

05,08

# Магнитооптические эффекты в наноструктурах $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$

© А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, И.Д. Лобов, С.В. Наумов, Ю.В. Корх, С.С. Дубинин,  
К.А. Меренцова, М.С. Артемьев, А.П. Носов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 17 июля 2025 г.

В окончательной редакции 17 июля 2025 г.

Принята к публикации 19 июля 2025 г.

Методом магнетронного распыления синтезированы ультратонкие пленки феррит-гранатов с висмутом ( $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) на сапфировых подложках ( $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ ). Рассмотрены спектральные зависимости эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра в тонкопленочных наноструктурах  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ . Измерены дисперсия постоянной Верде и полярного эффекта Керра для подложки из монокристаллического диамагнитного  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ . Определены спектральные и полевые зависимости фарадеевского и керровского вращения пленок  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Показано, что диамагнитная прозрачная подложка  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  вносит слабый вклад в магнитооптические характеристики тонкопленочных наноструктур. Наличие магнитных неоднородностей в результате островкового роста пленок  $\text{Bi}_x\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  сопровождается существенным снижением величины эффектов Фарадея и Керра. В то же время по порядку величины эффектов пленки  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  близки к пленкам  $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на гранатовых подложках, что открывает перспективы для более широкого использования структур  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$  как для исследовательских целей, так и для практики.

**Ключевые слова:** эффект Фарадея, эффект Керра, постоянная Верде, феррит-гранат, сапфир, магнитные неоднородности, тонкие пленки.

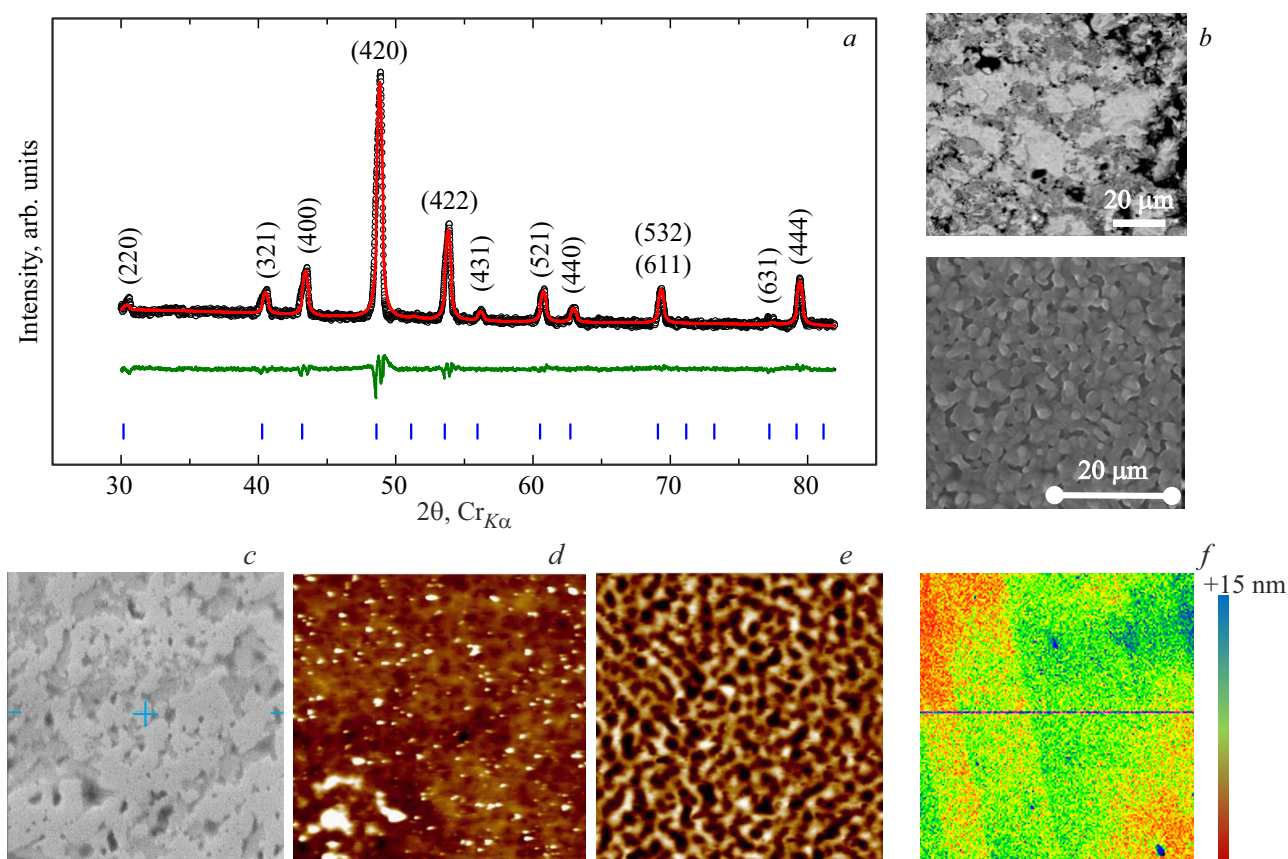
DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61324.197-25

## 1. Введение

Актуальной задачей при создании компактных планарных устройств магнито- и оптоэлектроники является разработка методик синтеза ультратонких магнитных пленок с сохранением или улучшением их функциональных свойств. Особый интерес представляет железоиттриевый гранат YIG ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) и его висмут-замещенная форма BiYIG ( $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), обладающие высокой прозрачностью и значительными магнитооптическими (МО) характеристиками эффектов Фарадея и Керра в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра при комнатной температуре [1–5].

В низкоразмерных тонкопленочных структурах проявляются эффекты, связанные с морфологией, толщиной и структурой материала пленок. Например, при уменьшении толщины пленок до нанометрового масштаба большое влияние на их магнитные и МО свойства оказывают дефекты роста, а также межслойные интерфейсы и структурные особенности на границе пленка/подложка. Несоответствие параметров кристаллических решеток пленки и подложки приводит к возникновению механических напряжений и, в результате, к образованию дислокаций и формированию магнитомертвого и/или магнито-пассивного слоев, ухудшающих структурные, магнитные, транспортные и МО характеристики пленок [6–8]. Поэтому для пленок BiYIG в качестве подложек обычно используются близкие по структуре монокристаллы

слабомагнитных гранатов, такие как  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG),  $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) и др.) [1]. Эти подложки характеризуются высокой диэлектрической постоянной, прозрачностью, термической стойкостью и малыми собственными значениями МО эффектов [9–13]. Однако из-за высокой себестоимости такие материалы используются в основном для научных целей и пока не нашли широкого применения в современной промышленности по производству тонкопленочных оптоэлектронных приборов. Альтернативным вариантом для создания МО структур на основе BiYIG является использование монокристаллического сапфира ( $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ ). Сапфир имеет широкое применение в современной микроэлектронике за счет высокой оптической и радиопрозрачности, механической и температурной прочности [14,15]. Кроме того, он более технологичен и коммерчески доступен по сравнению с гранатовыми (GGG, YAG) или нитридными (GaN) подложками. Все это определяет потенциальный интерес его применения для оптимизации технологий создания различных устройств: изоляторов Фарадея, СВЧ-фильтров, гибридных фотонно-спинтронных платформ и других [2–4]. В то же время, сапфир без буферного слоя редко используется для синтеза структур на основе железоиттриевого граната из-за сильного различия параметров решеток пленки и подложки, а также их коэффициентов теплового расширения, которые приводят к появлению трещин и нарушению сплошности пленочного слоя. Поэтому данные по МО



**Рис. 1.** (а) Дифрактограммы в больших углах  $\theta - 2\theta$  для мишени  $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (излучение  $\text{CrK}\alpha$ ). Черные символы — экспериментальные значения, красная линия — расчет, зеленая линия — разность между экспериментом и расчетом. Вертикальные синие маркеры — положения брегговских пиков. (b) Морфология поверхности мишени по данным сканирующей электронной микроскопии при разных увеличениях. Масштабные маркеры приведены на рисунках. (c) Изображение поверхности пленки  $\text{BiYIG}$  толщиной 54 nm во вторичных электронах, (d) данные зондовой микроскопии: топография и (e) данные зондовой микроскопии: магнитно-силовое контрастное изображение поверхности пленки (размер области сканирования везде  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ ). Виден четкий магнитный контраст, не связанный с морфологией поверхности пленки. (f) Данные оптической профилометрии для пленки  $\text{BiYIG}$ . Область сканирования  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ . Цветовой контраст отражает небольшую вариацию толщины пленки.

эффектам в таких структурах немногочисленны, хотя их изучение представляет особый интерес. Кроме того, как было показано в недавних работах [6,7,13,16], в случае наноразмерных толщин слоев  $\text{BiYIG}$  оптические и МО параметры массивных подложек могут оказывать сильное влияние на характеристики наноструктур из-за близости величин МО отклика.

Таким образом, имеются актуальные задачи, связанные как с получением высококачественных ультратонких магнитных слоев  $\text{BiYIG}$  на различных диэлектрических подложках и анализом МО параметров полученных структур, так и с комплексным исследованием роли подложки и отдельных слоев, а также интерфейса пленка/подложка, в формировании МО отклика наноструктур.

В работе представлены результаты исследования МО эффектов Фарадея и Керра как в наноструктурах  $\text{BiYIG}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ , так и в монокристаллических пластинах  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ . Полученные образцы пленок  $\text{BiYIG}$  имеют

МО характеристики, сравнимые по величине с эффектами Фарадея и Керра в традиционных структурах  $\text{BiYIG}/\text{GGG}$ . Результаты работы являются важным для понимания механизмов формирования МО отклика в наноразмерных тонкопленочных структурах на различных подложках, а также оценки применимости сапфировых подложек для изготовления элементов МО устройств.

## 2. Методика эксперимента и образцы

Мишени  $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (пространственная группа  $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$  ( $\text{O}_h$ )) для создания пленок были получены методом твердофазного синтеза. На рис. 1, а представлены полученные с помощью рентгеновского спектрометра Дрон-2М дифрактограммы, подтверждающие их однофазность и соответствие химического состава номинальному (постоянная решетки  $a = 1.2444 \text{ nm}$ ). Результаты сканирующей электронной микроскопии (Tescan MIRA) с энергодисперсионным рентгеновским микроанализатором

ром показали (рис. 1, *b*), что в микромасштабе мишень достаточно рыхлая и неоднородная по структуре и составу: в области сканирования присутствуют светлые и темные области, обогащенные висмутом и иттрием, соответственно. При этом железо распределено равномерно по всей исследуемой плоскости мишени. Однако в интегральном расчете (по площади) химический состав мишени совпадает с номинальным в пределах погрешности измерений.

В качестве подложек использовались коммерчески доступные эпитопированные (средняя шероховатость менее 0.7 nm) монокристаллические пластины из  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  [1 $\bar{1}$ 02] размерами  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  и толщиной 0.5 mm. Наноструктуры BiYIG/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  с номинальными толщинами слоев  $d = 5, 11, 28, 44$  и 54 nm были изготовлены методом магнетронного распыления на переменном токе (13 MHz) при температуре подложки  $T = 200^\circ\text{C}$ . Детали синтеза пленок описаны в [16,17].

Для повышения структурного и магнитооптического совершенства синтезированные пленки BiYIG подвергались послеростовому отжигу в муфельной печи при  $T = 650^\circ\text{C}$  в атмосфере аргона в течение 3 часов со скоростью нагрева/охлаждения 6 градусов в минуту.

Полученные образцы пленок аттестовывались методами электронной, оптической и зондовой микроскопии. Электронная микроскопия показала, что пленки с  $d = 5 \text{ nm}$  и 11 nm характеризуются выраженной островковой структурой. При увеличении толщины слоя до  $d \geq 28 \text{ nm}$  доля островков сокращается и пленки становятся более однородными (рис. 1, *c*). На магнитно-силовых изображениях образцов, полученных на сканирующем зондовом микроскопе Солвер Некст (НТ-МДТ), визуализируется доменная микроструктура, с равномерным распределением по поверхности характерных размеров наблюдаемых особенностей (рис. 1, *d, f*). По результатам рентгеноспектрального микроанализа было зафиксировано небольшое различие составов пленок и стехиометрических мишеней (на рисунке не показано). Например, по сравнению с исходной мишенью в пленках уменьшается доля Fe и увеличивается содержание кислорода. При этом распределение по катионам и анионам неоднородно по толщине пленок, что, по-видимому, обусловлено процессами диффузии химических элементов на границах интерфейсов. В результате измеренный состав пленок BiYIG оказался близок к  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , где  $0.2 \leq x \leq 0.5$ . Эти выводы согласуются с данными рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, полученными ранее для пленок близкого состава и толщины на подложках GGG [17]. По результатами оптической профилометрии (NewView 7300 ZygoLOT, Германия) толщина полученных пленок близка к номинальной, а средняя шероховатость поверхностей пленок составила  $\sim 1\text{--}2 \text{ nm}$  (рис. 1, *e*). Это позволяет пренебречь вкладом диффузного отражения при проведении измерений МО эффектов в видимой области спектра.

В ультратонких магнитных пленках важную роль играет критическая толщина ( $h$ ) интерфейса пленка-подложка — релаксационный слой, в котором формируется высокая плотность дислокаций смещения из-за несоответствия параметров кристаллических решеток пленки ( $a$ ) и подложки ( $b$ ) [18,19]. Эти различия характеризуются параметром несоответствия  $f_c = (a - b)/a$ , который необходимо учитывать при создании и исследовании тонкопленочных наноструктур. Как было показано в работах [13,16,20], для пленок BiYIG на гранатовых подложках, в случае, когда параметры решеток отличаются незначительно ( $f_c < 1\%$ ), в рамках модели Ван-дер Мерве толщина релаксационного слоя, в котором происходит полное устранение дислокаций смещения в интерфейсе пленка/подложка, составляет порядка 40–55 nm. Монокристалл сапфира имеет сингонию  $Rc$  и характеризуется постоянными решетками  $b = 0.475 \text{ nm}$  и  $c = 1.297 \text{ nm}$  [21]. Из наиболее близких параметров можно отметить расстояние между двумя соседними плоскостями в подложке  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  с ориентацией [1 $\bar{1}$ 02]  $a = 0.348 \text{ nm}$  [22]. Для пленки BiYIG аналогичное расстояние между плоскостями (321) составляет  $a = 0.331 \text{ nm}$ .

Таким образом, в случае  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Bi}_x\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  оценить  $h$  по модели Ван-дер Мерве не представляется возможным вследствие различия как типа симметрии кристаллических решеток пленки и подложки, так сильных отличий параметров элементарных ячеек. Сильное рассогласование параметров решеток предполагает формирование интерфейса пленка/подложка с высокой плотностью дислокаций смещения, что препятствует эпитаксиальному росту односвязных пленок BiYIG по модели Ван-дер Мерве и способствует образованию в них островковых структур по типу Вольмера-Вебера [19]. Формирование нарушенного (магнитомертвого и/или магнитопассивного) слоя в области границы раздела пленка/подложка должно влиять на магнитные и МО характеристики, а следовательно, и на эффекты Фарадея и Керра в наноструктурах BiYIG/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ .

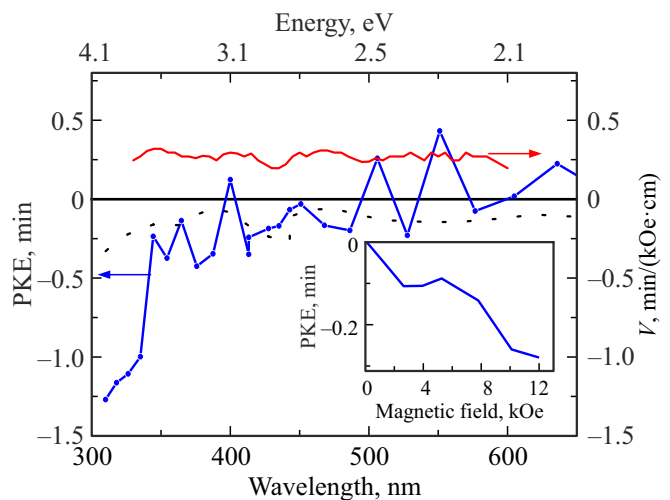
Отметим, что эффект Фарадея в большей степени обусловлен объемными свойствами магнетиков, а эффект Керра — поверхностными характеристиками структур и отдельных слоев. Поэтому при изучении МО свойств пленок желательно измерять оба эффекта. В данной работе эффект Фарадея (FE), связанный с поворотом плоскости поляризации линейно-поляризованного света прошедшего через образец, измерялся в диапазоне энергий от 1.5 до 4 eV в постоянном магнитном поле до  $H = 10 \text{ kOe}$  в оригинальной установке на базе монохроматора МДР-12. Использовалась однолучевая методика измерений при угле между поляризатором и анализатором  $\alpha = 45^\circ$  [23]. Полярный эффект Керра (PKE), связанный с вращением плоскости поляризации линейно поляризованного света, отраженного от поверхности нормально намагниченного образца, измерялся в спектральном диапазоне от 1.5 до 4 eV в оригинальной

установке на базе монохроматора МДР-4. Использовался однолучевой динамический метод измерений РКЕ для света с s-поляризацией, угле между поляризатором и анализатором  $\alpha = 45^\circ$ , в полях до  $H = 12$  кОе, модулированных с частотой 2 Нз. Эллиптичность отраженного света не определялась в виду ограничений методики измерения. Погрешность измерений составила  $-5\%$ . Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

### 3. Магнитооптические характеристики подложки $\text{r-Al}_2\text{O}_3$

При изучении фарадеевского вращения в слабомагнитных средах (пара- и диамагнетиках) в качестве параметра, характеризующего способность материала осуществлять поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света под действием магнитного поля используют постоянную Верде  $V = \text{FE}/(H \cdot d)$  [23]. На рис. 2 представлены спектры  $V(\lambda)$  для подложек  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ . Отличительной характеристикой  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  является почти бездисперсионный ход кривой во всем исследованном спектральном интервале. Подложка  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  обладает наименьшей величиной постоянной Верде среди исследованных нами материалов. Величина вращения для нее составляет  $V \sim +0.03 \text{ min}/(\text{Oe} \cdot \text{cm})$ , то есть сопоставима со значениями для диамагнитных стекол  $\text{SiO}_2$ , BaB и NaCaSi [9]. Так как в диамагнитных материалах постоянная Верде пропорциональна  $\sim 1/\lambda^2$  и увеличивается по мере приближения к максимуму резонансного поглощения ( $\lambda_0$ ), то в случае  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  максимум  $V(\lambda)$  в соответствии с шириной запрещенной щели  $E_g \sim 8.8 \text{ eV}$  [24] должен достигаться при  $\lambda_0 \sim 137 \text{ nm}$ . Большая удаленность исследуемого спектрального интервала от  $\lambda_0$ , возможно, объясняет наблюдаемую слабую дисперсию постоянной Верде в сапфире.

Если для наблюдения фарадеевского вращения необходимы прозрачные подложки с высоким оптическим качеством обеих поверхностей, то для эффекта Керра с целью минимизации вкладов различных резонансных и МО эффектов, связанных с отражением света от обратной стороны подложки, измерения обычно проводят на эпполированной подложке, у которой обратная сторона является шероховатой или диффузно-рассеивающей. В данной работе спектральные зависимости РКЕ измерялись как на полированной подложке, так и на подложке с диффузно-отражающей обратной стороной, полученной механической шлифовкой с использованием алмазной паст. Рис. 2 иллюстрирует, что в подложке с шероховатой стороной РКЕ в спектральном интервале  $300 < \lambda < 800 \text{ nm}$  ( $4.1 < E < 1.5 \text{ eV}$ ) имеет отрицательный знак и малую величину в пределах погрешности измерений ( $< 0.5 \text{ min}$ ). Похожая картина наблюдается для подложки, эпполированной с обеих сторон. В этом случае эффект Керра сохраняет величину и отрицательный знак, однако в спектре появляются положительные выбросы в интервале длин волн  $400 < \lambda < 600 \text{ nm}$



**Рис. 2.** Спектры полярного эффекта Керра (ПКЕ) для подложки, эпполированной с двух сторон (сплошные линии), и подложки с диффузно-отражающей обратной стороной (пунктир)  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  в поле 7 кОе (левая шкала) и спектры постоянной Верде ( $V$ ) в поле 4 кОе (правая шкала). На вставке приведена полевая зависимость ПКЕ при  $\lambda = 400 \text{ nm}$  ( $E = 3.1 \text{ eV}$ ).

(рис. 3). ЭК достигает максимальных значений порядка  $-1.5 \text{ min}$  в области  $E \geq 3.5 \text{ eV}$  ( $\lambda < 330 \text{ nm}$ ), в которой проявляются межзонные оптические переходы для  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  [25,26].

Как было показано в работах [20,27], большие значения эффекта Керра в прозрачных подложках типа GGG могут давать существенный вклад в МО свойства наноразмерных структур. Однако эпполированная подложка  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  обладает малой МО активностью, за исключением области коротких длин волн, и не оказывает заметного влияния на характеристики структур. Отметим, что отрицательный знак и малая величина ЭК в коротковолновой области спектра сопоставимы с величиной и знаком магнитоотражения ( $\sim -10^{-4}$ ) s-поляризованного света для кристалла  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  [26,28], связанного с влиянием внешнего магнитного поля на оптические свойства широкозонных диэлектриков типа  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $E_g \sim 8.8 \text{ eV}$ ). Полевые зависимости эффектов Керра и Фарадея (вставка на рис. 2) для эпполированной подложки  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  имеют разный знак и характерную для диамагнетиков линейную зависимость без насыщения в магнитных полях до 10 кОе [7,9,11,29].

Таким образом, величины фарадеевского и керровского вращения в прозрачных диамагнитных подложках  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  в видимой области спектра малы и могут вносить какой-либо заметный вклад в МО активность наноструктур только в области длин волн менее 350 nm. Использование подложек с диффузно-отражающей (неполированной) обратной поверхностью позволяет минимизировать вклад подложки в ЭК для наноструктуры  $\text{BiYIG}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ .



## 4. Магнитооптические характеристики наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и пленок BiYIG

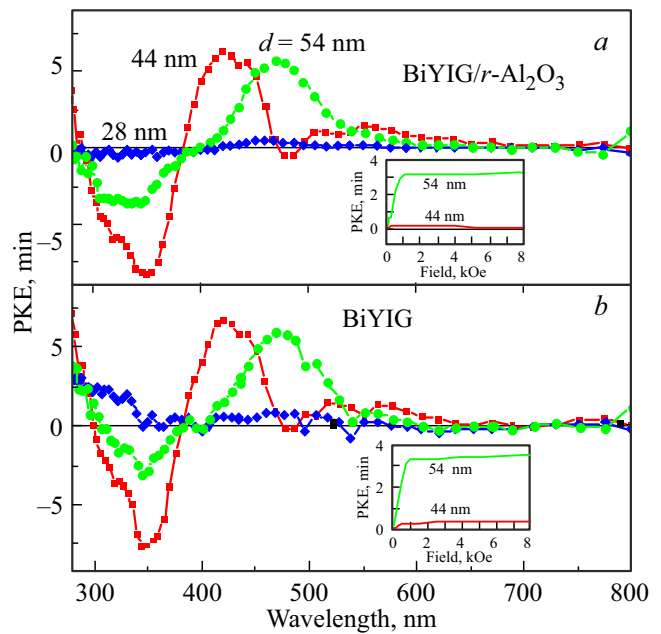
### 4.1. Полярный эффект Керра

Полярный эффект Керра является эффективным инструментом для исследования и контроля магнитных характеристик как в целом многослойных наноструктур, так и отдельных слоев. На рис. 3 представлены спектры полярного эффекта Керра для наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, а также соответствующих пленок BiYIG толщиной  $d \geq 28$  nm, полученных в результате вычитания спектра подложки. Высокое МО качество образцов, сопоставимые величины толщин интерфейсов в наноструктурах и слабое влияние МО параметров подложки определяет ход спектральных кривых и близость величин ПКЕ для наноструктур и пленок разной толщины. Однако наличие островковых ростовых структур в пленках приводит к уменьшению намагниченности и заметному снижению величины вращения (до  $\sim 5$  min) в наноструктурах BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> по сравнению с наноструктурами близкого состава на гранатовых подложках [16,20], где оно составляет порядка 15–25 min в тех же условиях. Например, спектры ПКЕ, характерные для состава BiYIG, удалось получить только для пленок с толщиной  $d = 44$  и 54 nm. При этом величина эффекта приблизительно в два раза меньше, чем для аналогичных пленок на подложках GGG [20].

Наблюдаемые особенности спектральных кривых ПКЕ при  $\lambda_1 = 480$  nm ( $E_1 \sim 2.6$  eV) и  $\lambda_2 = 350$  nm ( $E_2 \sim 3.1$  eV) могут быть связаны с  $t_2(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow t_{2g}(\text{Fe}^{2+})$  и  $e_g(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow e_g(\text{Fe}^{2+})$  переходами в октаэдрической подрешетке [30–32]. Однако для сверхтонких пленок с толщиной близкой или меньшей критической присутствие магнитных неоднородностей в интерфейсе пленка-подложка и в объеме пленок в значительной степени влияет на форму МО спектров. Например, для пленки толщиной  $d = 44$  nm спектр ПКЕ имеет форму, характерную для состава Bi<sub>0.5</sub>Y<sub>2.5</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, а для пленки с  $d = 54$  nm — для состава Bi<sub>2.5</sub>Y<sub>0.5</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (красный сдвиг пика в спектре). Для толщин пленок  $d \leq 28$  nm достоверных значений керровского вращения получить не удалось.

Как было показано в [20], спектры ПКЕ для высококачественных магнитно-однородных пленок BiYIG/GGG близки друг другу и эффект достигает максимальной величины  $\sim 20$  min при  $\lambda = 350$  nm ( $E = 3.54$  eV). В нашем случае, малые величины спектральных зависимостей ЭК могут быть связаны с магнитной неоднородностью пленок BiYIG, что влечет за собой значительное ухудшение магнитных и МО свойств наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Следует отметить различие зависимостей ЭК, полученных для структур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на эпитопированной и диффузно-отражающей подложках (на рисунке не показано), максимально выраженное в коротковолновой



**Рис. 3.** Спектры полярного эффекта Керра (ПКЕ) для (a) наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и (b) пленок BiYIG разной толщины (указаны на рисунке) в магнитном поле  $H = 4$  kOe. Спектры пленок получены после вычета вклада подложки. На вставках — полевые зависимости ПКЕ для наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (вверху) и пленок BiYIG (внизу) на длине волны  $\lambda = 413$  nm ( $E = 3$  eV).

области ниже 350 nm. Очевидно, что оно связано с комплексными вкладами эффектов Фарадея и Керра при многократном прохождении света, отраженного от обратной стороны подложки, а также с эллиптичностью света [13,20,27].

Как было показано в [16,20,27], вклад подложки существенно искажает форму полевых зависимостей эффекта Керра в наноструктурах. В данном случае в наноструктуре BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> малая МО активность подложки слабо влияет на полевую зависимость ЭК (вставка на рис. 3, a). В полевых зависимостях ЭК пленок проявляется характерный для ферромагнетиков излом с выходом на насыщение в полях  $H_S \sim 1$ –2.5 kOe (вставка на рис. 3, b), который становится более четким после вычитания вклада подложки. Небольшие различия в величине  $H_S$  для пленок с  $d = 54$  и 44 nm, скорее всего, обусловлены разной степенью магнитной неоднородности поверхности и объема (возможно, разным процентным содержанием Bi и Y). Такой вывод согласуется с данными работы [17]: при толщине пленок меньше критической ( $d < h$ ) диффузия элементов на границах раздела приводит к формированию слоев переменного состава в пленках. В свою очередь это приводит, к образованию магнитомертвого и магнитопассивного слоев, уменьшению намагниченности, величины ЭК, и изменению формы полевых зависимостей эффекта.

Островковая структура роста пленок BiYIG на r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> только усиливает влияние этих факторов.

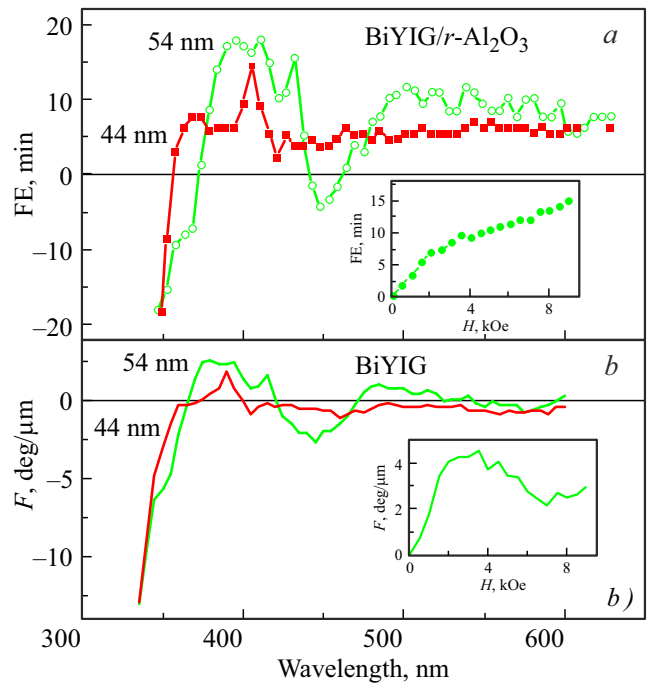
## 4.2. Эффект Фарадея

Магнитные неоднородности в наноразмерных пленках BiYIG проявляются также в проходящем свете в спектральных зависимостях эффекта Фарадея. Островковая морфология пленок на подложках r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> приводит к уменьшению намагниченности и, как следствие, к уменьшению фарадеевского вращения до  $\sim 10\text{--}20\text{ min}$  в широкой спектральной области от 320 до 650 nm (рис. 4, а). Однако форма спектральных кривых для пленки  $d = 54\text{ nm}$  остается близкой к спектрам FE для пленок BiYIG на GGG [20]. Отрицательная часть кривой ЭФ при  $\lambda < 350\text{ nm}$  связана с переходами с переносом заряда из р-О состояний в 3d-Fe состояние в октаэдрических комплексах [6,33]. Положительный эффект в интервале  $350 < \lambda < 490\text{ nm}$  связан с переходами типа  $t_2(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow t_{2g}(\text{Fe}^{2+})$  и  $e_g(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow e_g(\text{Fe}^{2+})$ . При  $\lambda > 490\text{ nm}$  спектр FE формируется электродипольными переходами из 3d основного состояния в гибридизированное Bi-O-Fe возбужденное состояние в октаэдрических [FeO] комплексах [33–37].

Из полученных данных слабо прослеживается корреляция FE с толщиной пленок BiYIG. Надо отметить, что при толщинах менее 28 nm величина фарадеевского вращения падает практически до нуля. Поэтому результаты измерений спектральных и полевых зависимостей FE для более тонких пленок не приводятся. Таким образом, если в близких по толщине пленках BiYIG на GGG максимальная величина FE достигает 1 градуса [20], то в пленках BiYIG на подложке r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> эффект уменьшается примерно в три раза ( $\leq 20\text{ min}$  в поле  $H \sim 7\text{ kOe}$ ) и может быть достоверно измерен только для пленок толщиной  $d = 44$  и  $54\text{ nm}$ .

Как в случае РКЕ, так и для FE, вращение плоскости поляризации света в массивных подложках аддитивно проявляется в спектральных и полевых зависимостях МО эффектов для наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (вставка на рис. 4, а). Так, только после вычитания вклада подложки в полевых зависимостях удельного фарадеевского вращения  $F$  ( $F = \text{FE}/d$ ) появляется перегиб с выходом на насыщение, как для намагниченности, так и для РКЕ. При этом максимальная величина  $F$  составляет  $\sim 4\text{ deg}/\mu\text{m}$  в полях  $H > 2\text{ kOe}$  для длины волны 413 nm (вставка на рис. 4, б). Известно, что типичные значения удельного вращения для кристаллов и толстых пленок BiYIG в области положительного максимума составляют порядка  $20\text{--}25\text{ deg}/\mu\text{m}$  ( $200000\text{ deg}/\text{cm}$ ) в полях  $H_S > 2\text{ kOe}$  [1,6–8,35,37–39]. Полученные нами значения FE для наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> того же порядка, что может свидетельствовать об удовлетворительном МО качестве полученных пленок BiYIG на подложках r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Кроме перегиба на кривых  $F(H)$  видны дополнительные особенности (изломы), которые отсутствуют



**Рис. 4.** (а) Спектральная зависимость эффекта Фарадея (FE) для наноструктур BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и (б) спектры удельного фарадеевского вращения ( $F$ ) для пленок BiYIG разной толщины, полученные после вычета вклада подложки, в поле  $H = 7\text{ kOe}$ . На вставках приведены соответствующие полевые зависимости FE на длине волны  $\lambda = 413\text{ nm}$  ( $E = 3\text{ eV}$ ): (вверху) для структуры BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и удельного фарадеевского вращения для пленки BiYIG после вычета вклада подложки (внизу).

на полевых зависимостях ЭК. Появление этих особенностей отражает особенности пленочного состояния BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, связанные с отклонением соотношения концентрации ионов Bi/Y по толщине пленки вследствие особенностей роста [17] и влиянием подложки. Известно, что для однородных пленок фиксированного состава спектры и величины  $F(\lambda)$  должны быть близки друг другу и не зависеть от типа подложки и толщины структуры. Такая закономерность прослеживается в структурах BiYIG/GGG(YAG) с толщиной пленок больше критической ( $d > 30\text{ nm}$ ) [16,20]. Однако более выраженная магнитная неоднородность пленок BiYIG на r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> приводит к большему искажению спектральных и полевых зависимостей МО параметров, а в пленках с толщиной  $d < 28\text{ nm}$  удельное фарадеевское вращение вообще стремится к нулю. Аналогичное поведению  $F(\lambda)$  наблюдалось в BiYIG на гранатовых подложках только для пленок толщиной менее 10 nm [16,20].

Таким образом, массивные прозрачные подложки r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> обладают минимальной величиной МО эффектов со слабыми дисперсионными характеристиками по сравнению с гранатовыми подложками. Магнитооптические эффекты Керра и Фарадея в тонкопленочных наноструктурах BiYIG/r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> достигают заметных значений в видимой области спектра в магнитных по-

лях больше 2 kOe и близки по величине к эффектам, наблюдаемым в тонкопленочных структурах BiYIG на гранатовых подложках.

## 5. Заключение

Рассмотрены магнитооптические эффекты Фарадея и Керра в тонкопленочных магнитных наноструктурах и пленках  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 5, 11, 28, 44 и 54 nm, полученных методом магнетронного распыления на подложках диамagnetного диэлектрика  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ .

Исследованы особенности спектральных и полевых характеристик эффектов Фарадея и полярного эффекта Керра в пластинах монокристаллического сапфира с  $\text{r}$ -ориентацией. Установлено, что магнитооптические эффекты для  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  имеют слабую дисперсию в спектральном интервале  $300 < \lambda < 800$  nm: полярный эффект Керра меняется от  $-0.1$  до  $-1.5$  min, а постоянная Верде от  $+0.01$  до  $+0.03$  min/(Oe · cm). Показано, что для наноразмерных пленок  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной больше 44 nm удельное фарадеевское вращение в диапазоне энергий 1.5–4.1 eV выше, чем в подложках  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$  и достигает в максимуме 40000 deg/cm в магнитном поле 7 kOe, а эффект Керра — около 5 min в поле 4 kOe. Таким образом, отсутствует необходимость учета вклада сапфировой подложки при исследовании магнитооптических эффектов в тонкопленочных наноструктурах  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ .

Магнитные неоднородности в пленках  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  формируются в результате диффузии элементов на границах раздела пленки с воздухом и с подложкой, образования пор и высокой плотности дислокаций смещения в интерфейсе [17]. В наноструктурах  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$  с островковой структурой роста и толщиной пленок ниже критической магнитные неоднородности усиливаются. Однако это приводит к незначительному (в 3–5 раз) ухудшению их магнитооптических характеристик по сравнению с близкими по составу пленками на гранатовых подложках.

Полученные значения магнитооптического отклика в структурах  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$  иллюстрируют потенциальную возможность их применения как для фундаментальных исследований, так и для оптимизации методики синтеза магнитных наноструктур на основе железитриевого граната и создания новых функциональных элементов оптоэлектронных устройств на подложках  $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ для ИФМ УрО РАН. Формирование пленок методом магнетронного распыления выполнялось в рамках проекта РНФ № 24-42-02008. Рентгено-спектральные и микроскопические измерения образцов проведены в ЦКП ИФМ УрО РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. IOP Publishing, Bristol, Philadelphia, USA (1997), p. 381.
- [2] B.J.H. Stadler, T. Mizumoto. IEEE Photonics Journal **6**, 0600215 (2014).
- [3] S. Kharatian, H. Urey, M. Onbasli. Adv. Opt. Mat. **8**, 1901381 (2020).
- [4] H. Alisafae, M. Ghanaatshoar. Appl. Opt. **51**, 21, 5144 (2012).
- [5] A.V. Telegin, Yu.P. Sukhorukov. Magnetochemistry **8**, 173 (2022).
- [6] V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D. Balabanov, V. Burkov. Appl. Opt., **52**, 26, 6599 (2013).
- [7] S.M. Sutorin, A.M. Korovin1, V.E. Bursian, L.V. Lutsev, V. Bourobina, N.L. Yakovlev, M. Montecchi, L. Pasquali, V. Ukleev. Phys. Rev. Mat. **2**, 104404 (2018).
- [8] Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарева, Е.А. Ганьшина, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, Е.В. Мостовщикова, А.В. Телегин, А.Н. Виноградов, И.К. Родин. ФТТ **46**, 7, 1203 (2004).
- [9] J. Qiu, K. Hirao. J. Mat. Research **13**, 5, 1358 (1998).
- [10] E. Munin, J.A. Roversi, A.B. Villaverde. J. Phys. D: Appl. Phys. **25**, 1635 (1992).
- [11] A.V. Starobor, D.S. Zheleznev, O.V. Palashov, E.A. Khazanov. J. Opt. Soc. Am. B **28**, 6, 1409 (2011).
- [12] A.K. Zvezdin, G.S. Krinchik, R.Z. Levitin, V.A. Lyskov. JETP Lett. **37**, 7, 331 (1983).
- [13] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, И.Д. Лобов, А.М. Коровин. Опт. и спектр. **132**, 7, 733 (2024).
- [14] N. Askarzadeh, H. Shokrollahi. Results in Chemistry **16**, 102390 (2025).
- [15] Н.В. Шарова, Н.А. Попова, Е.С. Лукин. Успехи в химии и химической технологии **30**, 7, 130 (2016).
- [16] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, I.D. Lobov, S.V. Naumov, S.S. Dubinin, K.A. Merencova, M.S. Artemyev, A.P. Nosov. J. Appl. Phys. **136**, 193905 (2024).
- [17] И.А. Субботин, Э.М. Пашаев, А.О. Беляева, И.Н. Трунькин, С.С. Дубинин, К.А. Меренцова, М.С. Артемьев, А.П. Носов, А.Л. Васильев. Кристаллография **70**, 529 (2025).
- [18] J.H. Van der Merwe. Lattice mismatch and bond strength at the interface between oriented films and substrates. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris (1964), p. 172.
- [19] A. Fluri, C.W. Schneider, D. Pergolesi. In situ stress measurements of metal oxide thin films in book Metal oxide-based thin film structures. Elsevier, Amsterdam, Netherlands. (2017), p. 109–132.
- [20] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, I.D. Lobov, S.V. Naumov, S.S. Dubinin, K.A. Merencova, M.S. Artemyev, A.P. Nosov. J. Magn. Magn. Mater. **608**, 172415 (2024).
- [21] Е.М. Воронкова, Б.И. Гречушников, Г.И. Дистлер, И.П. Петров. Оптические материалы для инфракрасной техники. Наука, М. (1965), с. 335.
- [22] V.A. Lubarda, M.V. Lubarda. J. Am. Ceram. Soc. **106**, 3, 2008 (2022).

- [23] Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Наукова Думка, Киев, Украина (1979), с. 182.
- [24] M.E. Innocenzi, R.T. Swimm, M. Bass, R.H. French, A.B. Villaverde, M.R. Kokta. *J. Appl. Phys.* **67**, 7542 (1990).
- [25] V.G. Kravets. *Optics and Spectroscopy* **98**, 3, 405 (2005).
- [26] B.B. Krichevstov, A.M. Korovin, S.M. Suturin, A.V. Telegin, I.D. Lobov, N.S. Sokolov. *Thin Solid Films* **756**, 139346 (2022).
- [27] S.M. Zanjania, M.C. Onbaşlı. *J. Magn. Magn. Mater.* **499**, 166108 (2020).
- [28] W.Y. Lung, J.R. Chamberlain. *Phys. Lett.* **27A**, 6, 365 (1968).
- [29] S. Visnovsky, V. Prosser, R. Krishnan, V. Parizek, K. Nitsch, L. Svobodova. *IEEE Trans. Magn.* **17**, 6, 3205 (1981).
- [30] S. Visnovsky, R. Krishnan, V. Prosser. *J. Appl. Phys.* **49**, 2212 (1978).
- [31] W.K. Li, G.Y. Guo. *Phys. Rev. B* **103**, 1, 014439 (2021).
- [32] F. Iori, A. Teurtrie, L. Bocher, E. Popova, N. Keller, O. Stéphan, A. Gloter. *Phys. Rev. B* **100**, 245150 (2019).
- [33] S. Kahl, V. Popov, A.M. Grishin. *J. Appl. Phys.* **94**, 9, 5688 (2003).
- [34] E. Jesenska, T. Yoshida, K. Shinozaki, T. Ishibashi, L. Beran, M. Zahradnik, R. Antos, M. Kučera, M. Veis. *Opt. Mat. Exp.* **6**, 6, 1986 (2016).
- [35] M. Veis, E. Lišková, R. Antoš, Š. Višňovský, N. Kumar, D.S. Misra, N. Venkataramani, S. Prasad, R. Krishnan. *Thin Solid Films* **519**, 8041 (2011).
- [36] Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова, Е.А. Евдищенко. *Кристаллография* **66**, 3, 341 (2021).
- [37] K.M. Mukimov, B.Yu. Sokolov, U.V. Valiev. *Phys. Stat. Sol. A* **119**, 307 (1990).
- [38] A. Hasanpoura, M. Mozaffaria, J. Amighiana, H. Richertd, A. Lorenzd, M. Lindnerd, P. Gornertd, H. Heegne. *J. Magn. Magn. Mat.* **317**, 41 (2007).
- [39] M. Deb, E. Popova, A. Fouchet, N. Keller. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 455001 (2012).

Редактор Т.Н. Василевская