

05  
**Сверхбыстрое лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией наноструктур**

© А.М. Калашникова,<sup>1</sup> Н.Е. Хохлов,<sup>1</sup> Л.А. Шелухин,<sup>1</sup> А.В. Щербаков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Experimental Physics II, Technical University Dortmund,  
D-44227 Dortmund, Germany  
e-mail: kalashnikova@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 августа 2021 г.

В окончательной редакции 3 августа 2021 г.

Принято к публикации 3 августа 2021 г.

Использование коротких лазерных импульсов, имеющих длительность менее 100 fs, для изменения магнитного состояния магнитоупорядоченных сред развилось в самостоятельное направление в физике магнетизма — фемтомагнетизм, целью которого является осуществление управления намагниченностью на рекордно коротких временах. Среди множества фемтомагнитных явлений можно выделить отдельный класс, связанный с влиянием фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную анизотропию материалов и наноструктур, отвечающую за ориентацию намагниченности в них, частоты магнитных резонансов и распространение спиновых волн. Представлен обзор основных экспериментальных результатов, полученных в данной области. Рассмотрены основные механизмы, отвечающие за лазерно-индуцированное изменение различных типов анизотропии — магнитокристаллической, магнитоупругой, интерфейсной, анизотропии формы, и обсуждена специфика этих процессов в магнитных металлах и диэлектриках. Приведены примеры и обсуждены особенности изменений магнитной анизотропии в результате сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева, воздействия лазерно-индуцированных динамических и квазистатических деформаций и резонансного возбуждения электронных переходов. Также обсуждены перспективы применения различных механизмов лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии для реализации процессов, которые могли бы лечь в основу работы перспективных реальных устройств. Рассмотрены прецессионное переключение намагниченности для опто-магнитной записи информации, генерация высокочастотных и сильно локализованных магнитных возбуждений и полей для магнитной нанотомографии и гибридной квантовой магноники, а также управление распространением спиновых волн для оптически реконфигурируемой магноники. Кратко рассмотрены перспективы, которые открываются в исследованиях сверхбыстрых изменений магнитной анизотропии при переходе к использованию коротких лазерных импульсов инфракрасного и терагерцового диапазонов.

**Ключевые слова:** магнитная анизотропия, фемтосекундные лазерные импульсы, фемтомагнетизм, пикосекундная акустика, прецессия намагниченности, спиновые волны, переключение намагниченности, магнитофононная связь.

DOI: 10.21883/JTF.2021.12.51751.228-21

## Введение

Магнитная анизотропия — фундаментальное свойство магнитоупорядоченных материалов, в огромной степени определяющее технический облик современного мира. Благодаря магнитной анизотропии — зависимости внутренней энергии от направления намагниченности, ферро- и ферримагнетики остаются намагниченными при отсутствии внешнего магнитного поля. Около 600 лет до н.э. это позволило обнаружить магнетизм как явление [1], а сейчас позволяет хранить огромные объемы информации на магнитных носителях без каких-либо энергетических затрат. Однако данные для хранения должны быть записаны, и в современном информационном мире это необходимо делать с максимальной скоростью и с минимальными затратами энергии. Добиться такого сочетания — одна из главных

фундаментальных и технических задач современного магнетизма.

Один из способов управления намагниченностью материала — воздействие на магнитную анизотропию. По-видимому, это самый древний и постоянно развивающийся способ, применяемый человечеством для управления магнитным порядком. Уже в XVIII веке анизотропия формы являлась ключевым техническим фактором при изготовлении стальных магнитов, форма которых определяла долговечность и неизменность магнитных свойств [2]. Эксперименты, проведенные во второй половине XIX века Джеймсом Джоулем [2] и Эмилио Виллари [3], выявили связь направления намагниченности и симметрии кристаллической решетки, определяемую магнитокристаллической анизотропией. Управление ее параметрами через подбор состава магнитного материала — основной способ задать требу-

емые свойства магнитного сплава, а чувствительность к деформации и температуре — техническая основа магнитомеханических и термомагнитных устройств [4]. Возможность послойного выращивания тонких магнитных слоев, появившаяся с развитием эпитаксиальных технологий, выделила и позволила использовать анизотропию интерфейсов в магнитных микроструктурах [5]. И, наконец, современные технологии молекулярного роста и нанолитографии, обладающие субнанометровой точностью, позволяют нам задавать параметры магнитной анизотропии наноструктур уже на атомарном уровне, сочетая все перечисленные выше подходы.

Для решения задачи сверхбыстрого управления намагниченностью требуются сверхбыстрые инструменты. Таким инструментом, который за последние 20 лет стал широко доступен и исследователям, и инженерам, являются фемтосекундные лазеры. Первый успешный эксперимент по воздействию лазерного импульса длительностью менее 1 ps на ферромагнетик был выполнен в 1996 году [6] и показал принципиальную возможность изменить намагниченность ферромагнетика со скоростью, казавшейся прежде совершенно немыслимой. Этот эксперимент значительно расширил представления о возможностях управления магнитным порядком и открыл окно в мир сверхбыстрых магнитных явлений. Сейчас воздействие лазерных импульсов на магнитоупорядоченные материалы является предметом отдельного направления — фемтомагнетизма, общий прогресс которого представлен в ряде обзорных работ [7–9]. Оптически индуцированное изменение магнитной анизотропии является одним из предметов активных исследований в рамках этого направления.

Разнообразие типов магнитной анизотропии является следствием разнообразия определяющих ее взаимодействий: диполь-дипольного, спин-орбитального, обменного. Поглощение сверхкороткого оптического импульса материалом оказывает воздействие на все его подсистемы: носители заряда, фононы, спиновую систему, и часть энергии оптического импульса будет передана каждому из этих возбуждений с той или иной скоростью и степенью эффективности. Следовательно, лазерный импульс способен оказать влияние на все типы взаимодействий и задействовать все известные механизмы управления магнитной анизотропией. Более того, технологическая возможность задать состав, форму, морфологию комплексной магнитной структуры позволяет сделать действие лазерных импульсов на магнитную анизотропию направленным и контролируемым. Важно, что происходит это на временах, недоступных никаким другим методам. Задача настоящего обзора — представить все разнообразие экспериментальных проявлений, связанных с воздействием лазерных импульсов оптического, ближнего инфракрасного диапазонов на магнитную анизотропию магнитоупорядоченных материалов. В обзоре мы ограничимся ферро- и ферримагнитными, а также слабыми ферромагнитными материалами, т. е. материалами, обладающими макроскопической намагниченностью при

отсутствии внешнего магнитного поля. Однако в общем случае рассматриваемые явления могут быть реализованы и в магнитоупорядоченных материалах без макроскопической намагниченности. Мы рассмотрим основные результаты фундаментальных исследований и постараемся выделить подходы, перспективные с точки зрения решения конкретных прикладных задач сверхбыстрого магнетизма. Кроме того, обсудим зарождение нового направления в исследованиях сверхбыстрых изменений магнитной анизотропии, использующего импульсы среднего инфракрасного и терагерцового диапазонов.

Обзор построен следующим образом. В разд. 1 мы представляем теоретическую базу, которая позволит в дальнейшем понимать и описывать результаты сверхбыстрых экспериментов. В разд. 2 мы рассматриваем основы экспериментального исследования воздействия лазерных импульсов на магнитную анизотропию. Разд. 3 посвящен основным экспериментальным проявлениям, соответствующим различным механизмам этого воздействия. В разд. 4 представлены наиболее интересные с прикладной точки зрения эксперименты и рассматриваются перспективы дальнейшего развития этого направления фемтомагнетизма. В Заключении мы также обсуждаем, какие перспективы в области исследования сверхбыстрых изменений магнитной анизотропии открываются при переходе к использованию коротких импульсов инфракрасного и терагерцового диапазонов.

## 1. Магнитная анизотропия объемных материалов и наноструктур

### 1.1. Феноменологическое описание магнитной анизотропии

С феноменологической точки зрения, наличие магнитной анизотропии в ферромагнетике описывается путем введения в термодинамический потенциал дополнительных членов четного порядка по намагниченности  $\mathbf{M}$ :

$$W_A = \begin{cases} K_u m_z^2 + \dots \\ K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + \dots \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{M}M_S^{-1}$  — единичный вектор, сонаправленный с намагниченностью,  $M_S$  — намагниченность насыщения. Коэффициенты в разложении  $K$  имеют размерность плотности энергии и называются параметрами магнитной анизотропии. Отличие от нуля того или иного параметра  $K$  в выражении для энергии анизотропии (1) определяется как кристаллической симметрией материала, так и формой.

Объемным ферромагнетикам, чья кристаллическая структура характеризуется наличием выделенной оси симметрии  $z$ , или магнитным микро- и нанообъектам, чья форма имеет такую ось, присуща одноосная магнитная анизотропия, описываемая инвариантом второго порядка по намагниченности в (1). Одноосная анизотропия характеризуется наличием легкой (при  $K_u < 0$ ) или

трудной (при  $K_u > 0$ ) оси намагничивания, совпадающей с осью  $z$ . При этом в плоскости, перпендикулярной легкой (трудной) оси  $z$ , материалы также могут иметь дополнительную анизотропию, описываемую членами более высоких порядков по  $m_i$ . Конкретная форма дополнительных слагаемых определяется симметрией кристалла. Не обсуждая детально в рамках данного обзора особенности анизотропии кристаллов различной симметрии, мы отсылаем читателя к классическим книгам [10,11].

Материалы, имеющие кубическую кристаллическую решетку, демонстрируют кубическую магнитную анизотропию, описываемую инвариантом четвертого порядка в (1). В материалах с кубической анизотропией осями легкого намагничивания могут быть либо пространственные диагонали (при  $K_1 < 0$ ), либо ребра куба (при  $K_1 > 0$ ). Следующим членом в разложении (1) для таких материалов является член 6-го порядка по намагниченности. Отметим, что приведенное выше описание магнитной анизотропии также применимо и для ферромагнетиков, а также антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков и др. В случае антиферромагнетика и слабого ферромагнетика можно записать инварианты, аналогичные (1), содержащие разложение по четным степеням единичного антиферромагнитного вектора.

Равновесная ориентация намагниченности в ферромагнетике, помещенном во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{рехт}}$ , определяется балансом между энергией магнитной анизотропии  $W_A$  и энергией Зеемана  $W_H = -\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{рехт}}$ . Для описания равновесного направления намагниченности в общем случае вводят эффективное поле

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}}, \quad (2)$$

где  $W = W_A + W_H$  — полная магнитная энергия. Если рассматривать только энергию магнитной анизотропии  $W = W_A$ , т.е. при отсутствии внешнего магнитного поля, то выражение (2) позволяет получить эффективное поле магнитной анизотропии  $\mathbf{H}_A$ , которое сонаправлено с осью легкого намагничивания. Его величина определяется как  $H_A \sim -nKM_S^{-1}$  с точностью до множителя  $n$ , определяемого степенью инварианта в разложении (1);  $n = 2, 4$  для одноосной и кубической анизотропии, соответственно. Полное эффективное поле является векторной суммой эффективного поля анизотропии  $\mathbf{H}_A$  и внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{рехт}}$ .

В случае более сложных сред, имеющих две и более магнитные подрешетки, помимо перечисленных вкладов в магнитную энергию, появляются вклады, связанные с обменным взаимодействием между подрешетками. Ориентация намагниченностей подрешеток при этом зависит от баланса между обменной энергией, энергией анизотропии и зеемановской, что, в частности, проявляется в эффектах скоса подрешеток в ферри- и антиферромагнетиках и опрокидывания подрешеток в антиферромагнетиках во внешнем магнитном поле. При описании таких материалов можно вводить эффективные

поля обмена и анизотропии, действующие на каждую подрешетку, или оперировать понятием переменного на масштабе магнитной ячейки (staggered) поля, действующего на антиферромагнитный вектор.

## 1.2. Механизмы возникновения магнитной анизотропии

Приведенное выше феноменологическое рассмотрение связывает магнитную анизотропию исключительно с кристаллической симметрией или формой магнитного материала и применимо к описанию анизотропии, возникающей в результате самых разных микроскопических взаимодействий. Микроскопические механизмы возникновения магнитной анизотропии удобно разделить на два типа: одно- и двухионную. Как следует из названия, в первом случае взаимодействия, определяющие анизотропию магнитных свойств материала, определяются энергией одиночного магнитного иона в определенном кристаллическом окружении. Во втором случае анизотропия возникает в результате взаимодействия магнитного иона с другими магнитными ионами. Ниже мы кратко остановимся на основных микроскопических механизмах магнитной анизотропии и на восприимчивости тех или иных типов анизотропии к основным внешним воздействиям — температуре, механическим деформациям и электрическим полям.

В большинстве магнитных кристаллов доминирующим взаимодействием, отвечающим за магнитную анизотропию, является спин-орбитальное взаимодействие  $W_{S-O} = -\lambda_{S-O}\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$ , за счет которого спиновый момент иона  $\mathbf{S}$  оказывается чувствителен к его кристаллическому окружению, определяющему ориентацию орбитального момента  $\mathbf{L}$ . Такое взаимодействие между спиновым и орбитальным моментами одного иона отвечает за одноионную магнитокристаллическую анизотропию. Абсолютная величина параметра одноионной магнитокристаллической анизотропии  $K$  зависит и от параметра спин-орбитальной связи  $\lambda_{S-O}$ , и от величины орбитального момента иона  $\mathbf{L}$  [12,13]. Связь  $K$  с величиной орбитального момента  $\mathbf{L}$  наглядно демонстрирует пример редкоземельных металлов и соединений на их основе, характеризующихся сильной магнитокристаллической анизотропией [11].

Важно отметить, что для магнитокристаллической анизотропии материалов важную роль играет явление „замораживания“ углового момента. Например, основным состоянием иона  $\text{Fe}^{3+}$  в октаэдрическом окружении является  $s$ -состояние с замороженным, т.е. нулевым, угловым моментом  $\mathbf{L} = 0$ . Это явление отвечает за относительно слабую магнитокристаллическую анизотропию соединений ионов железа  $\text{Fe}^{3+}$ , в том числе многих оксидов. Показательной является и существенно большая величина  $K$  для соединений ионов  $\text{Co}^{2+}$ , имеющих  $L \neq 0$ , по сравнению с соединениями на основе  $\text{Fe}^{3+}$ , что подробно проанализировано, например, для кобальтовых ферритов-шпинелей [12].

Спин-орбитальное взаимодействие отвечает, помимо магнитокристаллической, за такие типы анизотропии, как магнитоупругая, ростовая и поверхностная анизотропии, играющие важную, а зачастую и определяющую роль в формировании магнитных свойств тонких и сверхтонких пленок, гетеро- и наноструктур. Магнитоупругий вклад в анизотропию проявляется при возникновении в материале деформаций, вызванных приложением внешних сил или связанных с особенностями роста магнитного образца. Этот эффект известен как обратная магнитострикция. Для кубического ферромагнетика изменение магнитной энергии в присутствии деформаций растяжения/сжатия  $\epsilon_{ii}$  и сдвиговых  $\epsilon_{ij}$  описывается как

$$W_{M-E} = B_1(\epsilon_{xx}m_x^2 + \epsilon_{yy}m_y^2 + \epsilon_{zz}m_z^2) + 2B_2(\epsilon_{xy}m_xm_y + \epsilon_{xz}m_xm_z + \epsilon_{yz}m_y m_z + \dots), \quad (3)$$

где  $B_1, B_2$  — магнитоупругие параметры. Магнитоупругие параметры  $B$  связаны с коэффициентами магнитострикции  $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ , измеряемыми в экспериментах, через соотношения  $\lambda_{100} = 2/3B_1(c_{12} - c_{11})^{-1}$  и  $\lambda_{111} = -1/3B_2c_{44}^{-1}$ , где  $c_{11}, c_{12}, c_{44}$  — коэффициенты упругой жесткости. Индексы при коэффициентах  $\lambda$  указывают, вдоль какого кристаллографического направления намагничивался образец при измерении эффекта магнитострикции. Как и параметры монокристаллической анизотропии  $K$ , магнитоупругие параметры  $B$  могут быть разного знака в зависимости от материала.

С развитием технологий тонких пленок и наноструктур изучение влияния деформаций на магнитные свойства таких структур получило новое развитие. С одной стороны, деформации, возникающие, например, из-за рассогласования постоянных решеток разных компонент эпитаксиальных гетероструктур или из-за разных коэффициентов теплового расширения компонент, могут приводить к изменениям магнитных свойств, компенсируя или дополняя другие вклады в магнитную анизотропию. С другой стороны, деформации можно создавать намеренно и контролируемо на этапах роста или постростовой обработки гетеро- и наноструктур, чтобы управлять их магнитными свойствами. Это является предметом исследований в области стрейнтроники и инженерии деформаций [14]. Например, в гетероструктурах деформации могут быть использованы для создания непрямой связи между намагниченностью одного из слоев гетероструктуры с каким-либо параметром другого слоя. Ярким примером такой инженерии деформаций является реализация непрямой магнитоэлектрической связи в синтетических мультиферроиках — гетероструктурах, представляющих собой чередующиеся слои магнитного и сегнетоэлектрического материалов [14,15]. В таких структурах деформации, связанные с величиной и направлением спонтанной поляризации  $\mathbf{P}$  сегнетоэлектрического слоя, передаются через границу раздела в магнитный слой, изменяют его анизотропию [16] и приводят к переключению намагниченности  $\mathbf{M}$  при переключении  $\mathbf{P}$  [17].

Помимо одноионного вклада, связанного со спин-орбитальным взаимодействием, вклад в магнитокристаллическую и магнитоупругую анизотропию может давать и магнитное диполь-дипольное взаимодействие, определяющее зависимость энергии системы магнитных моментов от их ориентации относительно радиус-вектора между ними. Такой вклад является, очевидно, примером двухионного вклада в анизотропию. Однако в подавляющем большинстве объемных материалов такой вклад оказывается существенно слабее вклада от спин-орбитального взаимодействия. При формировании же магнитной анизотропии тонких пленок, микро- и наноструктур, роль магнитного диполь-дипольного взаимодействия возрастает. В таких структурах важнейший вклад в анизотропию дает так называемая анизотропия формы, возникающая как результат минимизации рассеянных магнитных полей, создаваемых намагниченным материалом. Так, для тонкой латерально-протяженной пленки энергия анизотропии формы определяется как

$$W_S = 0.5\mu_0M_S^2m_z^2, \quad (4)$$

где ось  $z$  совпадает с нормалью к поверхности,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума. Из выражения (4) следует, что анизотропия формы для тонкой пленки является одноосной анизотропией типа „трудная ось“ с эффективным параметром анизотропии  $K_u = 0.5\mu_0M_S^2 > 0$ . Поскольку эффективный параметр  $K_u$  в этом случае зависит от намагниченности насыщения, анизотропия формы часто оказывается доминирующей в тонких пленках ферромагнитных металлов, имеющих большую  $M_S$ . Для латерально-ограниченных тонкопленочных структур минимизация рассеянных полей может приводить к формированию пространственно-неоднородных распределений намагниченности, например, магнитных вихрей в микронных магнитных дисках [18].

Еще одним существенным фактором, влияющим на магнитную анизотропию тонких пленок, гетеро- и наноструктур, является наличие границ раздела между магнитным материалом и воздухом или другим материалом, как магнитным, так и немагнитным. Магнитный ион на эпитаксиальной границе раздела испытывает влияние измененного кристаллического поля, как правило, с пониженной симметрией. Это, как следует уже из феноменологического рассмотрения, может приводить к локальному изменению типа магнитной анизотропии. В результате изменения симметрии и величины кристаллического поля меняется энергия спин-орбитального взаимодействия для магнитных ионов на интерфейсе, „размораживается“ их орбитальный момент и, соответственно, локально модифицируется монокристаллическая анизотропия, и появляется так называемая интерфейсная анизотропия, которая может существенно отличаться от анизотропии объемного материала [5]. Из соображений симметрии следует, что интерфейсная анизотропия оказывается одноосной, даже если материал имеет, например, кубическую анизотропию в объеме.

В сверхтонких пленках ферромагнитных металлов толщиной  $d$ , граничащих с оксидами, энергия интерфейсной анизотропии типа „легкая ось“

$$W_I = \frac{K_I}{d} m_z^2 \quad (5)$$

конкурирует с энергией анизотропии формы  $W_S$  (4). Здесь  $K_I < 0$  — параметр интерфейсной анизотропии, имеющий размерность поверхностной плотности энергии. Если  $|K_I|d^{-1} > 0.5\mu_0 M_S^2$ , то выполняется условие стабилизации перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА), и направлением легкого намагничивания становится нормаль к поверхности пленки. О важной роли, которую в возникновении интерфейсной анизотропии играет окружение магнитного иона на границе раздела, говорит то, что на стабилизацию ПМА оказывает существенное влияние кристаллическая структура слоя, граничащего с магнитным, а также то, как именно терминирован слой. Отметим, что последние исследования показывают, что вклад в интерфейсную анизотропию оказывается не исключительно одноионным. Двухионные вклады, возникающие как результат модифицированного обменного и диполь-дипольного взаимодействий между интерфейсными магнитными ионами, также влияют на результирующую магнитную анизотропию [19].

Особый случай представляют структуры, в которых имеется граница раздела магнитного материала и материала с сильной спин-орбитальной связью, например, платиной Pt. В этом случае, помимо модификации величины и типа магнитной анизотропии и, например, стабилизации ПМА, в приинтерфейсном слое существенную роль начинает играть интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мория и могут быть реализованы неколлинеарные магнитные структуры, в том числе скирмионы [20]. Если же рассматривается граница двух магнитоупорядоченных материалов, то вклад в формирование магнитного состояния такой структуры дает и обменное взаимодействие между интерфейсными ионами из разных слоев, что приводит к таким явлениям, как обменное смещение на границе ферромагнетик/антиферромагнетик [21].

### 1.3. Изменения магнитной анизотропии под действием внешних факторов

Внешние воздействия, такие как температура, давление и деформации, электрическое поле, приводят к изменениям магнитной анизотропии. Так, в случае простого ферромагнетика повышение температуры приводит к уменьшению намагниченности, а также к уменьшению параметров магнитной анизотропии  $K$ . Причем изменения  $K$  с ростом температуры, в общем случае, происходят быстрее, чем изменения намагниченности насыщения  $M_S$  при температурах, далеких от температуры Кюри  $T_C$ . Теоретическое описание температурных изменений параметра магнитокристаллической анизотропии одноионной природы было получено в [22].

Аналогичный подход был также применен и к магнитоупругой анизотропии [23,24]. Теоретическое описание было получено в модели, когда энергия, требуемая для переориентации магнитного момента одного иона от легкой к трудной оси, не зависит от температуры. При этом с повышением температуры увеличивается диапазон углов, характеризующих направления магнитных моментов различных ионов. Это, в свою очередь, приводит к увеличению энергии магнитного материала в ситуации, когда средний магнитный момент магнитных ионов, т.е. намагниченность, направлен вдоль легкой оси, и к уменьшению этой энергии, когда намагниченность ориентирована вдоль трудной оси. В [22] и последующих работах было показано, что характер температурной зависимости  $K(T)$  определяется тем, какую именно магнитокристаллическую анизотропию имеет материал, и было выведено соотношение

$$\frac{K(T)}{K(0)} = \left[ \frac{M_S(T)}{M_S(0)} \right]^{\frac{n(n+1)}{2}}, \quad (6)$$

где  $K(0)$  и  $M_S(0)$  — параметр монокристаллической анизотропии и намагниченность насыщения при  $T = 0$  K,  $n$  — порядок разложения в выражении для энергии магнитной анизотропии (1). Таким образом, параметр одноосной анизотропии  $K_u$  меняется с температурой как  $M_S^3$ , а кубической  $K_1$  — как  $M_S^{10}$ .

Изменения с температурой параметра магнитной анизотропии, имеющей не одноионную природу, также в общем случае подчиняются степенному закону, однако с другими показателями степени. Так, для одноосной магнитной анизотропии, имеющей двухионную природу, характерен показатель степени, близкий к 2. Очевидным примером является анизотропия формы (4), эффективный параметр  $K_u$  для которой пропорционален  $M_S^2$ . Отметим, что изучение температурных зависимостей параметра магнитной анизотропии используется в том числе и для определения доминирующих вкладов, влияющих на анизотропию [19].

Благодаря явлению обратной магнитострикции, рассмотренному в разд. 1.2, еще одним внешним воздействием, позволяющим изменять магнитную анизотропию материалов, является давление и создание деформаций растяжения/сжатия или сдвиговых деформаций. Кроме того, так как источником магнитокристаллической анизотропии является влияние кристаллических полей на орбитальный и, через спин-орбитальное взаимодействие, на спиновый моменты, приложение внешнего электрического поля является еще одним эффективным подходом к изменению магнитной анизотропии материалов.

Сосуществование двух и более источников магнитной анизотропии может приводить к нетривиальному отклику магнитного материала на внешние воздействия. Яркой демонстрацией такого отклика являются спин-переориентационные (СП) фазовые переходы в объемных материалах, например, редкоземельных ортоферритах REFeO<sub>3</sub>, где RE — редкоземельный ион. В REFeO<sub>3</sub>

имеет место конкуренция одноионного вклада в анизотропию иона  $\text{Fe}^{3+}$  и двухионного вклада, возникающего из-за обменного взаимодействия между  $\text{Fe}^{3+}$  и ионом  $\text{RE}^{3+}$ , демонстрирующим сильную зависимость магнитного момента от температуры [25,26]. В результате при определенных температурах, зависящих от типа иона  $\text{RE}^{3+}$ , ось анизотропии меняет направление на  $90^\circ$  от направления, задаваемого при низкой температуре анизотропией редкоземельного иона, к направлению, задаваемому анизотропией иона  $\text{Fe}^{3+}$ . СП-переход также реализуется в сверхтонких ферромагнитных пленках благодаря изменению баланса между анизотропией формы и интерфейсной анизотропией [27–29].

Оптическое излучение также является тем внешним воздействием, которое позволяет модифицировать магнитную анизотропию. Последнее может быть основано как на таких неспецифичных для оптического возбуждения механизмах как нагрев или деформации, так и на присущих только оптическому воздействию механизмах, например, резонансной накачке возбужденных состояний ионов, отвечающих за магнитную анизотропию [30]. Использование коротких, пико- и субпикосекундных лазерных импульсов придало новый импульс изучению оптически-индуцированных изменений магнитной анизотропии.

## 2. Экспериментальное изучение лазерно-индуцированных изменений магнитной анизотропии

Существует целый ряд экспериментальных методик, применяемых для определения параметров магнитной анизотропии материалов в равновесном состоянии. Среди них одной из самых широко распространенных является методика ферромагнитного резонанса [31], в которой поле анизотропии оценивается исходя из измеряемой в эксперименте частоты ферромагнитного резонанса [10]. Методика мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) позволяет получать информацию о локальной магнитной анизотропии из спектральных характеристик спиновых волн [32]. Кроме того, тип и параметры анизотропии определяют, измеряя полевые зависимости намагниченности вдоль направления трудного намагничивания и определяя поля насыщения, пропорциональные  $KM_S^{-1}$ , для чего используются методики вибрационной магнитометрии [33] и СКВИД-магнитометрии [34], а также магнитооптической (МО) магнитометрии [35].

При изучении изменений магнитной анизотропии под действием фемтосекундных лазерных импульсов необходимо получать информацию о временной эволюции анизотропии на масштабах порядка единиц пикосекунд и даже меньше. Перечисленные выше методы не предоставляют возможности измерений с таким

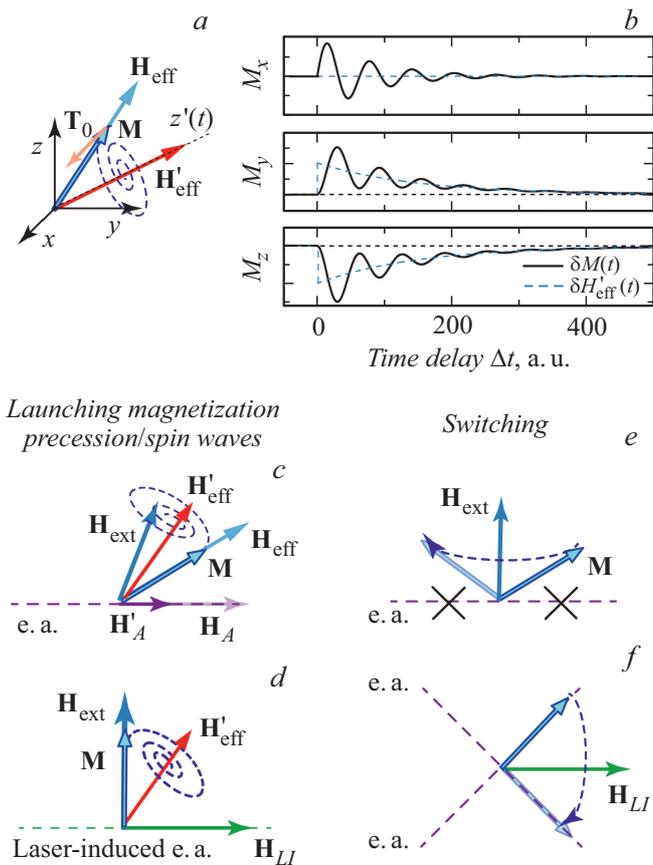
высоким временным разрешением. Наиболее универсальной методикой, позволяющей изучать сверхбыстрые лазерно-индуцированные изменения магнитного состояния различных материалов и структур, является методика фемтосекундной МО накачки-зондирования. Эта методика заключается в измерении с высоким временным разрешением изменений МО отклика, возникающего в результате фемтосекундного лазерного возбуждения материала. Однако МО эффекты не связаны непосредственно с параметрами магнитной анизотропии материала, а пропорциональны тем или иным проекциям намагниченности [35]. В связи с этим получение информации о лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии в экспериментах МО накачки-зондирования в большинстве работ основано на подходе, который условно можно рассматривать как измерение ферромагнитного резонанса во временном диапазоне.

Основной принцип таких измерений проиллюстрирован на рис. 1, а. В невозбужденной среде намагниченность направлена вдоль эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  (2). Если в результате воздействия лазерного импульса происходит изменение магнитной анизотропии, то, в общем случае, направление и величина  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  не сохраняются. Если изменение направления  $\mathbf{H}_{\text{eff}} \rightarrow \mathbf{H}'_{\text{eff}}$  происходит достаточно быстро, то намагниченность не успевает следовать за этим изменением. Таким образом, в результате воздействия лазерного импульса состояние материала характеризуется неколлинеарностью намагниченности и измененного  $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ . Эволюция направления намагниченности в таком состоянии описывается уравнением Ландау–Лифшица (ЛЛ) [36]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}'_{\text{eff}} - \gamma\frac{\alpha}{M}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}'_{\text{eff}}), \quad (7)$$

где  $\gamma$  — это гиромагнитное отношение для электронов в магнитном ионе. Первый член в правой части уравнения описывает прецессионное движение намагниченности с частотой  $f = \gamma H'_{\text{eff}}$ . Второй член, описывающий затухание прецессии, приведен в гильбертовой форме с параметром затухания  $\alpha$  [37].

Таким образом, в результате изменения направления  $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ , согласно (7), на намагниченность действует вращающий момент  $\mathbf{T} = d\mathbf{M}dt^{-1}$ , в результате чего намагниченность начинает прецессировать вокруг  $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ . Из рис. 1, а легко видеть, что направление  $\mathbf{T}$  определяется тем, как именно изменилось направление полного эффективного поля. Получив информацию о  $\mathbf{T}$ , можно восстановить характер изменения вкладов в  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , в том числе и изменений  $\mathbf{H}_A$  непосредственно после воздействия лазерного импульса. Кроме того, намагниченность прецессирует вокруг  $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ , которое, в общем случае, меняется во времени в результате релаксации материала из возбужденного состояния к равновесному. Отслеживая частоту и траекторию прецессии, можно получить информацию об этих процессах.



**Рис. 1.** *a* — возбуждение прецессии намагниченности в результате лазерно-индуцированного изменения полного эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}} \rightarrow \mathbf{H}'_{\text{eff}}$ ; *b* — соответствующая эволюция проекций намагниченности  $\{M_x, M_y, M_z\}$ . Схематичное изображение траектории намагниченности (*c, d*) при возбуждении магнитной прецессии и (*e, f*) при переключении намагниченности в результате уменьшения параметра магнитной анизотропии  $K$  (*c, e*) или возникновения эффективного поля лазерно-индуцированной анизотропии  $\mathbf{H}_{LI}$ ; e. a. — ось легкого намагничивания.

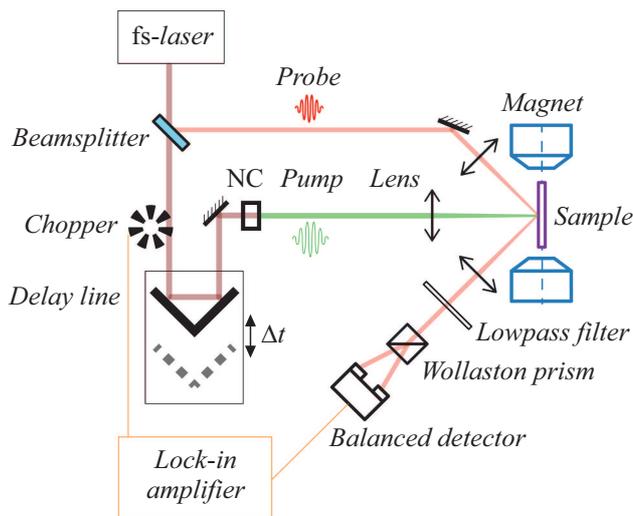
Отметим, что изменения  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  при воздействии лазерного импульса могут возникать как в результате изменений параметров анизотропии  $K$ , так и за счет возникновения новых осей анизотропии и появления соответствующего эффективного поля  $\mathbf{H}_{LI}$ , что проиллюстрировано на рис. 1, *c, d* соответственно. Разделение таких процессов в экспериментах является важной задачей, так как за них отвечают принципиально разные микроскопические механизмы, как показано в следующем разделе.

Таким образом, детектирование сверхбыстрого изменения магнитной анизотропии предполагает экспериментальное наблюдение траектории движения намагниченности, индуцированного фемтосекундным лазерным импульсом. Практически детектирование прецессии реализуется в методике МО накачки-зондирования [7], когда динамика намагниченности в среде возбуждается

мощным фемтосекундным лазерным импульсом, а затем изменения различных проекций намагниченности в области накачки зондируются путем измерения МО эффектов для существенно менее интенсивного линейно поляризованного импульса зондирования, задержанного относительно импульса накачки на время  $\Delta t$ . Различные МО эффекты, проявляющиеся как вращение плоскости поляризации, появление эллиптичности или изменение интенсивности импульса зондирования [35], пропорциональны разным проекциям намагниченности. Поэтому в общем случае можно получить исчерпывающую информацию об ориентации намагниченности в момент взаимодействия импульса зондирования с образцом [38]. Меняя время задержки  $\Delta t$  между импульсами накачки и зондирования, можно проследить за динамикой одной или нескольких проекций намагниченности. Временное разрешение при этом определяется длительностью импульса зондирования. Однако с точки зрения исследования анизотропии, эффективное разрешение такого эксперимента по времени ограничено частотой прецессии. Например, если время, за которое происходят изменения магнитной анизотропии после воздействия лазерного импульса, существенно меньше периода прецессии, то информацию об этом времени из эксперимента получить не удастся, и феноменологически изменение описывается функцией Хевисайда.

На рис. 2 показан пример установки двухцветной сверхбыстрой МО накачки-зондирования, в которой измеряется МО эффект Керра как функция времени задержки  $\Delta t$  между импульсами накачки и зондирования. Отметим, что в подавляющем большинстве экспериментов информацию о траектории лазерно-индуцированной прецессии намагниченности успешно восстанавливают на основе данных о временной эволюции только одной из компонент намагниченности и моделирования на основе уравнения ЛЛ (7) или линеаризованного уравнения ЛЛ [39,40] в случае малых амплитуд прецессии. В типичном эксперименте для каждого времени задержки происходит усреднение по большому числу событий накачка-зондирование. При этом важно, чтобы при каждом событии между импульсом зондирования и следующим импульсом накачки система релаксировала в одно и то же начальное состояние. Поэтому измерения проводят во внешнем магнитном поле, задающем однозначно начальную ориентацию намагниченности, а период следования импульсов выбирают большим по сравнению с временами релаксации.

Исключение составляют эксперименты, в которых намеренно выбирают высокие частоты следования, чтобы, например, каждый следующий импульс накачки усиливал эффект от предыдущего. Также специальный подход применяется при изучении лазерно-индуцированного переключения намагниченности, для чего реализуется одноимпульсный метод накачки-зондирования, позволяющий детектировать эффект от каждого импульса накачки отдельно.



**Рис. 2.** Пример принципиальной схемы установки фемтосекундной МО накачки-зондирования. Импульсы накачки и зондирования фокусируются на поверхность образца, находящегося во внешнем магнитном поле, при помощи линзы или микрообъектива. В представленной конфигурации измеряется керровский МО поворот поляризации импульса зондирования как функция времени задержки  $\Delta t$  между импульсами накачки и зондирования. Измерения поворота плоскости поляризации осуществляются при помощи поляризметрической схемы, состоящей из призмы Волластона и балансного фотодетектора. Варьируемая временная задержка  $\Delta t$  между импульсами накачки и зондирования обеспечивается путем изменения длины оптического пути импульса накачки при помощи механической линии задержки с установленным на ней ретрорефлектором. В общем случае центральная энергия фотона импульсов зондирования может отличаться от энергии фотона импульсов накачки, например, за счет удвоения первой при помощи нелинейного оптического кристалла NC. В этом примере часть импульсов накачки блокируется оптомеханическим прерывателем с частотой, которая используется в качестве опорной в синхронном усилителе (lock-in amplifier), осуществляющем демодуляцию сигнала, поступающего с фотодетектора.

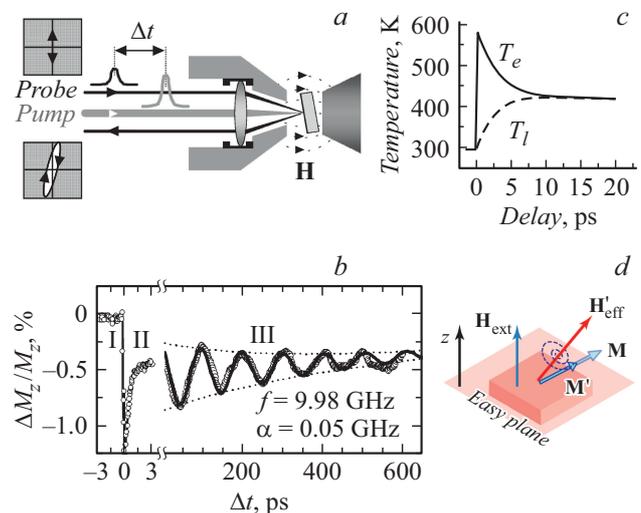
### 3. Основные механизмы и демонстрация сверхбыстрого изменения анизотропии

#### 3.1. Лазерно-индуцированный нагрев

Очевидным механизмом лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии является лазерно-индуцированный нагрев, так как параметры магнитной анизотропии демонстрируют температурную зависимость (см. разд. 1.3). Однако конкретный сценарий изменений магнитной анизотропии, возникающих в результате лазерно-индуцированного нагрева, оказывается зависящим от электронной структуры магнитного материала и от того, какие подсистемы вовлечены в процесс поглощения энергии фемтосекундного лазерного импульса.

Наиболее кардинальное отличие проявляется в сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве в магнитных металлах и диэлектриках. Процесс поглощения энергии фемтосекундного лазерного импульса в металле можно успешно описать в рамках так называемой двухтемпературной модели, согласно которой воздействие лазерного импульса приводит к быстрому и значительному увеличению эффективной температуры электронов проводимости (рис. 3, c). Характерные времена возрастания температуры электронной системы при этом не превышают 100 fs, а достигаемые температуры составляют  $\sim 500$ –1000 K благодаря малой теплоемкости электронного газа. Термализация электронной и фононной подсистем имеет характерные времена порядка нескольких пикосекунд и более. Благодаря большой теплоемкости фононной подсистемы нагрев решетки при этом оказывается существенно меньше, чем для электронов, и составляет величины  $\sim 100$  K.

В магнитном металле сверхбыстрый нагрев электронной и фононной подсистем приводит к возникновению сверхбыстрого размагничивания [6]. Характерные времена этого процесса составляют  $\sim 100$  fs для 3d-металлов благодаря тому, что за магнитный порядок в них отвечают электроны 3d оболочки, гибридные с 4s p-электронами, отвечающими за проводимость. В 4f-металлах, напротив, сверхбыстрое размагничивание оказывается существенно слабее из-за того, что за магнетизм отвечают электроны 4f-оболочки, не гибри-



**Рис. 3.** *a* — схема установки магнитооптической накачки-зондирования для наблюдения лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в тонкой пленке Ni; *b* — полученный сигнал, показывающий изменения компоненты намагниченности из плоскости  $M_z$  как функцию времени задержки  $\Delta t$  между импульсами накачки и зондирования [45]; *c* — пример зависимости температуры электронной подсистемы  $T_e$  и решетки  $T_l$  от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, рассчитанной для Co [46]; *d* — схема процесса возбуждения магнитной прецессии в результате лазерно-индуцированного изменения анизотропии формы. (Рисунки воспроизведены из [45] (*a, b*) и [46] (*c*)).

дизованные с  $5d6s p$ -электронами, поглощающими энергию лазерного импульса. В результате размагничивание в таких материалах характеризуется более длинными временами  $\sim 100$  ps и связано с нагревом решетки. Детали сверхбыстрого размагничивания в металлах и текущее состояние теории этого процесса подробно обсуждается в работах [41–43].

В магнитных диэлектриках поглощение энергии в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах преимущественно осуществляется через возбуждение локализованных переходов с последующей безызлучательной релаксацией, сопровождающейся передачей энергии в решетку на временах менее пикосекунды. Лазерно-индуцированное размагничивание имеет характерные времена  $\sim 100$  ps [44].

### 3.1.1. Лазерно-индуцированный нагрев в металлах

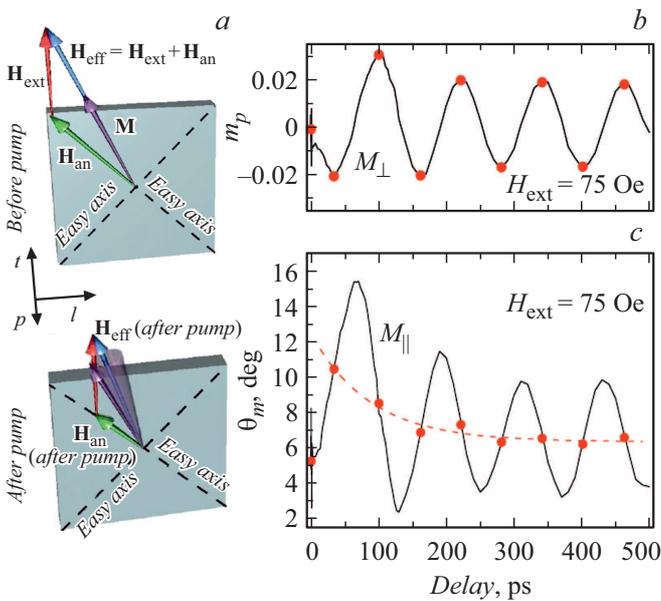
Как обсуждалось в разд. 1.3, анизотропия формы (4) и соответствующее эффективное поле  $\mathbf{H}_S = -\mu_0 M_S \mathbf{m}_z$  зависят от намагниченности насыщения  $M_S$ . Сверхбыстрое размагничивание приводит к изменению магнитной анизотропии тонких пленок ферро- и ферримагнитных металлов уже только за счет изменения анизотропии формы. Для наблюдения в эксперименте этого эффекта требуется геометрия, в которой намагниченность в равновесном состоянии, т.е. до воздействия фемтосекундного лазерного импульса, имеет ненулевую проекцию на нормаль к поверхности пленки, например, за счет того, что внешнее магнитное поле приложено вдоль нормали. В этом случае лазерно-индуцированное уменьшение намагниченности насыщения  $\Delta M_S(t)$  приводит к изменению направления полного эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{эф}}$ , а именно к увеличению его проекции на нормаль на величину, пропорциональную  $\Delta M_S(t)$ , и возбуждению прецессии согласно схеме, представленной на рис. 3, *d*.

Такой подход был применен в работе [45], которая стала первой по экспериментальному наблюдению лазерно-индуцированной прецессии намагниченности. В этой работе исследована лазерно-индуцированная динамика проекции намагниченности  $M_z$  на нормаль пленки Ni толщиной 7 nm (рис. 3, *a*). В динамике компоненты намагниченности, наблюдавшейся в эксперименте, были выделены три диапазона времен (рис. 3, *b*). В диапазоне I (0–1 ps) наблюдается быстрое уменьшение  $M_z$ , связанное со сверхбыстрым размагничиванием. В диапазоне II наблюдается частичное восстановление намагниченности, а в диапазоне III — прецессия намагниченности. Важным результатом стало то, что в переходной области между диапазонами II и III наблюдается изменение  $M_z$ , имеющее знак, противоположный сверхбыстрому размагничиванию. На основе этого наблюдения авторами был сделан вывод, что триггером для прецессии служит именно частичное подавление анизотропии формы, стремящейся ориентировать намагниченность в плоскости пленки.

Отметим, что идея по возбуждению прецессии намагниченности за счет сверхбыстрого размагничивания и подавления анизотропии формы очень часто используется в экспериментах МО накачки-зондирования, когда основной интерес представляет изучение самой прецессии намагниченности тонких металлических пленок. Действительно, при таком подходе даже небольшой величины размагничивания порядка процента достаточно для возбуждения прецессии с частотой, близкой к частоте прецессии в равновесном состоянии. Поэтому такая методика оказывается альтернативой методике ФМР, к тому же обеспечивающей пространственное разрешение до единиц микрометров.

Можно ожидать, что лазерно-индуцированный нагрев магнитного материала будет также приводить к изменениям зависящих от температуры параметров магнитокристаллической, магнитоупругой и других типов анизотропии, имеющих одноионную природу (см. разд. 1.3). Так, начиная с [46], целый ряд работ различных групп посвящен экспериментальному изучению динамики намагниченности, связанной именно с лазерно-индуцированными изменениями параметра  $K$ . Одно из самых детальных с методологической точки зрения исследований лазерно-индуцированных изменений магнитокристаллической анизотропии было проведено в [38,47].

В работе [47] исследовано воздействие лазерных импульсов на 8 nm пленку железа, выращенную на подложке MgO (001). Железо характеризуется кубической магнитокристаллической анизотропией с  $K_1 > 0$  (1). При заданной ориентации подложки и в результате влияния анизотропии формы такая пленка имеет две оси легкого намагничивания вдоль направлений [100] и [010], лежащие в плоскости пленки (рис. 4, *a*). На рис. 4, *a* схематично показан процесс запуска прецессии намагниченности в результате сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева с последующим изменением параметра магнитокристаллической анизотропии в геометрии, когда внешнее поле направлено под углом  $45^\circ$  к осям анизотропии. Экспериментальные зависимости полярного угла намагниченности, характеризующего выход намагниченности из плоскости пленки, и угла отклонения намагниченности от направления [100] в плоскости показаны на рис. 4, *b* и *c*, соответственно. Анализ временных зависимостей для различных компонент намагниченности позволяет установить эволюцию направления эффективного поля и, как следствие, изменения величины поля анизотропии. Так, на рис. 4, *b* красными точками (в online версии) отмечены максимумы и минимумы на зависимости полярного угла намагниченности от времени. Поскольку прецессия носит гармонический характер и эффективное поле лежит в плоскости пленки, эти точки соответствуют моментам времени, когда проекция намагниченности на плоскость образца лежит вдоль эффективного поля  $\mathbf{H}'_{\text{эф}}$ . Отмечая те же моменты времени на зависимости азимутального



**Рис. 4.** *a* — диаграмма, показывающая ориентацию намагниченности  $\mathbf{M}$  и эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{an}}$  в тонкой пленке Fe/MgO(001) в равновесии (сверху) и непосредственно после возбуждения лазерным импульсом (снизу); *b* — проекция намагниченности, нормальная к плоскости пленки; *c* — в плоскости пленки вдоль [100] кристаллографической оси как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Штриховой линией показан азимутальный угол эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ .  $H_{\text{ext}} = 75$  Oe. (Рисунок воспроизведен из [47].)

угла намагниченности в плоскости, авторы [47] установили изменения во времени направления эффективного поля (пунктирная линия на рис. 4, *c*). Эти изменения соответствовали быстрому, на пикосекундных временах, уменьшению величины  $H_A \sim K_1 M_S^{-1}$  и последующей релаксации ее к равновесному значению на временах порядка сотен пикосекунд.

Тот факт, что лазерно-индуцированный нагрев приводит к уменьшению соотношения  $K_1 M_S^{-1}$ , указывает на то, что параметр анизотропии  $K_1$  изменяется сильнее, чем намагниченность насыщения  $M_S$ , как и в случае равновесного нагрева (см. разд. 1.3). Более того, авторы [47] показали, что соответствие между описанными изменениями поля анизотропии и лазерно-индуцированным ростом температуры решетки и ее дальнейшим остыванием может быть описано в модели температурных изменений параметра магнитной анизотропии. В дальнейших работах, применяя аналогичные методики, несколько групп показали, что в различных ферромагнитных металлах и металлических сплавах возбуждение фемтосекундными лазерными импульсами и нагрев приводят к уменьшению параметров магнитокристаллической [48,49], ростовой [49,50], магнитоупругой [51] и интерфейсной [29,52] анизотропии.

В ряде работ особое внимание уделено подтверждению справедливости соотношения между индуциро-

ванными лазерным нагревом изменениями намагниченности и параметрами магнитной анизотропии (6) на временах более 10 ps, на которых электронная, спиновая и фонная подсистемы металла находятся в равновесии [49,51]. Однако вопрос о соотношении между лазерно-индуцированными изменениями параметров одноионной магнитной анизотропии и намагниченности насыщения в металлах в течение первых пикосекунд после возбуждения остается открытым.

### 3.1.2. Лазерно-индуцированный нагрев в диэлектриках

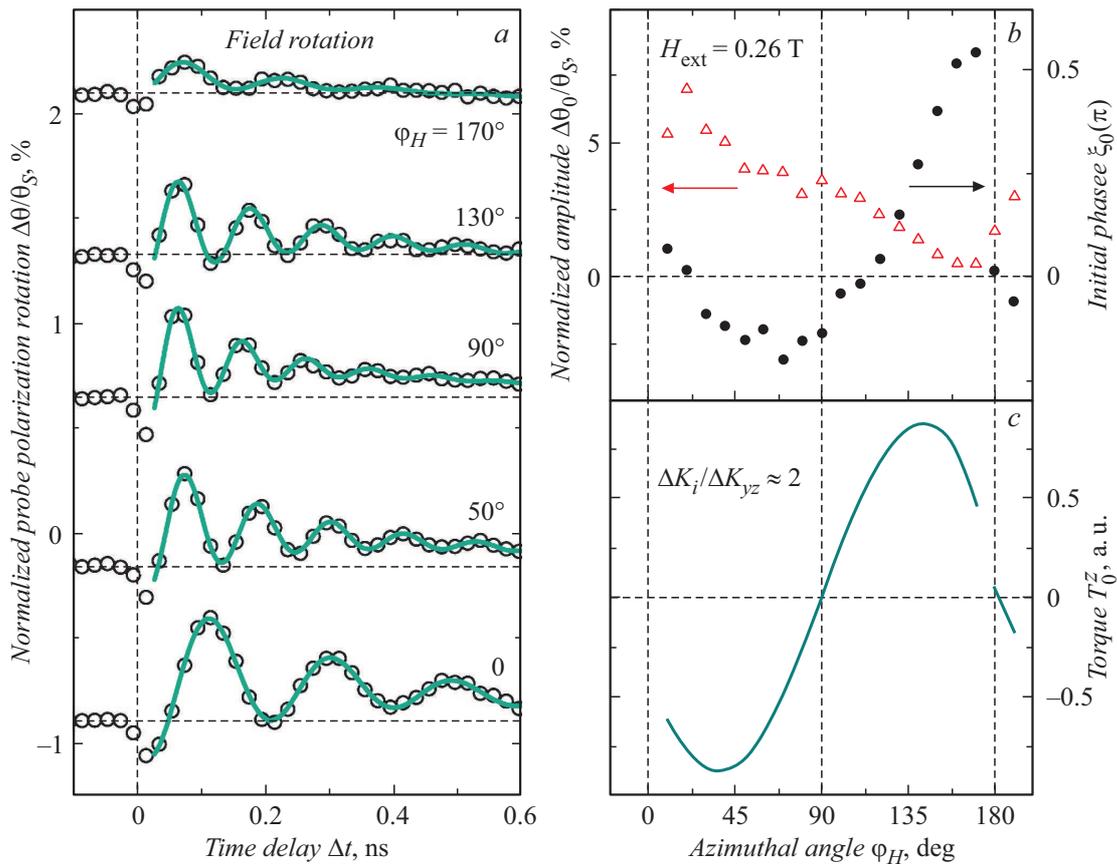
В магнитных диэлектриках при поглощении фемтосекундного лазерного импульса размагничивание не является сверхбыстрым, а имеет характерные времена порядка нескольких сотен пикосекунд [44,53]. Кроме того, в большинстве случаев намагниченность насыщения диэлектриков существенно меньше намагниченности насыщения ферромагнитных металлов. В связи с этим вклад от анизотропии формы в общую магнитную анизотропию диэлектриков оказывается малым, а ее изменения за счет лазерно-индуцированного размагничивания не приводят к возбуждению магнитной динамики существенной амплитуды.

В отсутствие сверхбыстрого размагничивания лазерно-индуцированные изменения магнитокристаллической и ростовой анизотропии играют значительную роль в реализации возбуждения магнитной динамики в диэлектриках. Например, в эпитаксиальных монокристаллических пленках практически важных ферромагнитных диэлектриков — ферритов-гранатов с общей формулой  $M_1 M_3 (Fe, M_2)_5 O_{12}$ , где  $M_1$  — иттрий, лантаноид или редкоземельный металл,  $M_2$  — галлий или алюминий, ростовая и связанная с внутренними деформациями анизотропии являются доминирующими и зависят от ряда факторов, таких, как химический состав пленки, рассогласование на интерфейсе пленка/подложка, условия роста [54]. Собственная кубическая анизотропия гранатов, как правило, значительно слабее ростовой. Таким образом, в ферритах-гранатах требуемую анизотропию можно задавать на этапе роста и пост-роста, а лазерно-индуцированный нагрев может позволить реализовать управление ею на коротких временах.

Детальное исследование лазерно-индуцированных изменений параметров ростовой анизотропии за счет поглощения лазерного импульса и нагрева было проведено в работе [53] для Vi-замещенного феррита-граната (Vi:ЖИГ), выращенного на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с ориентацией (210). Магнитная анизотропия таких пленок имеет несколько вкладов ростовой природы [54,55]:

$$W_A = K_u m_z^2 + K_i m_y^2 + K_{yz} m_y m_z, \quad (8)$$

где  $K_u$ ,  $K_i$  и  $K_{yz}$  — параметры нормальной, плоскостной и ромбической компонент анизотропии соответственно.



**Рис. 5.** *a* — нормированное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования, индуцированное в пленке Vi:ЖИГ/ГТГ(210) импульсами накачки, как функция времени задержки  $\Delta t$  во внешнем поле  $H_{\text{ext}} = 0.26$  Т, приложенном под разными азимутальными углами  $\varphi_H$ ; *b* — начальная фаза  $\xi_0$  (сплошные символы) и амплитуда (нормированное)  $\Delta\theta_0/\theta_s$  (открытые символы) лазерно-индуцированных осцилляций нормальной компоненты  $M_z$  как функции  $\varphi_H$ ; *c* —  $z$ -компонента вращающего момента в момент возбуждения  $\Delta t = 0$  (9), вычисленная как функция  $\varphi_H$  для случая, когда  $\Delta K_i = 2\Delta K_{yz}$ . (Рисунок воспроизведен из [53].)

В [53] было реализовано возбуждение пленки Vi:ЖИГ фемтосекундными лазерными импульсами с центральными энергиями фотона в диапазоне 1.65–2.0 eV, в котором коэффициент поглощения Vi:ЖИГ меняется в диапазоне 300–750  $\text{cm}^{-1}$ . В результате наблюдалась лазерно-индуцированная прецессия намагниченности с амплитудой, растущей при перестройке энергии фотона импульса накачки в область более интенсивного поглощения. Эти эксперименты показали, что параметры роторовой анизотропии меняются в результате лазерно-индуцированного нагрева на временах порядка нескольких пикосекунд. Оценки показали, что нагрев на 10 К приводил к изменениям параметров  $\Delta K$  порядка 1%.

Кроме демонстрации возможности изменений параметров  $K$  за счет лазерно-индуцированного нагрева, в работе [53] была применена методика разделения лазерно-индуцированных изменений параметров  $K$ , описывающих разные типы анизотропии (8). На рис. 5, *a* показана временная зависимость фарадеевского вращения для импульсов зондирования, пропорционального изменениям проекции намагниченности на нормаль к

пленке  $M_z$  и измеренного для различных направлений внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}} = 0.26$  Т, приложенного в плоскости пленки. В такой геометрии эксперимента наблюдается изменение начальной фазы прецессии при изменении направления поля. Это изменение определяется изменениями  $z$ -компоненты вращающего момента  $\mathbf{T}_0 = d\mathbf{M}dt^{-1}|_{\Delta t=0}$ .

Зависимая от лазерно-индуцированного изменения параметров анизотропии часть вращающего момента  $\mathbf{T}_0$ , полученная из выражений (2), (7), (8), имеет вид

$$\mathbf{T}_0 = \gamma \begin{pmatrix} 2(\Delta K_i - \Delta K_u)m_y m_z + \Delta K_{yz}(m_z^2 - m_y^2) \\ 2\Delta K_u m_x m_z + \Delta K_{yz} m_x m_y \\ 2\Delta K_i m_x m_y - \Delta K_{yz} m_x m_z \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Как видно из (9), направление вращающего момента при возбуждении лазерным импульсом определяется как соотношением между величинами изменений различных параметров анизотропии  $K$ , так и начальным направлением намагниченности, которое, в свою очередь, задается равновесным направлением эффективного поля анизотропии  $\mathbf{H}_A$ , направлением и величиной внешнего

магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . На рис. 5, *b* показано, что начальная фаза прецессии испытывает значительные изменения при изменении ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Расчет  $z$ -компоненты  $T_0$  как функции азимутального угла внешнего поля для относительного изменения параметров ростовой анизотропии  $\Delta K_i = 2\Delta K_{yz}$  дал хорошее согласие с экспериментальными данными. Таким образом, анализ начальной фазы прецессии позволяет разделить лазерно-индуцированный вклад в изменение различных параметров магнитной анизотропии, даже если они характеризуются одинаковыми временными зависимостями.

Следует отметить, что в диэлектриках быстрое лазерно-индуцированное изменение параметров магнитной анизотропии нельзя связать с лазерно-индуцированным размагничиванием, которое существенно запаздывает [53]. По-видимому, уменьшение параметров анизотропии в диэлектрике можно описать, учтя, что при нагреве увеличивается число некогерентных оптических и акустических фононов, которые возмущают кристаллическое окружение магнитных ионов, приводя в среднем к ослаблению связи спинового момента с решеткой. В работе [53] показано, что на временах  $\sim 500$  ps, когда лазерно-индуцированное размагничивание достигает своего максимума, соотношение между изменениями параметров анизотропии и намагниченности удовлетворяет соотношению (6).

Достижение больших лазерно-индуцированных изменений параметров  $K$  в диэлектриках требует использования импульсов с центральными энергиями фотона, соответствующими области сильного поглощения, лежащей для многих диэлектриков в зеленой и синей областях оптического спектра. Альтернативный путь к реализации сильных изменений анизотропии за счет лазерно-индуцированного нагрева возможен в материалах, в которых конкуренция между вкладами в анизотропию различной природы приводит к ее существенным изменениям даже при относительно слабом нагреве. Примером таких материалов являются редкоземельные ортоферриты  $\text{REFeO}_3$ , в которых реализуются спин-переориентационные (СП) переходы по температуре [25], когда происходит изменение ориентации оси анизотропии на  $90^\circ$  (см. разд. 1.3). Относительно небольшой лазерно-индуцированный нагрев  $\text{REFeO}_3$ , находящегося при температуре, немного ниже температуры СП перехода, оказывается достаточным для того, чтобы индуцировать сверхбыстрый переход, детектируемый путем наблюдения прецессии намагниченности вокруг новой оси анизотропии [56].

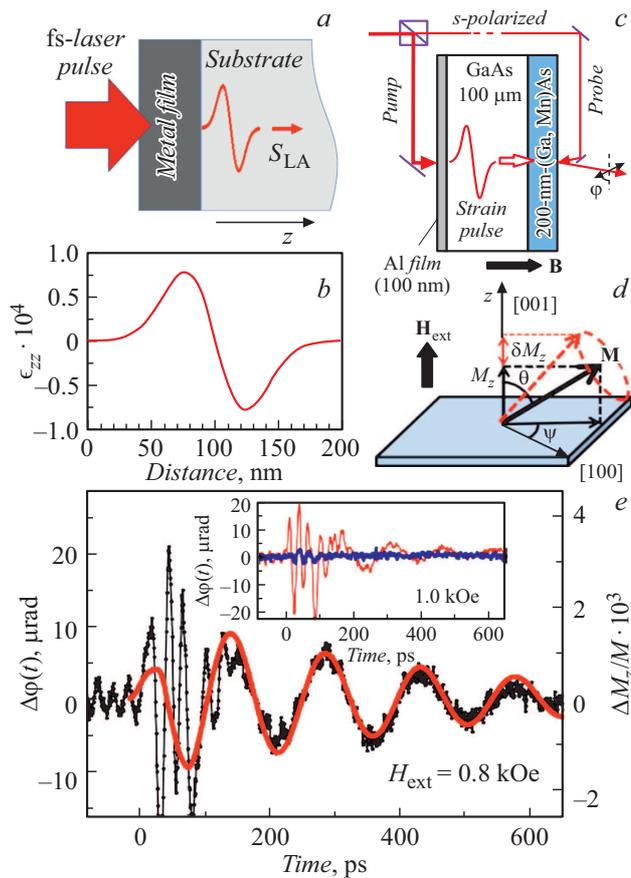
За СП переход в ортоферритах отвечает изменение по температуре магнитного момента  $\text{RE}^{3+}$ , т.е. заселенность подуровней основного состояния в  $4f$ -оболочке  $\text{RE}^{3+}$  иона [26]. В связи с этим лазерно-индуцированное сверхбыстрое возбуждение  $4f$ -электронов должно приводить к значительным изменениям магнитной анизотропии в редкоземельных ортоферритах, которые имели бы нетермический характер. Однако спектральная

ширина фемтосекундных импульсов слишком велика по сравнению с электронными переходами в  $\text{RE}^{3+}$  ионах, и поглощение в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах определяется в основном переходами в  $3d$ -оболочке ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Поскольку время жизни  $3d$ -электронов в возбужденном состоянии мало, термическое равновесие между ними и решеткой наступает в течение нескольких сотен фемтосекунд. Изменение заселенности  $4f$ -состояний редкоземельных ионов происходит уже в результате взаимодействия с решеткой, и характерное время этого процесса определяется силой электрон-фононного взаимодействия, что ограничивает скорость лазерно-индуцированного СП перехода на уровне нескольких пикосекунд [57].

### 3.2. Лазерно-индуцированные динамические и квазистатические деформации

Сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев в металлах делает возможным реализацию управления магнитной анизотропией за счет пикосекундных деформаций. Такое управление использует методы пикосекундной акустики, разработанные в 80-е годы XX века [58]. Генерация импульсов деформации длительностью порядка 10 ps происходит за счет сверхбыстрого расширения кристаллической решетки под действием фемтосекундного лазерного импульса, поглощенного в узком приповерхностном слое возбуждаемой структуры [59]. Наиболее распространенная схема возбуждения с использованием металлической пленки, выполняющей роль оптоакустического преобразователя, показана на рис. 6, *a*. Биполярный импульс деформации, форма которого показана на рис. 6, *b*, распространяется в кристалле со скоростью звука и является волновым пакетом когерентных акустических фононов с частотами до 100 GHz. Его амплитуда зависит от плотности оптического возбуждения и может превышать  $10^{-3}$ . Основным механизмом, отвечающим за преобразование энергии лазерного импульса в когерентное возбуждение кристаллической решетки, является оптически-индуцированный нагрев, но также могут быть задействованы и другие механизмы, например, деформационного потенциала или пьезоэлектрический.

Особенностью первых экспериментов по сверхбыстрому упругому управлению магнитной анизотропией [60–62] являлась генерация импульса деформации в подложке исследуемого образца с последующим инжектированием в пленку ферромагнетика. Схема такого эксперимента показана на рис. 6, *c*. Инжектированный в пленку импульс деформации изменяет величину и направление поля магнитной анизотропии и, соответственно, направление эффективного магнитного поля за счет эффекта обратной магнитострикции. Динамическое изменение энергии магнитной анизотропии описывается формулой (3), но имеет при этом пространственное распределение, изменяющееся во времени и пространстве



**Рис. 6.** *a* — генерация пикосекундного импульса деформации при фемтосекундном лазерном возбуждении металлической пленки, нанесенной на подложку исследуемой структуры; *b* — характерный пространственный профиль импульса деформации, инжектированного из металлической пленки в подложку. Параметры импульса соответствуют возбуждению 100-нм алюминиевой пленки с плотностью энергии  $1 \text{ mJ/cm}^2$ . *c* — схема первого эксперимента по модуляции магнитной анизотропии лазерно-индуцированной деформацией, выполненного в геометрии, показанной на панели (*d*); *e* — прецессионный отклик намагниченности пленки (Ga,Mn)As на модуляцию магнитной анизотропии импульсом деформации [60]. Время  $\Delta t = 0$  соответствует моменту, когда импульс деформации достигает пленки (Ga,Mn)As. Высокочастотные осцилляции, наблюдаемые в сигнале (в том числе при  $\Delta t < 0$ ), являются проявлением эластооптического эффекта. Они не связаны с модуляцией намагниченности и их частота не зависит от магнитного поля. Однако временной интервал  $0 < \Delta t < 100 \text{ ps}$ , в течение которого эластооптическая модуляция характеризуется максимальной амплитудой, соответствует времени распространения импульса деформации в слое (Ga,Mn)As в сторону свободной поверхности и после отражения обратно, в сторону подложки. Красная кривая (в online версии) — результат численного моделирования отклика намагниченности на пространственно-временную эволюцию магнитной анизотропии. Вставка показывает результат контрольных измерений, при которых незначительная расстройка взаимного положения лучей импульсов накачки и зондирования (синяя кривая (в online версии)) приводит к резкому падению амплитуды измеряемого кинетического сигнала, что подтверждает когерентный (не термический) характер модуляции магнитной анизотропии. (Рисунок частично воспроизведен из [60] (*c–e*)).

при распространении импульса деформации в магнитном слое.

Однако в большинстве экспериментов с пленками толщиной менее 100 нм, эффект изменения магнитной анизотропии может быть описан с высокой точностью усреднением деформации, наведенной импульсом, по толщине ферромагнитной пленки. Прецессионный отклик намагниченности на такое сверхбыстрое возбуждение позволяет зафиксировать изменения магнитной анизотропии и определить его основные параметры.

В первых экспериментах [60–62], выполненных по описанной выше методике, использовались эпитаксиальные слои ферромагнитного полупроводника (Ga, Mn)As. Этот материал с кубической магнитокристаллической анизотропией характеризуется большими магнитоупругими коэффициентами  $B_1 = 25 \text{ T}$ ,  $B_2 = 150 \text{ T}$  и малой намагниченностью насыщения  $M_S \approx 10 \text{ mT}$ , что делает именно деформацию доминирующим фактором, определяющим направление легких осей намагничивания. В схеме первого эксперимента, показанной на рис. 6, *c*, внешнее магнитное поле было приложено по нормали к плоскости 200-нм пленки  $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ . Изменение энергии магнитокристаллической анизотропии импульсом одноосной деформации (первый член выражения (3)) приводило к изменению направления эффективного поля и, как следствие, прецессионному отклику намагниченности, измеряемому по полярному магнитооптическому эффекту Керра. Такой эксперимент характеризуется значительно более коротким временем, в течение которого анизотропия отличается от равновесной, по сравнению с описанными выше экспериментами, основанными на сверхбыстром нагреве. Это время определяется длительностью и временем распространения импульса деформации в магнитной пленке.

Дальнейшие эксперименты показали эффективность одноосной деформации как инструмента возбуждения динамического магнитного отклика и при приложении внешне го поля в плоскости пленок (Ga, Mn)As. В этом случае изменение направления эффективного магнитного поля определяется модуляцией энергии магнитокристаллической анизотропии за счет членов более высоких порядков ( $\sim B_3 m^4$ ). Хотя малое значение магнитоупругого коэффициента  $B_3$  (эффективное поле 0.5 Т) приводит к малой амплитуде модуляции, этот эффект тем не менее детектируется в эксперименте. Также за счет наличия в пленках (Ga, Mn)As дополнительной одноосной анизотропии в плоскости, вызванная динамической деформацией модуляция кубической анизотропии приводит к изменению направления эффективного магнитного поля и возбуждению прецессии даже при отсутствии внешнего магнитного поля. В дальнейших экспериментах с пленками (Ga, Mn)As, выращенными на низкосимметричных подложках, была показана высокая эффективность импульсов сдвиговой деформации, достигаемая за счет значительно большей величины магнитоупругого коэффициента  $B_2$ . Подробная теория

сверхбыстрой модуляции магнитной анизотропии импульсами деформации и параметров прецессионного отклика намагниченности на такую модуляцию была развита в работе [63].

Методы сверхбыстрого управления магнитной анизотропией лазерно-индуцированными импульсами деформации были также апробированы в пленках ферромагнитных металлов никеля [64] и галфенола  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  [65] и в ферримагнитном диэлектрике железо-иттриевом гранате [66]. Эксперименты с анизотропными пленками никеля выполнялись в геометрии с внешним магнитным полем, направленным под углом к плоскости пленки, что позволяет использовать для модуляции магнитной анизотропии ненулевую проекцию намагниченности на ось  $z$ . В пленках галфенола, обладающих, как и  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , выраженной кубической анизотропией, прецессионный отклик намагниченности детектируется и при магнитном поле, направленном в плоскости пленки.

По совокупности характеристик: намагниченность насыщения до 1.8 Т, температура Кюри до 900 К, выраженная магнитокристаллическая анизотропия, высокие значения магнитоупругих коэффициентов ( $B_1 = -6$  Т,  $B_2 = 2$  Т) и технологическая доступность, на данный момент галфенол является наиболее перспективным материалом для практического применения управления магнитной анизотропией при помощи лазерно-индуцированной деформации.

Одним из направлений развития данной методики стали исследования динамических магнитоупругих эффектов в ферри- и ферромагнитных структурах с выраженными упругими (фононными) резонансами. В экспериментах с пленками  $\text{FeVO}_3$  толщиной в несколько микрон [67] фемтосекундный лазерный импульс возбуждал собственные упругие (фононные) резонансы пленки ферримагнетика, квантованные по нормали к плоскости. Вызванная периодической деформацией с частотой до 1 GHz (определяется толщиной пленки), модуляция магнитокристаллической анизотропии проявлялась в вынужденных осцилляциях намагниченности на данной частоте и более высоких гармониках.

Значительно более высокие частоты (до 35 GHz) вынужденной прецессии намагниченности были получены в экспериментах с пленками галфенола толщиной 65 nm [68]. Собственные высокочастотные упругие резонансы в них формировались с использованием фононных брэгговских зеркал — полупроводниковых сверхрешеток, расположенных между подложкой и ферромагнитной пленкой. При условии магнитоакустического резонанса, когда контролируемая внешним магнитным полем частота прецессии совпадала с частотой фононного резонанса, амплитуда осцилляций намагниченности демонстрировала резкий максимум. Резонансные эксперименты были выполнены также в никелевых мембранах [69] с использованием пространственно-периодического оптического возбуждения [70], в структурах с пространственной периодичностью в плоскости — двумерных массивах никелевых наномангнитов [71] и ферромагнитных

нанорешетках на основе галфенола [72,73], в которых формируются поверхностные фононные резонансы, а также в одиночных наномангнитах [74].

Общей чертой для экспериментов по лазерно-индуцированной модуляции магнитной анизотропии в структурах с высокочастотными упругими резонансами является не импульсное, но долговременное воздействие периодически изменяемой во времени деформации. Эффекты, наблюдаемые в таких экспериментах, — явление магнитоакустического резонанса [68–74] и, при достижении условия сильной связи, формирование коллективного магнитоупругого возбуждения [73,74] — наблюдались и в рамках классической магнитоакустики [75]. Однако использование лазерных импульсов для генерации деформации позволяет реализовать их при значительно более высоких частотах и на нанометровом масштабе.

Важно заметить, что при прямом возбуждении лазерным импульсом тонкой пленки ферромагнитного металла в ней возникают деформации, которые в экспериментах по лазерно-индуцированной прецессии намагниченности можно назвать квазистационарными. Эти деформации являются результатом субпикосекундного нагрева, а их квазистационарный характер связан с тем, что процесс остывания металлической пленки обычно происходит на временах порядка микросекунд, что на порядки превосходит типичные времена прецессии намагниченности. До недавнего времени роли таких деформаций в процессах возбуждения и релаксации магнитной динамики не уделялось внимания. Однако возникновение такой квазистатической деформации в результате лазерного воздействия приводит к появлению дополнительных членов в выражении для магнитной части свободной энергии, связанных с эффектом обратной магнитострикции и, в общем случае, к изменению эффективного магнитного поля, действующего на намагниченность.

Экспериментальное наблюдение влияния такой деформации на возбуждение динамики намагниченности существенно затруднено тем, что характерные времена, описывающие изменения эффективного поля из-за квазистатической деформации и из-за описанного выше термического изменения параметров анизотропии (см. разд. 3.1), совпадают. Для разделения двух эффектов, демонстрирующих одинаковую временную эволюцию, очевидно, необходимо выбрать экспериментальную геометрию, в которой оказываются разными изменения ориентации эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , вызванные ими. В работе [50] для реализации такой идеи была выбрана низкосимметричная пленка галфенола, выращенная на подложке GaAs с ориентацией [311]. С одной стороны, кристаллическая и ростовая анизотропии такой пленки таковы, что оси легкого и трудного намагничивания лежат в плоскости пленки. В эксперименте, выполненном во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль оси трудного намагничивания,

лазерно-индуцированный нагрев и уменьшение параметров анизотропии приводили и к изменению ориентации  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  в плоскости пленки. С другой стороны, лазерно-индуцированный нагрев и расширение пленки приводили к генерации квазистационарных деформаций, имеющих квазипродольный и квазипоперечный характер (подробно этот процесс рассмотрен, например, в [76]). Дополнительное эффективное поле  $\mathbf{H}_{M-E}$ , возникающее за счет эффекта обратной магнестрикции, как меняло ориентацию полного эффективного поля в плоскости, так и приводило к его частичному выходу из плоскости пленки.

В эксперименте было обнаружено, что траектория лазерно-индуцированной прецессии меняется в зависимости от величины внешнего магнитного поля, что позволило определить направление эффективного поля в результате лазерного воздействия. Было показано, что во внешних полях ниже поля насыщения на направление  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  оказывает влияние как изменение  $K$ , так и квазистационарные деформации. При увеличении величины внешнего поля выше поля насыщения, роль вклада от лазерно-индуцированных изменений  $K$  уменьшалась, а эффект от квазистационарной деформации, прежде всего сдвиговой, сохранялся. Последнее наблюдение является яркой иллюстрацией принципиальной разницы между лазерно-индуцированными процессами, меняющими параметры магнитной анизотропии материала, но не меняющими тип анизотропии, и процессами, приводящими к возникновению новых осей магнитной анизотропии. Процессы второго типа представляют интерес для эффективного возбуждения прецессии намагниченности в больших магнитных полях, когда эффективность процессов первого типа существенно снижается. Отметим, что выявление роли лазерно-индуцированных квазистационарных деформаций в возбуждении динамики намагниченности получило дальнейшее развитие в работе [77], где помимо исследования характеристик прецессии, указывающих на механизм возбуждения, проведены непосредственные измерения величины и временного профиля лазерно-индуцированной деформации в магнитной пленке по методике интерферометрии Саньяка с временным разрешением.

### 3.3. Сверхбыстрые фотомагнитные явления

К процессам, приводящим к изменению типа магнитной анизотропии, относится важный класс явлений фемтомагнетизма — сверхбыстрые фотомагнитные эффекты. Под этим обычно понимают лазерно-индуцированные процессы, приводящие к возникновению осей анизотропии, не связанных с нагревом. Отличительной особенностью таких явлений в общем случае является их выраженная зависимость от поляризации и энергии фотона лазерного импульса. С симметричной точки зрения поляризационно-зависимая лазерно-индуцированная магнитная анизотропия описывается пу-

тем введения эффективного поля

$$H_{LL,i} = \beta_{ijkl} E_j E_k^* M_l, \quad (10)$$

где  $\beta_{ijkl}$  — полярный тензор 4-го ранга, количество ненулевых независимых компонент которого определяется симметрией материала,  $\mathbf{E}$  — вектор электрического поля световой волны.

Ярким примером таких явлений оказались процессы, наблюдаемые в замещенных ионами  $\text{Co}^{2+}$  железиттриевых гранатах (Со:ЖИГ) [78–80] и некоторых других сложнзамещенных гранатах [81,82]. Особенность Со:ЖИГ заключается в том, что в них часть ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , находящихся в тетраэдрических и октаэдрических позициях, замещена ионами  $\text{Co}^{2+}$ , имеющими незаполненный орбитальный момент. Это приводит к существенной модификации величины магнитной анизотропии. Имеющий кубическую анизотропию Со:ЖИГ в отсутствие внешнего магнитного поля разбивается на 90-градусные домены. В ранних работах по фотовозбуждению Со:ЖИГ была показана возможность сдвига 90-градусной доменной стенки при возбуждении пленок Со:ЖИГ линейно-поляризованным излучением на длине волны 533 nm [83]. Сдвиг доменной границы в сторону одного или другого домена определялся поляризацией лазерного импульса, на основании чего был сделан вывод, что наблюдаемый эффект связан с эффектом переноса заряда между ионами  $\text{Co}^{2+}$  в разных позициях. Перенос заряда приводил к изменениям магнитной анизотропии, которые можно описать как появление дополнительной оси легкого намагничивания.

Данные работы стали мотивацией для экспериментов по возбуждению пленок Со:ЖИГ линейно-поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами. В первых экспериментах [78], в которых пленки Со:ЖИГ возбуждались линейно-поляризованными импульсами с центральной длиной волны 800 nm, действительно был продемонстрирован запуск прецессии намагниченности, который можно описать, введя в рассмотрение дополнительную лазерно-индуцированную ось анизотропии, определяемую поляризацией лазерного импульса. В данной работе были получены два ключевых результата. Во-первых, обнаружено, что эффективное поле лазерно-индуцированной анизотропии достаточно велико для наблюдения изменения периода прецессии намагниченности. Это позволило определить и время релаксации эффекта, которое оказалось сравнимым с периодом прецессии намагниченности. Во-вторых, поляризационная зависимость эффекта оказалась отличной от той, которая наблюдалась в ранних работах, использовавших длительные лазерные импульсы на длине волны 533 nm. Это наблюдение указывало на то, что в различных спектральных диапазонах за фотомагнитный эффект отвечают возбуждения ионов  $\text{Co}^{2+}$ , находящихся в разных кристаллографических позициях. Развитие исследований фотомагнитных явлений в Со:ЖИГ привело в дальнейшем к реализации принципиально нового

метода спектрально- и поляризационно-зависимой сверхбыстрой записи информации, который мы обсуждаем в разд. 4.1.3.

## 4. Применения и перспективы сверхбыстрого управления магнитной анизотропией

Как обсуждалось в предыдущем разделе, сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии приводит к возбуждению прецессии намагниченности, что в экспериментах используется для получения информации о характере, временах и абсолютных величинах этого изменения. Однако индуцированное за счет сверхбыстрого изменения анизотропии прецессионное движение намагниченности само по себе представляет интерес для разного типа перспективных приложений, которые обсуждаются в настоящем разделе.

### 4.1. Прецессионное переключение намагниченности

#### 4.1.1. Переключение за счет подавления анизотропии

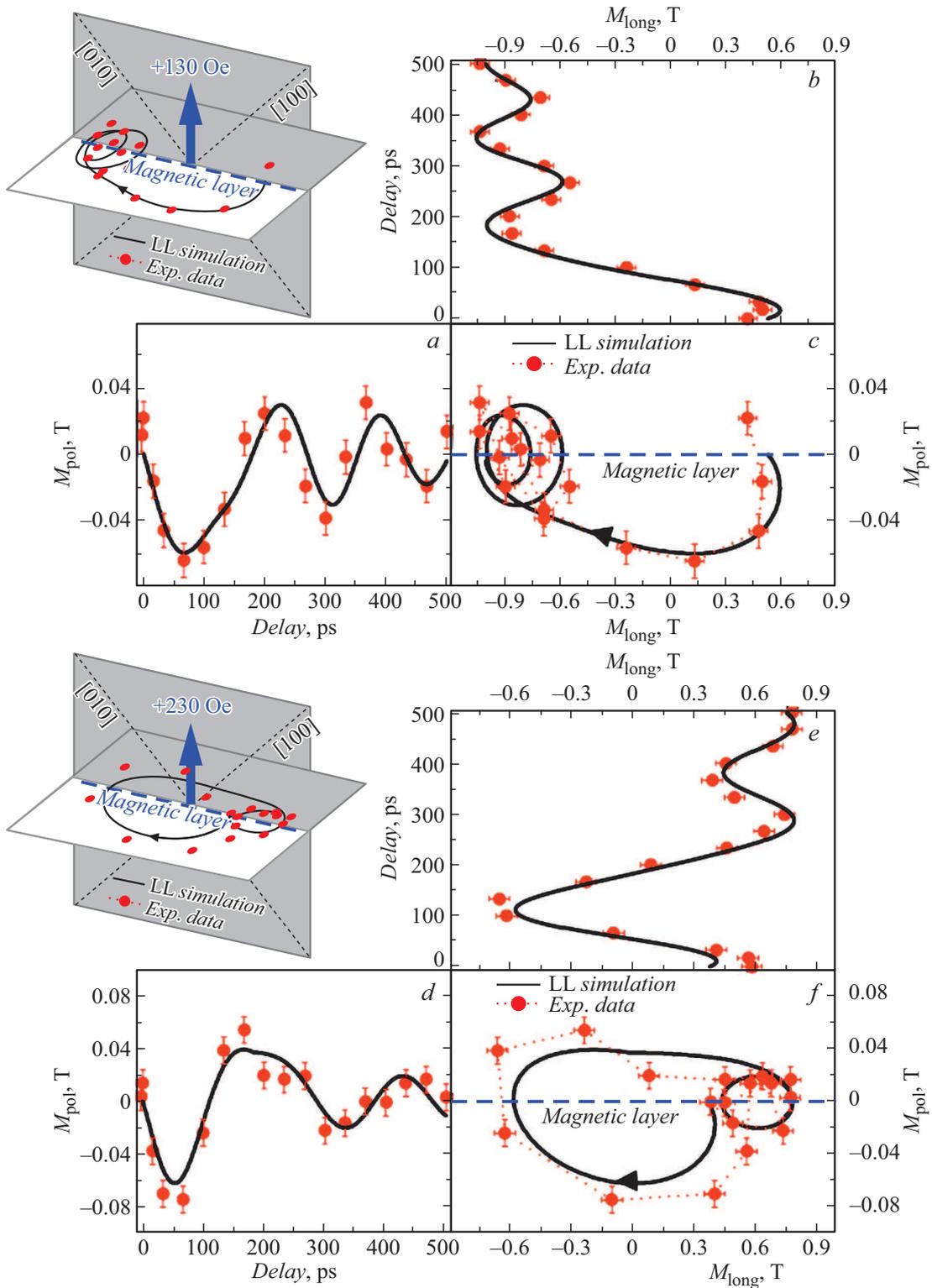
Одной из целей исследований в области фемтомагнетизма является реализация быстрого и эффективного переключения намагниченности, индуцированного одиночными лазерными импульсами [7,9,84]. С другой стороны, прецессионное переключение намагниченности, реализуемое при приложении импульсов магнитного поля и электрического тока, обеспечивает высокую эффективность и быстроту записи. Поэтому лазерно-индуцированные изменения магнитной анизотропии, являющиеся триггером прецессии, сейчас рассматриваются как перспективный подход для реализации лазерно-индуцированной записи информации в магнитных материалах.

Действительно, если существуют несколько ориентаций намагниченности, при которых достигается минимум свободной энергии, например, когда внешнее постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно оси легкого намагничивания в одноосном материале, но его величина ниже поля насыщения. В этом случае будут существовать два минимума свободной энергии, как показано на рис. 1, *e*, и при сверхбыстром лазерно-индуцированном подавлении магнитной анизотропии запускается прецессия намагниченности. При достаточной амплитуде прецессии и значительном затухании намагниченность может релаксировать в положение, соответствующее минимуму свободной энергии, отличному от начального. Подобный сценарий для  $90^\circ$  переключения намагниченности был реализован в пленке железа толщиной 8 нм, выращенной на подложке MgO (001), в которой лазерно-индуцированный нагрев приводит к

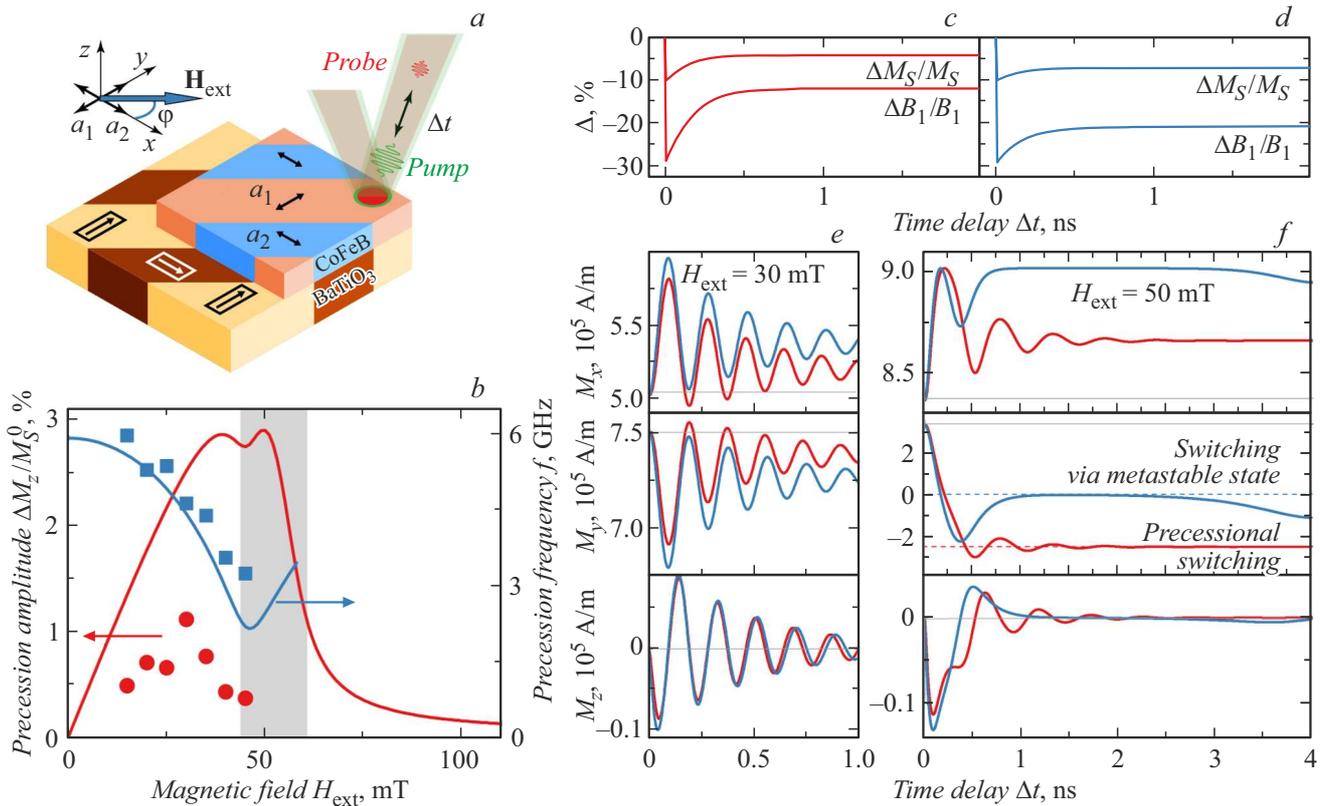
уменьшению кубической магнитокристаллической анизотропии (рис. 4). Оси магнитокристаллической анизотропии, между которыми наблюдалось переключение, сонаправлены с кристаллографическими осями [100] и [010]. Внешнее поле было направлено под углом  $44^\circ$  к [100], так что направления [100] и [010] неэквивалентны, и в равновесном положении намагниченность ориентирована почти вдоль [100]. На рис. 7 показаны две траектории лазерно-индуцированной магнитной динамики, полученные для разных величин внешнего поля. При лазерно-индуцированном воздействии происходит быстрое уменьшение эффективного поля анизотропии  $H_A \sim K_1 M_S^{-1}$ , за которым следует релаксация к равновесному значению. Прецессионное переключение контролируется путем изменения внешнего магнитного поля, меняющего частоту прецессии. Баланс между периодом прецессии, временем затухания прецессии и временем релаксации поля анизотропии определяет, будет ли намагниченность после половины периода продолжать прецессию вокруг исходного направления [100] или вокруг направления [010], что и наблюдалось в эксперименте (рис. 7, *b* и *a* соответственно).

Реализация такого сценария прецессионного переключения представляется перспективной в материалах, в которых магнитная анизотропия может создаваться локально на микронных и субмикронных масштабах. Примером такой структуры является синтетический мультиферроик — гетероструктура ферромагнетик/сегнетоэлектрик. В работе [51] рассматривалось воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на мультиферроик CoFeV/BaTiO<sub>3</sub> [16], состоящий из 50 нм ферромагнитного аморфного металлического слоя Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>V<sub>20</sub>, выращенного на сегнетоэлектрической подложке BaTiO<sub>3</sub> (рис. 8, *a*). При комнатной температуре BaTiO<sub>3</sub> разбивается на полосовые  $90^\circ$  сегнетоэлектрические домены. Благодаря передаче деформаций из доменов подложки в магнитный слой, а также явлению обратной магнитострикции (см. разд. 1.2), CoFeV также разбивается на магнитные  $90^\circ$ -градусные домены, характеризующиеся одноосной магнитоупругой анизотропией (рис. 8, *a*). Ее оси направлены вдоль направления спонтанной поляризации в доменах BaTiO<sub>3</sub>, поскольку магнитоупругий параметр CoFeV  $B_1 < 0$ . Характерной особенностью такого материала является отсутствие магнитокристаллических вкладов в магнитную анизотропию.

Экспериментально было установлено, что при лазерно-индуцированном нагреве магнитоупругий параметр и намагниченность уменьшаются ( $\Delta B_1 \sim 27\%$ ,  $\Delta M_S \sim 10\%$ ), что приводит к возбуждению прецессии намагниченности. Измерения сверхбыстрой магнитной динамики проводились в отдельных доменах при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно осей анизотропии. На рис. 8, *b* показаны экспериментальные полевые зависимости частоты и амплитуды прецессии в геометрии эксперимента, когда внешнее поле направлено перпендикулярно оси анизотропии в



**Рис. 7.** Траектория намагниченности пленки Fe/MgO(001) как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования для двух величин внешнего магнитного поля (*a–c*)  $H_{ext} = 130$  Oe и (*d–f*)  $H_{ext} = 230$  Oe. Красные точки (в online версии) — экспериментальные данные, черные линии — моделирование на основе решения уравнения ЛЛ. Полярные (*a, d*) и меридиональные (*b, e*) компоненты были использованы для реконструкции траектории намагниченности (*c, f*), проецированные на поверхность, нормальную внешнему магнитному полю, как показано на вставках. (Рисунок воспроизведен из [85].)



**Рис. 8.** *a* — схема эксперимента по лазерно-индуцированному изменению магнитоупругой анизотропии в синтетическом мультиферроике CoFeB/BaTiO<sub>3</sub>. Разными цветами показаны 90° магнитные и сегнетоэлектрические домены; *b* — экспериментальные зависимости частоты  $f$  (синие квадраты (в online версии)) и нормированной амплитуды  $\Delta M_z^0/M_S$  (красные круги (в online версии)) прецессии намагниченности от внешнего магнитного поля в домене  $a_1$ , измеренные при азимутальном угле внешнего поля относительно оси трудного намагничивания в домене  $a_1$ ,  $\varphi = -1^\circ$ . Сплошными линиями показаны расчетные кривые частоты и амплитуды прецессии. *c–f* — моделирование лазерно-индуцированной прецессии намагниченности, когда внешнее магнитное поле  $H_{ext}$  приложено вдоль оси трудного намагничивания ( $x$ ). *c, d* — эволюции лазерно-индуцированных изменений намагниченности  $M_S$  и магнитоупругого параметра  $B_1$ , использованные в моделировании, характеризующиеся разными скоростями релаксации. *e, f* — динамика компонент намагниченности  $M_{x,y,z}$  при  $H_{ext} = 30$  мТ (*e*) и  $H_{ext} = 50$  мТ (*f*). Результаты получены с использованием быстрой (красные линии (в online версии)) и медленной (синие линии (в online версии)) релаксаций  $M_S$  и  $B_1$ , показанных на панелях (*c* и *d*), соответственно. Серые линии показывают равновесное положение намагниченности. Пунктирные красные и синие линии (в online версии) показывают переключенное и метастабильное состояния, соответственно. (Рисунок воспроизведен из [51].)

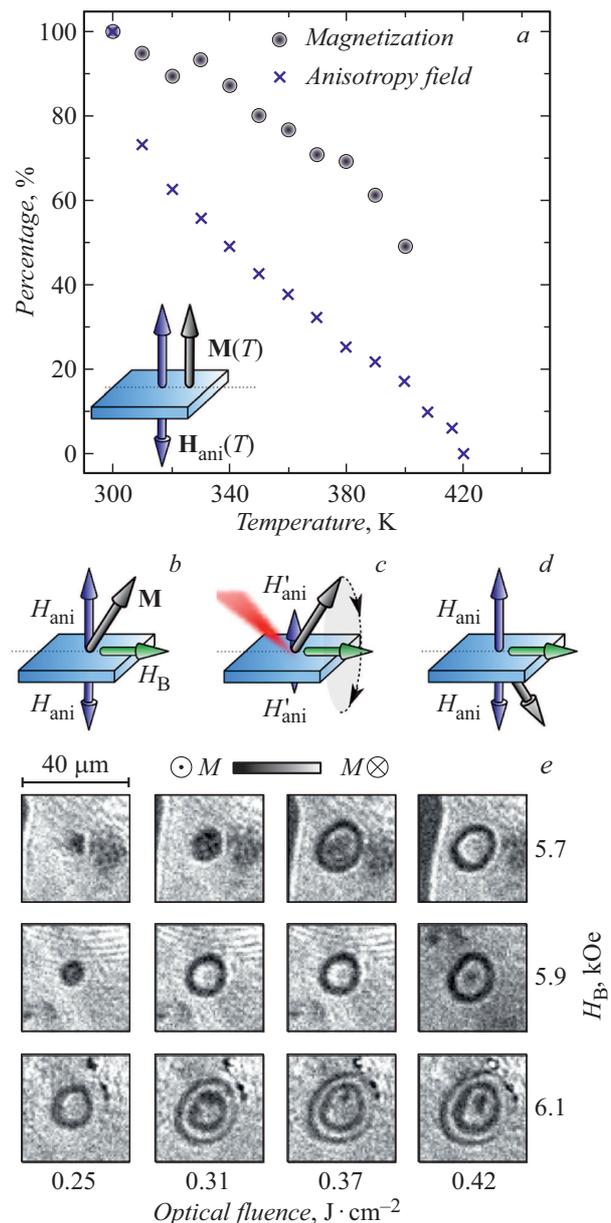
магнитном домене. Линиями показаны расчеты на основе решения линеаризованного уравнения ЛЛ. Как видно, расчетные кривые для частоты прецессии в зависимости от внешнего поля количественно и качественно совпадают с экспериментальными данными, в то время как для амплитуды есть существенное как количественное, так и качественное несоответствие. При возбуждении прецессии намагниченности за счет подавления анизотропии максимум амплитуды прецессии должен наблюдаться в поле, когда частота прецессии минимальна. Этого, однако, не наблюдается в эксперименте, и максимум амплитуды смещен в область низких полей. Таким образом, в диапазоне полей, при которых прецессия намагниченности имеет максимальную амплитуду, детектируемая в эксперименте амплитуда осцилляций одной из проекций намагниченности оказалась существенно подавлена.

Путем моделирования лазерно-индуцированной динамики на основе уравнения ЛЛ (7) было показано, что в обсуждаемом диапазоне полей,  $H_{ext} = 50$  мТ, амплитуды возбуждаемой прецессии достаточно, чтобы реализовать прецессионное переключение (рис. 1, *e*). В зависимости от скорости релаксации величины намагниченности и магнитоупругого параметра  $B_1$  к равновесному значению (рис. 8, *c, d*) в поле  $H_{ext} = 50$  мТ могут быть реализованы два сценария переключения намагниченности между двумя положениями, соответствующими минимумам свободной энергии (рис. 8, *f*). При быстрой релаксации наблюдается устойчивое прецессионное переключение, а при медленной — стохастическое переключение через метастабильное состояние. При меньших полях,  $H_{ext} = 30$  мТ, амплитуда прецессии меньше и переключения не происходит (рис. 8, *e*). В МО методике накачки

зондирования, предполагающей усреднение по большому числу событий накачка-зондирование, если намагниченность переключается при каждом возбуждении лазерным импульсом, то измеряемый сигнал оказывается близок к нулю, что и наблюдается при  $H_{\text{ext}} = 50$  мТ. Надежная демонстрация переключения в синтетическом мультиферроике  $\text{CoFeV/BaTiO}_3$  и определение деталей сценария переключения требует проведения в дальнейшем экспериментов с одноимпульсным возбуждением и детектированием динамики намагниченности.

Прецессионное переключение намагниченности в синтетических мультиферроиках и магнетоэлектриках ферромагнетик/пьезоэлектрик представляет большой интерес, так как в таких структурах существует возможность дополнительно контролировать ориентацию осей анизотропии и величину энергии анизотропии за счет приложения электрических напряжений к слою сегнетоэлектрика или пьезоэлектрика, причем это можно делать с высокой степенью локализации [17]. Кроме того, в таких структурах существует возможность формировать ферромагнитный слой с заданными свойствами, например, скоростью затухания прецессии, что является одним из определяющих факторов для прецессионного переключения намагниченности, как было показано в экспериментах с переключением в феррите-гранате [86], обсуждаемом ниже.

Прецессионное переключение намагниченности может быть реализовано и в диэлектрике, что было показано для пленки  $\text{Vi:ЖИГ}$ , эпитаксиально выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) [86]. В отличие от работы по возбуждению прецессии в пленке феррита-граната [53], обсуждавшейся выше, здесь для достижения существенного подавления ростовой магнитной анизотропии и осуществления переключения были использованы фемтосекундные лазерные импульсы с центральной энергией фотона 3 eV, соответствующей спектральному диапазону фундаментального поглощения граната. Так, сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев составлял 30 К и приводил к уменьшению поля анизотропии на 45%. Такое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводило к возбуждению прецессии намагниченности с большой амплитудой вокруг нового положения эффективного поля, которое в этом случае в основном определяется внешним полем, лежащим в плоскости образца, как показано на рис. 9, *b–d*. Также важным результатом стало то, что затухание прецессии растет вместе с плотностью энергии лазерного импульса. Благодаря этому при достижении определенной пороговой плотности энергии в импульсе, было реализовано детерминистическое прецессионное переключение, которое регистрировалось на магнитооптических изображениях, полученных через 3.5 ns после возбуждения одиночным лазерным импульсом (рис. 9, *e*). С дальнейшим увеличением плотности накачки прецессия начинает носить стохастический характер и затем пропадает. Это говорит о том, что параметр гильбертового затухания  $\alpha$  не



**Рис. 9.** *a* — температурная зависимость равновесного значения намагниченности  $M$  (черные круги) и поля перпендикулярной магнитной анизотропии  $H_{\text{ani}}$  (синие крестики (в online версии)) пленки  $\text{Vi:ЖИГ/ГГГ}(111)$ ; *b* — в основном магнитном состоянии намагниченность  $M$  лежит вдоль эффективного поля  $H_{\text{eff}}$ , являющегося комбинацией поля анизотропии  $H_{\text{ani}}$  и внешнего поля  $H_{\text{B}}$ , направленного в плоскости пленки; *c* — поле анизотропии временно уменьшается в результате лазерно-индуцированного нагрева, что запускает прецессию намагниченности вокруг нового эффективного поля, в основном задаваемого внешним полем  $H_{\text{B}}$ ; *d* — после того как тепловая энергия рассеивается, поле анизотропии возвращается к равновесному значению, фиксируя новое направление намагниченности; *e* — МО изображение пленки, полученное через 3.5 ns после возбуждения одиночным лазерным импульсом накачки, на котором видны темные области с переключенной намагниченностью. Изображения получены при значениях плотности накачки и внешнего магнитного поля, направленного в плоскости образца, как показано на рисунке. (Рисунок воспроизведен из [86].)

является в данном случае постоянной величиной и зависит во времени от амплитуды пространственного распределения магнитной динамики. Важно отметить, что такое временное увеличение затухания очень велико и способствует переключению намагниченности в другой минимум энергии. Таким образом, в [86] реализован наиболее эффективный подход к прецессионному переключению намагниченности, для которого необходимо, чтобы время затухания прецессии было сравнимо с половиной периода прецессии. Если это условие не выполняется, то переключение может не произойти, поскольку намагниченность релаксирует к исходному состоянию, как показано, например, в работе с тонкой пленкой железа (рис. 7, *f*).

#### 4.1.2. Переключение за счет перехода спиновой переориентации

Обсуждаемый выше сценарий переключения намагниченности реализуется во внешнем магнитном поле и в общем случае требует существенного лазерно-индуцированного увеличения температуры. Эти ограничения снимаются, если реализовывать переключение за счет сверхбыстрого лазерно-индуцированного СП перехода (см. разд. 3.1). Однако переключение намагниченности при сверхбыстром СП переходе имеет случайный характер, так как в результате СП перехода намагниченность может ориентироваться в двух противоположных направлениях вдоль возникшей оси анизотропии, которые эквивалентны при отсутствии внешнего магнитного поля. Для осуществления управляемого переключения намагниченность через сверхбыстрый СП переход оказалось необходимым дополнительно задействовать особый механизм взаимодействия лазерных импульсов с магнитными материалами — оптомагнитный [8].

Так, в работе [87] рассмотрено воздействие одиночных циркулярно-поляризованных 60 fs лазерных импульсов с центральной энергией фотона 1.55 eV на пластину (Sm,Pr)FeO<sub>3</sub> толщиной 93 μm, вырезанную перпендикулярно кристаллографической оси *z*. В равновесном состоянии при температуре ниже  $T_1 = 98$  K система находится в минимуме термодинамического потенциала, и намагниченность ориентирована вдоль кристаллографической оси *x*, являющейся осью легкого намагничивания (рис. 10, *a, b*). Фемтосекундный циркулярно-поляризованный лазерный импульс возбуждает долгоживущую прецессию намагниченности посредством сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея [88]. Амплитуда такой прецессии, как правило, меньше 10°, и ее начальная фаза зависит от поляризации возбуждающего лазерного импульса. В то же время лазерный импульс частично поглощается и индуцирует СП переход второго рода, при котором новая ось анизотропии возникает через несколько пикосекунд после возбуждения, а профиль термодинамического потенциала меняется (см. разд. 3.1). Таким образом, в материале одновременно протекают два процесса. Первый — это прецессия

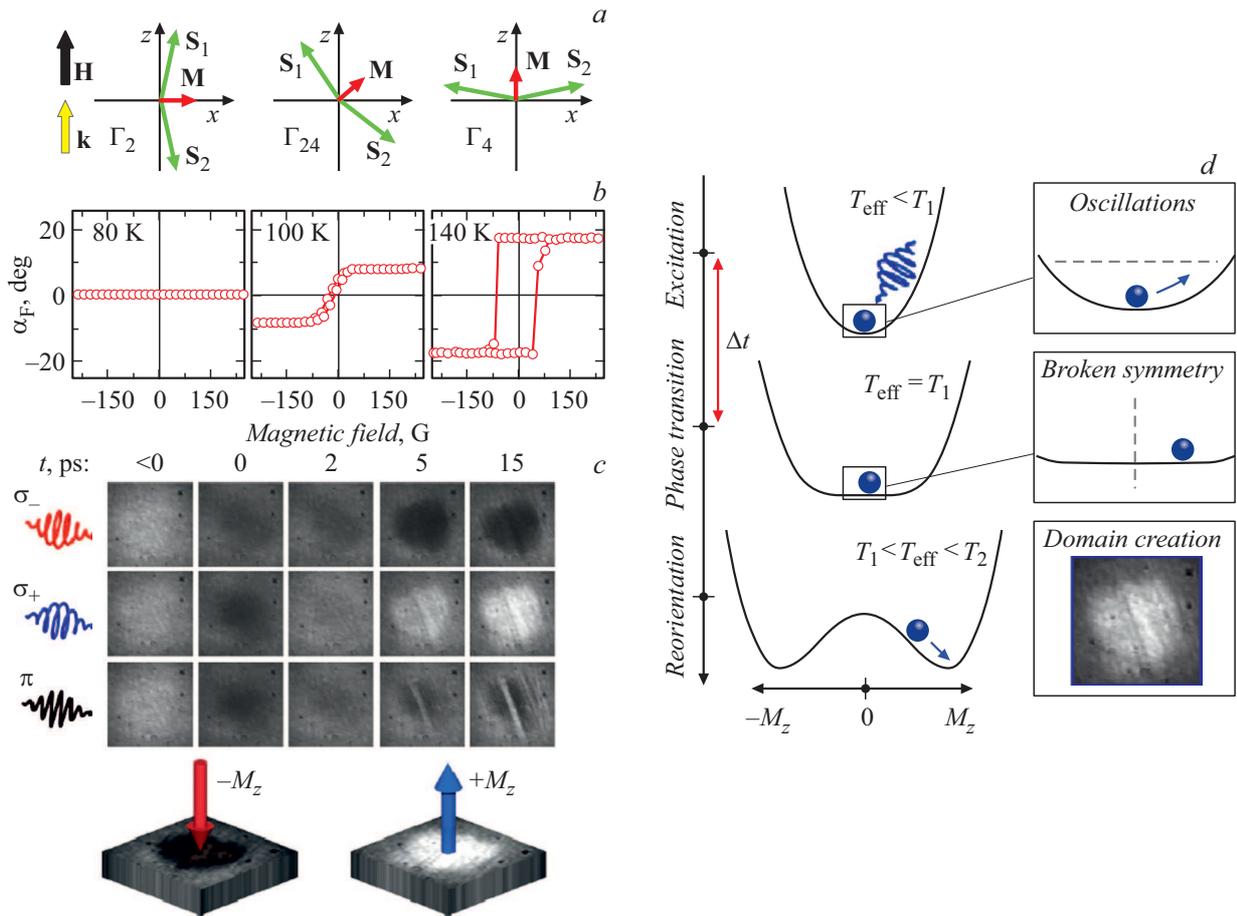
намагниченности вокруг оси *x* с периодом около 10 ps. Второй включает в себя постепенное исчезновение исходного минимума и появление двух новых минимумов на термодинамическом потенциале, соответствующих ориентации намагниченности вдоль оси *z* с разными знаками компоненты  $M_z$ . То, в какой из минимумов релаксирует намагниченность, определяется начальной фазой прецессии, поскольку она определяет близость  $M_z$  к тому или иному минимуму, а также количеством полупериодов, укладывающихся в промежуток времени  $\Delta t$  между возбуждением и моментом возникновения новых минимумов в термодинамическом потенциале (рис. 10, *d*). Таким образом, управляя начальной температурой образца, плотностью энергии в возбуждающем импульсе, а также поляризацией импульсов накачки, можно контролируемо переключать намагниченность в редкоземельных ортоферритах [87].

Подобный сценарий переключения был также реализован в DyFeO<sub>3</sub>, где переключение осуществлялось между низкотемпературным антиферромагнитным состоянием и высокотемпературным слабым ферромагнитным, т.е. наблюдалось возникновение намагниченности [89]. В DyFeO<sub>3</sub> поляризационная зависимость СП перехода была связана с другим оптомагнитным эффектом — обратным эффектом Коттона–Мутона [90]. Однако следует отметить, что сверхбыстрый СП переход приводит к переключению намагниченности между направлениями, являющимися стабильными при разных температурах. В связи с этим переключенное состояние сохраняется только на временах менее 1 ms, определяемых временем остывания образца.

##### 4.1.2.1. Фотوماгнитное переключение

Использование сверхбыстрого фотوماгнитного эффекта, рассмотренного в разд. 3.3, для реализации прецессионного переключения намагниченности имеет ряд принципиальных отличий от описанных выше процессов переключения, основанных на изменении параметров магнитной анизотропии. Так как фотوماгнитный эффект заключается в появлении новой оси анизотропии, переключение за счет такого эффекта должно быть возможно между разными равновесными состояниями в нулевом поле, соответствующими ориентации намагниченности по осям анизотропии (рис. 1, *f*). Это было действительно показано в [79] и затем развито в [80,91].

Монокристаллическая пленка Co:ЖИГ на подложке ГГ (001) демонстрирует сильную кубическую анизотропию с направлениями  $\langle 111 \rangle$ , являющимися осями легкого намагничивания. В [79], используя методику одноимпульсной МО микроскопии с фемтосекундным временным разрешением, авторы показали, что линейно-поляризованный вдоль [100] импульс с центральной энергией фотона 0.95 eV индуцирует ось анизотропии вдоль этого направления, время жизни которой составляет 20 ps. Таким образом, если до воздействия лазерного импульса намагниченность направлена вдоль



**Рис. 10.** *a* — магнитная структура редкоземельного ортоферрита (Sm,Pt)FeO<sub>3</sub> при низкой температуре (Γ<sub>2</sub>), в промежуточной фазе Γ<sub>24</sub> и при высокой температуре Γ<sub>4</sub>; *b* — полевые зависимости *z*-компоненты слабого магнитного момента *M* в этих фазах. Эти измерения показывают наличие двух СП переходов, в результате которых магнитный момент проворачивается на 90° от оси *x* к оси *z* через угловую фазу; *c* — одноимпульсные МО изображения образца, полученные при разных задержках после возбуждения 60 fs лазерным импульсом с центральной длиной волны 800 nm. Начальная температура образца — 90 K. Компонента магнитного момента из плоскости направлена либо вверх (белый цвет), либо вниз (черный цвет). Видно, что лазерные импульсы с разными циркулярными поляризациями индуцируют СП переход и возникновение домена с противоположными направлениями *z*-компоненты намагниченности. Линейно-поляризованные импульсы создают многодоменное состояние. Размер изображений ~ 70 × 70 μm; *d* — иллюстрация механизма управления лазерно-индуцированным спин-переориентационным переходом за счет динамического нарушения симметрии между двумя минимумами энергии в высокотемпературной лазерно-индуцированной фазе (см. текст). (Рисунок воспроизведен из [87].)

легкой оси, близкой к [111], то возникновение лазерно-индуцированной оси вдоль [100] служит триггером для прецессии, которая приводит к переключению намагниченности к направлению [11̄1]. Возвращение намагниченности в исходное состояние возможно за счет возникновения оси анизотропии, индуцированной лазерным импульсом, поляризованным вдоль [010]. Изучив динамику намагниченности в процессе переключения, авторы [79] показали, что при достаточной плотности энергии в возбуждающем импульсе переключение происходит за долю периода прецессии. Это возможно благодаря балансу между периодом прецессии и временем жизни наведенной оси анизотропии, а также малому времени затухания прецессии. Таким образом, было реализовано управляемое поляризацией одиночных лазерных

импульсов переключение намагниченности в нулевом магнитном поле.

Дальнейшие исследования [80], проведенные с использованием линейно-поляризованных импульсов с центральной энергией фотона, варьируемой в диапазоне 0.8–1.2 eV, показали, что наблюдаемое переключение имеет еще больше степеней свободы. Так, переключение между двумя кубическими осями анизотропии можно осуществить и импульсом, поляризованным по [110] или [1̄10], если перестроить энергию фотона с 0.95 на 1.1 eV. Это наблюдение, во-первых, открывает возможность реализовать сложные схемы переключения между различными осями, используя различные комбинации поляризаций и энергий фотона [80], что недостижимо при использовании описанных выше процессов,

основанных на сверхбыстром нагреве. Во-вторых, это исследование однозначно показало, что за возникновение той или иной оси анизотропии отвечает поглощение энергии фемтосекундного лазерного импульса в  $3d$ -оболочке ионов  $\text{Co}^{2+}$ , занимающих тетраэдрические (поглощение на  $0.95 \text{ eV}$ ) и октаэдрические (поглощение на  $1.1 \text{ eV}$ ) позиции.

Отметим, что авторы [79] назвали описанный процесс переключения намагниченности „холодной“ записью, в противовес другим подходам к переключению намагниченности, так или иначе вовлекающими нагрев и основанных на нем. Поиск других „холодных“ механизмов переключения намагниченности требует идентификации материалов, в которых локализованные электронные переходы могут существенно влиять на магнитную анизотропию, и определения спектральных диапазонов, в которых лежат эти переходы [92,93].

## 4.2. Сверхбыстрая оптомагнетика

Выше нами рассмотрены магнитные явления — прецессия и переключение намагниченности, которые наблюдаются непосредственно в области материала, на которую воздействует лазерный импульс или импульс лазерно-индуцированной деформации. В данном разделе мы приводим обзор работ по применению сверхбыстрого изменения магнитной анизотропии для возбуждения распространяющихся в пространстве спиновых волн, а также влияния на их параметры.

### 4.2.1. Оптически реконфигурируемая магнетика

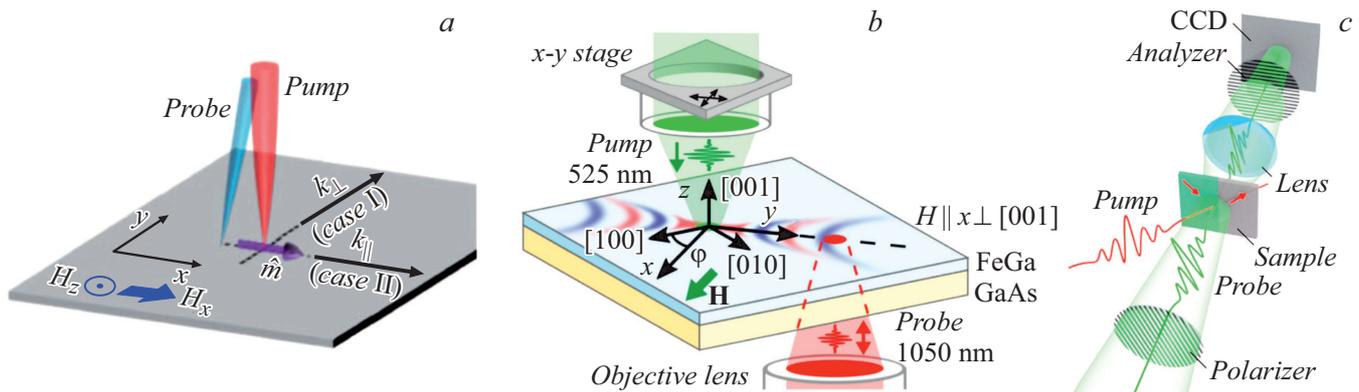
В настоящее время в качестве альтернативы электронным устройствам для обработки и передачи информации на микро- и наномасштабах рассматриваются элементы магнетики, в которых перенос магнитного момента в пространстве осуществляется без переноса заряда за счет распространения спиновых волн (СВ), или когерентных магнонов, в магнитоупорядоченных структурах [94,95]. Магнетика имеет целый ряд преимуществ перед традиционной электроникой. Среди этих преимуществ — возможность дополнительно минимизировать тепловые потери, а также появление дополнительных степеней свободы при обработке информации, связанных с волновыми свойствами когерентных магнонов [96]. Ожидается, что магнетика позволит решить ряд проблем, свойственных традиционной электронике, таких как, например, омические потери, низкие частоты, предел Мура и др. На современном этапе развития этой области ведутся активные исследования физических основ быстрого и эффективного управления спин-волновыми свойствами элементов магнетики, т.е. реконфигурируемых магнонных структур. В основе подходов к управлению лежит чувствительность магнитных параметров материалов, прежде всего намагниченности и магнитной анизотропии, к внешнему магнитному и

электрическому полям, температуре, механическим напряжениям и т.д. [97]. Используя одно или комбинацию этих воздействий, можно изменять магнитные свойства структур и управлять таким образом групповой и фазовой скоростями СВ, направлением их распространения и другими параметрами.

Одной из основных проблем при создании реконфигурируемых магнонных структур является обеспечение скорости их переключения (до ТГц частот), высокой степени локализации воздействия, используемого для перестройки той или иной характеристики магнитного материала. Перспективным подходом к решению этой проблемы является применение субпикосекундных динамических процессов, инициируемых в магнитоупорядоченных средах за счет воздействия фемтосекундных лазерных импульсов.

Первые работы по управлению параметрами распространяющихся СВ в пленках ЖИГ оптическими импульсами появились еще в конце прошлого века [98–100]. Изменение намагниченности пленок ЖИГ в экспериментах происходило из-за оптического нагрева под воздействием миллисекундных световых импульсов, генерируемых газоразрядной лампой. В результате наблюдалось изменение скорости, волнового числа и частоты СВ. Авторы объяснили эти эффекты на основе изменения дисперсии СВ при уменьшении намагниченности и, как следствие, анизотропии формы пленки ЖИГ. В более поздней работе [101] оптический нагрев пленки ЖИГ был применен для создания реконфигурируемых магнонных структур сложной геометрии. Авторы создавали периодический по пространству нагрев магнонного волновода постоянным лазерным излучением. Это приводило к пространственной модуляции локальной намагниченности пленки и, как следствие, возникновению магнонного кристалла, положение запрещенных зон которого определяется расстоянием между областями нагрева, а ширина зоны — интенсивностью лазера. Развитием этого направления исследований стала демонстрация включения/выключения магнонных линз при создании пространственного градиента лазерно-индуцированного нагрева [102]. Еще одним подходом является использование оптического излучения для модуляции свойств подложки, на которой находится магнитная среда, и изменение таким образом граничных условий для распространяющихся спиновых волн [103].

Несмотря на прогресс, достигнутый в области оптически реконфигурируемой магнетики, вопрос об экспериментальной реализации сверхбыстрой динамической перестройки встроенных и генерации индуцированных магнонных элементов остается, по сути открытым. С этой точки зрения применение фемтомагнитных явлений для локального и сверхбыстрого управления той или иной магнитной характеристикой материалов могло бы решить поставленную задачу.



**Рис. 11.** Схемы реализации двумерного детектирования оптически возбуждаемых спиновых волн: *a* — импульсы накачки и зондовый фокусируются на поверхность образца через один микрообъектив или линзу; относительное смещение пятен на образце достигается за счет изменения угла падения одного из импульсов поворотным зеркалом до объектива [110]; *b* — импульсы накачки и зондовый фокусируются на поверхность образца с двух сторон через два различных микрообъектива; относительное смещение пятен на образце достигается смещением одного из объективов [125]; *c* — использование ПЗС-матрицы для получения информации о намагниченности сразу в некоторой площади образца [124]. (Рисунки воспроизведены из [110] (*a*), [125] (*b*), [124] (*c*)).

#### 4.2.2. Оптическое возбуждение спиновых волн

Первое применение подходов фемтомагнитных явлений для решения задач магноники, а именно к генерации распространяющихся в пространстве СВ лазерным импульсом, относится к 2012 г. В пионерской экспериментальной работе [104] по полностью оптическому возбуждению и детектированию СВ с временным и пространственным разрешением авторы продемонстрировали, что применение оптических импульсов позволяет управлять начальными параметрами СВ. Так, изменение геометрической формы возбуждающего пятна приводит к управлению диаграммой направленности излучаемых СВ за счет изменения начального спектра возбуждаемых волновых векторов. Эта работа дала толчок для целого ряда исследований СВ, возбуждаемых в различных материалах под действием света. В частности, о применении оптических методик для полностью оптического возбуждения и детектирования магнито-статических СВ в металлах сообщалось для тонких пленок пермаллоя [105–109], CoFeB [110] и сплавов Гейслера [111–113]. Механизмом возбуждения при этом являлся процесс сверхбыстрого размагничивания за счет нагрева (см. разд. 3.1). Большинство исследований в этой области, однако, посвящены диэлектрикам — ферритам-гранатам, замещенным висмутом Vi:ЖИГ [114–124]. Но, как правило, для диэлектрических пленок Vi:ЖИГ возбуждение СВ происходит за счет обратных магнитооптических эффектов, что выходит за рамки настоящего обзора. Поэтому далее мы более подробно остановимся на рассмотрении металлических пленок, когда СВ возбуждаются вследствие сверхбыстрого изменения магнитокристаллической анизотропии или анизотропии формы.

#### 4.2.3. Экспериментальная методика накачка-зондирование с пространственным разрешением

Для наблюдения СВ, распространяющихся вдоль поверхности магнитной пленки, методика оптической накачки-зондирования, описанная в разд. 2, должна быть модифицирована. В частности, помимо сканирования состояния намагниченности по времени, необходимо добавить сканирование по пространству. Существует три основных подхода к реализации такой методики, приведенных на рис. 11:

1. Импульсы накачки и зондирования фокусируются на поверхность образца через один микрообъектив или линзу; относительное смещение пятен на образце достигается за счет изменения угла падения одного из импульсов поворотным зеркалом до фокусирующего элемента;
2. Импульсы накачки и зондирования фокусируются на магнитную пленку с противоположных сторон через два различных микрообъектива; изменение относительного положения лазерных пятен на образце достигается смещением одного из объективов;
3. Детектирование МО отклика производится ПЗС-матрицей для получения информации о намагниченности сразу в некоторой площади образца, освещенной импульсами зондирования.

Методы 1 и 2 успешно применялись в экспериментах с металлическими пленками. При экспериментах с пленками ЖИГ использовались методики 1 и 3.

Также упомянем гибридные методики, когда возбуждение СВ производится напрямую СВЧ полем без изменения магнитных параметров материала, а детектирование реализовано оптическими методами — МБРС или МО микроскопии с временным разрешением [126,127]. А в недавних работах [105,109] впервые были совме-

ны резонансное возбуждение СВ фс лазером с частотой следования импульсов 1 GHz и детектирование волн методом МБРС.

#### 4.2.4. Сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии и возбуждение СВ

Сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии приводит к возбуждению СВ в металлических пленках и пока экспериментально не продемонстрировано для пленок ЖИГ и других диэлектриков. Первая экспериментальная демонстрация возбуждения стоячих по толщине СВ была проведена в работе [45] для пленок и структур из никеля и пермаллоя. В качестве физического механизма, запускающего прецессию и СВ, выступало изменение магнитной анизотропии формы при сверхбыстром размагничивании (см. разд. 1.3). Впоследствии именно оптическое изменение анизотропии формы применялось для возбуждения распространяющихся вдоль поверхности пленки магнитостатических СВ. Так, в пленке пермаллоя при пространственном сканировании магнитооптического отклика наблюдалось асимметричное X-образное распространение импульсов СВ [128]. Такая форма связана с анизотропией дисперсии СВ относительно направления внешнего магнитного поля. Изменение внутривекторной компоненты намагниченности приводит к антисимметричному в пространстве возбуждению СВ, тогда как нормальная к пленке компонента отвечает за симметричное возбуждение. Так как для возбуждения СВ за счет изменения анизотропии формы требуется наличие обеих компонент внешнего магнитного поля, итоговая картина распространения СВ является ни полностью симметричной, ни антисимметричной.

Работа [128] дала толчок к исследованию распространения магнитостатических СВ в металлических пленках [105–113]. Однако во всех этих работах возбуждающим механизмом для СВ являлось изменение анизотропии формы при сверхбыстром размагничивании. Это накладывает ограничения на геометрию эксперимента — необходимость вывода намагниченности из плоскости пленки. Это ограничение было преодолено в работе [125], где в качестве возбуждающего механизма выступало сверхбыстрое изменение магнитокристаллической анизотропии. Для реализации эксперимента авторы использовали 20 nm пленку галфенола ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ) с сильной магнитокристаллической кубической анизотропией и наведенной ростовой анизотропией типа легкая ось. При этом две оси кубической и ось легкой анизотропии лежат в плоскости пленки. Это позволило возбуждать СВ в геометрии, когда внешнее магнитное поле направлено параллельно плоскости пленки (рис. 12, *a*). Также наличие осей анизотропии позволило наблюдать различные скорости и длины распространения СВ для различных взаимных ориентаций внешнего магнитного поля и осей магнитокристаллической анизотропии (рис. 12, *b*). Дополнительно наблюдалось сужение спектра СВ при распространении из области возбуждения с измененным

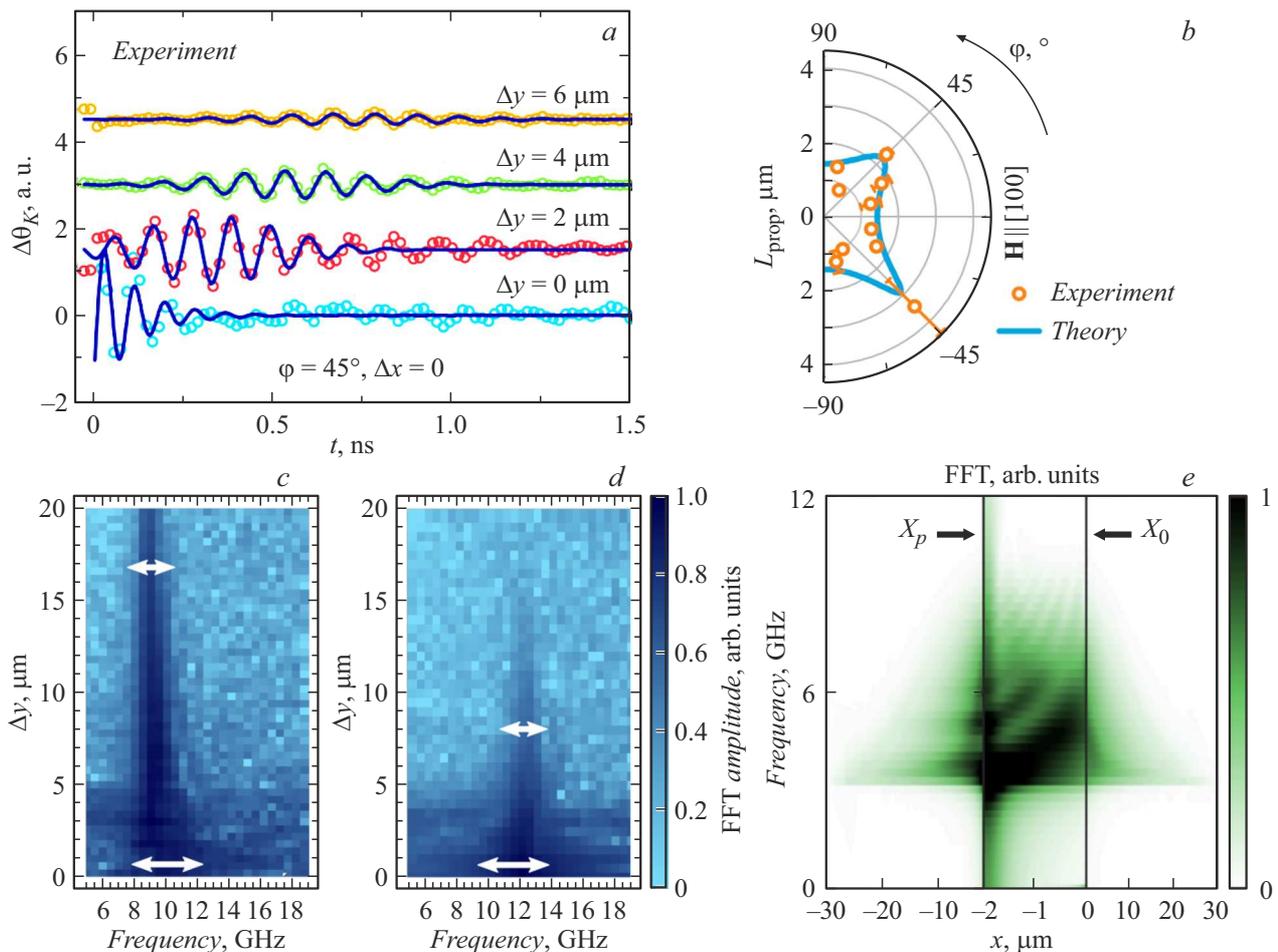
значением параметра анизотропии в область невозмущенного материала. Такое сужение наблюдалось ранее и для изотропных в плоскости пленок пермаллоя [108], но только в область низких частот изначально возбуждаемого спектра. Наличие осей магнитокристаллической анизотропии позволило наблюдать сужение спектра также и в область высоких частот при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания (рис. 12, *c, d*). Зависимость характера изменения спектра СВ при наличии пространственного градиента параметра магнитокристаллической анизотропии объясняется на основе дисперсии СВ [129].

Так как изменение параметра магнитокристаллической анизотропии под действием фемтосекундного лазерного импульса приводит к локальному изменению дисперсии СВ, область засветки можно рассматривать как локальную неоднородность для распространяющейся СВ [131,132]. В работе [130] предлагается использовать эту особенность для формирования перестраиваемого резонатора для СВ из области оптической засветки и доменной границы. При этом изменение параметров лазерного импульса влияет на параметры одного из зеркал резонатора, что приводит к изменению спектрального состава возбуждаемого пакета СВ (рис. 12, *e*). Стоит отметить, что наличие доменной границы или какого-либо другого магнитного дефекта является определяющим фактором для возбуждения СВ в рассмотренной системе при отсутствии внешнего магнитного поля. Также интересной особенностью системы при наличии дефекта является тот факт, что пространственное положение лазерного импульса определяет амплитуду возбуждаемых СВ.

#### 4.3. Локализация высокочастотных магнитных возбуждений и полей на субмикронных масштабах

Наибольшими перспективами с точки зрения практического применения обладают эффекты, обусловленные взаимодействием локализованных упругих резонансов и намагниченности наноструктуры. Подтверждением этой точки зрения является плавный переход, произошедший в исследованиях сверхбыстрых оптически индуцированных магнитоупругих эффектов от экспериментов по инжектированию в магнитную наноструктуру пикосекундных импульсов деформации с широким спектром к экспериментам с прямым оптическим возбуждением магнитных наноструктур, обладающими высокодобротными упругими резонансами.

В работе [72] было предложено использовать эффект магнитоакустического резонанса на частотах  $\sim 10$  GHz для генерации переменных магнитных полей с нанометровой локализацией. В эксперименте с нанорешетками на основе галфенола (рис. 13, *a*) лазерный импульс возбуждает локализованную поверхностную упругую (фоннонную) моду. В условиях резонанса, контролируемых внешним магнитным полем (рис. 13, *b*), амплитуда пре-

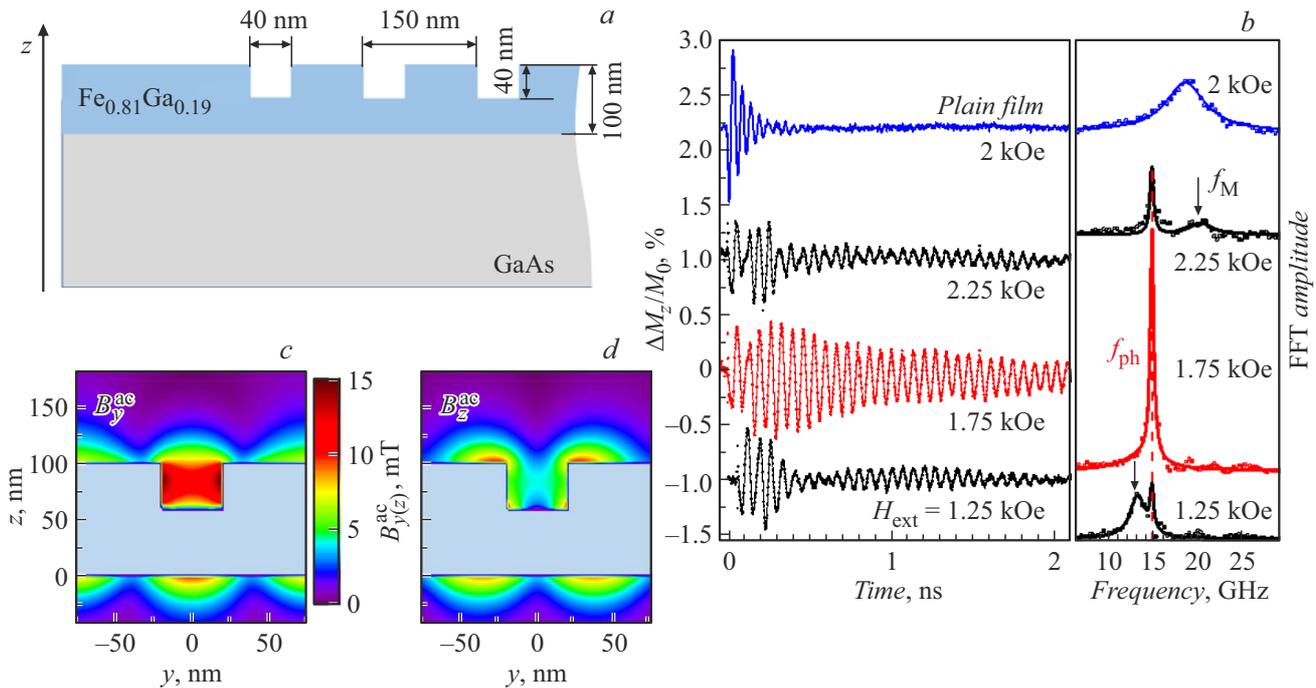


**Рис. 12.** Особенности временных сигналов при оптическом возбуждении распространяющихся СВ в тонкой пленке галфенола FeGa/GaAs(100): *a* — временные сигналы полярного эффекта Керра для разных расстояний между центрами пятен накачки и зондирования  $\Delta y$ ; *b* — азимутальная зависимость длины распространения СВ  $L_{prop}$ . На рисунках (*a, b*) символы — экспериментальные данные, линии — результаты теоретического расчета [125]. *c, d* — экспериментальные пространственно-спектральные карты [129], иллюстрирующие изменение спектрального состава пакета СВ по мере отдаления от центра возбуждения при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного (*c*) и ближе к оси легкого намагничивания (*d*). *e* — пространственно-спектральная карта пакета СВ, возбуждаемого лазерным импульсом с центром  $x_p$  вблизи доменной границы с центром в  $x_0$  [130]. (Рисунки воспроизведены из [125] (*a, b*), [129] (*c, d*), [130] (*d, e*).)

цессии намагниченности на частоте колебаний кристаллической решетки превышает  $10^{-3}$  от намагниченности насыщения. Генерируемая прецессирующей намагниченностью и локализованная в канавках нанорешетки индукция достигает  $\sim 10$  мТ, что превышает значения, достижимые при использовании полосковых наноантенн [133]. Аналогичный эффект резонансной накачки прецессии намагниченности оптически возбужденной локализованной фонной модой может быть достигнут и в структурах с более сложной морфологией, в которых нанометровая локализация генерируемой магнитной индукции достигается по трем направлениям. Результаты таких экспериментов представлены в [134]. Предложенный подход является альтернативой решениям, основанным на использовании наноосцилляторов, возбуждаемых вращающим моментом с переносом спина. Практические применения, которые могут получить стремительное развитие при внедрении данной технологии, — это

магнитная запись с микроволновым возбуждением [135] и магнитная резонансная томография с нанометровым разрешением [136].

Другим направлением, в котором эффекты резонансного взаимодействия лазерно-индуцированной деформации и намагниченности в наноструктурах могут получить широкое применение, является гибридная квантовая магнетика [137]. Формирование гибридного возбуждения в условиях сильной связи магнетонной и фонной мод существенно расширяет степени свободы для манипуляции магнитным и упругим состояниями. Еще недавно наблюдение сильной магнетон-фонной связи в экспериментах с фемтосекундными лазерными импульсами казалось нереализуемым. Существенные ограничения были наложены самим экспериментальным методом, так как генерация упругого и магнитного возбуждения с широким спектром и, как следствие, их быстрая дефазировка, делали условия наблюдения



**Рис. 13.** *a* — схематическое изображение и основные структурные параметры нанорешетки галфенола, использованной в эксперименте по генерации локализованного переменного магнитного поля методом резонансной накачки прецессии намагниченности, оптически возбужденной поверхностной фононной модой; *b* — измеренный по полярному магнитооптическому эффекту Керра прецессионный отклик намагниченности (левая панель) и его Фурье-спектры (правая панель) на прямое оптическое возбуждение непрофилированной пленки галфенола (верхние кривые) и нанорешетки при трех значениях внешнего магнитного поля. Черные вертикальные стрелки на правой панели показывают частоту ферромагнитного резонанса ( $f_M$ ) при соответствующем внешнем магнитном поле. Резонансная накачка прецессии при совпадении частот ФМР и фононной моды сверхрешетки при  $H_{\text{ext}} = 1.75$  мТ сопровождается резким увеличением спектральной амплитуды на резонансной частоте  $f_{\text{ph}} = 15$  ГГц; *c, d* — пространственные распределения двух ортогональных компонент индукции, генерируемой прецессирующей намагниченностью нанорешетки [72]. (Рисунки воспроизведены из [72].)

сильной связи недостижимыми. Однако использование структур с комплексным дизайном позволило достигнуть селективного взаимодействия лишь для нескольких из множества оптически возбужденных фононных и магнитных мод. В результате проявление сильной связи и возникновение гибридных состояний под действием фемтосекундных лазерных импульсов было продемонстрировано в никелевых наномангнитах [74] и нанорешетках галфенола [73].

#### 4.4. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией за пределами научной лаборатории

Несмотря на непрерывное развитие методов исследования сверхбыстрых магнитных эффектов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов и широкий потенциал их применения, существенным ограничением является необходимость использования комплексных и объемных лазерных модулей. Для выхода за пределы лабораторного оптического стола необходим компактный источник сверхкоротких лазерных импульсов. Таким решением является технология полупроводниковых лазеров с синхронизацией мод (semiconductor mode-lock lasers — SMLL) [138]. Полупроводниковый источник лазерного

излучения, размер которого составляет  $100 \mu\text{m}$ , способен генерировать лазерные импульсы длительностью менее  $1 \text{ ps}$  с частотой следования  $\sim 10 \text{ GHz}$  и интегральной мощностью до  $100 \text{ mW}$ . Основной областью применения таких лазерных систем в магнитных материалах может стать резонансное возбуждение спиновых волн за счет оптомагнитных эффектов. Продемонстрированное в экспериментах с классическими лазерными системами резонансное возбуждение спиновых волн с заданными волновым вектором [115] может быть реализовано непосредственно с использованием SMLL. Использование SMLL также возможно и для реализации упругой и температурной модуляции магнитной анизотропии.

Высокая частота следования лазерных импульсов при малой энергии одиночного импульса ( $\sim 10 \text{ pJ}$ ), являющаяся особенностью SMLL, не является ограничивающим фактором, несмотря на малые изменения параметров возбуждаемой структуры с периодом, который значительно короче характерных времен релаксации. Недавние эксперименты с металлическими пленками показали, что амплитуда и длительность импульсов деформации, генерируемых с помощью SMLL, достаточна для прямого оптического детектирования [139]. Такие импульсы могут быть использованы для сверхбыстрого управления магнитной анизотропией. Также

в недавно выполненных экспериментах по оптическому возбуждению пленок галфенола толщиной несколько нанометров лазерными импульсами с частотой следования 10 GHz [140] модуляция температуры на 0.1 K приводила к возбуждению квазистационарной прецессии намагниченности при условии совпадения контролируемой магнитным полем частоты ферромагнитного резонанса и частоты следования лазерных импульсов или кратных ей гармоник. Амплитуда незатухающих гармонических осцилляций намагниченности в условии резонанса совпадает с амплитудой прецессии, достигаемой в экспериментах с объемными лазерными усилителями. Таким образом, комбинация технологии SMLL и методов лазерного управления магнитной анизотропией наноструктур может привести к созданию максимально компактных (on-chip) устройств спиновой электроники, принцип работы которых основан на полностью оптическом управлении и считывании магнитных возбуждений.

## Заключение

Целью обзора было представить читателю широкий спектр явлений, возникающих при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов оптического и ближнего инфракрасного диапазона на магнитные материалы и приводящих к сверхбыстрым изменениям различных вкладов в магнитную анизотропию. Среди таких явлений, наиболее изученных к настоящему моменту, большую долю составляют эффекты, так или иначе связанные со сверхбыстрым нагревом магнитного материала. Как мы показали в обзоре, сверхбыстрый нагрев эффективно подавляет вклады в анизотропию, основанные на спин-орбитальном взаимодействии, причем это наблюдается как в магнитных металлах, так и в диэлектриках. В частности, это относится к магнитокристаллической и магнитоупругой анизотропии, ростовой анизотропии.

На временах после воздействия фемтосекундного лазерного импульса, на которых устанавливается термическое равновесие между электронами, решеткой и спинами, такие изменения магнитной анизотропии довольно успешно описываются в рамках термодинамической модели, связывающей нагрев, уменьшение намагниченности и параметры магнитокристаллической анизотропии. Однако открытым остается вопрос о корреляции между лазерно-индуцированной динамикой намагниченности и параметрами анизотропии на более коротких временах. В частности, в металлах в течение первых пикосекунд после возбуждения электроны, решетка и спиновая подсистема не находятся в равновесии друг с другом. Эволюция параметров магнитокристаллической анизотропии на этих временах не изучена, и не ясно, следует ли она за сверхбыстрыми изменениями намагниченности. Получение ответа на этот вопрос осложняется тем, что большинство исследований лазерно-индуцированной анизотропии основаны на детектировании запускаемой такими изменениями прецессии намагниченности. Эффективное временное разрешение таких экспериментов

определяется периодом прецессии намагниченности, составляющим в умеренных магнитных полях десятки пикосекунд. По-видимому, для детального исследования лазерно-индуцированной динамики параметров магнитной анизотропии в течение первых фемто- и пикосекунд после возбуждения лазерным импульсом необходимо применение методик, позволяющих напрямую наблюдать изменения спинового и орбитального моментов и взаимодействия между ними [141].

В магнитных металлах имеется дополнительный канал для сверхбыстрого подавления магнитной анизотропии, связанный со сверхбыстрым размагничиванием. Благодаря этому, во многих экспериментах с ферромагнитными металлами важным оказывается учет сверхбыстрых изменений анизотропии формы — анизотропии магнитодипольной природы, доминирующей в тонких пленках и наноструктурах. Кроме того, в сверхтонких пленках и наноструктурах магнитокристаллическая анизотропия и анизотропия формы сосуществуют и результирующая анизотропия является балансом между этими вкладами. Такая ситуация открывает перспективы для реализации более сложного отклика магнитной анизотропии на сверхбыстрый нагрев, так как разные вклады в нее демонстрируют разную степень изменений при одинаковом воздействии. Это может позволить, например, реализовать в наноструктурах на основе металлов лазерно-индуцированные спин-переориентационные переходы.

Такие переходы уже удалось реализовать в целом семействе магнитных диэлектриков — редкоземельных ортоферритах, в которых воздействие лазерного импульса и связанный с ним сверхбыстрый нагрев изменяют баланс между двумя вкладами в магнитную анизотропию, приводя к быстрой переориентации оси легкого намагничивания. Хотя в данных экспериментах механизмом изменения вкладов в магнитную анизотропию выступал нагрев, он был необходим для изменения заселенности подуровней основного состояния редкоземельных ионов. В связи с этим открытым остается вопрос о реализации переключения намагниченности посредством сверхбыстрого спин-переориентационного перехода в других оксидах железа, таких как магнетит, гематит, ферробораты, в которых отсутствует такой канал лазерно-индуцированного изменения анизотропии.

С другой стороны, решающая роль электронного состояния редкоземельного иона в возникновении сверхбыстрого спин-переориентационного перехода послужила мотивацией для зарождения нового направления в области исследований сверхбыстрых изменений магнитной анизотропии, в которой вместо нерезонансного возбуждения диэлектриков, приводящего к нагреву, реализуется селективное возбуждение определенных электронных переходов, приводящее к изменениям взаимодействий, спин-орбитальных или даже обменных, отвечающих за магнитную анизотропию. Для редкоземельных ортоферритов такие переходы лежат в инфракрасной и даже терагерцовой области, в связи с чем сейчас большие надежды возлагаются на эксперименты, в которых возбуждающими импульсами являются импульсы

в указанных спектральных диапазонах. Существенный прогресс в области возбуждения магнитной динамики короткими импульсами в этих диапазонах, в том числе в части изменения магнитного состояния и анизотропии ортоферритов [92,142,143], может послужить предметом отдельного обзора.

Отметим, что идея резонансного возбуждения электронных переходов для изменения магнитной анизотропии может быть реализована и в оптическом диапазоне [80,144], что обсуждается в представленном обзоре на примере для замещенного ионами кобальта феррита-граната. Безусловно, такие подходы к изменениям анизотропии обладают важными преимуществами — спектральной селективностью и чувствительностью к поляризации возбуждающего импульса. Помимо резонансного возбуждения электронных переходов, для управления анизотропией может быть задействована и резонансная накачка фононных мод в среднем инфракрасном диапазоне, что было продемонстрировано для редкоземельного ортоферрита  $\text{DyFeO}_3$ , в котором фононная мода модулировала обменный вклад в анизотропию [144].

Изменение магнитной анизотропии за счет лазерно-индуцированных деформаций стало еще одним магистральным направлением в данной области исследований. Помимо непосредственно изменения анизотропии при возникновении деформаций в материале, в этих исследованиях важную роль играют взаимодействия между магнитными и упругими модами, возбуждаемыми в магнитных наноструктурах при их сверхбыстром нагреве. Отметим, что в этой области также появляется интерес к переходу к использованию лазерных импульсов за пределами оптического диапазона, которые позволяют напрямую возбуждать фононные моды с последующей конвертацией в динамические или квазистатические деформации [145]. На основе этого подхода уже было реализовано переключение намагниченности в феррита-гранате за счет деформаций, полученных путем нелинейного преобразования фононных мод, возбужденных в среднем инфракрасном диапазоне [146].

На основе рассмотренных в обзоре механизмов изменения магнитной анизотропии могут быть реализованы процессы, имеющие практические перспективы. В рамках обзора мы подробно остановились на нескольких подходах к реализации переключения намагниченности для записи информации, а также к возбуждению локализованных и распространяющихся магнетонных мод для магноники и нанотомографии.

## Благодарности

Авторы благодарят Р.В. Писарева, А.В. Кимель, А. Kirilyuk, Th. Rasing, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.V. Akimov, T.L. Linnik, A.W. Rushforth за многолетнее плодотворное сотрудничество, а также коллектив лаборатории физики ферроиков ФТИ им. А.Ф. Иоффе за полезные обсуждения.

## Финансирование работы

Обзор подготовлен при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-12-50271. The review was funded by the Russian Foundation for Basic Research under the grant N 20-12-50271.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J. Michell. *A Treatise on Artificial Magnets* (Cambridge, 1750)
- [2] J.P. Joule. Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag., **30**, 76 (1847).
- [3] E. Villari. Il Nuovo Cimento (1855–1868), **20**, 317 (1865).
- [4] C.S. Roumenin. *Solid State Magnetic Sensors* (Elsevier Science, London, 1994)
- [5] B. Dieny, M. Chshiev. Rev. Mod. Phys., **89**, 025008 (2017).
- [6] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot. Phys. Rev. Lett., **76**, 4250 (1996).
- [7] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing. Rev. Mod. Phys., **82**, 2731 (2010).
- [8] А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев. УФН, **185** (10), 1064 (2015).
- [9] A.V. Kimel, A.M. Kalashnikova, A. Pogrebnina, A.K. Zvezdin. Phys. Reports, **852**, 1 (2020).
- [10] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC press, 1996)
- [11] С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества* (Мир, М., 1983)
- [12] M. Tachiki. Prog. Theor. Exp. Phys., **23** (6), 1055 (1960).
- [13] J.C. Slonczewski. J. Appl. Phys., **32** (3), S253 (1961).
- [14] А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. УФН, **188** (12), 1288 (2018).
- [15] J.-M. Hu, L.-Q. Chen, C.-W. Nan. Adv. Mater., **28** (1), 15 (2015).
- [16] T.H.E. Lahtinen, J.O. Tuomi, S. van Dijken. Adv. Mater., **23** (28), 3187 (2013).
- [17] R. LoConte, J. Gorchon, A. Mougin, C.H.A. Lambert, A. El-Ghazaly, A. Scholl, S. Salahuddin, J. Bokor. Phys. Rev. Mater., **2** (9), 091402 (2018).
- [18] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, D.M. Tricker. Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999).
- [19] R.F.L. Evans, L. Rózsa, S. Jenkins, U. Atxitia. Phys. Rev. B, **102**, 020412 (2020).
- [20] A. Fert, N. Reyren, V. Cros. Nat. Rev. Mater., **2** (7), 17031 (2017).
- [21] J. Nogués, I.K. Schuller. J. Magn. Magn. Mater., **192** (2), 203 (1999).
- [22] E.R. Callen, H.B. Callen. J. Phys. Chem. Solids, **16** (3), 310 (1960).
- [23] C. Kittel, J.H. Van Vleck. Phys. Rev., **118**, 1231 (1960).
- [24] E. Callen, H.B. Callen. Phys. Rev., **139**, A455 (1965).
- [25] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. УФН, **119** (7), 447 (1976).
- [26] R.L. White. J. Appl. Phys., **40** (3), 1061 (1969).
- [27] G. Malinowski, K.C. Kuiper, R. Lavrijsen, H.J.M. Swagten, B. Koopmans. Appl. Phys. Lett., **94** (10), 102501 (2009).

- [28] S. Iihama, Q. Ma, T. Kubota, Sh. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki. *Appl. Phys. Express*, **5** (8), 083001 (2012).
- [29] J. Kisielewski, A. Kirilyuk, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kimel, Th. Rasing, L.T. Baczewski, A. Wawro. *Phys. Rev. B*, **85**, 184429 (2012).
- [30] В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев. *УФН*, **148** (4), 561 (1986).
- [31] M. Farle. *Rep. Prog. Phys.*, **61** (7), 755 (1998).
- [32] Th. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, H. Schultheiss. *Front. Phys.*, **3**, 35 (2015).
- [33] S. Foner. *Versatile Rev. Sci. Instrum.*, **30** (7), 548 (1959).
- [34] J. Clarke, A.I. Braginski. *The SQUID Handbook, Applications of SQUIDs and SQUID Systems* (John Wiley & Sons, 2006)
- [35] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (CRC Press, 1997)
- [36] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Phys. Z. Sowjetunion*, **8**, 153 (1935).
- [37] T.L. Gilbert. *IEEE Trans. Magn.*, **40** (6), 3443 (2004).
- [38] E. Carpena, E. Mancini, C. Dallera, E. Puppini, S. De Silvestri. *J. Appl. Phys.*, **108** (6), 063919 (2010).
- [39] J. Smit, H.G. Beljers. *Philips Res. Repts*, **10**, 113 (1955).
- [40] H. Suhl. *Phys. Rev.*, **97**, 555 (1955).
- [41] B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiauf, M. Fähnle, T. Roth, M. Cinchetti, M. Aeschlimann. *Nat. Mater.*, **9** (3), 259 (2010).
- [42] M. Battiato, K. Carva, P.M. Oppeneer. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 027203 (2010).
- [43] K. Carva, P. Baláz, I. Radu. *Laser-Induced Ultrafast Magnetic Phenomena in Handbook of Magnetic Materials* (Elsevier B.V, 2017)
- [44] A.V. Kimel, R.V. Pisarev, J. Hohlfeld, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 287401 (2002).
- [45] M. van Kampen, C. Jozsa, J.T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W.J.M. de Jonge, B. Koopmans. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 227201 (2002).
- [46] J.-Y. Bigot, M. Vomir, L.H.F. Andrade, E. Beaurepaire. *Chem. Phys.*, **318** (1–2), 137 (2005).
- [47] E. Carpena, E. Mancini, D. Dazzi, C. Dallera, E. Puppini, S. De Silvestri. *Phys. Rev. B*, **81**, 060415 (2010).
- [48] J. Becker, O. Mosendz, D. Weller, A. Kirilyuk, J.C. Maan, P.C.M. Christianen, Th. Rasing, A. Kimel. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (15), 152412 (2014).
- [49] P.I. Gerevenkov, D.V. Kuntu, I.A. Filatov, L.A. Shelukhin, M. Wang, D.P. Pattnaik, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. *Phys. Rev. Mater.*, **5**, 094407 (2021).
- [50] V.N. Kats, T.L. Linnik, A.S. Salasyuk, A.W. Rushforth, M. Wang, P. Wadley, A.V. Akimov, S.A. Cavill, V. Holy, A.M. Kalashnikova, A.V. Scherbakov. *Phys. Rev. B*, **93**, 214422 (2016).
- [51] L.A. Shelukhin, N.A. Pertsev, A.V. Scherbakov, D.L. Kazenwadel, D.A. Kirilenko, S.J. Hämäläinen, S. van Dijken, A.M. Kalashnikova. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 034061 (2020).
- [52] B. Liu, L. Yang, X. Ruan, J.-W. Cai, L. He, H. Meng, J. Wu, Y. Xu. *New J. Phys.*, **21** (5), 053032 (2019).
- [53] L.A. Shelukhin, V.V. Pavlov, P.A. Usachev, P.Yu. Shamray, R.V. Pisarev, A.M. Kalashnikova. *Phys. Rev. B*, **97**, 014422 (2018).
- [54] A.H. Eschenfelder. *Magnetic Bubble Technology. Springer Series in Solid-State Sciences 14* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1980)
- [55] I. Nistor, C. Holthaus, S. Tkachuk, I.D. Mayergoyz, C. Krafft. *J. Appl. Phys.*, **101** (9), 09C526, 2007.
- [56] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, Th. Rasing. *Nature*, **429** (6994), 850 (2004).
- [57] J.A. de Jong, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. B*, **84**, 104421 (2011).
- [58] C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, J. Tauc. *Phys. Rev. B*, **34**, 4129 (1986).
- [59] O. Matsuda, M.C. Larciprete, R.L. Voti, O.B. Wright. *Ultrasonics*, **56**, 3 (2015).
- [60] A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggemann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, J.K. Furdyna, M. Bayer. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 117204 (2010).
- [61] M. Bombeck, A.S. Salasyuk, B.A. Glavin, A.V. Scherbakov, C. Brüggemann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, X. Liu, J.K. Furdyna, A.V. Akimov, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **85**, 195324 (2012).
- [62] M. Bombeck, J.V. Jäger, A.V. Scherbakov, T. Linnik, D.R. Yakovlev, X. Liu, J.K. Furdyna, A.V. Akimov, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **87**, 060302(R) (2013).
- [63] T.L. Linnik, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **84**, 214432 (2011).
- [64] J.-W. Kim, M. Vomir, J.-Y. Bigot. *Phys. Rev. Lett.*, **109** (16), 166601 (2012).
- [65] J.V. Jäger, A.V. Scherbakov, T.L. Linnik, D.R. Yakovlev, M. Wang, P. Wadley, V. Holy, S.A. Cavill, A.V. Akimov, A.W. Rushforth, M. Bayer. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (3), 032409 (2013).
- [66] M. Deb, E. Popova, M. Hehn, N. Keller, S. Mangin, G. Malinowski. *Phys. Rev. B*, **98** (17), 174407 (2018).
- [67] D. Afanasiev, I. Razdolski, K.M. Skibinsky, D. Bolotin, S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 147403 (2014).
- [68] J.V. Jäger, A.V. Scherbakov, B.A. Glavin, A.S. Salasyuk, R.P. Champion, A.W. Rushforth, D.R. Yakovlev, A.V. Akimov, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **92**, 020404(R) (2015).
- [69] J.-W. Kim, J.-Y. Bigot. *Phys. Rev. B*, **95**, 144422 (2017).
- [70] J. Janušonis, C.L. Chang, P.H.M. van Loosdrecht, R.I. Tobey. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (18), 181601 (2015).
- [71] Y. Yahagi, B. Harteneck, S. Cabrini, H. Schmidt. *Phys. Rev. B*, **90**, 140405 (2014).
- [72] A.S. Salasyuk, A.V. Rudkovskaya, A.P. Danilov, B.A. Glavin, S.M. Kukhtaruk, M. Wang, A.W. Rushforth, P.A. Necludova, S.V. Sokolov, A.A. Elistratov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.V. Akimov, A.V. Scherbakov. *Phys. Rev. B*, **97**, 060404 (2018).
- [73] F. Godejohann, A.V. Scherbakov, S.M. Kukhtaruk, A.N. Poddubny, D.D. Yaremkevich, M. Wang, A. Nadzeyka, D.R. Yakovlev, A.W. Rushforth, A.V. Akimov, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **102**, 144438 (2020).
- [74] C. Berk, M. Jaris, W. Yang, S. Dhuey, S. Cabrini, H. Schmidt. *Nat. Commun.*, **10**, Art. Num. 2652 (2019).
- [75] О.Ю. Беляева, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. *УФН*, **162** (2), 107 (1992).
- [76] T.L. Linnik, V.N. Kats, J. Jäger, A.S. Salasyuk, D.R. Yakovlev, A.W. Rushforth, A.V. Akimov, A.M. Kalashnikova, M. Bayer, A.V. Scherbakov. *Phys. Scr.*, **92** (5), 054006 (2017).
- [77] Y. Shin, M. Vomir, D.-H. Kim, P.C. Van, J.-R. Jeong, J.-W. Kim. *ArXiv*, 2105.04168, 2021.
- [78] F. Atoneche, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. B*, **81**, 214440 (2010).
- [79] A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev, A. Kirilyuk, A.V. Kimel. *Nature*, **542** (7639), 71 (2017).

- [80] A. Stupakiewicz, K. Szerenos, M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin, A. Kirilyuk, A.V. Kimel. *Nat. Commun.*, **10**, 612 (2019).
- [81] F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 047402 (2005).
- [82] F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. B*, **73**, 014421 (2006).
- [83] A. Stupakiewicz, A. Maziewski, I. Davidenko, V. Zablotskii. *Phys. Rev. B*, **64**, 064405 (2001).
- [84] A.V. Kimel, M. Li. *Nat. Rev. Mater.*, **4**(3), 189 (2019).
- [85] E. Carpena, C. Piovera, C. Dallera, E. Mancini, E. Puppini. *Phys. Rev. B*, **84**, 134425 (2011).
- [86] C.S. Davies, K.H. Prabhakara, M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, T.B. Shapaeva, S. Wang, A.K. Zvezdin, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 027202 (2019).
- [87] J.A. de Jong, I. Razdolski, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 157601 (2012).
- [88] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, Th. Rasing. *Nature*, **435**(7042), 655 (2005).
- [89] D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, R.V. Pisarev, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 097401 (2016).
- [90] A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 167205 (2007).
- [91] A. Frej, A. Maziewski, A. Stupakiewicz. *Appl. Phys. Lett.*, **118**(26), 262401 (2021).
- [92] R.V. Mikhaylovskiy, T.J. Huisman, R.V. Pisarev, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 017205 (2017).
- [93] D. Afanasiev, J.R. Hortensius, M. Matthiesen, S. Mañas-Valero, M. Šiškins, M. Lee, E. Lesne, H.S.J. van der Zant, P.G. Steeneken, B.A. Ivanov, E. Coronado, A.D. Caviglia. *Sci. Adv.*, **7**, 23 (2021).
- [94] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. *УФН*, **185**(10), 1099 (2015).
- [95] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилюк. *УФН*, **190**(10), 1009 (2020).
- [96] A. Mahmoud, F. Ciubotaru, F. Vanderveken, A.V. Chumak, S. Hamdioui, C. Adelman, S. Cotofana. *J. Appl. Phys.*, **128**(16), 161101 (2020).
- [97] D. Grundler. *Nature Phys.*, **11**(6), 438 (2015).
- [98] Y.K. Fetisov, I.V. Romanov, V.B. Studenov. *Electron. Lett.*, **31**(14), 1168 (1995).
- [99] S.N. Dunaev, Y.K. Fetisov. *IEEE Trans. Magn.*, **31**(6), 3488 (1995).
- [100] Y.K. Fetisov, A.V. Makovkin. *J. Appl. Phys.*, **79**(8), 5721 (1996).
- [101] M. Vogel, A.V. Chumak, E.H. Waller, T. Langner, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, G. Von Freymann. *Nat. Phys.*, **11**(6), 487 (2015).
- [102] M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A.V. Chumak, B. Hillebrands, G. von Freymann. *Sci. Rep.*, **8**, 11099 (2018).
- [103] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, N.N. Novitski, V.K. Sakharov, Yu.V. Khivintsev, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. B*, **99**, 054424 (2019).
- [104] T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, K. Kuroda. *Nat. Photonics*, **6**(10), 662 (2012).
- [105] S. Muralidhar, R. Khymyn, A.A. Awad, A. Alemán, D. Hanstorp, J. Åkerman. *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 037204 (2021).
- [106] S. Iihama, Y. Sasaki, A. Sugihara, A. Kamimaki, Y. Ando, S. Mizukami. *Phys. Rev. B*, **94**, 020401 (2016).
- [107] A. Kamimaki, S. Iihama, Y. Sasaki, Y. Ando, S. Mizukami. *Phys. Rev. B*, **96**, 014438 (2017).
- [108] A. Kamimaki, S. Iihama, Y. Sasaki, Y. Ando, S. Mizukami. *IEEE Trans. Magn.*, **53**(11), 1 (2017).
- [109] S. Muralidhar, A.A. Awad, A. Alemán, R. Khymyn, M. Dvornik, D. Hanstorp, J. Åkerman. *Phys. Rev. B*, **101**, 224423 (2020).
- [110] S.-J. Yun, C.-G. Cho, S.-B. Choe. *Appl. Phys. Express*, **8**(6), 063009 (2015).
- [111] Z. Chen, Y. Yan, S. Li, X. Xu, Y. Jiang, T. Lai. *Sci. Rep.*, **7**, 42513 (2017).
- [112] Z. Chen, Z. Xie, S. Li, J. Zhou, W. Zhang, C. Zhang, J. Peng, J. Chen, B. Zhang. *Appl. Phys.*, **127**(23), 233903 (2020).
- [113] S. Li, C. Cheng, K. Meng, C. Chen. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**(4), 040903 (2019).
- [114] A.I. Chernov, M.A. Kozhaev, I.V. Savochkin, D.V. Dodonov, P.M. Vetoshko, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov. *Opt. Lett.*, **42**(2), 279 (2017).
- [115] M. Jäckl, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, I.V. Savochkin, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Phys. Rev. X*, **7**, 021009 (2017).
- [116] I.V. Savochkin, M. Jäckl, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M.A. Kozhaev, D.A. Sylgacheva, A.I. Chernov, A.N. Shaposhnikov, A.R. Prokopov, V.N. Berzhansky, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Sci. Rep.*, **7**(1), 5668 (2017).
- [117] Yu. Hashimoto, S. Daimon, R. Iguchi, Y. Oikawa, K. Shen, K. Sato, D. Bossini, Y. Tabuchi, T. Satoh, B. Hillebrands, G.E.W. Bauer, T. H. Johansen, A. Kirilyuk, T. Rasing, E. Saitoh. *Nat. Commun.*, **8**, Art. num. 15859, (2017).
- [118] Y. Hashimoto, D. Bossini, T.H. Johansen, E. Saitoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. B*, **97**, 140404 (2018).
- [119] I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, T. Shimura. *J. Appl. Phys.*, **116**(4), 043907 (2014).
- [120] I. Yoshimine, Y.Y. Tanaka, T. Shimura, T. Satoh. *EPL*, **117**(6), 67001 (2017).
- [121] N. Ogawa, W. Koshibae, A.J. Beekman, N. Nagaosa, M. Kubota, M. Kawasaki, Y. Tokura. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **112**(29), 8977 (2015).
- [122] K. Matsumoto, I. Yoshimine, K. Himeno, T. Shimura, T. Satoh. *Phys. Rev. B*, **101**(18), 184407 (2020).
- [123] T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh. *Commun. Phys.*, **3**(1), 188 (2020).
- [124] T. Hioki, R. Tsuboi, T.H. Johansen, Y. Hashimoto, E. Saitoh. *Appl. Phys. Lett.*, **116**(11), 112402 (2020).
- [125] N.E. Khokhlov, P.I. Gerevenkov, L.A. Shelukhin, A.V. Azovtsev, N.A. Pertsev, M. Wang, A.W. Rushforth, A.V. Scherbakov, A.M. Kalashnikova. *Phys. Rev. Appl.*, **12**, 044044 (2019).
- [126] V.E. Demidov, S.O. Demokritov, D. Birt, B. O’Gorman, M. Tsoi, X. Li. *Phys. Rev. B*, **80**, 014429 (2009).
- [127] Y. Au, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, R.J. Hicken, V.V. Kruglyak. *Appl. Phys. Lett.*, **98**(12), 122506 (2011).

- [128] Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. van Waeyenberge, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 097201 (2013).
- [129] Ia.A. Filatov, P.I. Gerevenkov, M. Wang, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. *J. Phys., Conf. Ser.*, **1697**, 012193 (2020).
- [130] N.E. Khokhlov, A.E. Khramova, Ia.A. Filatov, P.I. Gerevenkov, B.A. Klinskaya, A.M. Kalashnikova. *J. Magn. Magn. Mater.*, **534**, 168018 (2021).
- [131] O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. Mejía-Uriarte, C.L. Ordóñez Romero. *J. Appl. Phys.*, **112**(1), 013902 (2012).
- [132] O. Kolokoltsev, I. Gómez-Arista, N. Qureshi, A. Acevedo, C.L. Ordóñez Romero, A. Grishin. *J. Magn. Magn. Mater.*, **377**, 1 (2015).
- [133] S. Gupta, R. Medwal, D. Kodama, K. Kondou, Y. Otani, Y. Fukuma. *Appl. Phys. Lett.*, **110**(2), 022404 (2017).
- [134] M. Jaris, W. Yang, C. Berk, H. Schmidt. *Phys. Rev. B*, **101**, 214421 (2020).
- [135] G. Varvaro, F. Casoli, and Eds. *Ultra-high-density Magnetic Recording, Storage Materials and Media Designs* (CRC press, Boca Raton, FL, 2016)
- [136] C.L. Degen, M. Poggio, H.J. Mamin, C.T. Rettner, D. Rugar. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **106**(5), 1313 (2009).
- [137] D.D. Awschalom, C.H.R. Du, R. He, J. Heremans, A. Hoffmann, J. Hou, H. Kurebayashi, Y. Li, L. Liu, V. Novosad, J. Sklenar, S. Sullivan, D. Sun, H. Tang, V. Tyberkevych, C. Trevillian, A.W. Tsen, L. Weiss, W. Zhang, X. Zhang, L. Zhao, Ch.W. Zollitsch. *Quantum Engineering with Hybrid Magnonics Systems and Materials*. IEEE Transactions on Quant. Engineer., 1–1 (2021).
- [138] L. Hou, M. Haji, J.H. Marsh, A.C. Bryce. *Opt. Express*, **19**(26), B75 (2011).
- [139] M. Kobecki, G. Tandoi, E. Di Gaetano, M. Sorel, A.V. Scherbakov, T. Czerniuk, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A.V. Akimov, M. Bayer. *Ultrasonics*, **106**, 106150 (2020).
- [140] M. Kobecki, A.V. Scherbakov, T.L. Linnik, S.M. Kukhtaruk, V.E. Gusev, D.P. Pattnaik, I.A. Akimov, A.W. Rushforth, A.V. Akimov, M. Bayer. *Nat. Commun.*, **11**(1), 4130 (2020).
- [141] C. Boeglin, E. Beaurepaire, V. Halté, V. López-Flores, C. Stamm, N. Pontius, H.A. Dürr, J.-Y. Bigot. *Nature*, **465**(7297), 468 (2010).
- [142] S. Baierl, M. Hohenleutner, T. Kampfrath, A.K.A.K. Zvezdin, A.V. Kimel, R. Huber, R.V. Mikhaylovskiy. *Nat. Photonics*, **10**(11), 715 (2016).
- [143] S. Schlauderer, C. Lange, S. Baierl, T. Ebnet, C.P. Schmid, D.C. Valovcin, A.K. Zvezdin, A.V. Kimel, R.V. Mikhaylovskiy, R. Huber. *Nature*, **569**(7756), 383 (2019).
- [144] D. Afanasiev, J.R. Hortensius, B.A. Ivanov, A. Sasani, E. Bousquet, Y.M. Blanter, R.V. Mikhaylovskiy, A.V. Kimel, A.D. Caviglia. *Nat. Mater.*, **20**(5), 607 (2021).
- [145] M. Forst, C. Manzoni, S. Kaiser, Y. Tomioka, Y. Tokura, R. Merlin, A. Cavalleri. *Nat. Phys.*, **7**(11), 854 (2011).
- [146] A. Stupakiewicz, C.S. Davies, K. Szerenos, D. Afanasiev, K.S. Rabinovich, A.V. Boris, A. Caviglia, A.V. Kimel, A. Kirilyuk. *Nat. Phys.*, **17**(4), 489 (2021).