv. Opt. Materials*. **7**. 1801775. (2019).
- [79] Mamonov E.A., Maydykovskiy A.I., Kolmychek I.A. et al. // *Phys. Rev. B*. **96**. 075408. (2017).
- [80] Mamonov E.A., Kolmychek I.A., Maydykovskiy A.I. et al. // *Laser Phys. Lett.* **20**. 035403. (2023).
- [81] Zdoroveyshchev A.V., Vikhrova O.V., Demina P.B. et al. // *Int. J. Nanosci.* **18**. 1940019. (2019).
- [82] Мамонов Е.А., Новиков В.Б., Майдыковский А.И. и др. // *ЖЭТФ*. **163**, № 1, С. 41. (2023).
- [83] Maydykovskiy A., Temiryazeva M., Temiryazev A., Murzina T. // *Appl. Sci.* **13**. 8828. (2023).

## Second harmonic generation in structures with inhomogeneous magnetization distribution

I. A. Kolmychek<sup>a</sup>, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, T. V. Murzina

*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>irisha@shg.ru*

The study of the interaction of laser radiation with ferromagnetic materials is not only an inexhaustible source of new effects, but also provides an opportunity to study magnetic media at the micro- and macro-scale. This is especially important for the development of modern technologies to produce structures with fundamentally new magnetic and optical properties that can't be observed in natural materials. The review presents the results of studies of nonlinear optical effects in ferromagnetic nano- and microstructures, as well as films of different compositions. The unique capabilities of nonlinear-optical diagnostics of anisotropic, vortex, exchange-biased magnetic structures, visualization of the micromagnetic structure of the surface layers of ferrite garnets, based both on the high sensitivity of the optical second harmonic generation method to the magnetic state of nanostructures and interfaces, and on the symmetry properties of high-order magnetization-induced susceptibility tensor have been demonstrated.

PACS: 78.20.Ls, 75.75.+a, 75.70.Rf

*Keywords:* nonlinear optics, magneto-optics, nanostructures, second harmonic generation, Dzyaloshinsky-Moriya interaction, inhomogeneous magnetization distribution.

*Received 12 December 2023.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. . Pp. .

### Сведения об авторах

1. Колмычек Ирина Алексеевна — доктор физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-36-69, e-mail: [irisha@shg.ru](mailto:irisha@shg.ru).
2. Новиков Владимир Борисович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-36-69, e-mail: [vb.novikov@physics.msu.ru](mailto:vb.novikov@physics.msu.ru).
3. Майдыковский Антон Игоревич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-36-69, e-mail: [anton@shg.ru](mailto:anton@shg.ru).
4. Мурзина Татьяна Владимировна — доктор физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-36-69, e-mail: [murzina@mail.ru](mailto:murzina@mail.ru).