

ОБЗОРЫ (ПО МАТЕРИАЛАМ XLVII ВАВИЛОВСКИХ ЧТЕНИЙ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ, МОСКВА, 12 АПРЕЛЯ 2023 Г.)

Магнитооптика и оптомагнетизм в наноструктурах

Д.О.Игнатъева, А.В.Присяжнюк, Д.М.Кричевский, В.И.Белотелов

Переход от однородных материалов к материалам, структурированным на масштабах меньше длины волны излучения, позволяет управлять взаимодействием света с веществом за счет возбуждения и перестройки различных оптических мод структуры. Описываются новые явления и эффекты, возникающие при взаимодействии света с наноструктурированными магнитными материалами. Наноструктурирование играет важную роль как для магнитооптики (воздействие намагниченности материала на световую волну), приводя к значительному усилению магнитооптических эффектов и даже к появлению новых эффектов, так и для оптомагнетизма (воздействие лазерных импульсов на намагниченность), открывая возможность для трехмерной магнитной записи и возбуждения обменных спиновых волн. Если масштаб структуры становится порядка десятков и даже единиц нанометров, то начинают проявляться квантовые свойства, которые перспективны для использования магнитных наноструктур для квантовых технологий.

Ключевые слова: магнитооптика, обратная магнитооптика, магнитные наноструктуры, ферромагнетики.

1. Введение

В последние 20 лет происходит бурное развитие нанофотоники – раздела оптики, в котором оптическое излучение резонансным образом взаимодействует с различными наноструктурами и таким образом реализуется целый ряд интересных эффектов. В основе этих эффектов лежит неоднородность поля на наномасштабах, и их наблюдение невозможно с использованием однородных сред. Среди таких нанофотонных структур можно выделить плазмонные (металл-диэлектрические) наноструктуры и полностью диэлектрические наноструктуры. В то же время, в зависимости от параметров структуры, и те, и другие могут поддерживать как локализованные, так и бегущие оптические моды. За счет этого появляются широкие возможности для управления характером взаимодействия излучения с наноструктурой.

Сочетание нанофотоники и магнитооптики позволяет управлять магнитооптическими свойствами структуры, т.е. эффективно влиять на поляризацию, интенсивность и другие характеристики взаимодействующего с наноструктурой излучения [1]. Магнитооптические эффекты, такие как экваториальный, меридиональный и полярный эффекты Керра и эффект Фарадея, могут быть значитель-

но усилены в магнитной наноструктуре на резонансной длине волны, определяемой параметрами наноструктуры, а не составом материала [2, 3]. Таким образом, становится возможным «переносить» спектральную область наблюдения магнитооптических эффектов в область прозрачности материала и сочетать большие значения магнитооптических эффектов с большим пропусканием (или отражением) оптического сигнала. При этом сама спектральная область, в которой наблюдается усиление эффектов, может иметь совершенно разную ширину – от долей до сотен нанометров, а также различные типы дисперсии, включающие в себя как очень плавные, так и сверхчувствительные зависимости от параметров оптического излучения и структуры.

Более того, как показывают исследования последних лет, при использовании нанофотоники появляется замечательная возможность «конструировать» желаемые магнитооптические эффекты при помощи подбора нанопотонной структуры [2]. В таком случае магнитооптические наноструктуры, или, как их часто называют, «магнитооптические метаповерхности», могут иметь магнитооптические свойства, не наблюдаемые в природных магнитооптических материалах.

Дополнительные возможности открываются при переходе к магнитным объектам размером около нескольких десятков кубических нанометров. При этом уже начинают сказываться квантовые эффекты, которые открывают возможность рассматривать такие магнитные нанобъекты в качестве кубитов для современных квантовых вычислений.

2. Магнитооптика и оптомагнетизм в структурах с локализованными резонансами

Резонансы Ми впервые были описаны Густавом Ми в 1908 г. Возникновение этих резонансов соответствует резонансному увеличению сечения рассеяния и сечения экстинкции наночастиц. Такие резонансы проявляются как в

Д.О.Игнатъева, В.И.Белотелов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы; Крымский федеральный университет им. В.И.Вернадского, Россия, 295007 Симферополь, просп. Акад. Вернадского, 4; Российский квантовый центр, Россия, 121353 Москва, Большой бульвар, д. 30;

e-mail: belotelovvi@gmail.com

А.В.Присяжнюк. Крымский федеральный университет им. В.И.Вернадского, Россия, 295007 Симферополь, просп. Акад. Вернадского, 4

Д.М.Кричевский. Российский квантовый центр, Россия, 121353 Москва, Большой бульвар, д. 30; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

субволновых металлических, так и в диэлектрических наночастицах, и имеют одинаковую природу. В сферических наночастицах основные резонансы – это магнитодипольные и электродипольные моды (рис.1,*a*), при мень-

шем соотношении длины волны и диаметра частицы наблюдаются резонансы более высокой мультипольности: магнитные и электрические квадрупольные, октупольные и т.д.

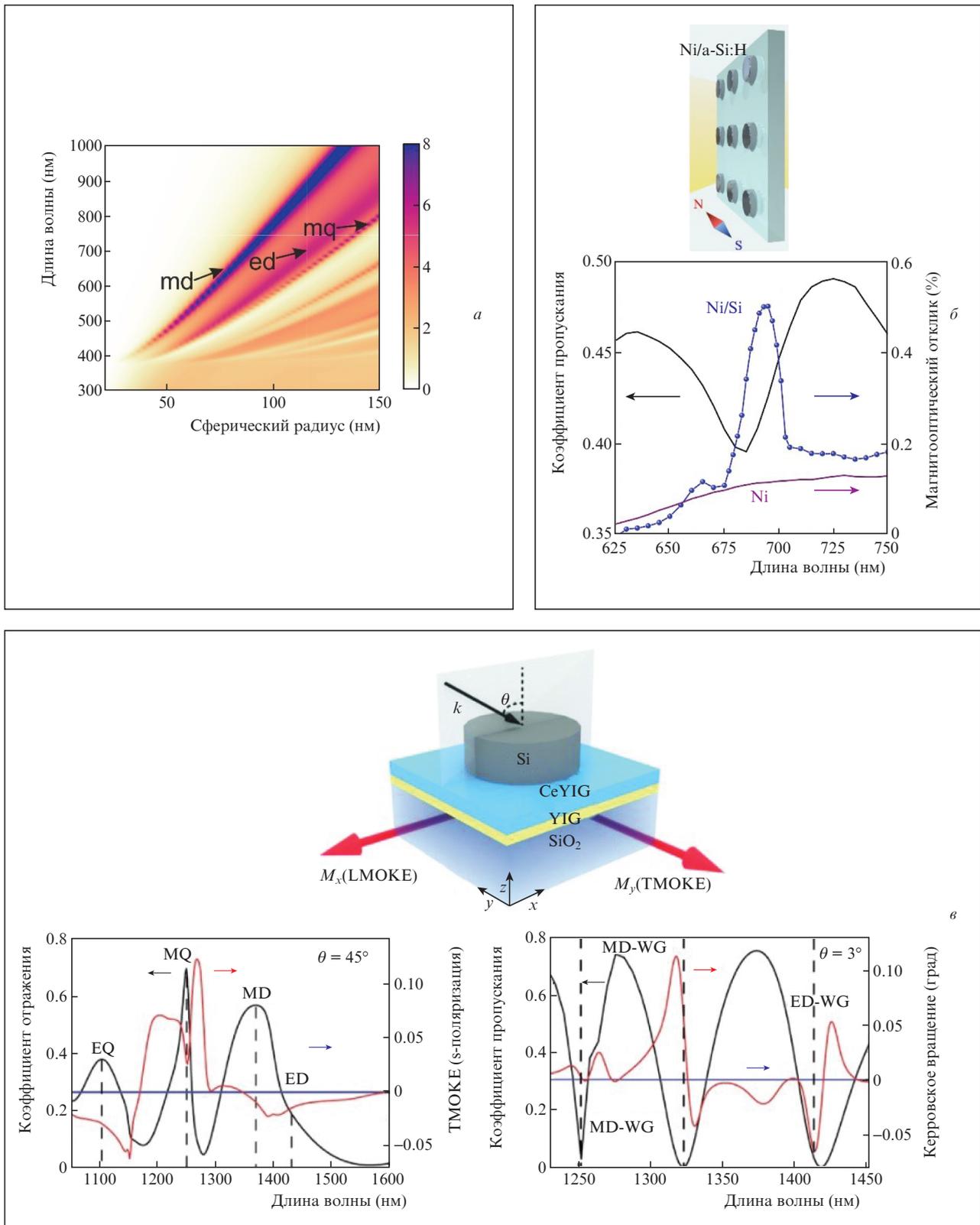


Рис.1. Магнитооптика резонансов Mn: спектры рассеяния сферической частицы кремния в свободном пространстве [2] (*a*), спектр пропускания и магнитооптического отклика (модуляция интенсивности) в метаповерхности на основе a-Si:H, покрытого слоем Ni толщиной 5 нм [4] (*b*), ТМОКЕ в s-поляризованном свете и полярный эффект Керра в метаповерхности на основе решетки нанодисков Si на поверхности CeYIG/YIG [5] (*c*).

Одно из первых теоретических исследований магнитооптики наночастиц с резонансами Ми было выполнено под руководством проф. А. Гарсиа-Мартин [6]. В исследовании было показано усиление магнитооптического вращения поляризации в таких наночастицах, наиболее существенно проявляющееся при возбуждении магнитодипольных и магнитных квадрупольных резонансов. В другой теоретической работе [7] была продемонстрирована возможность реализации перестраиваемой направленности рассеяния света в сферических частицах с резонансами Ми при приложении внешнего магнитного поля. В основе данного эффекта лежит изменение условий Керкера и, следовательно, диаграммы направленности и интенсивности рассеянного излучения, за счет магнитооптических компонент тензора диэлектрической проницаемости сферической частицы.

Сферические нанорезонаторы Ми сложны для изготовления, поэтому для практической реализации обычно используют нанозлементы (нанодиски, нанополоски), изготавливаемые путем электронной литографии из нанесенного на подложку полупроводника с высоким показателем преломления (например, Si) или металла (например, Au).

Резонансное усиление взаимодействия излучения и магнитооптической наноструктуры приводит к усилению магнитооптических эффектов. Так, было продемонстрировано, что магнитооптический интенсивностный эффект в экваториальной конфигурации намагниченности увеличился в четыре раза [4] при возбуждении магнитодипольной моды в наноструктуре, состоящей из кремниевых нанодисков, покрытых пятинанометровым слоем Ni (рис.1,б). Экспериментально наблюдалось усиление эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра [8, 9], а также магнитного кругового дихроизма [10].

Спектральное положение резонансов мод Ми зависит от формы наночастиц, что позволяет перестраивать магнитодипольные и электродипольные резонансы путем изменения геометрических параметров наночастиц, например соотношения диаметра нанодиска и его высоты. В теоретической работе [11] было показано, что в структуре, в которой совпадают положения электродипольных и магнитодипольных резонансов, наблюдается не только усиление эффекта Фарадея, но и увеличение оптического пропускания, т.е. увеличение магнитооптической добротности структуры. Аналогичное увеличение магнитооптической добротности и эффекта Фарадея при возбуждении мод Ми было показано в экспериментальной работе [12].

Еще более интересные эффекты могут наблюдаться за счет неоднородных распределений ближнего поля при возбуждении резонансов Ми в наночастицах. Одним из наиболее ярких проявлений является появление эффективного гиромангнитного отклика на оптических и ближних инфракрасных длинах волн. Впервые такой отклик наблюдался в магнитоплазмонной наноструктуре [13]. Экспериментально было показано, что за счет эффективных гиромангнитных свойств метаповерхности на основе кремниевых наночастиц с резонансами Ми демонстрирует гигантское значение экваториального эффекта Керра (рис.1,б), наблюдаемого в s-поляризации падающего света до 6.4% [5]. Более того, за счет возникновения токов смещения в такой наноструктуре наблюдается гигантский меридиональный эффект Керра в пропускании при близких к нормальным углам падения, на два порядка ве-

личины превышающий аналогичный эффект в гладкой пленке без наночастиц [5].

3. Магнитооптические и оптомагнитные эффекты при возбуждении бегущих мод

Бегущие волны в наноструктуре могут быть представлены как поверхностными плазмон-поляритонами в металл-диэлектрических системах, так и волноводными или решеточными модами диэлектрических наноструктур. Для возбуждения таких волн необходимо выполнение условий согласования тангенциальной проекции волнового вектора падающего излучения k_τ и собственной моды структуры β [14]:

$$\beta = k_\tau + l_x G_x \mathbf{i} + l_y G_y \mathbf{j}, \quad (1)$$

где $G_m = 2\pi/P_m$ – величина векторов обратной решетки структуры; \mathbf{i} и \mathbf{j} – единичные вектора, характеризующие направления G_m ; l_m – порядки дифракции, возбуждающие бегущие моды. Уравнение (1) записано для двумерной решетки, однако аналогичные условия наблюдаются и для одномерной решетки ($G_y = 0$, $l_y = 0$), а также для решеток гексагональных и других форм (в этом случае вектора \mathbf{i} и \mathbf{j} не будут ортогональны друг другу).

Качественно взаимодействие излучения с такой наноструктурой можно описать как проникновение света в диэлектрический или плазмонный волновод, распространение вдоль поверхности внутри волновода и дальнейшее рассеяние на решетке. Известно, что поляризационные магнитооптические эффекты пропорциональны расстоянию, пройденному светом внутри магнитного материала. Таким образом, возбуждение бегущих мод структуры должно приводить к усилению поляризационных эффектов. Усиление эффекта Фарадея было показано в работах [15, 16] при возбуждении плазмонных мод в металлической пленке, покрывающей диэлектрический магнитный слой (рис.2,а). Аналогичное резонансное усиление эффекта Фарадея было теоретически и экспериментально продемонстрировано в полностью диэлектрических решетках, поддерживающих возбуждение волноводных мод в магнитооптическом слое [17–21].

Еще одной интересной возможностью, которая появляется в наноструктурированных магнитооптических материалах, является усиление интенсивностных магнитооптических эффектов. Одним из наиболее известных таких эффектов является экваториальный эффект Керра (ЭЭК), состоящий в изменении интенсивности проходящего или отраженного света при изменении магнитного поля. Обычно ЭЭК очень мал в гладких пленках и кристаллах и не превышает 0.1%, поэтому его усиление является актуальной задачей.

Изменение направления внешнего магнитного поля меняет дисперсию бегущих мод ТМ-типа (как плазмонных, так и волноводных), таким образом вызывая сдвиг резонанса в соответствии с уравнением (1), модуляцию интенсивности отраженного и прошедшего излучения [22] и усиление ЭЭК. Такой механизм усиления ЭЭК наблюдается как в плазмонных [22–24], так и в волноводных [25–27] структурах. Отметим, что свойства ЭЭК существенно меняются за счет реализации резонансного механизма усиления ЭЭК при возбуждении мод. Так, в экспериментальных работах были показаны возможности уси-

ления ЭЭК в прозрачных структурах без поглощения [25], а также наблюдения аналога ЭЭК при нормальном падении света [28], что невозможно в гладких пленках и кристаллах. Более того, в двумерных волноводных решетках возможно наблюдение аналога ЭЭК для s-поляризованного света [29] (рис.2,б). Столь необычный эффект

объясняется возможностью возбуждения мод, бегущих под углом к плоскости падения света, и одновременной модуляцией как их постоянной распространения, так и поляризации, под воздействием внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости падения [29].

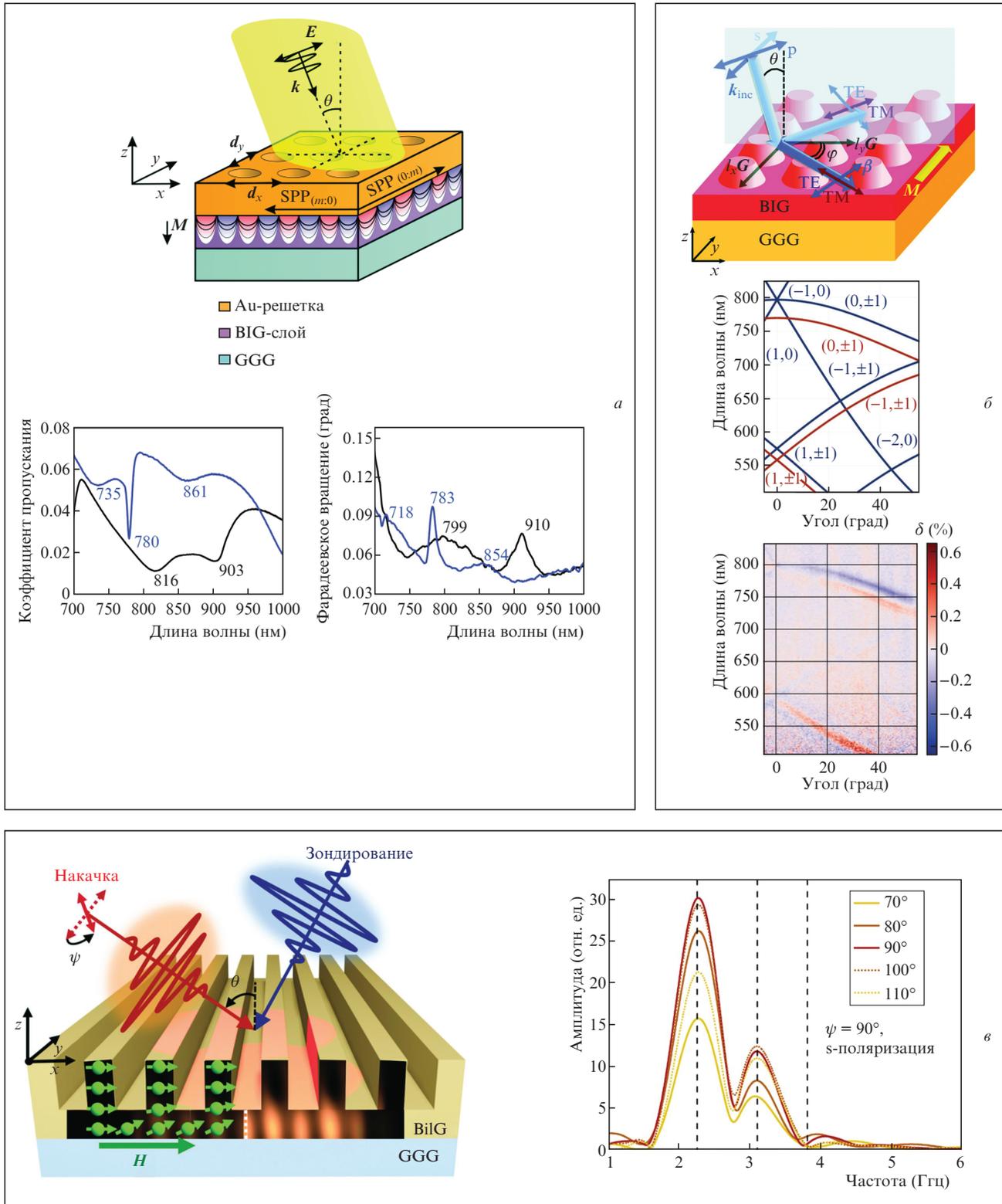


Рис.2. Магнитооптика и оптомагнетизм нанофотонных решеток: усиление эффекта Фарадея в магнитоплазменной двумерной решетке [16] (а), усиление ЭЭК в полностью диэлектрической двумерной решетке феррит-граната [29] (б), возбуждение стоячих спиновых волн в диэлектрической одномерной решетке граната за счет возбуждения волноводных мод [30] (в).

Возбуждение плазмонных и волноводных мод существенно влияет и на характер обратных магнитооптических, или оптомагнитных, эффектов [31]. Высокая неоднородность излучения внутри наноструктуры с пространственными масштабами порядка 30–50 нм позволяет возбуждать в магнитных пленках не только основную однородную моду прецессии, но и более высокочастотные спин-волновые резонансы [30] (рис.2,в). В то же время, важным с точки зрения обратных магнитооптических эффектов является и другая особенность мод, а именно наличие четвертьпериодного фазового сдвига между ортогональными компонентами плазмонных и волноводных мод ТМ-типа, приводящего, фактически, к конверсии линейной поляризации в эллиптическую внутри волноводной структуры. Таким образом, возникает обратный экваториальный эффект Керра [32, 33] – аналог обратного эффекта Фарадея, в котором индуцированное светом магнитное поле направлено в плоскости магнитного материала перпендикулярно плоскости падения света. Обратный экваториальный эффект Керра может проявляться как в волноводных [32], так и в плазмонных наноструктурах [33–35]. При этом в плазмонной наноструктуре поляризация и пространственное распределение индуцированного магнитного поля фактически фиксировано и определяется свойствами плазмон-поляритона на металл-диэлектрической границе [33–35]. В волноводной структуре пространственный профиль обратного ЭЭК может перестраиваться благодаря возможности возбуждения мод различных порядков, что приводит к селективному и перестраиваемому возбуждению более высокочастотных спин-волновых резонансов [32].

Еще одним интересным эффектом, продемонстрированным в магнитоплазмонной структуре, является эффект плазмонного дихроизма [36]. Сам эффект плазмонного дихроизма проявляется как разный коэффициент поглощения плазмонов, распространяющихся в двух противоположных направлениях, перпендикулярно магнитному полю. Поскольку значительную роль в сверхбыстрых процессах, в том числе для сверхбыстрой полностью оптической записи информации, играют термические эффекты в магнитных слоях [31], плазмонный дихроизм открывает возможность детерминированной термической записи магнитного бита при помощи фемтосекундного лазерного импульса [36].

4. Магнитооптические и оптомагнитные эффекты в магнитофотонных кристаллах

Магнитооптические эффекты в одномерных магнитофотонных кристаллах (МФК), представляющих собой слоистые структуры с магнитооптическими слоями, активно изучались на протяжении последних нескольких десятков лет [37, 38]. Одномерные фотонные кристаллы характеризуются наличием запрещенной зоны – диапазона частот, внутри которого свет испытывает брэгговское отражение от фотонного кристалла, а на границе которого существенно замедляется его групповая скорость. Усиление эффекта Фарадея наблюдается на границе запрещенной зоны фотонного кристалла [39]. Два фотонных кристалла, между которыми находится магнитооптический слой, представляют собой микрорезонатор, в котором за счет интерференции Фабри–Перо происходит многократное прохождение света через магнитооптический материал и, следовательно, наблюдается усиление

эффекта Фарадея [37, 39–41] (рис.3,а). Обычно одна микрорезонаторная мода возникает внутри одной запрещенной зоны, таким образом, соседние микрорезонаторные моды, на которых возможно усиление эффекта Фарадея, оказываются разнесены более чем на октаву. Недавние исследования показывают, что использование многослойных структур с другими типами периодичности – например, квазикристаллических или детерминированных апериодических структур, в которых также наблюдаются запрещенные зоны, позволяет получить запрещенные зоны в соседних частотных диапазонах и реализовать условия для возбуждения микрорезонаторных мод в них [42]. В этом случае в пределах уже одной октавы возникает серия микрорезонаторных мод, на которых происходит усиление эффекта Фарадея [42].

Еще одной интересной конфигурацией для наблюдения магнитооптических эффектов в «обычном» МФК с дефектом является наклонное падение света под углом Брюстера [43]. В таком случае запрещенная зона схлопывается для ТМ-поляризованного света, который проходит МФК, не испытывая переотражений и интерференции между его слоями. Для ТЕ-поляризованного света эффективность брэгговских переотражений, напротив, возрастает, за счет увеличения коэффициентов отражения Френеля. Таким образом, возможно осуществление магнитооптического переключения для ТМ-поляризованного света, падающего на фотонный кристалл, между режимом почти 100%-ного пропускания в отсутствие магнитного поля и режимом околонулевого пропускания при включении магнитного поля за счет конверсии излучения в микрорезонаторную ТЕ-моду и ее запираания внутри фотонного кристалла.

Значительный интерес в последние годы вызывает возбуждение таммовских поверхностных мод на границе фотонных кристаллов. Такие моды заперты в узком приповерхностном слое фотонного кристалла, с одной стороны, за счет условий полного внутреннего отражения от внешней среды, а с другой – за счет запрещенной зоны самого фотонного кристалла. Таммовские моды характеризуются высокой добротностью и высокой чувствительностью к параметрам структуры, что приводит, в частности, к существенному усилению экваториального эффекта Керра в них [44]. Чувствительность как самих таммовских мод, так и ЭЭК к параметрам внешней среды обуславливает возможность применения таких структур в качестве сенсоров, как это подробнее описано в разд.5.

В МФК были также найдены ряд интересных особенностей оптомагнитных эффектов. В частности, в работе [45] было обнаружено гигантское усиление обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) в МФК, состоящего из двух немагнитных брэгговских зеркал с микрорезонаторным слоем из висмутового феррита-граната [46]. Максимальное усиление ОЭФ было достигнуто на длине волны дефектной моды и вызвано сильной локализацией света внутри магнитной пленки (рис.3,б). В случае, если брэгговские зеркала состоят из магнитоупорядоченного материала, возможно селективно управлять величиной ОЭФ в каждом слое путем варьирования длины волны внутри фотонной запрещенной зоны системы. Это было продемонстрировано экспериментально в [47], где использовались брэгговские отражатели из чередующихся слоев висмутового феррит-граната/ $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с дефектным слоем из висмутового феррит-граната (рис.3,в). Кроме того, важно отметить еще одну особенность МФК. В запрещенной зоне

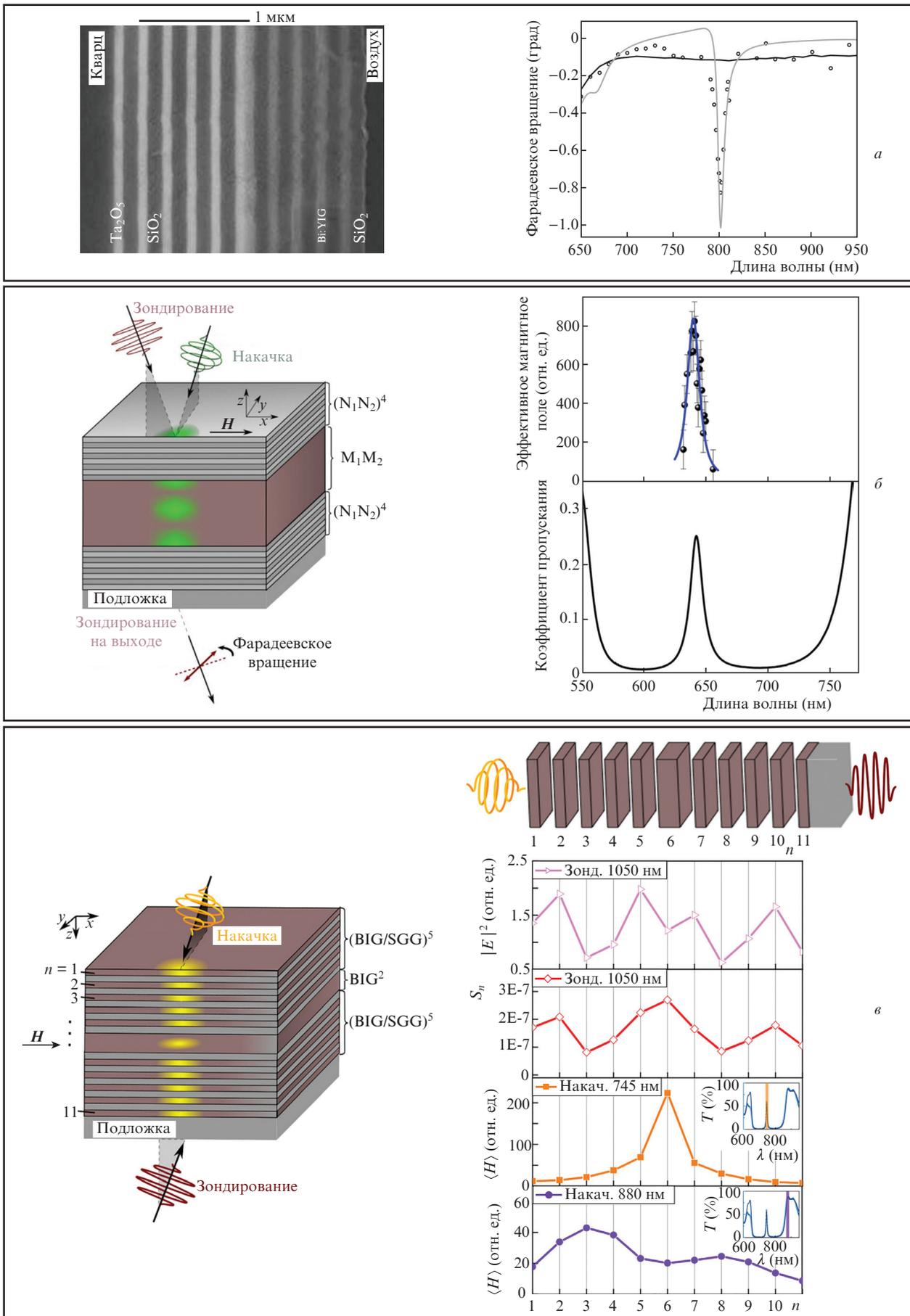


Рис.3. ОЭФ в МФК: усиление эффекта Фарадея в МФК [41] (а), гигантское усиление ОЭФ на микрорезонаторной моде МФК [45] (б), селективное возбуждение спиновой динамики в различных слоях МФК [47] (в).

внутри микрорезонаторного слоя ОЭФ имеет осциллирующее по толщине слоя распределение, что позволяет возбуждать не только однородную прецессию намагниченности (или же обратную магнитостатическую волну нулевого порядка), но и стоячие по толщине спиновые волны (спин-волновые резонансы), которые были известны еще примерно с середины XX века [48]. Так, в работе [49] возбуждение стоячих спиновых волн в МФК было показано теоретически, а в [50] это было продемонстрировано экспериментально. Важно отметить, что спин-волновые резонансы различных порядков в микрорезонаторном слое МФК возможно селективно возбуждать путем варьирования длины волны внутри запрещенной зоны. В работе [50] это продемонстрировано для спиновых мод 3-го и 4-го порядка.

5. Применение магнитофотонных наноструктур

Наиболее распространенным является применение магнитофотонных наноструктур для магнитооптического управления оптическим излучением, в том числе, для создания магнитооптических модуляторов и изоляторов, имеющих важное значение для телекоммуникационных систем. Принцип работы таких устройств может быть основан как на поляризационных магнитооптических эффектах и использовании дополнительных поляризаторов до и после магнитофотонной структуры, так и на интенсивностных магнитооптических эффектах, обеспечивающих непосредственно модуляцию интенсивности излучения или магнитооптического невязимого поглощения [51]. Для оптимальной работы таких устройств требуется реализация в них магнитооптического поворота поляризации на 45° или магнитооптической модуляции излучения со 100%-ной глубиной [2]. Хотя текущие экспериментальные исследования демонстрируют значительное усиление магнитооптических эффектов в наноструктурах, такие величины модуляции в настоящее время достижимы только в достаточно протяженных магнитооптических кристаллах. Именно этим фактом обусловлен интерес к поиску более эффективных и миниатюрных наноструктур, сочетающих высокую эффективность управления оптическим излучением и субмикронные размеры.

В то же время активно развивается такая область применения магнитофотонных наноструктур, как сенсоры [52]. Принцип их действия аналогичен плазмонным сенсорам [53], однако вместо измерения коэффициента отражения, имеющего резонанс при возбуждении поверхностной плазмонной моды, в магнитооптических сенсорах обычно измеряется более узкий и добротный резонанс экваториального эффекта Керра, связанный с возбуждением тех или иных поверхностных мод. Экспериментально продемонстрированы сверхчувствительные магнитофотонные сенсоры на таммовских поверхностных модах в фотонных кристаллах [54, 55], обеспечивающие высокоточные измерения показателя преломления газовой смеси (рис.4.а). Также было предложено использовать таммовские моды в магнитофотонных кристаллах для детектирования сверхслабых пиков поглощения, проявляющихся в органических веществах в ближнем ИК диапазоне и служащих своеобразными маркерами присутствия той или иной компоненты в органической смеси [56]. Помимо измерения показателя преломления (его дей-

ствительной или мнимой части), магнитофотонные наноструктуры также могут работать как сенсоры магнитного поля (рис.4.б) – магнитометры, т. к. они позволяют измерять величины всех трех компонент слабых магнитных полей, приложенных к структуре [57, 58]. Более того, неоднородности оптического ближнего поля, реализуемые в нанофотонных структурах при возбуждении оптических резонансов, позволяют детектировать неоднородные распределения намагниченности, возникающие, например, при генерации спиновых волн с субмикронной длиной волны [59].

Еще одним перспективным направлением применения магнитных нанофотонных структур является полностью оптическая запись информации. По сравнению с гладкими пленками, возбуждение локализованных резонансов позволяет эффективно сконцентрировать излучение в латеральном направлении [60–62] в субволновую область, и таким образом, уменьшить латеральный размер магнитного бита меньше дифракционного предела. Также возможна и селективная резонансная локализация излучения в одном из нескольких магнитных слоев многослойной структуры (в перпендикулярном магнитным пленкам направлении), позволяющая переключать выбранный магнитный слой (рис.4.в), который определяется параметрами оптического излучения, без воздействия на остальные слои [63].

6. Ферримагнетики с точкой компенсации

Ферримагнетики – это магнитоупорядоченные материалы, которые сочетают в себе свойства как ферро-, так и антиферромагнетиков. Одним из примеров ферримагнетиков являются редкоземельные ферриты-гранаты (РФГ), в которых есть две магнитные подрешетки железа и одна подрешетка магнитных редкоземельных ионов. Поскольку обменное взаимодействие между ионами железа значительно сильнее взаимодействия ионов железа с редкоземельными ионами, то, как правило, подрешетки железа рассматривают как одну единую магнитную подрешетку с намагниченностью M_{Fe} , а состояние намагниченности редкоземельного феррита-граната задают с помощью векторов полной намагниченностей подрешеток $M = M_{Fe} + M_{Fe}$ и антиферромагнитного вектора Нееля $L = M_{Fe} - M_R$, где M_R – намагниченность редкоземельной подрешетки. В общем случае для описания спиновой динамики РФГ необходимо решить уравнения Ландау–Лифшица для каждой из подрешеток, с учетом взаимодействия между ними. Однако в ряде случаев можно ограничиться уравнениями, которые получены из эффективного лагранжиана системы, записанного только в терминах компонент вектора Нееля [64].

Важным свойством этих материалов является возможность полной компенсации магнитных моментов подрешеток, которая происходит при некоторой температуре, называемой точкой компенсации намагниченности. Компенсация магнитного момента возникает из-за того, что при увеличении температуры намагниченности разных подрешеток уменьшаются с разной скоростью [65]. При этом в окрестности такой точки возможен скос векторов намагниченности подрешеток (область неколлинеарности), благодаря которому магнитная система приобретает новые статические и динамические свойства. Рассмотрим пленку РФГ, обладающую одноосной маг-

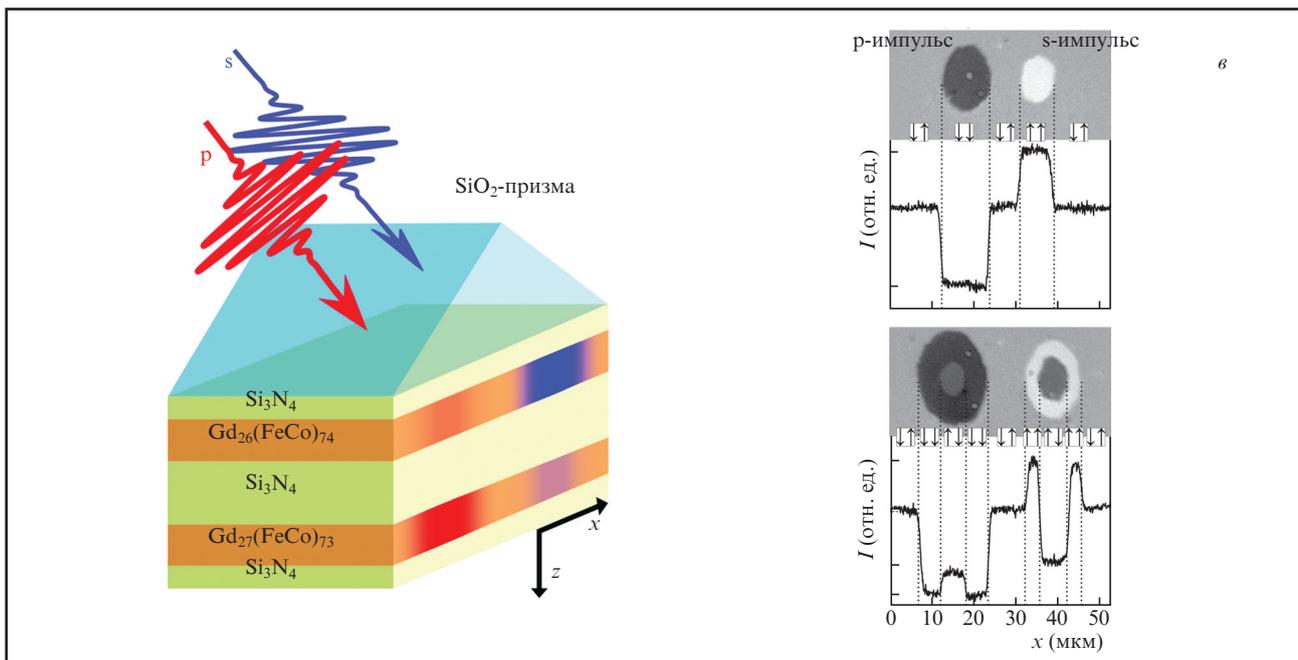
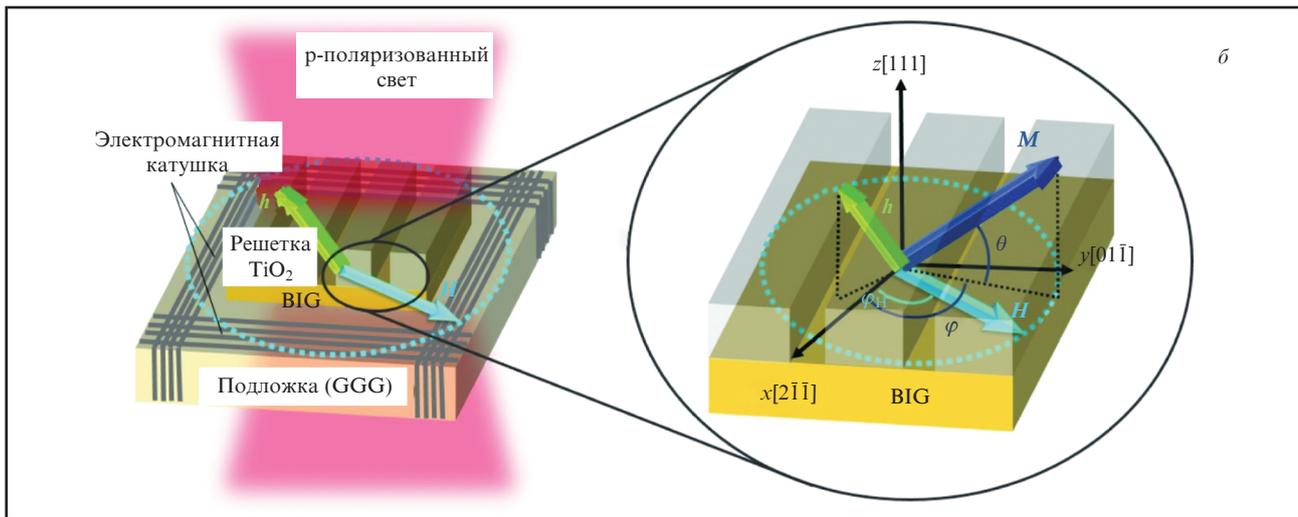
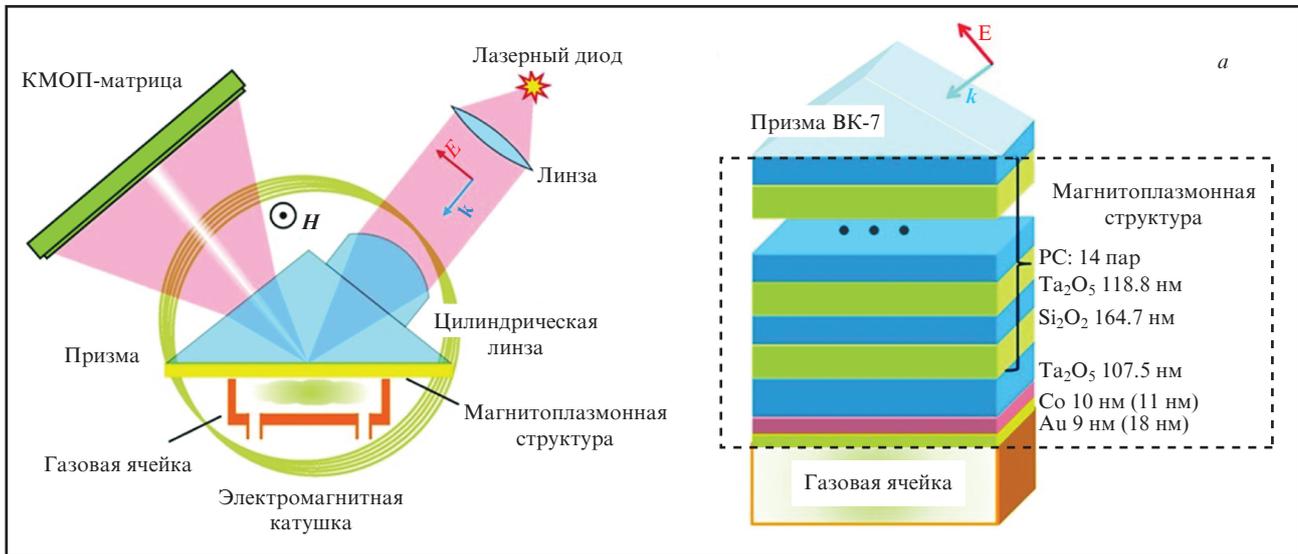


Рис.4. Приложения магнитофотонных наноструктур: сенсор химических веществ (показателя преломления) [54] (а), сенсор магнитного поля [57] (б), селективное по толщине переключение намагниченности в магнитоплазменной структуре на основе слоев GdFeCo и Si₃N₄ [62] (в).

нитной анизотропией, ось которой направлена по нормали к плоскости пленки. Пусть внешнее магнитное поле направлено в плоскости пленки. Тогда неколлинеарная фаза существует при температурах, находящихся в некоторой окрестности относительно точки компенсации, при любой величине магнитного поля. При этом скос подрешеток сопровождается наклоном вектора Нееля по отношению к внешнему магнитному полю. Вдали от точки компенсации проявляется коллинеарность намагниченностей обеих подрешеток, а также векторов Нееля и полной намагниченности с внешним магнитным полем (рис.5,а). Теория магнитных фазовых переходов в компенсированных ферримагнетиках ранее была широко изучена [66–69].

Основным методом исследования спиновой динамики РФГ является методика «накачка-зондирование» (рис.5,б). Экспериментальные исследования в данном направлении касались в основном магнитных состояний в коллинеарной фазе [70–74]. В ферримагнетиках возможно возбуждение двух типов спиновых мод – ферромагнитной низкочастотной моды и высокочастотной «обменной» моды. Оптическое возбуждение обменного резонанса между подрешетками редкоземельных и переходных металлов вдали от точки компенсации было исследовано в работе [70]. Было обнаружено, что результаты согласуются с теорией Каплана–Киттеля [75, 76]. В работах [64, 72, 77–80] были исследованы как обменный, так и ферромагнитный резонансы РФГ в плоскостной конфигурации магнитного поля в широком диапазоне температур, включая температуру компенсации намагниченности. В [64] показана важность неколлинеарной фазы для современного оптомагнетизма, поскольку в данной фазе возникает бистабильность вектора Нееля – два состояния, вырожденные по энергии, а ферромагнитная и обменная моды приобретают ряд особенностей, по сравнению с коллинеарной фазой. Таким образом, неколлинеарная фаза может быть использована для полностью оптического переключения намагниченности между двумя бистабильными состояниями. При этом высоту потенциального барьера, разделяющего два состояния, можно подстраивать, меняя температуру материала и внешнее магнитное поле. Недавно вышли работы, в которых, по сути, также рассматривалась неколлинеарная фаза ферримагнетика для записи информации на основе хиральных спиновых структур [81], спиновых устройств [82] и даже для разработки кубитов для квантовых вычислений [83] (см. разд.7 настоящей статьи).

Переход намагниченности из неколлинеарной фазы в коллинеарную можно рассматривать как фазовый переход второго рода, при котором для низкочастотной моды могут проявляться свойства мягкой моды (рис.5,в). В таком режиме амплитуда спиновой прецессии низкочастотной моды резко возрастает, а частота падает, что может найти перспективные приложения в области хранения и обработки информации с помощью сверхбыстрого управления спинами.

7. Квантовые свойства магнитных наночастиц

При переходе к наноструктурированию на масштабах порядка нескольких десятков или даже единиц нанометров у магнитных материалов начинают проявляться квантовые свойства. В этой связи наибольший интерес

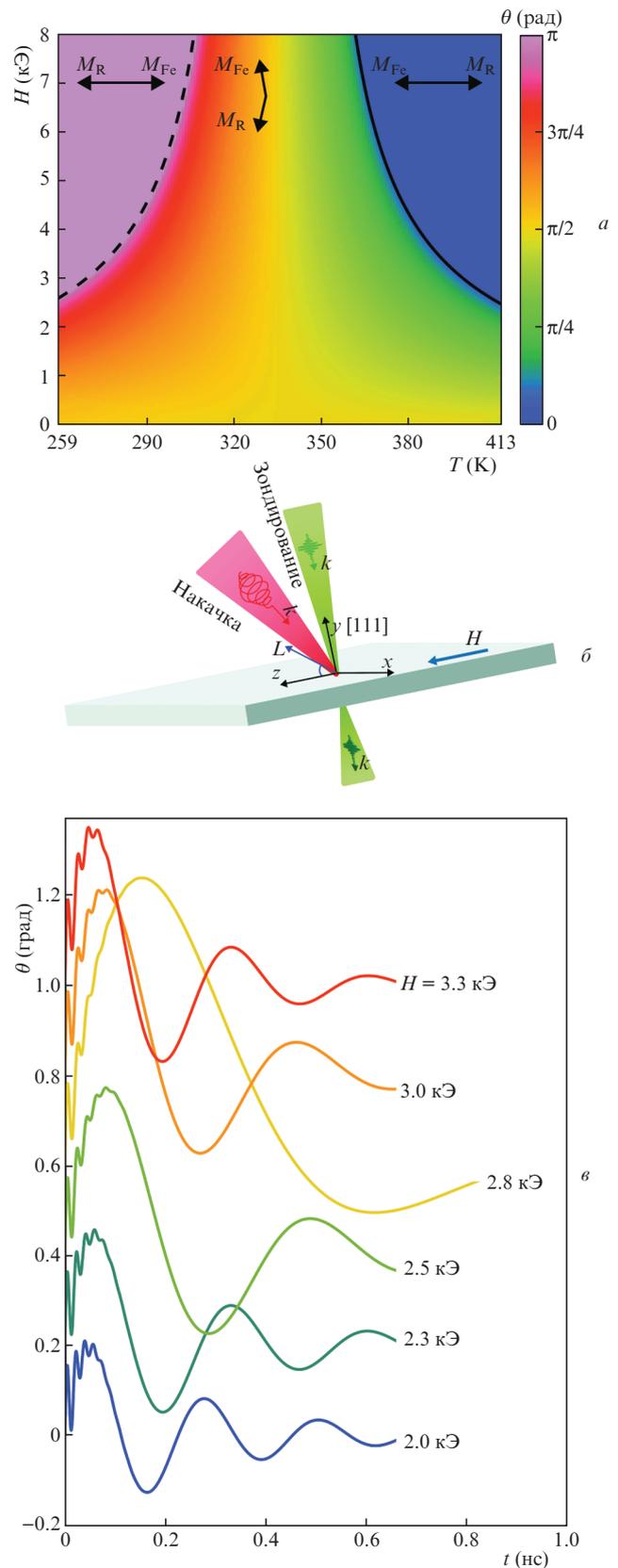


Рис.5. Фазовая диаграмма ферримагнетика с точкой компенсации при внешнем магнитном поле, перпендикулярном легкой оси (а), принципиальная схема накачки-зондирования для пленки [111] с анизотропией типа «легкая ось» (б), спиновая динамика, возбуждаемая по эффекту Фарадея для луча зондирования (в). Фазовый переход второго рода реализуется при 2.8 кЭ и сопровождается уменьшением частоты и увеличением амплитуды спиновой прецессии.

представляют магнитные диэлектрики с точкой компенсации магнитного момента.

Рассмотрим пленку феррита-граната, находящуюся во внешнем поле, направленном в ее плоскости, и обладающую одноосевой анизотропией, ось которой направлена по нормали к пленке. Магнитная система редкоземельного феррита-граната состоит из двух магнитных подрешеток, образованных ионами железа, входящими в тетраэдрические и октаэдрические подрешетки кристалла.

Как уже обсуждалось в предыдущем разделе, статические и динамические свойства ферромагнетика могут быть описаны антиферромагнитным вектором Нееля L , который представляет собой разность намагниченностей двух магнитных подрешеток. Магнитная фазовая диаграмма такого магнетика в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля разбивается на области коллинеарной и неколлинеарной фазы. В неколлинеарной фазе возникает скос намагниченностей подрешеток железа, а вектор Нееля отклоняется от внешнего магнитного поля на некоторый угол θ . Важной особенностью неколлинеарной фазы является бистабильность, когда существуют два состояния равновесия вектора антиферромагнетизма (рис.6,а).

При уменьшении размеров образца до ультрамалых размеров, таких, что в образце содержится достаточно малое число спинов, система переходит в квантовый режим, а образец может быть рассмотрен как «магнитная квантовая точка» [83]. При этом магнитная частица становится макроскопической квантовой системой, энергия вектора Нееля квантуется, а спиновая динамика может

быть описана в терминах динамики эффективной частицы в одномерном двухъямном потенциале. Параметры двухъямного потенциала регулируются дополнительными малыми внешними полями, направленными по нормали (h_y) и в плоскости пленки (h_x), перпендикулярно основному магнитному полю H .

Состояния в левой и правой ямах двухъямного потенциала разделены потенциальными барьерами. Если этот барьер достаточно низок, то вероятность туннелирования эффективной частицы из одной ямы во вторую яму становится достаточно большой и состояния в левой и правой ямах уже нельзя рассматривать отдельно друг от друга. За счет туннелирования два вышеописанных состояния, соответствующие левой и правой ямам, гибридизуются в симметричное и антисимметричное состояния, находящиеся в обеих ямах сразу. Между этими состояниями возникает расщепление по энергии, величина которого определяется магнитными параметрами образца и состоянием образца на магнитной фазовой диаграмме. Кроме того, частота перехода между данными уровнями может быть эффективно подстроена при помощи приложения магнитного поля h_y вдоль нормали к образцу (рис.6,б).

Для магнитных квантовых точек объемом порядка $10-20 \text{ нм}^3$ из феррита-граната с точкой компенсации в области криогенных температур, частота расщепления между уровнями составляет несколько гигагерц, а критическая температура, при которой тепловые флуктуации по энергии меньше расщепления уровней, находится на уровне $10-100 \text{ мК}$. При этом образец должен находиться в неколлинеарной фазе вблизи от температуры компенсации магнитного момента. Получение магнитных квантовых точек с нанометровыми размерами сейчас находится на грани возможностей электронной литографии. Тем не менее нанодиски высотой около $1-2 \text{ нм}$ и размером порядка $10-20 \text{ нм}$ уже вполне технологически доступны, также как и температуры на уровне десятка мК. Необходимо отметить, что магнитооптические свойства столь тонких систем, содержащих по толщине лишь несколько периодов кристаллической решетки, отличаются от объемных, что открывает дополнительные возможности при работе с ними [84].

С учетом вышесказанного, двухуровневая система, изолированная от прочих уровней энергии, является перспективным кандидатом на роль кубита, основанного на суперпозиции двух данных уровней энергии макроспина. Важным преимуществом такого кубита является возможность настройки его параметров путем изменения размеров и магнитных свойств квантовой точки, что может помочь в перспективе перейти в область сравнительно высоких рабочих температур порядка $1-4 \text{ К}$. Стоит отметить также, что вблизи точки компенсации магнитного момента магнитные поля рассеяния становятся пренебрежимо малыми, что крайне важно для минимизации взаимодействия с окружением и увеличения времени когерентности квантового состояния. В то же время, кубиты такого типа позволяют масштабирование, поскольку магнитные квантовые точки могут оставаться связанными между собой в динамическом режиме даже при полной компенсации магнитного момента. На это указывает наличие в гамильтониане системы члена, пропорционального векторному произведению вектора антиферромагнетизма и его производной по времени [85].

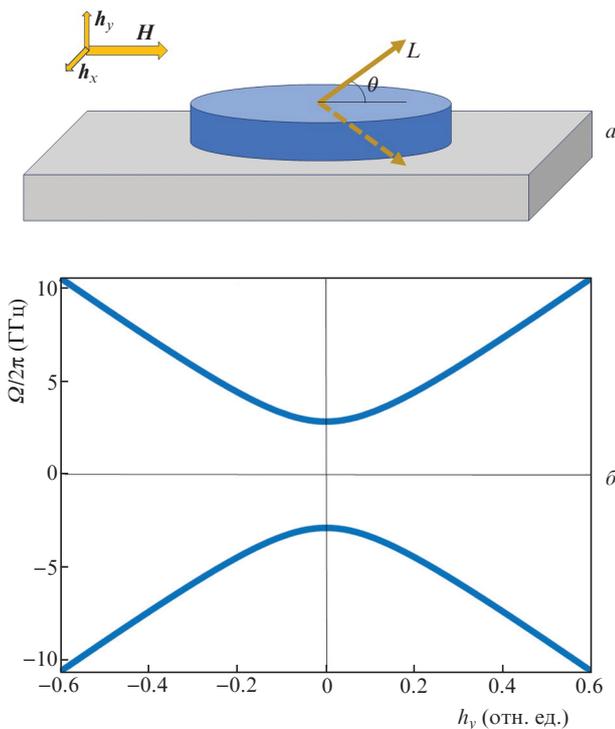


Рис.6. Схема образца магнитной квантовой точки и магнитных полей (а), а также энергетические уровни кубита на базе магнитной квантовой точки из феррита-граната с точкой компенсации (б). При расчете использованы следующие параметры системы: $H = 1000 \text{ Э}$, $h_x = 100 \text{ Э}$, константа одноосной магнитной анизотропии $K_u = 5000 \text{ эрг/см}^3$, обменное поле 6 МЭ , магнитная квантовая точка имеет диаметр 15 нм и толщину 1.2 нм .

8. Заключение

Таким образом, наноструктурирование магнитных материалов открывает новые направления в оптомагнетизме и смежных разделах физики твердого тела и оптики. Переход от однородных материалов к структурированным на масштабах меньше длины волны света значительно модифицирует взаимодействие света с веществом за счет возбуждения различных оптических мод структуры, включая волноводные моды, поверхностные плазмон-поляритоны, локализованные плазмонные резонансы, моды Ми. Как было показано в настоящем обзоре, распространяющиеся моды и локализованные резонансы, такие как поверхностные плазмоны, волноводные моды и резонансы Ми, могут усиливать прямые магнитооптические эффекты, такие как эффект Фарадея и экваториальный эффект Керра, из-за конверсии поляризации мод или же изменения ее постоянной распространения. Высокая локализация излучения внутри магнитной среды при возбуждении волноводных мод или микрорезонаторных мод магнитофотонных кристаллов позволяет модифицировать обратные магнитооптические эффекты, увеличивая их интенсивности и, как следствие, амплитуду индуцированной спиновой динамики или создавая неоднородное распределение, приводящее к возбуждению спиновых мод высоких порядков. Оптические моды в магнитофотонных наноструктурах оказываются чувствительны к изменению показателя преломления и магнитного поля, что открывает возможности для создания чувствительных хемосенсоров и сенсоров магнитного поля.

Однако магнитооптика и особенно оптомагнетизм наноструктурированных материалов до конца еще не исследованы, и следует ожидать новых и прорывных результатов в этом направлении в ближайшие годы. Наиболее интересен переход к структурам, содержащим достаточно малое число спинов (несколько сотен), т. е. на масштабах порядка десятков и даже единиц нанометров. При этом будут проявляться квантовые свойства, что существенно модифицирует оптомагнитный отклик материала и, помимо новых явлений, откроет применения таких материалов для квантовых технологий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (разделы 3–5 выполнены в рамках проекта № 21-72-10020, раздел 6 – в рамках проекта № 23-62-10024) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, в рамках мегагранта № 075-15-2022-1108 (раздел 7). Д.О. и В.И. также выражают благодарность Программе развития МГУ, проект № 23А-Ш06-03, за поддержку при подготовке разделов 1, 2.

1. Kimel A., Zvezdin A., Sharma S., Shallcross S., De Sousa N., García-Martín A., Vavassori P. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55** (46), 463003 (2022).
2. Ignatyeva D.O., Krichevsky D.M., Belotelov V.I., Royer F., Dash S., Levy M. *J. Appl. Phys.*, **132** (10), 100902 (2022).
3. Qin J., Xia S., Yang W., Wang H., Yan W., Yang Y., Bi L. *Nanophotonics*, **11** (11), 2639 (2022).
4. Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Musorin A.I., Neshev D.N., Kivshar Y.S., Fedyanin A.A. *ACS Photonics*, **4**, 2390 (2017).
5. Xia S., Ignatyeva D.O., Liu Q., Wang H., Yang W., Qin J., Chen Y., Duan H., Luo Y., Novák O., Veis M., Deng L., Belotelov V.I., Bi L. *Laser Photonics Rev.*, **16** (8), 2200067 (2022).
6. De Sousa N., Froufe-Pérez L.S., Saénz J.J., García-Martín A. *Sci. Rep.*, **6**, 1 (2016).
7. Zouros G.P., Tsakmakidis K.L., Kolezas G.D., Almpanis E., Baskourelou K., Stefański T.P. *Nanophotonics*, **9**, 4033 (2020).
8. Barsukova M.G., Musorin A.I., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A. *APL Photonics*, **4**, 016102 (2019).
9. Musorin A.I., Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Luk'yanchuk B.S., Fedyanin A.A. *J. Magn. Magn. Mater.*, **459**, 165 (2018).
10. Abendroth J.M., Solomon M.L., Barton D.R., El Hadri M.S., Fullerton E.E., Dionne J.A. *Adv. Opt. Mater.*, **8**, 1 (2020).
11. Christofi A., Kawaguchi Y., Alù A., Khanikaev A.B. *Opt. Lett.*, **43**, 1838 (2018).
12. Xia S., Ignatyeva D.O., Liu Q., Qin J., Kang T., Yang W., Chen Y., Duan H., Deng L., Long D., Veis M., Belotelov V.I., Bi L. *ACS Photonics*, **9** (4), 1240 (2022).
13. Yang W., Liu Q., Wang H., Chen Y., Yang R., Xia S., Luo Y., Deng L., Qin J., Duan H., Bi L. *Nat. Commun.*, **13**, 1719 (2022).
14. Belotelov V.I., Kalish A.N., Zvezdin A.K., Gopal A.V., Vengurlekar A.S. *JOSA B*, **29**, 294 (2012).
15. Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K. *Phys. Rev. Lett.*, **98** (7), 077401 (2007).
16. Krichevsky D.M., Kalish A.N., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Kuzmichev A.N., Dagesyan S.A., Achanta V.G., Popova E., Keller N., Belotelov V.I. *Phys. Rev. B*, **102** (14), 144408 (2020).
17. Gamet E., Varghese B., Verrier I., Royer F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 495105 (2017).
18. Royer F., Varghese B., Gamet E., Neveu S., Jourlin Y., Jamon D. *ACS Omega*, **5**, 2886 (2020).
19. Bsawmaï L., Gamet E., Royer F., Neveu S., Jamon D. *Opt. Express*, **28**, 8436 (2020).
20. Воронов А.А., Игнатъева Д.О., Карки Д., Козаев М.А., Калиш А.Н., Леви М., Белотелов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **112** (11), 759 (2020) [*JETP Lett.*, **112**, 720 (2020)].
21. Zimnyakova P.E., Ignatyeva D.O., Karki D., Voronov A.A., Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Belotelov V.I. *Nanophotonics*, **11** (1), 119 (2021).
22. Belotelov V.I., Kreilkamp L.E., Kalish A.N., Akimov I.A., Bykov D.A., Kasture S., Yallapragada V.J., Gopal A.V., Grishin A.M., Khartsev S.I., Nur-E-Alam M., Vasiliev M., Doskolovich L.L., Yakovlev D.R., Alameh K., Zvezdin A.K., Bayer M. *Phys. Rev. B*, **89**, 045118 (2014).
23. Khramova A.E., Ignatyeva D.O., Kozhaev M.A., Dagesyan S.A., Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Belotelov V.I. *Opt. Express*, **27** (23), 33170 (2019).
24. Belotelov V.I., Bykov D.A., Doskolovich L.L., Kalish A.N., Kotov V.A., Zvezdin A.K. *Opt. Lett.*, **34**, 398 (2009).
25. Voronov A.A., Karki D., Ignatyeva D.O., Kozhaev M.A., Levy M., Belotelov V.I. *Opt. Express*, **28**, 17988 (2020).
26. Bsawmaï L., Gamet E., Neveu S., Jamon D., Royer F. *Opt. Mater. Express*, **12**, 513 (2022).
27. Krichevsky D.M., Xia S., Mandrik M.P., Ignatyeva D.O., Bi L., Belotelov V.I. *Nanomaterials*, **11** (11), 2926 (2021).
28. Borovkova O.V., Hashim H., Ignatyeva D.O., Kozhaev M.A., Kalish A.N., Dagesyan S.A., Belotelov V.I. *Phys. Rev. B*, **102** (8), 081405 (2020).
29. Ignatyeva D.O., Karki D., Voronov A.A., Kozhaev M.A., Krichevsky D.M., Chernov A.I., Levy M., Belotelov V.I. *Nat. Commun.*, **11**, 5487 (2020).
30. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Ignatyeva D.O., Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Voronov A.A., Karki D., Levy M., Belotelov V.I. *Nano Lett.*, **20**, 5259 (2020).
31. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. *Rev. Mod. Phys.*, **82** (3), 2731 (2010).
32. Krichevsky D.M., Ignatyeva D.O., Ozerov V.A., Belotelov V.I. *Phys. Rev. Appl.*, **15**, 034085 (2021).
33. Belotelov V.I., Zvezdin A.K. *Phys. Rev. B*, **86**, 155133 (2012).
34. Kolodny S., Yudin D., Iorsh I. *Nanoscale*, **11**, 2003 (2019).
35. Chekhov A.L., Stognij A.I., Satoh T., Murzina T.V., Razdolski I., Stupakiewicz A. *Nano Lett.*, **18**, 2970 (2018).
36. Zimnyakova P.E., Ignatyeva D.O., Kalish A.N., Han X., Belotelov V.I. *Opt. Lett.*, **47** (23), 6049 (2022).
37. Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M. *J. Appl. Phys.*, **85**, 5768 (1999).
38. Steel M.J., Levy M., Osgood R.M. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **12**, 1171 (2000).
39. Inoue M., Levy M., Baryshev A.V. *Magnetophotonics: From Theory to Applications* (Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2013).

40. Goto T., Baryshev A.V., Inoue M., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Vinogradov A.P., Granovsky A.B. *Phys. Rev. B*, **79** (12), 125103 (2009).
41. Goto T., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Baryshev A.V., Vinogradov A.P., Inoue M., Granovsky A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **101** (11), 113902 (2008).
42. Ignatyeva D.O., Golovko P.V., Belotelov V.I. *Magnetochemistry*, **9** (2), 54 (2023).
43. Ignatyeva D.O., Belotelov V.I. *Opt. Lett.*, **45** (23), 6422 (2020).
44. Golovko P.V., Ignatyeva D.O., Kalish A.N., Belotelov V.I. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **85**, 25 (2021).
45. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A., Belotelov V.I. *Sci. Rep.*, **8**, 11435 (2018).
46. Vasiliev M., Nur-E-Alam M., Kotov V.A., Alameh K., Belotelov V.I., Burkov V.I., Zvezdin A.K. *Opt. Express*, **17**, 19519 (2009).
47. Sylgacheva D.A., Khokhlov N.E., Gerevenkov P.I., Belotelov V.I. *Nanophotonics*, **11** (13), 3169 (2022).
48. Gurevich A.G., Melkov G.A. *Magnetization Oscillation and Waves* (CRC press, 1996).
49. Ozerov V.A., et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, **543**, 168167 (2022).
50. Krichevsky D.M., et al. arXiv preprint arXiv:2310.01984 (2023).
51. Shayegan K.J., Zhao B., Kim Y., Fan S., Atwater H.A. *Sci. Adv.*, **8**, eabm4308 (2022).
52. Rizal C., Manera M.G., Ignatyeva D.O., Mejía-Salazar J.R., Rella R., Belotelov V.I., Maccaferri N. *J. Appl. Phys.*, **130** (23), 230901 (2021).
53. Homola J., Piliarik M. *Surface plasmon resonance (SPR) sensors* (Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2006, pp 45-67).
54. Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kapralov P.O., Dietler G., Sekatskii S.K., Belotelov V.I. *Sci. Rep.*, **6** (1), 28077 (2016).
55. Игнатъева Д.О., Капралов П.О., Князев Г.А., Секацкий С.К., Дитлер Дж., Нюр-Е-Алам М., Васильев М., Аладек К., Белотелов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **104** (10), 689 (2016) [*JETP Lett.*, **104**, 679 (2016)].
56. Borovkova O.V., Ignatyeva D.O., Sekatskii S.K., Karabchevsky A., Belotelov V.I. *Photonics Research*, **8** (1), 57 (2020).
57. Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kalish A.N., Chernov A.I., Belotelov V.I. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54** (29), 295001 (2021).
58. Belyaev V.K., Rodionova V.V., Grunin A.A., Inoue M., Fedyanin A.A. *Sci. Rep.*, **10** (1), 7133 (2020).
59. Ignatyeva D.O., Belotelov V.I. *Nanomaterials*, **12** (23), 4180 (2022).
60. Dutta A., Kildishev A.V., Shalaev V.M., Boltasseva A., Marinero E.E. *Opt. Mater. Express*, **7** (12), 4316 (2017).
61. Chu A.H., Beauchamp B., Shah D., Boltasseva A., Shalaev V.M., Marinero E.E. *Opt. Mater. Express*, **10** (12), 3107 (2020).
62. Ignatyeva D.O., Davies C.S., Sylgacheva D.A., Tsukamoto A., Yoshikawa H., Kapralov P.O., Kirilyuk A., Belotelov V.I., Kimel A.V. *Nat. Commun.*, **10** (1), 4786 (2019).
63. Borovkova O.V., Ignatyeva D.O., Belotelov V.I. *Sci. Rep.*, **11** (1), 2239 (2021).
64. Krichevsky D.M., Gusev N.A., Ignatyeva D.O., Prisyazhnyuk A.V., Semuk E.Yu., Polulyakh S.N., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. *Phys. Rev. B*, (2023) (in print).
65. Clark A.E., Callen E. *J. Appl. Phys.*, **39**, 5972 (1968).
66. Davydova M.D., Zvezdin K.A., Kimel A.V., Zvezdin A.K. *J. Phys. Condens. Matter*, **32**, 01LT01 (2020).
67. Davydova M.D., Zvezdin K.A., Becker J., Kimel A.V., Zvezdin A.K. *Phys. Rev. B*, **100**, 064409 (2019).
68. Sabdenov Ch.K., Davydova M.D., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K. *Low Temp. Phys.*, **43**, 551 (2017).
69. Zvezdin A.K., Popkov A.F. *Solid State Phys.*, **16**, 1082 (1974).
70. Parchenko S., Satoh T., Yoshimine I., Stupakiewicz A. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 1 (2016).
71. Parchenko S., Stupakiewicz A., Yoshimine I., Satoh T., Maziewski A. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 1 (2013).
72. Reid A.H.M., Kimel A.V., Kirilyuk A., Gregg J.F., Rasing Th. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 107402 (2010).
73. Deb M., Molho P., Barbara B., Bigot J.Y. *Phys. Rev. B*, **97**, 1 (2018).
74. Deb M., Molho P., Barbara B., Bigot J.Y. *Phys. Rev. B*, **94**, 1 (2016).
75. Kaplan J., Kittel C. *J. Chem. Phys.*, **21**, 760 (1953).
76. Kittel C. *Phys. Rev.*, **73**, 155 (1948).
77. Deb M., Molho P., Barbara B. *Phys. Rev. B*, **105**, 014432 (2022).
78. Sahoo R., Wollmann L., Selle S., Nayak A.K. *Adv. Mater.*, **28**, 8499 (2016).
79. Kumar V., Kumar N., Reehuis M., Felser C. *Phys. Rev. B*, **101**, 014424 (2020).
80. Choi W.-Y., Yoo W., Jung M.-H. *NPG Asia Mater.*, **13**, 79 (2021).
81. Hirata Y., Kim D.-H., Kim S.K., Ono T. *Nat. Nanotechnol.*, **14**, 232 (2019).
82. Céspedes-Berrocá D., Damas H., Petit-Watelot S., Rojas-Sanchez J.-C. *Adv. Mater.*, **33**, 2007047 (2021).
83. Белотелов В.И., Озеров В.А., Звездин А.К. *Письма в ЖЭТФ* (2023) (на рассмотрении).
84. Levy M., Borovkova O.V., Sheidler C., Blasiola B., Karki D., Jomard F., Kozhaev M.A., Popova E., Keller N., Belotelov V.I. *Optica*, **6** (5), 642 (2019).
85. Звездин А.К., Мухин А.А. *Краткие сообщения по физике*, № 12, 10 (1981).