

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Сверхбыстрый оптомагнетизм

А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев

В современном магнетизме в последнее десятилетие сформировалось новое направление — фемтомагнетизм, изучающее возбуждение и управление динамикой магнитных сред на временах, сравнимых с характерными временами спин-решётчного, спин-орбитального или обменного взаимодействия или даже много меньших этих времён. Среди многих фемтомагнитных процессов, изученных к настоящему времени, особое место занимает оптомагнитное взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов со средой. Такое взаимодействие, в основе которого лежат недиссипативные механизмы типа вынужденного комбинационного рассеяния, позволяет эффективно и избирательно возбуждать когерентную спиновую динамику, а также управлять её параметрами. Рассмотрены основные особенности сверхбыстрых оптомагнитных явлений и их связь с магнитооптическими эффектами. Приведено несколько примеров экспериментального наблюдения сверхбыстрой магнитной динамики, возбуждаемой вследствие оптомагнитных явлений — обратных эффектов Фарадея и Коттона – Мутона, и обсуждена их микроскопическая природа. Рассмотрен также экспериментальный пример, демонстрирующий, что сочетание сверхбыстрых оптомагнитных явлений с другими лазерно-индуцированными процессами позволяет реализовать управление намагниченностью в среде на пикосекундных временах.

Ключевые слова: сверхбыстрая магнитная динамика, фемтосекундные лазерные импульсы, магнитоупорядоченные диэлектрики, магнитооптика

PACS numbers: 42.62. – b, 75.40.Gb, 75.50.Ee, 75.78.Jp, 78.20.Ls, 78.30. – j

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510j.1064

Содержание

1. Введение (1064).
2. Магнитооптические и оптомагнитные явления (1066).
3. Экспериментальные методы исследования сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики в магнитных средах (1067).
 - 3.1. Фемтосекундная магнитооптическая спектроскопия с временным разрешением. 3.2. Одноимпульсная фемтосекундная магнитооптическая микроскопия с временным разрешением.
4. Сверхбыстрые оптомагнитные явления в магнитных диэлектриках (1069).
 - 4.1. Экспериментальное наблюдение сверхбыстрых обратных эффектов Фарадея и Коттона – Мутона. 4.2. Микроскопические механизмы сверхбыстрых обратных оптомагнитных эффектов. 4.3. Селективное возбуждение магнитной динамики за счёт сверхбыстрых оптомагнитных явлений.
5. Сверхбыстрые оптомагнитные эффекты как способ управления лазерно-индуцированными фазовыми переходами (1072).

6. Заключение (1075).
- Список литературы (1075).

1. Введение

За последние два десятилетия в физике конденсированного состояния, и более конкретно — магнитоупорядоченных сред, сформировалось научное направление, получившее название фемтомагнетизм. Под этим термином понимается широкий класс явлений, возникающих в магнитных средах при воздействии на них коротких, длительностью около 100 фс и менее, и интенсивных лазерных импульсов, развивающихся на шкале времён менее 100 пс, характерных для спин-решётной релаксации [1]. Фемтомагнетизм рассматривает неравновесные физические процессы в условиях, когда спиновая, фононная, а на меньших временах и электронная подсистемы магнитоупорядоченных сред не находятся в термодинамическом равновесии друг с другом.

Наиболее подробный обзор работ в области фемтомагнетизма представлен в [2]. Становление этого раздела физики магнитных явлений началось с ряда работ, в которых было показано, что воздействие короткого мощного лазерного импульса переводит магнитоупорядоченную среду в возбуждённое состояние, в котором динамика спиновой системы и последующая релаксация существенно отличаются от известных ранее процессов, рассматриваемых в рамках классической термодинамики. Именно фемтосекундные лазерные импульсы стали сейчас основным средством для изучения процессов и

А.М. Калашникова, Р.В. Писарев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Российская Федерация
E-mail: Kalashnikova@mail.ioffe.ru
А.В. Кимель. Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heyendaalseweg 135, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands; Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 15 июля 2015 г.

механизмов размагничивания, намагничивания и перемагничивания магнитных сред, а также для разработки способов управления сверхбыстрой магнитной динамикой.

Большая часть явлений, возникающих при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на магнитоупорядоченные среды, основана на поглощении энергии лазерных импульсов. В случае металлов воздействие фемтосекундных импульсов приводит к субпикосекундному значительному увеличению температуры свободных электронов, что определяет последующую динамику как электронной, так и фононной и спиновой подсистем. Такой сверхбыстрый нагрев электронной подсистемы приводит к сверхбыстрому размагничиванию [3], т.е. к уменьшению величины намагниченности металла на временах $\gtrsim 100$ фс, в зависимости от эффективности взаимодействия свободных электронов и электронов, ответственных за намагниченность металла [4]. Строгая микроскопическая теория сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания до настоящего времени не разработана, так как она требует описания сильно-неравновесной динамики взаимодействующих между собой электронной, фононной и спиновой подсистем. Несмотря на большое число открытых вопросов, именно сверхбыстрое размагничивание является тем механизмом, который впервые позволил реализовать чисто оптическое переключение намагниченности в ферромагнитных металлах [5].

Другим процессом, основанным на поглощении, является лазерно-индуцированное возбуждение когерентной спиновой прецессии, которое, в отличие от сверхбыстрого размагничивания, не ограничено только металлами. К настоящему моменту рассматривается несколько микроскопических механизмов такого возбуждения, которые условно можно разделить на термические и нетермические. К термическим, как следует из названия, относят те механизмы, которые основаны на лазерно-индуцированном увеличении эффективной температуры одной из подсистем магнитной среды. Так, сверхбыстрое размагничивание в тонких металлических плёнках приводит к изменению размагничивающих полей, что может индуцировать прецессию намагниченности [6]. Кроме того, увеличение эффективной температуры решётки может приводить к изменению магнито-кристаллической анизотропии, что в свою очередь является эффективным механизмом возбуждения спиновой прецессии как в металлах [7], так и в диэлектриках [8]. Изменение магнитной анизотропии при воздействии лазерных импульсов, приводящее к возбуждению спиновой прецессии, может иметь и нетермическую природу. Примером таких процессов являются сверхбыстрые фотомагнитные эффекты в ферритах-гранатах [9–12], которые заключаются в лазерно-индуцированном изменении анизотропии в результате переходов с переносом заряда между ионами, занимающими различные кристаллографические позиции и имеющими разную валентность. Такое перераспределение зарядовой плотности может существенно изменить магнитную анизотропию среды [13]. В отличие от термического изменения анизотропии, фотомагнитные эффекты проявляются как возникновение короткоживущих лазерно-индуцированных осей анизотропии.

Несмотря на целый ряд результатов, показавших, что поглощение энергии фемтосекундных лазерных импуль-

сов позволяет не только эффективно возбуждать магнитную динамику, но и управлять магнитным состоянием среды [5, 9, 14], термический нагрев, сопровождающий эти процессы, во многих случаях рассматривается как негативный фактор. Кроме того, вовлечение в процесс возбуждения других подсистем, т.е. электронов и фононов, также часто рассматривается как осложняющее обстоятельство оптического возбуждения сверхбыстрой магнитной динамики. В связи с этим сейчас ведётся поиск альтернативных механизмов возбуждения, позволяющих обойти указанные ограничения. Например, активно изучаются возможности возбуждения спиновой динамики пикосекундными импульсами деформации [15, 16] или за счёт резонансных магнитодипольных переходов при воздействии на магнитный материал фемтосекундными импульсами терагерцевого излучения [17–19].

Однако, как будет рассмотрено в данной статье, фемтосекундные лазерные импульсы также предоставляют интересную и важную возможность прямого возбуждения спиновой системы за счёт так называемых сверхбыстрых оптомагнитных явлений [9, 20–34]. Эти явления занимают особое место среди механизмов взаимодействия лазерных импульсов со средой, так как, в отличие от рассмотренных выше процессов, они не основаны на оптическом поглощении. Оптомагнитное действие света на спины можно рассматривать как результат процессов типа вынужденного комбинационного (рамановского) рассеяния [20, 23, 24]. Такое действие имеет импульсный характер, т.е. возмущение спиновой системы происходит только во время присутствия лазерного импульса в среде. Благодаря этому сверхбыстрые оптомагнитные явления являются эффективным механизмом избирательного возбуждения спиновой системы [29]. Важной особенностью сверхбыстрых оптомагнитных явлений является их высокая чувствительность к поляризации лазерных импульсов [20, 21], которая отсутствует для тепловых механизмов. Таким образом, сверхбыстрые оптомагнитные явления открывают важную степень свободы для управления возбуждением спиновой системы посредством изменения поляризации фемтосекундных лазерных импульсов, а не только интенсивности, длины волны возбуждения или длительности импульсов. Кроме того, сочетание сверхбыстрых оптомагнитных явлений с другими лазерно-индуцированными процессами предоставляет уникальную возможность сверхбыстрого управления магнитным состоянием среды [9, 14, 34].

Модельными средами для экспериментального наблюдения сверхбыстрых оптомагнитных эффектов и магнитной динамики являются магнитоупорядоченные диэлектрики. Такие факторы, как специфика их электронной структуры, наличие запрещённой зоны с высокой оптической прозрачностью, слабое по сравнению с таковым в металлах поглощение лазерного излучения на электронных локализованных $d-d$ - или $f-f$ -переходах и отсутствие свободных электронов, открывают новые возможности для детального исследования взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов со спиновой системой без внесения сильных возмущений в другие подсистемы.

Настоящая статья не претендует на исчерпывающий обзор результатов, полученных в области сверхбыстрой лазерно-индуцированной магнитной динамики. В ней рассмотрены лишь некоторые работы, объединённые

общей проблемой недиссипативного или слабодиссипативного взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с магнитоупорядоченными средами. В частности, в разделе 2 рассмотрены основные сверхбыстрые оптомагнитные явления и их связь с магнитооптическими эффектами. В разделе 3 обсуждаются принципы экспериментального наблюдения сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики спиновой системы. В разделе 4 представлены результаты экспериментального наблюдения сверхбыстрых оптомагнитных явлений и связанной с ними магнитной динамики и рассмотрены микроскопические механизмы сверхбыстрых оптомагнитных эффектов. Кроме того, рассмотрен вопрос о возможности реализации избирательного возбуждения спиновой системы за счёт таких эффектов, т.е. такого возбуждения, при котором энергия и угловой момент лазерного импульса передаются исключительно в спиновую систему. В разделе 5 обсуждается роль сверхбыстрых оптомагнитных явлений в управлении лазерно-индуцированными фазовыми переходами. В заключении представлены некоторые перспективы дальнейших исследований сверхбыстрых оптомагнитных явлений как важного элемента управления магнитным состоянием сред на пико- и субпикосекундных временах.

2. Магнитооптические и оптомагнитные явления

Характер взаимодействия со средой электромагнитного излучения с частотой ω определяется прежде всего спектром электронных, фоновых и спиновых состояний и их симметрией. В частности, тип магнитного упорядочения среды играет решающую роль в формировании магнитооптического и, как мы покажем ниже, оптомагнитного откликов. Рассмотрим в качестве примера магнитооптический отклик двухподрешёточного антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом [35–37]. Его магнитную структуру можно описать, введя ферромагнитный и антиферромагнитный векторы:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2, \quad (2.1)$$

где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ — намагниченности отдельных подрешёток.

Гамильтониан, описывающий взаимодействие электромагнитной волны на оптической частоте ω с магнито-

упорядоченной средой, можно представить в виде разложения по степеням электрического поля света $\mathbf{E}(\omega)$ и магнитных параметров порядка $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ [35–38]:

$$\mathcal{H}^{\text{MO}} = -(\varepsilon_{ij}^0 E_i E_j^* + \alpha_{ijk} E_i E_j^* M_k + \alpha'_{ijk} E_i E_j^* L_k + \beta_{ijkl} E_i E_j^* M_k M_l + \beta'_{ijkl} E_i E_j^* L_k L_l + \beta''_{ijkl} E_i E_j^* M_k L_l + \dots). \quad (2.2)$$

В выражении (2.2) учтены только члены самого низкого порядка разложения по $\mathbf{E}(\omega)$, описывающие линейный оптический и магнитооптический отклики среды. Тензоры различного ранга $\hat{\varepsilon}^0, \hat{\alpha}, \hat{\beta}$ отвечают за оптическую и магнитооптическую восприимчивости. Количество ненулевых и отличных друг от друга компонент этих тензоров однозначно определяется элементами пространственной и временной симметрии рассматриваемой среды, т.е. её кристаллографической и магнитной точечными группами [39].

Отклик среды на электрическое поле света описывается тензором диэлектрической проницаемости, который связывает наведённую в среде оптическую поляризацию $\mathbf{P}(\omega)$ с электрическим полем падающей волны $\mathbf{E}(\omega)$:

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{\partial \mathcal{H}^{\text{MO}}}{\partial E_i \partial E_j^*} = \varepsilon_{ij}^s + \varepsilon_{ij}^a, \quad (2.3)$$

где $\varepsilon_{ij}^s = \varepsilon_{ji}^s$ и $\varepsilon_{ij}^a = -\varepsilon_{ji}^a$ — симметричная и антисимметричная части тензора соответственно. Согласно принципу Онзагера эти вклады являются чётными и нечётными по отношению к обращению времени. В приближении рассматриваемой здесь недиссипативной среды симметричная и антисимметричная части тензора ε_{ij} являются действительной и мнимой соответственно.

На основании (2.2) и (2.3) можно записать выражения для компонент тензоров диэлектрической проницаемости, отвечающих за оптический и магнитооптический отклики среды. Так, первый член в разложении (2.2) даёт вклад в описывающую кристаллографическое преломление компоненту тензора ε_{ij} , которая не связана с магнитным порядком. Остальные члены описывают магнитооптические явления, которые можно разделить на линейные, квадратичные и билинейные по магнитным параметрам порядка. В таблице приведены выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости,

Таблица. Классификация магнитооптических и оптомагнитных явлений*. Для магнитооптических явлений приведены соответствующие компоненты тензора диэлектрической проницаемости (2.3), для оптомагнитных — эффективные поля (2.4)

Вклад в гамильтониан (2.2)	Магнитооптический эффект (2.3)		Оптомагнитный эффект (2.4)	
$\alpha_{ijk} E_i E_j^* M_k$	$\varepsilon_{ij}^a = \alpha_{ijk} M_k$	Ферромагнитный эффект Фарадея	$H_k^{\text{IFE}} = \alpha_{ijk} E_i E_j^*$	Обратный эффект Фарадея
$\alpha'_{ijk} E_i E_j^* L_k$	$\varepsilon_{ij}^a = \alpha'_{ijk} L_k$	Антиферромагнитный эффект Фарадея	$h_k^{\text{IFE}} = \alpha'_{ijk} E_i E_j^*$	Обратный эффект Фарадея
$\beta_{ijkl} E_i E_j^* M_k M_l$	$\varepsilon_{ij}^s = \beta_{ijkl} M_k M_l$	Магнитное линейное двупреломление (эффект Коттона – Мутона или Фохта)	$H_l^{\text{ICME}} = \beta_{ijkl} E_i E_j^* M_k$	Обратный эффект Коттона – Мутона
$\beta'_{ijkl} E_i E_j^* L_k L_l$	$\varepsilon_{ij}^s = \beta'_{ijkl} L_k L_l$		$h_l^{\text{ICME}} = \beta'_{ijkl} E_i E_j^* L_k$	
$\beta''_{ijkl} E_i E_j^* M_k L_l$	$\varepsilon_{ij}^s = \beta''_{ijkl} M_k L_l$		$H_k^{\text{ICME}} = \beta''_{ijkl} E_i E_j^* L_l$ $h_l^{\text{ICME}} = \beta''_{ijkl} E_i E_j^* M_k$	
* Включены только эффекты, наблюдаемые при взаимодействии света с недиссипативной средой.				

связанных с различными магнитооптическими явлениями.

На основании эффективного гамильтониана (2.2) можно получить выражения и для обратных магнитооптических, или оптомагнитных, явлений. Впервые возможность существования таких явлений была предсказана в работе [40], где на основе феноменологического анализа было получено выражение для намагниченности $\mathbf{M}^{\text{IFE}}(0) = \alpha \mathbf{D}(\omega) \times \mathbf{D}^*(\omega)$, индуцируемой в среде при её облучении циркулярно поляризованным светом. Здесь $\mathbf{D}(\omega)$ — вектор электрического смещения в среде, α — магнитооптическая восприимчивость, описывающая также и магнитооптический эффект Фарадея. Наведённый таким образом намагниченность обладает следующими свойствами. Она коллинеарна волновому вектору излучения, её знак меняется при изменении поляризации излучения с правоциркулярной на левоциркулярную, а её величина пропорциональна интенсивности излучения. Коэффициент пропорциональности α между индуцированной намагниченностью и интенсивностью света связан с магнитооптической восприимчивостью, определяющей также и ферромагнитный эффект Фарадея.

Экспериментально появление намагниченности в парамагнитных и диамагнитных средах при облучении их циркулярно поляризованным светом было продемонстрировано в работе [41]. Авторы этой работы назвали наблюдаемое явление "обратный эффект Фарадея" (Inverse Faraday Effect — IFE).

Квантово-механическая теория обратного эффекта Фарадея и других оптомагнитных явлений для термодинамически равновесных систем была развита в работе [38]. В частности, было показано, что циркулярно поляризованный свет действует на среду как эффективное магнитное поле, направленное по волновому вектору света: $\mathbf{H}^{\text{IFE}} = -\partial \mathcal{H}^{\text{MO}} / \partial \mathbf{M}$. При рассмотрении термодинамически равновесной ситуации такое эффективное поле приводит к возникновению лазерно-индуцированной намагниченности, описанной выше.

Таким образом, фемтосекундный лазерный импульс должен индуцировать не намагниченность [24], а импульс эффективного магнитного поля, направление которого определяется поляризацией излучения, а величина — интенсивностью. Как показано в [21, 22], для описания воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на среды, характеризующиеся наличием двух и более магнитных подрешёток, т.е. ферромагнетиков, антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков, следует ввести несколько лазерно-индуцированных полей:

$$\mathbf{H}^{\text{OM}} = -\frac{\partial \mathcal{H}^{\text{MO}}}{\partial \mathbf{M}}, \quad (2.4a)$$

$$\mathbf{h}^{\text{OM}} = -\frac{\partial \mathcal{H}^{\text{MO}}}{\partial \mathbf{L}}. \quad (2.4b)$$

Из таблицы, в которой приведены вклады в гамильтониан (2.2), линейные и квадратичные по ферромагнитному и антиферромагнитному векторам, и феноменологические выражения для эффективных лазерно-индуцированных полей (2.4), следует, что оптомагнитные явления могут наблюдаться при воздействии не только циркулярно поляризованных импульсов, индуцирующих эффективное поле $\mathbf{H}^{\text{IFE}}$, но и линейно поляризованных импульсов, создающих поле $\mathbf{H}^{\text{ICME}}$. В отличие от обратного эффекта Фарадея, возникающего в первом случае,

во втором случае может наблюдаться обратный эффект Коттона — Мутона (или, иначе, обратный эффект Фохта) [38]. Существенное различие между этими двумя явлениями состоит в том, что обратный эффект Фарадея может наблюдаться в пара- и диамагнитных средах, так как временная симметрия циркулярно поляризованного оптического импульса соответствует симметрии магнитного поля. Обратный эффект Коттона — Мутона, напротив, возможен лишь при наличии магнитного порядка или внешнего поля.

Для описания динамики спиновой системы, индуцированной сверхбыстрыми оптомагнитными явлениями, используют уравнение Ландау — Лифшица [42]. В случае сред с несколькими магнитными подрешётками, в частности двухподрешётчного антиферромагнетика, можно записать уравнение Ландау — Лифшица для каждой подрешётки. Однако, по нашему мнению, более удобным и информативным является подход, в котором модифицированные уравнения Ландау — Лифшица записываются для ферромагнитного $\mathbf{M}$ и антиферромагнитного $\mathbf{L}$ векторов [36, 43]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \mathbf{L} \times \mathbf{h}^{\text{eff}}), \quad (2.5a)$$

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = -\gamma(\mathbf{L} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \mathbf{M} \times \mathbf{h}^{\text{eff}}), \quad (2.5b)$$

где $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\partial(\mathcal{H} + \mathcal{H}^{\text{MO}}) / \partial \mathbf{M}$ и $\mathbf{h}^{\text{eff}} = -\partial(\mathcal{H} + \mathcal{H}^{\text{MO}}) / \partial \mathbf{L}$ — эффективные поля, $\mathcal{H}$ — гамильтониан магнитной системы. В общем случае в выражения для эффективных полей $\mathbf{H}^{\text{eff}}$ и $\mathbf{h}^{\text{eff}}$ входят эффективные обменные поля, эффективные поля магнитной анизотропии, а также внешнее магнитное поле. При рассмотрении сверхбыстрых оптомагнитных явлений в выражения для $\mathbf{H}^{\text{eff}}$ и $\mathbf{h}^{\text{eff}}$ вводятся зависящие от времени эффективные лазерно-индуцированные поля $\mathbf{H}^{\text{OM}}$ и $\mathbf{h}^{\text{OM}}$, приведённые в таблице.

В разделе 4 мы рассмотрим несколько экспериментальных примеров, которые демонстрируют основные особенности магнитной динамики, возбуждаемой в магнитных средах при сверхбыстрых оптомагнитных явлениях.

3. Экспериментальные методы исследования сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики в магнитных средах

3.1. Фемтосекундная магнитооптическая спектроскопия с временным разрешением

Регистрация динамического отклика магнитоупорядоченной среды на воздействие фемтосекундного лазерного импульса требует использования методик детектирования, имеющих необходимое субпикосекундное временное разрешение. Очевидно, что такое разрешение предоставляют сами фемтосекундные оптические импульсы. Магнитооптические эффекты, как линейные [37, 44, 45], так и нелинейные [46, 47], известны как эффективный инструмент изучения объёмных, поверхностных и интерфейсных магнитных свойств различных сред. Естественно, что среди различных методов экспериментального исследования лазерно-индуцированной динамики в магнитоупорядоченных средах наибольшее распространение получили именно магнитооптические.

При магнитооптическом методе исследования лазерно-индуцированные изменения величины и направления магнитного параметра порядка регистрируются на основе измерений магнитооптического отклика среды в ближнем инфракрасном и видимом спектральных диапазонах. Для этого на образец, обычно помещённый во внешнее магнитное поле, задающее равновесное направление намагниченности, воздействуют фемтосекундными лазерными импульсами накачки. Длительность импульсов составляет от ≈ 200 фс до всего лишь нескольких фемтосекунд. Плотность энергии в импульсе накачки варьируется от нескольких долей мДж см^{-2} для сильнопоглощающих сред до нескольких десятков мДж см^{-2} для слабопоглощающих материалов. Менее мощные (≈ 10 мкДж см^{-2}) импульсы зондирования, синхронизованные с импульсами накачки, используют для измерения величины того или иного магнитооптического эффекта как функции времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Выбор магнитооптического эффекта определяется прежде всего магнитными и магнитооптическими свойствами исследуемого образца. Так, измерение эффекта Фарадея для импульсов зондирования позволяет получить информацию о динамике компоненты намагниченности, направленной вдоль волнового вектора импульсов зондирования. Индуцированные импульсами накачки изменения магнитного линейного двупреломления, напротив, свидетельствуют об изменении компонент намагниченности или антиферромагнитного вектора, перпендикулярных направлению распространения импульсов зондирования. Для детектирования магнитной динамики в поглощающей среде, кроме эффектов Фарадея и Коттона – Мутона (Фохта), т.е. кругового и линейного двупреломления, очевидно, могут использоваться эффекты кругового и линейного дихроизма. Для исследования лазерно-индуцированной динамики в сильнопоглощающих средах измеряют временные изменения величины магнитооптических эффектов Керра [44], т.е. изменения поляризации отражённых от образца импульсов зондирования.

Отметим следующую особенность детектирования лазерно-индуцированной динамики в многоподрешёточных магнитных средах, например, в антиферромагнетиках. В общем случае возможность исследования стационарных свойств антиферромагнетиков, очевидно, предоставляют квадратичные по магнитному параметру порядка магнитооптические явления, такие как магнитное линейное двупреломление (см. таблицу). С другой стороны, для регистрации лазерно-индуцированной динамики антиферромагнетиков могут быть использованы как квадратичные, так и линейные магнитооптические эффекты [25, 29]. Действительно, в компенсированном антиферромагнетике прецессия намагниченностей подрешёток приводит не только к осцилляциям антиферромагнитного вектора $\mathbf{L}$, но и к появлению ненулевой динамической намагниченности [36]. Поэтому, с точки зрения детектирования лазерно-индуцированной когерентной спиновой прецессии в антиферромагнетиках, измерения динамических эффекта Фарадея и магнитного линейного двупреломления для импульсов зондирования позволяют получить взаимодополняющую информацию. Однако только квадратичные магнитооптические явления дают возможность детектировать также и изменения величины вектора антиферромагнетизма, являющиеся следствием, например,

некогерентной лазерно-индуцированной спиновой динамики [29].

Современные лазерные системы позволяют осуществлять перестройку центральной энергии фотона фемтосекундных импульсов в широком спектральном диапазоне. Как показано в ряде работ [26, 29, 48, 49], эта степень свободы существенно расширяет возможности магнитооптического зондирования сверхбыстрой магнитной динамики. Так, использование импульсов зондирования в разных спектральных областях может в ряде случаев дать возможность разделить вклады в измеряемые динамические магнитооптические сигналы от разных магнитных подсистем [48], т.е. частично преодолеть такое существенное ограничение магнитооптического зондирования, как его спектральная интегральность. Но наиболее интересным, очевидно, представляется изучение отклика магнитоупорядоченной среды на воздействие фемтосекундными лазерными импульсами с разной центральной энергией фотона. Такие эксперименты, во-первых, могут выявить микроскопические механизмы возбуждения магнитной динамики, поскольку позволяют связать отклик среды на возбуждение фемтосекундным лазерным импульсом с особенностями её электронной структуры. Во-вторых, при наличии нескольких спектрально-зависимых механизмов возбуждения спиновой динамики спектральная перестройка импульсов накачки открывает возможность управления вкладами от этих механизмов. В разделе 4.3 приведён пример управления когерентной и некогерентной спиновой динамикой в антиферромагнетике KNiF_3 посредством перестройки центральной энергии фотона импульса накачки.

Следует отметить, что магнитооптические методы изучения лазерно-индуцированной магнитной динамики имеют ряд ограничений. Во-первых, возбуждение среды фемтосекундным лазерным импульсом в общем случае приводит к изменению не только магнитных параметров среды, но и её оптических свойств. Оптические и магнитооптические восприимчивости, связывающие изменение поляризации импульсов зондирования с изменениями намагниченности среды, могут отличаться от своих стационарных значений и иметь свою динамику. В связи с этим интерпретация результатов магнитооптических экспериментов во многих случаях оказывается неоднозначной, что, прежде всего, имеет место при изучении лазерно-индуцированной динамики в металлах ввиду интенсивного поглощения [50]. Во-вторых, в случае сред со сложной магнитной структурой или гетероструктур на основе нескольких магнитных слоёв разделение динамики различных составляющих является нетривиальной задачей, решение которой оказывается возможным только в отдельных случаях [48, 51]. Поэтому в настоящее время для изучения лазерно-индуцированной магнитной динамики всё большее распространение получают методики, дополняющие магнитооптические. К ним относятся, прежде всего, рентгеновские магнитооптические методики с фемтосекундным временным разрешением, фемтосекундная терагерцевая спектроскопия и спин-поляризованная фотоэмиссия. Тем не менее магнитооптические методики остаются важным средством изучения сверхбыстрой магнитной динамики. Это обусловлено целым рядом их достоинств, таких как относительная простота и доступность, хорошая степень пространственной локальности,

универсальность, позволяющая изучать динамику в средах с различными магнитными структурами.

3.2. Одноимпульсная фемтосекундная магнитооптическая микроскопия с временным разрешением

Важным развитием методов исследования лазерно-индуцированной магнитной динамики явилась разработка одноимпульсной магнитооптической микроскопии с фемтосекундным временным разрешением. Главными отличиями этой методики от описанной в разделе 3.1 являются использование одиночных импульсов накачки и зондирования вместо последовательностей из нескольких сотен таких импульсов и получение магнитооптического изображения с помощью импульса зондирования.

Основным достоинством этой методики является возможность одновременного изучения пространственной и временной динамики магнитной системы с высоким разрешением. Впервые, по-видимому, этот метод был применён в работе [52] для исследования лазерно-индуцированного размагничивания в пермаллое. Впоследствии магнитооптическая микроскопия с фемтосекундным временным разрешением сыграла важную роль в выявлении механизмов сверхбыстрого оптического переключения намагниченности в металлах [53, 54].

По нашему мнению, использование пространственного разрешения в методике накачки–зондирования особенно важно при изучении пороговых процессов. Действительно, в этом случае характер лазерно-индуцированной динамики может существенно изменяться в пределах области, подвергающейся воздействию импульса накачки, имеющего, как правило, гауссово пространственное распределение интенсивности. В разделе 4.3 мы покажем, что метод фемтосекундной магнитооптической микроскопии с временным разрешением значительно расширяет возможности исследования лазерно-индуцированной магнитной динамики, в частности вблизи фазовых переходов.

4. Сверхбыстрые оптомагнитные явления в магнитных диэлектриках

4.1. Экспериментальное наблюдение сверхбыстрых обратных эффектов Фарадея и Коттона–Мутона

Возбуждение спиновой динамики за счёт сверхбыстрого обратного магнитооптического эффекта Фарадея впервые было исследовано в редкоземельном ортоферрите DyFeO_3 [20]. Редкоземельные ортоферриты $R\text{FeO}_3$, где R — ион иттрия Y^{3+} или редкоземельный ион, кристаллизуются в ромбически искажённой структуре перовскита. При температурах порядка температуры Нееля $T_N \approx 650$ К магнитные моменты ионов железа Fe^{3+} формируют четыре антиферромагнитно-связанные подрешётки $\mathbf{M}_{1-4}$ [55, 56]. Взаимодействие Дзялошинского приводит к скосу подрешёток и возникновению ненулевой объёмной намагниченности, т.е. редкоземельные ортоферриты являются слабыми ферромагнетиками. Для описания магнитной структуры ортоферрита вводят ферромагнитный, $\mathbf{M} = \sum_i \mathbf{M}_i$, и антиферромагнитный, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$, векторы. При температурах ниже 5 К может возникнуть магнитный порядок в редкоземельной подрешётке. В зависимости от типа редкоземельного иона в ортоферритах могут наблю-

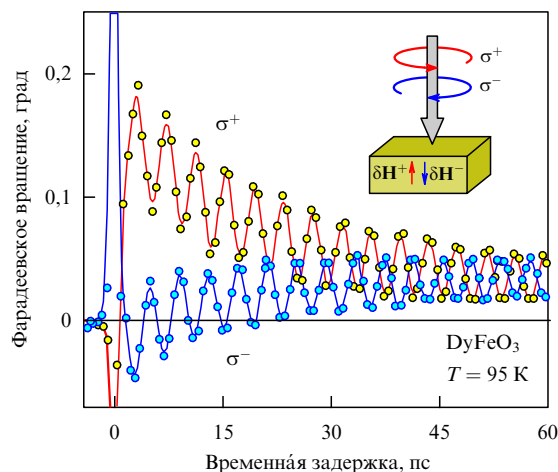


Рис. 1. Динамика поворота плоскости поляризации импульсов зондирования после возбуждения слабого ферромагнетика DyFeO_3 200-фемтосекундными импульсами накачки с правой (σ^+) и левой (σ^-) круговыми поляризациями с центральной энергией фотона 1,55 эВ и плотностью энергии в импульсе 30 мДж см^{-2} . На вставке: воздействие циркулярно поляризованного лазерного импульса эквивалентно воздействию короткого импульса эффективного магнитного поля $\mathbf{H}$ [20].

даться ориентационные фазовые переходы 1-го и 2-го рода [55–57]. Ортоферрит диспрозия при температурах выше 51,6 К [55, 57] является слабым ферромагнетиком, в котором векторы $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ ориентированы вдоль кристаллографических осей c и a соответственно.

На рисунке 1 показан результат фемтосекундного магнитооптического эксперимента "накачка–зондирование" (см. раздел 3.1) по возбуждению монокристалла DyFeO_3 циркулярно поляризованными импульсами длительностью 200 фс с центральной энергией фотона 1,55 эВ. Волновой вектор импульсов накачки был направлен перпендикулярно плоскости ac , в которой находятся векторы $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$. Как видно из рис. 1, воздействие импульсов с правой и левой циркулярной поляризацией приводит к возникновению осцилляций поляризации импульсов зондирования. Анализ частоты этих осцилляций, а также их температурных зависимостей показал, что они свидетельствуют о лазерно-индуцированной прецессии намагниченности.

Важнейшим результатом этого исследования было то, что импульсы с правой и левой циркулярной поляризацией возбуждали прецессию с противоположными начальными фазами. Таким образом, процесс возбуждения можно описать как действие короткого импульса лазерно-индуцированного эффективного поля (2.4), т.е. как сверхбыстрый обратный эффект Фарадея. Эффективное поле приводит к отклонению намагниченности от равновесного направления. Величину этого отклонения можно найти, подставив в уравнение Ландау–Лифшица (2.5) эффективное поле (2.4), величина и длительность которого определяются интенсивностью и длительностью лазерного импульса, а также магнитооптической восприимчивостью среды. На основе анализа амплитуды возбуждаемой прецессии в [20] получена оценка величины эффективного лазерно-индуцированного поля 0,03 Тл для эксперимента, результаты которого показаны на рис. 1. Действие лазерного импульса с центральной энергией фотона 1,55 эВ, длительностью 200 фс и

плотностью энергии 500 мДж см^{-2} на диспрозиевый ортоферрит должно быть эквивалентно действию 200-фемтосекундного импульса эффективного поля (2.4) на пружённостью 5 Тл.

Сопоставление магнитооптических и оптомагнитных эффектов указывает на возможность возбуждения прецессии линейно поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами. Действительно, согласно таблице, можно ожидать возникновения эффективного поля, отвечающего обратному эффекту Коттона–Мутона. Впервые возможность возбуждения прецессии намагниченности линейно поляризованными импульсами была продемонстрирована экспериментально для слабого ферромагнетика FeBO_3 [21], который имеет ромбоэдрическую кристаллическую структуру типа кальцита. Магнитные моменты ионов железа формируют две подрешётки, $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$, связанные антиферромагнитно. Взаимодействие Дзялошинского приводит, как и в случае ортоферритов, к скосу подрешёток и возникновению ненулевой объёмной намагниченности. Статическая магнитная структура бората железа описывается двумя векторами: $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Этот двухподрешёточный слабый антиферромагнетик является модельным объектом для анализа возбуждения магнитной прецессии на основе уравнений (2.4) и выражений для эффективных лазерно-индуцированных полей (см. таблицу).

Как видно из рис. 2а, при воздействии на монокристалл бората железа фемтосекундных линейно поляризованных лазерных импульсов наблюдается возбужде-

ние прецессии намагниченности и антиферромагнитного вектора, причём начальная фаза прецессии имеет периодическую зависимость (рис. 2в) от азимутального угла (рис. 2б) линейной поляризации импульсов накачки. Проведённое в [22] детальное рассмотрение показало, что возбуждение прецессии линейно поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами действительно можно рассматривать как проявление сверхбыстрого обратного эффекта Коттона–Мутона (см. таблицу). В этом слабом ферромагнетике $L \gg M$, поэтому в возбуждении прецессии за счёт оптомагнитного эффекта Коттона–Мутона доминирует эффективное поле $\mathbf{h}^{\text{OM}} = -\partial \mathcal{H}^{\text{MO}} / \partial \mathbf{L}$ (2.4б), связанное с $\mathbf{L}$ -членами в разложении (2.1). Аналогичный вывод был сделан в [22] и относительно сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея.

Таким образом, как экспериментально, так и на основе феноменологического анализа было продемонстрировано, что учёт многоподрешёточной магнитной структуры играет важную роль в интерпретации лазерно-индуцированной динамики в магнитных диэлектриках. К настоящему времени целый ряд экспериментов показал, что избирательные отклики магнитных подрешёток на возбуждение фемтосекундными лазерными импульсами играют важнейшую роль в сверхбыстрой динамике намагниченности не только при оптомагнитном [58], но и при других механизмах взаимодействия [5, 59].

В целом ряде экспериментальных работ было показано, что сверхбыстрые обратные эффекты Фарадея и Коттона–Мутона позволяют возбуждать прецессию намагниченности в диэлектриках с различными магнитными структурами, таких как ферромагнетики [9, 10, 27, 58, 60, 61], антиферромагнетики [25, 28–30], слабые ферромагнетики [20–22], ферромагнетики [32] и хиральные магнетики [31].

4.2. Микроскопические механизмы сверхбыстрых обратных оптомагнитных явлений

Уже в первой работе по лазерно-индуцированному возбуждению и управлению когерентной прецессией намагниченности в диэлектрике DyFeO_3 [20] было сделано предположение, что микроскопическим механизмом процесса является стимулированное рамановское рассеяние на магнонах [62]. На рисунке 3 схематически представлен такой процесс, в который вовлечены два фотона с частотами ω и $\omega - \Omega$ и магнон с частотой Ω . В описанных выше экспериментах период $2\pi/\Omega$ когерентной спиновой прецессии, возбуждаемой фемтосекундными лазерными импульсами, составлял от нескольких десятков пикосекунд до нескольких наносекунд, т.е. был много больше длительности возбуждающего импульса. Таким образом, спектральная ширина импульса превышает частоту магнона, и в его спектре присутствуют пары фотонов, удовлетворяющие условию возникновения стимулированного рамановского рассеяния, что приводит к возбуждению когерентных магнонов. В работе [21], для того чтобы подчеркнуть особенность данного процесса при фемтосекундном возбуждении, было предложено название *импульсное стимулированное рамановское рассеяние* (ISPP) (Impulsive Stimulated Raman Scattering — ISRS) на магнонах, т.е. была использована терминология, применяемая при описании лазерно-индуцированного возбуждения когерентных колебаний решётки, или

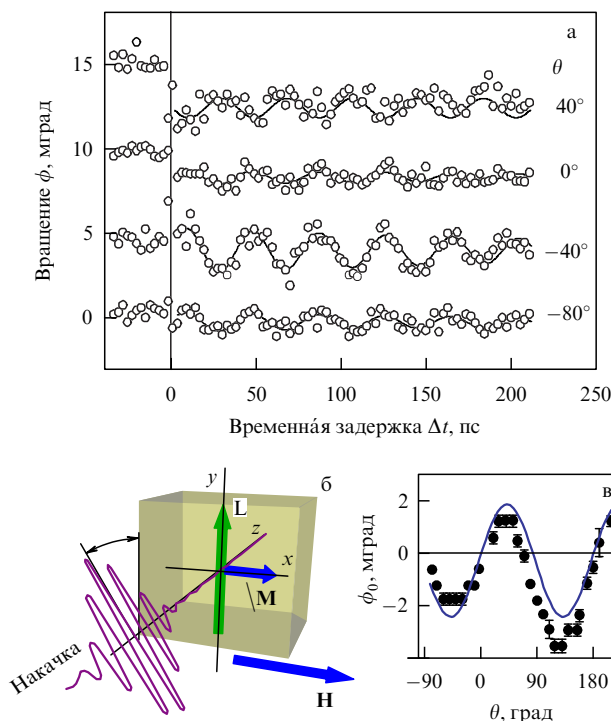


Рис. 2. (а) Временная зависимость поворота плоскости поляризации $\phi(t)$ импульсов зондирования после воздействия линейно поляризованных 100-фемтосекундных импульсов на слабый ферромагнетик FeBO_3 . (б) Геометрия эксперимента, θ — азимутальный угол, описывающий линейную поляризацию импульсов накачки. (в) Зависимость амплитуды лазерно-индуцированной прецессии ϕ_0 от азимутального угла θ [22].

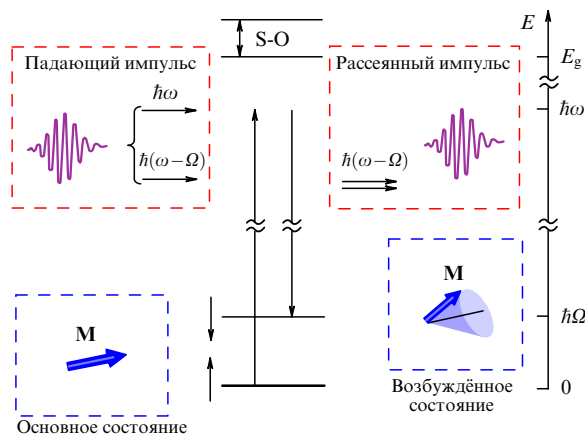


Рис. 3. Схематическое представление процесса импульсного стимулированного рамановского рассеяния на магнонах. Фемтосекундный лазерный импульс с центральной энергией фотона ω ниже края фундаментального поглощения ($\hbar\omega < E_g$) содержит пары фотонов, разница между частотами которых соответствует частоте магнона Ω в среде. Такие пары фотонов участвуют в процессе стимулированного рамановского рассеяния, в результате которого происходит генерация когерентных магнонов с частотой Ω . S-O — спин-орбитальное расщепление возбуждённых состояний, дающее вклад в магнитооптический и оптомагнитный отклики среды.

импульсного стимулированного рамановского рассеяния на фононах [63, 64].

Феноменологическая теория ИСРР на магнонах для сред с различным типом магнитного упорядочения была разработана в [23]. Следует отметить, что в [23] использован подход к описанию процесса взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с магнитоупорядоченной средой, отличный от рассмотренного выше подхода, в котором воздействие фемтосекундного лазерного импульса описывается импульсом эффективного поля, а отклик магнитной системы на такое воздействие — уравнением Ландау–Лифшица. Вместо этого был применён классический гамильтонов формализм для описания волновых процессов [65, 66]. В [22] на примере анализа возбуждения когерентной прецессии в слабом ферромагнетике FeBO_3 была показана справедливость применения как подхода, основанного на введении лазерно-индуцированных эффективных полей в уравнение Ландау–Лифшица, так и подхода на основе гамильтонова формализма. Модели построения микроскопической теории возбуждения когерентной спиновой прецессии импульсным стимулированным рамановским рассеянием рассматривались в работах [67, 68].

4.3. Селективное возбуждение магнитной динамики за счёт сверхбыстрых оптомагнитных явлений

Как феноменологическое введение эффективных лазерно-индуцированных полей (см. таблицу), так и теория импульсного стимулированного рамановского рассеяния на магнонах [28] основываются на приближении недиссипативной среды. Однако во всех рассмотренных выше средах оптическое поглощение для энергий фотона импульсов накачки (типичное значение 1,55 эВ) составляло от нескольких десятков до нескольких сотен см^{-1} . Наличие конечного поглощения ставит вопрос о справедливости подхода, в котором им пренебрегается, и ответ может быть получен в экспериментальном исследовании. Кроме того, в ряде работ (см., например, [17])

предполагалось, что наличие поглощения, неизбежно приводящего к нагреву решётки, не позволяет осуществить избирательное оптическое возбуждение, которое оказывает воздействие исключительно на спиновую систему.

Важным экспериментом, подтвердившим справедливость подхода к описанию поляризационно-зависимого возбуждения когерентных магнонов в диэлектриках, стало исследование магнитной динамики в антиферромагнетике KNiF_3 [29]. Этот материал с идеальной кубической структурой перовскита является модельным гейзенберговским антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N = 246$ К [69]. Выбор данного материала для изучения вопроса о роли поглощения в возбуждении магнитной динамики посредством сверхбыстрых оптомагнитных эффектов был обусловлен его оптическими свойствами. Ширина запрещённой зоны KNiF_3 составляет более 6 эВ [70], что существенно превышает типичные значения около 3 эВ для оксидов железа, обсуждавшихся выше. На рисунке 4а приведён спектр поглощения монокристалла KNiF_3 [29]. Как можно увидеть, в спектральном диапазоне энергий фотона 0,8–4,8 эВ данный материал имеет относительно слабые (коэффициент поглощения составляет около 100 см^{-1}) полосы поглощения, связанные с локализованными переходами между 3d-состояниями ионов Ni^{3+} , расщеплёнными кристаллическим полем лигандов [71]. В диапазоне энергий фотона около 2,2 эВ этот материал имеет окно прозрачности, в котором коэффициент поглощения весьма мал.

Экспериментальное исследование лазерно-индуцированной магнитной динамики в KNiF_3 показало, что фемтосекундные лазерные импульсы с центральной энергией фотона 2,2 эВ в окне прозрачности эффективно возбуждают когерентную спиновую прецессию (рис. 4б). Поляризационные зависимости амплитуды и фазы прецессии находились в полном соответствии с моделью сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея и ИСРР. Полученные результаты позволили экспериментально подтвердить справедливость рассмотрения сверхбыстрых оптомагнитных эффектов в приближении недиссипативной среды.

Сравнение амплитуд спиновой прецессии в KNiF_3 , возбуждаемой лазерными импульсами с центральной энергией фотона 2,2 эВ и с энергиями, соответствующими полосам поглощения (рис. 4а), показало, что поглощение на d–d-переходах не приводит к увеличению эффективности возбуждения. В то же время поглощение части энергии лазерных импульсов оказывает существенное влияние на эффективность и механизм возбуждения некогерентной спиновой динамики. Действительно, оптическое поглощение в диэлектрических оксидах и фторидах переходных металлов в ближней инфракрасной и видимой частях спектрального диапазона определяется локализованными переходами между 3d-состояниями ионов. Возбуждённые состояния в 3d-оболочке характеризуются короткими временами жизни, порядка нескольких сотен фемтосекунд, и в результате поглощённая энергия лазерного импульса передаётся посредством безызлучательных процессов в решётку, приводя к возбуждению некогерентных фононов, т.е. к нагреву решётки. Одним из следствий лазерно-индуцированного нагрева решётки, т.е. фононной подсистемы, является увеличение спиновой температуры [10, 72–74], возникающее вследствие фонон-магнонного взаимодействия.

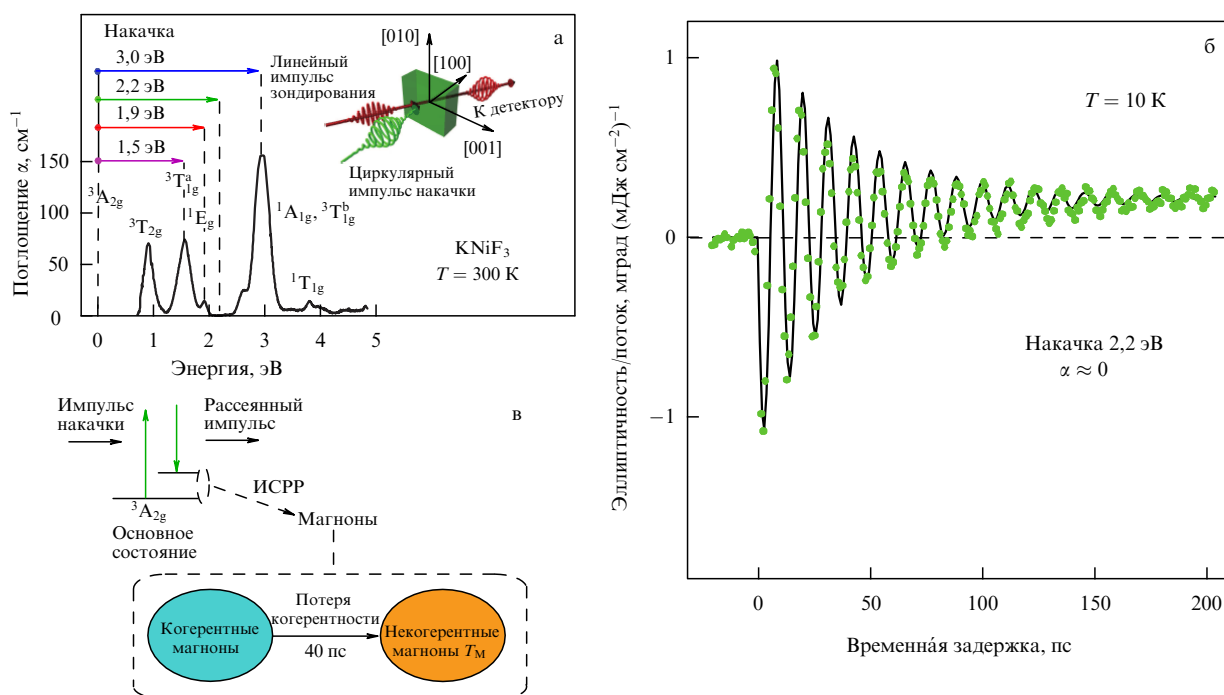


Рис. 4. (а) Спектр поглощения KNiF_3 при комнатной температуре. Стрелками показаны энергии фотонов импульсов накачки, использованных для возбуждения когерентной спиновой прецессии. На вставке представлена геометрия эксперимента. (б) Динамика эллиптичности поляризации импульсов зондирования после возбуждения антиферромагнетика KNiF_3 правополяризованными импульсами накачки длительностью 35 фс с центральной энергией фотона 2,2 эВ. Форма сигнала обусловлена осцилляциями антиферромагнитного вектора $\mathbf{L}$. Отличие сигнала на временах задержки более 100 пс от сигнала при отрицательных временах задержки связано с изменением длины антиферромагнитного вектора $\mathbf{L}$, т.е. с лазерно-индуцированным размагничиванием. (в) Схематическое представление процесса избирательного лазерно-индуцированного возбуждения спиновой системы [29].

Характерные времена размагничивания в диэлектриках составляют несколько сотен пикосекунд.

В эксперименте увеличение эффективной спиновой температуры проявляется как размагничивание, которое можно рассматривать как вариант некогерентной лазерно-индуцированной спиновой динамики. При температурах, существенно меньших температуры перехода в парамагнитное состояние, величина размагничивания составляет несколько долей процента. Это, наряду с большим характерным временем, является принципиальным отличием данного процесса от лазерно-индуцированного размагничивания в металлах [3], которое в ряде случаев может достигать 100 %. Тем не менее полное лазерно-индуцированное размагничивание в диэлектриках вследствие фонон-магнонного взаимодействия может быть реализовано в диапазоне температур несколько кельвинов в непосредственной близости к температуре перехода в парамагнитное состояние [10, 72].

Такой процесс размагничивания с характерным временем около 100 пс наблюдался и в KNiF_3 как медленное лазерно-индуцированное изменение эллиптичности поляризации импульсов зондирования при возбуждении лазерными импульсами с энергиями фотона 1,5, 1,9, 3,0 эВ. Вопреки ожиданиям, размагничивание наблюдалось также и при возбуждении в области прозрачности 2,2 эВ (рис. 4б). Характерное время этого процесса существенно отличалось от времени размагничивания, основанного на фонон-магнонном взаимодействии, и составляло 40 пс. Эта же величина характеризовала и время затухания когерентной спиновой прецессии. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что повышение эффективной температуры спино-

вой системы при возбуждении диэлектрика фемтосекундными импульсами в области прозрачности происходит в результате потери когерентности магнонов, индуцированных сверхбыстрым обратным эффектом Фарадея (рис. 4в).

Таким образом, в работе [29] показано, что при отсутствии оптического поглощения возбуждение спиновой подсистемы фемтосекундными лазерными импульсами может быть избирательным — часть энергии лазерного импульса передаётся исключительно в спиновую подсистему через возбуждение когерентной прецессии за счёт сверхбыстрых оптомагнитных эффектов. Последующая потеря когерентности спиновой прецессии приводит к увеличению эффективной спиновой температуры. Следует отметить, что равенство времени потери когерентности спиновой прецессии и времени увеличения эффективной спиновой температуры служит критерием, по которому можно судить о реализации избирательного возбуждения спиновой системы фемтосекундным лазерным импульсом [29].

5. Сверхбыстрые оптомагнитные эффекты как способ управления лазерно-индуцированными фазовыми переходами

Несмотря на то что лазерный импульс может приводить к возбуждению когерентной спиновой прецессии даже в отсутствие оптического поглощения, последнее в той или иной мере присутствует в большинстве сред и может оказывать влияние на процесс взаимодействия. Кроме рассмотренного в разделе 4.3 размагничивания, результатом лазерно-индуцированного нагрева решётки может

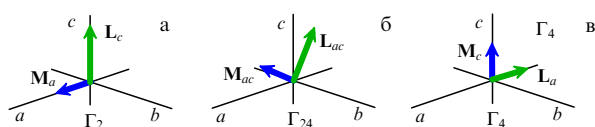


Рис. 5. Ориентационные переходы 2-го рода в редкоземельных ортоферритах: ориентации ферромагнитного $\mathbf{M}$ и антиферромагнитного $\mathbf{L}$ векторов в редкоземельном ортоферрите при температурах (а) ниже температуры T_1 , (б) в интервале $T_2 - T_1$ и (в) выше температуры T_2 .

быть также изменение величины магнитной анизотропии [74]. Как и в случае размагничивания, наиболее ярко этот эффект должен проявляться вблизи ориентационных фазовых переходов, вызываемых изменением магнитокристаллической анизотропии [8].

Модельными материалами для изучения динамики намагниченности, связанной с лазерно-индуцированными фазовыми переходами, являются редкоземельные ортоферриты $R\text{FeO}_3$, свойства которых описаны в разделе 4.1. Магнитная анизотропия в этих материалах имеет конкурирующие вклады от одноионной анизотропии ионов железа Fe^{3+} и анизотропного обмена $\text{Fe}^{3+} - R^{3+}$. В результате различные температурные зависимости этих двух вкладов приводят к возникновению ориентационных фазовых переходов, например, таких, при которых происходит переориентация векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ в плоскости ac (рис. 5). Энергию магнитной анизотропии ортоферрита в этом случае можно представить в виде

$$\Phi(T) = K_1(T) \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi + \text{const},$$

где ϕ — угол между намагниченностью и кристаллографической осью c , $K_1(T)$ и K_2 — параметры анизотропии, изменение которых приводит к возникновению ориентационных фазовых переходов [55–57]. В зависимости от знака K_2 и от соотношения между $K_1(T)$ и K_2 в ортоферритах при изменении температуры могут наблюдаться ориентационные фазовые переходы 1-го или 2-го рода. В дальнейшем мы будем обсуждать случай $K_2 > 0$, в котором могут иметь место фазовые переходы 2-го рода [57].

В качестве примера рассмотрим тулиевый ортоферрит TmFeO_3 , в котором при температурах ниже температуры Нееля $T_N = 632$ К параметр анизотропии $K_1(T) > 0$. При этом намагниченность $\mathbf{M}$ и антиферромагнитный вектор $\mathbf{L}$ направлены вдоль осей c и a соответственно и материал находится в фазе Γ_4 [56] (рис. 5в). При понижении температуры при $T_2 = 91$ К происходит фазовый переход 2-го рода, соответствующий условию $K_1(T_2) = 0$. При этом равновесной становится угловая фаза Γ_{24} , в которой векторы $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ поворачиваются в плоскости ac (рис. 5б). Дальнейшее понижение температуры до $T_1 = 80$ К приводит к возникновению второго фазового перехода 2-го рода при $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$. В этой низкотемпературной фазе Γ_2 векторы $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ направлены вдоль осей a и c соответственно (рис. 5а). Следует заметить, что тип редкоземельного ортоферрита оказывает влияние не только на характер ориентационных переходов, но и на их температуры [55].

В работе [8] показано, что при воздействии 100-фемтосекундными лазерными импульсами на тулиевый 5 УФН, т. 185, № 10

ортоферрит, находящийся в фазе Γ_2 или Γ_{24} , наблюдается спиновая переориентация на временах около 5 пс. Данный процесс становится тем более ярко выраженным, чем ближе начальная температура образца к величине $T_1 = 80$ К. Эти процессы исчезают, если начальная температура образца выше $T_2 = 91$ К.

Таким образом, в работе [8] впервые было показано, что спин-ориентационный фазовый переход 2-го рода в редкоземельном ортоферрите может быть индуцирован фемтосекундным лазерным импульсом, причём время возникновения этого перехода составляет несколько пикосекунд. Следует отметить, что лазерно-индуцированные ориентационные фазовые переходы как 2-го, так и 1-го рода наблюдались в ортоферритах ErFeO_3 , SmFeO_3 , HoFeO_3 , а также в ряде твёрдых растворов ортоферритов $(R_1, R_2)\text{FeO}_3$, где R_1 и R_2 — разные редкоземельные ионы [14, 34, 75–77].

В работе [76] было изучено влияние начальной температуры образца на время, которое необходимо для возникновения лазерно-индуцированного фазового перехода в ортоферрите эрбия ErFeO_3 . Показано, что чем ниже начальная температура образца ($T_0 < T_1$) и чем меньше плотность энергии в импульсе накачки, тем больше задержка между моментами воздействия импульса накачки и возникновения ориентационного фазового перехода. Этот результат позволил выявить важные особенности механизма лазерно-индуцированного перехода. Как и предполагалось, данный термический механизм основан на поглощении энергии лазерного импульса на локализованных переходах в 3d-оболочке ионов железа. За счёт безызлучательных переходов происходит передача энергии в решётку за относительно малое время, порядка нескольких сотен фемтосекунд. На следующем этапе повышение температуры фононов, т.е. решётки, приводит к изменению заселённости подуровней редкоземельных ионов и, как следствие, к изменению их магнитных моментов. Именно это изменение влияет на анизотропный $R^{3+} - \text{Fe}^{3+}$ -обмен, дающий вклад в магнитную анизотропию. Однако характерное время электрон-фононного взаимодействия для редкоземельных ионов составляет несколько пикосекунд, что, в частности, находит отражение в намного более узких линиях поглощения редкоземельных ионов по сравнению с широкими полосами поглощения ионов железа в ортоферритах [78]. Таким образом, именно время электрон-фононного взаимодействия, составляющее несколько пикосекунд для редкоземельных ионов, определяет, в какой момент времени после воздействия лазерного импульса произойдёт фазовый переход.

Как показано выше, воздействие лазерного импульса на редкоземельный ортоферрит в низкотемпературной фазе Γ_2 приводит к возникновению новой фазы Γ_{24} или Γ_4 с новым направлением оси анизотропии, что может рассматриваться как способ сверхбыстрого управления направлением намагниченности. Однако в отсутствие внешнего магнитного поля или иного условия, однозначно определяющего ориентацию намагниченности в новой лазерно-индуцированной фазе, рассмотренный выше сверхбыстрый фазовый переход должен приводить к возникновению многодоменного состояния, в котором могут иметь место два (в фазе Γ_4) или четыре (в фазе Γ_{24}) типа магнитных доменов.

С другой стороны, благодаря умеренному оптическому поглощению ортоферритов в ближней инфракрас-

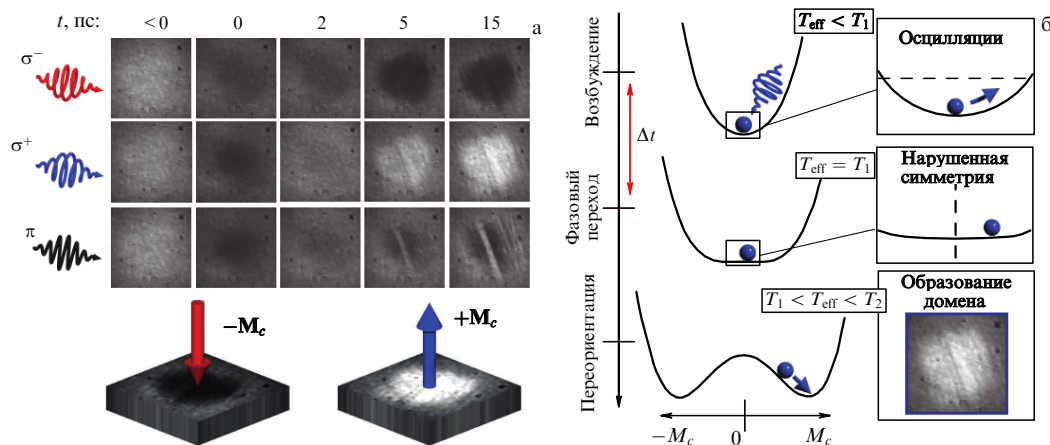


Рис. 6. (а) Одноимпульсные магнитооптические изображения в пластинке (91 мкм) монокристалла $(\text{Sm}_{0.5}\text{Pr}_{0.5})\text{FeO}_3$ с нормалью вдоль оси c , полученные для различных времён задержки t после воздействия фемтосекундных лазерных импульсов с циркулярной (σ^+ , σ^-) или линейной (π) поляризациями. Начальная температура образца была ниже температуры фазового перехода T_1 . Светлые и тёмные области соответствуют противоположным знакам проекции намагниченности на нормаль образца (см. изображения в нижней части рисунка). Серые области соответствуют ориентации намагниченности в плоскости образца. (б) Схематическое изображение изменения профиля энергии магнитной анизотропии (сверху вниз): во время возбуждения, в момент фазового перехода и в конечном состоянии. Показано также положение намагниченности в соответствующие моменты времени [14].

ной части спектрального диапазона [78] лазерно-индуцированный фазовый переход и возбуждение прецессии за счёт сверхбыстрых обратных оптомагнитных эффектов могут сосуществовать в определённом диапазоне температур вблизи температуры фазовых переходов [75]. В связи с этим интересной представляется идея использования баланса между двумя этими процессами для реализации управления ориентационным фазовым переходом циркулярно поляризованными лазерными импульсами.

Такая возможность была протестирована экспериментально в [14]. Методом одноимпульсной магнитооптической микроскопии с временным разрешением (см. раздел 3.2) была исследована пространственно-временная динамика намагниченности в твёрдом растворе ортоферрита $(\text{Sm}_{0.5}\text{Pr}_{0.5})\text{FeO}_3$ при его возбуждении одиночными циркулярно или линейно поляризованными импульсами. Возбуждение и получение соответствующих магнитооптических изображений проводились в отсутствие внешнего магнитного поля. На рисунке 6а представлены результаты такого эксперимента, показывающие, что одиночный фемтосекундный лазерный импульс индуцирует фазовый переход $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_{24}$, время возникновения которого составляет несколько пикосекунд, в полном согласии с данными предыдущих экспериментов. В случае возбуждения линейно поляризованным импульсом через 5 пс отчётливо наблюдалось формирование многодоменной структуры, как и следовало ожидать. Однако при возбуждении импульсами с правой (σ^+) или левой (σ^-) циркулярными поляризациями наблюдалось формирование одиночного домена с направлением намагниченности, однозначно связанным с поляризацией лазерного импульса. Таким образом, в данном эксперименте впервые было продемонстрировано управление лазерно-индуцированным ориентационным фазовым переходом.

Рисунок 6б иллюстрирует механизм такого управления. С одной стороны, воздействие лазерного импульса приводит к возникновению фазового перехода, как обсуждалось в разделе 4.2. Этот процесс показан как

изменение профиля энергии анизотропии. С другой стороны, при воздействии циркулярно поляризованного импульса имеет место сверхбыстрый обратный эффект Фарадея (см. раздел 4), приводящий к импульсному возбуждению прецессии намагниченности. На рисунке 6б это показано как отклонение намагниченности от положения равновесия в момент возбуждения. Таким образом, в момент, когда происходит лазерно-индуцированный фазовый переход, вырождение между новыми минимумами снимается динамически благодаря прецессии намагниченности. Следует отметить, что, согласно результатам предыдущих экспериментов, типичное отклонение намагниченности от положения равновесия за счёт сверхбыстрых обратных магнитооптических эффектов составляет несколько долей градуса или несколько градусов. Однако даже такого слабого отклонения оказывается достаточно для динамического снятия вырождения между минимумами в фазе Γ_{24} .

На рисунке 6б представлен сценарий, согласно которому время возникновения фазового перехода несколько превышает половину периода прецессии намагниченности, возбуждаемой сверхбыстрым обратным эффектом Фарадея. Как отмечено выше, время, необходимое для возникновения фазового перехода, определяется начальной температурой образца и энергией возбуждающего импульса [75]. Например, уменьшая начальную температуру образца, это время можно увеличить таким образом, чтобы оно стало больше половины периода прецессии. Соответственно, изображённая на рис. 6б картина изменится, и система окажется в другом минимуме энергии анизотропии. Таким образом, изменяя начальную температуру образца или плотность энергии в импульсе накачки, можно управлять направлением намагниченности в лазерно-индуцированном домене даже при возбуждении образца одиночными импульсами с одной и той же циркулярной поляризацией. Это и было продемонстрировано экспериментально в [14].

Следует отметить, что в данном эксперименте управление намагниченностью оказалось возможным благодаря сверхбыстрому обратному эффекту Фарадея, так

как именно он был доминирующим оптомагнитным эффектом в данном материале. В общем случае можно ожидать, что аналогичный механизм управления ориентационным фазовым переходом можно реализовать и для линейно поляризованного импульса в среде, где доминирующим будет сверхбыстрый обратный эффект Коттона–Мутона.

Как обсуждалось в разделе 4.2, микроскопическим механизмом сверхбыстрых оптомагнитных эффектов является импульсное стимулированное рамановское рассеяние. С этой точки зрения возбуждение когерентных магнонов за счёт сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея, лежащее в основе управления ориентационным фазовым переходом, аналогично возбуждению когерентных фононов [63, 64]. В связи с этим можно предположить, что аналогичный сценарий может быть реализован для управления структурными или сегнетоэлектрическими переходами, при которых динамическое снятие вырождения будет осуществляться благодаря импульсному поляризационно-зависимому возбуждению когерентных фононов.

В заключение обсуждения управления сверхбыстрыми ориентационными переходами следует отметить, что рассмотренный выше сценарий эффективен в случае переходов 2-го рода. Управление лазерно-индуцированными переходами 1-го рода также возможно за счёт сверхбыстрых оптомагнитных явлений, но оно имеет особенности, связанные с типом ориентационного перехода, как показано в [34].

6. Заключение

Целью данной статьи было показать, что сверхбыстрые оптомагнитные явления являются эффективным средством возбуждения и управления динамикой спиновой системы. Эти явления заключаются в том, что фемтосекундный лазерный импульс с определённой поляризацией действует на магнитоупорядоченную среду как короткий импульс эффективного поля. Направление и величина этого поля определяются как параметрами лазерного импульса: интенсивностью, спектральным составом, длительностью и поляризацией, — так и свойствами самой среды, прежде всего её магнитооптической восприимчивостью, а также типом магнитного упорядочения.

Полученные за последние 10 лет разными группами результаты исследований сверхбыстрых оптомагнитных явлений показали, что последние являются эффективным способом возбуждения магнитной динамики в средах с магнитным упорядочением самого разного типа, от ферромагнитного до хирального. В настоящей статье приведены примеры нескольких сверхбыстрых оптомагнитных явлений и их особенности в многоподрешёточных магнитных средах.

Важнейшая особенность сверхбыстрых оптомагнитных явлений состоит в том, что они позволяют импульсно возбуждать спиновую систему без поглощения. Это отличает их от большинства других механизмов возбуждения магнитной динамики фемтосекундными лазерными импульсами. Несомненно, сверхбыстрые оптомагнитные явления являются эффективным механизмом прямого избирательного возбуждения и управления спиновой динамикой, в том числе и в оптически-прозрачных средах.

Феноменологическая теория сверхбыстрых оптомагнитных явлений позволяет провести аналогию между этими явлениями и магнитооптическими эффектами. В данной статье мы остановились на наиболее изученных к настоящему времени обратных эффектах Фарадея и Коттона–Мутона, позволяющих возбуждать когерентную прецессию намагниченности и управлять ею с помощью циркулярно и линейно поляризованных лазерных импульсов. Эти явления основаны на импульсном стимулированном рамановском рассеянии. Однако спектр магнитооптических явлений, несомненно, намного шире приведённого в таблице в разделе 2. Так, магнито-рефрактивный эффект, связанный с изотропным обменным взаимодействием, проявляется в квадратичной зависимости показателя преломления от намагниченности среды [79–81]. Сверхбыстрый обратный магнито-рефрактивный эффект может быть использован для изменения обменного взаимодействия и управления им. Недавно такая возможность была исследована экспериментально в ряде слабых ферромагнетиков — оксидов железа — в работе [33], где было показано, что фемтосекундный лазерный импульс действует как эффективное поле благодаря лазерно-индуцированному изменению эффективных полей изотропного и анизотропного обмена. Таблица, приведённая в разделе 2, может быть дополнена, как минимум, ещё одним сверхбыстрым оптомагнитным явлением — обратным магнито-рефрактивным эффектом, который открывает возможность прямого управления обменным взаимодействием на фемтосекундной временной шкале.

Следует отметить, что недавно в работе [82] на основе феноменологического рассмотрения был предсказан обратный экваториальный эффект Керра, который заключается в возникновении эффективного магнитного поля, индуцированного лазерными импульсами с р-поляризацией и ненулевым углом падения. Важное отличие обратного экваториального эффекта Керра от обратных эффектов Фарадея [20] и Коттона–Мутона [21] состоит в том, что необходимым условием для его возникновения является наличие ненулевой мнимой части показателя преломления, т.е. такой эффект может наблюдаться только в поглощающей среде. По нашим сведениям, об экспериментальном наблюдении данного эффекта не сообщалось.

Благодарности. Авторы выражают признательность своим коллегам, в сотрудничестве с которыми получены результаты, представленные в настоящей статье. Мы благодарим Th. Rasing, A. Kirilyuk, A.M. Балбашова, D. Bossini, B.H. Гриднева, J.A. de Jong, I. Razdolski, П.А. Усачёва за многолетнее плодотворное сотрудничество по исследованию сверхбыстрых оптомагнитных явлений. А.М.К. и Р.В.П. благодарят правительство РФ за поддержку в рамках Программы П220 (грант 14.B25.31.0025), а также Российский фонд фундаментальных исследований (гранты 15-52-53115-ГФЕНА и 15-02-14222а).

Список литературы

1. Stöhr J, Siegmann H C *Magnetism: from Fundamentals to Nanoscale Dynamics* (Berlin: Springer, 2006)
2. Kirilyuk A, Kimel A V, Rasing Th *Rev. Mod. Phys.* **82** 2731 (2010)
3. Beaurepaire E et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250 (1996)
4. Koopmans B et al. *Nature Mater.* **9** 259 (2010)

5. Ostler T A et al. *Nature Commun.* **3** 666 (2012)
6. van Kampen M *Phys. Rev. Lett.* **88** 227201 (2002)
7. Carpena E et al. *Phys. Rev. B* **81** 060415(R) (2010)
8. Kimel A V et al. *Nature* **429** 850 (2004)
9. Hansteen F et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 047402 (2005)
10. Hansteen F et al. *Phys. Rev. B* **73** 014421 (2006)
11. Atoneche F et al. *Phys. Rev. B* **81** 214440 (2010)
12. Yoshimine I et al. *J. Appl. Phys.* **116** 043907 (2014)
13. Коваленко В Ф, Нараев Э Л *УФН* **148** 561 (1986); Kovalenko V F, Nagaev E L *Sov. Phys. Usp.* **29** 297 (1986)
14. de Jong J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 157601 (2012)
15. Scherbakov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 117204 (2010)
16. Caretta A et al. *Phys. Rev. B* **91** 020405(R) (2015)
17. Kampfrath T et al. *Nature Photon.* **5** 31 (2011)
18. Jin Z et al. *Phys. Rev. B* **87** 094422 (2013)
19. Reid A H M et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 082403 (2015)
20. Kimel A V et al. *Nature* **435** 655 (2005)
21. Kalashnikova A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 167205 (2007)
22. Kalashnikova A M et al. *Phys. Rev. B* **78** 104301 (2008)
23. Gridnev V N *Phys. Rev. B* **77** 094426 (2008)
24. Reid A H M et al. *Phys. Rev. B* **81** 104404 (2010)
25. Satoh T et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 077402 (2010)
26. Iida R et al. *Phys. Rev. B* **84** 064402 (2011)
27. Satoh T et al. *Nature Photon.* **6** 662 (2012)
28. Nishitani J, Nagashima T, Hangyo M *Phys. Rev. B* **85** 174439 (2012)
29. Bossini D et al. *Phys. Rev. B* **89** 060405(R) (2014)
30. Satoh T et al. *Nature Photon.* **9** 25 (2015)
31. Ogawa N, Seki S, Tokura Y *Sci. Rep.* **5** 9552 (2015)
32. Makino T et al. *Phys. Rev. B* **86** 064403 (2012)
33. Mikhaylovskiy R V et al. *Nature Commun.* **6** 8190 (2015)
34. Kimel A V et al. *Nature Phys.* **5** 727 (2009)
35. Писарев Р В *ЖЭТФ* **58** 1421 (1970); Pisarev R V *Sov. Phys. JETP* **31** 761 (1970)
36. Туров Е А и др. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (М.: Физматлит, 2001)
37. Смоленский Г А, Писарев Р В, Синий И Г *УФН* **116** 231 (1975); Smolenskii G A, Pisarev R V, Sinii I G *Sov. Phys. Usp.* **18** 410 (1975)
38. Pershan P S, van der Ziel J P, Malmstrom L D *Phys. Rev.* **143** 574 (1966)
39. Birss R R *Symmetry and Magnetism* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1966)
40. Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960); Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **12** 1008 (1961)
41. van der Ziel J P, Pershan P S, Malmstrom L D *Phys. Rev. Lett.* **15** 190 (1965)
42. Landau L D, Lifshitz E M *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 153 (1935)
43. Borovik-Romanov A S, Kreines N M *Phys. Rep.* **81** 351 (1982)
44. Zvezdin A K, Kotov V A *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Bristol: Institute of Physics Publ., 1997)
45. Ferre J, Gehring G A *Rep. Prog. Phys.* **47** 513 (1984)
46. Fiebig M, Pavlov V V, Pisarev R V *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 96 (2005)
47. Kirilyuk A, Rasing Th J *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 148 (2005)
48. Khorsand A R et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 107205 (2013)
49. Bigot J-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 077401 (2004)
50. Koopmans B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 844 (2000)
51. Schellekens A J et al. *Phys. Rev. B* **90** 104429 (2014)
52. Elazar M et al. *Opt. Lett.* **33** 2734 (2008)
53. Vahaplar K et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 117201 (2009)
54. Vahaplar K et al. *Phys. Rev. B* **85** 104402 (2012)
55. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Vol. 12A) (Heidelberg: Springer-Verlag, 1993)
56. White R L J *J. Appl. Phys.* **40** 1061 (1969)
57. Белов К П и др. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979)
58. Reid A H M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 107402 (2010)
59. Radu I et al. *Nature* **472** 205 (2011)
60. Koene B et al. *Phys. Rev. B* **91** 184415 (2015)
61. Parchenko S et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 172402 (2013)
62. Shen Y R, Bloembergen N *Phys. Rev.* **143** 372 (1966)
63. Dhar L, Rogers J A, Nelson K A *Chem. Rev.* **94** 157 (1994)
64. Merlin R *Solid State Commun.* **102** 207 (1997)
65. Захаров В Е, Кузнецов Е А *УФН* **167** 1137 (1997); Zakharov V E, Kuznetsov E A *Phys. Usp.* **40** 1087 (1997)
66. Львов В С *Нелинейные спиновые волны* (М.: Наука, 1987)
67. Popova D, Bringer A, Blügel S *Phys. Rev. B* **85** 094419 (2012)
68. Popova D, Bringer A, Blügel S *Phys. Rev. B* **84** 214421 (2011)
69. Nouet J et al. *Appl. Phys. Lett.* **21** 161 (1972)
70. Mironova N et al. *Ferroelectrics* **258** 177 (2001)
71. Lever A B P *Inorganic Electronic Spectroscopy* 2nd ed. (Amsterdam: Elsevier, 1984); Ливер Э *Электронная спектроскопия неорганических соединений* (М.: Мир, 1987)
72. Kimel A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 287401 (2002)
73. Ogasawara T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 087202 (2005)
74. Shelukhin L A et al., arXiv:1507.07437
75. Kimel A V et al. *Phys. Rev. B* **74** 060403(R) (2006)
76. de Jong J A et al. *Phys. Rev. B* **84** 104421 (2011)
77. Le Guyader L et al. *Phys. Rev. B* **87** 054437 (2013)
78. Усачев П А и др. *ФТТ* **47** 2200 (2005); Usachev P A et al. *Phys. Solid State* **47** 2292 (2005)
79. Markov P A et al. *Solid State Commun.* **19** 185 (1976)
80. Демокритов С О, Крейнс Н М, Кудинов В И *Письма в ЖЭТФ* **41** 38 (1985); Demokritov S O, Kreines N M, Kudinov V I *JETP Lett.* **41** 46 (1985)
81. Демокритов С О, Крейнс Н М, Кудинов В И *ЖЭТФ* **92** 689 (1987); Demokritov S O, Kreines N M, Kudinov V I *Sov. Phys. JETP* **65** 389 (1987)
82. Belotelov V I, Zvezdin A K *Phys. Rev. B* **86** 155133 (2012)

Ultrafast optomagnetism

A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev

Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation
E-mail: Kalashnikova@mail.ioffe.ru

A.V. Kimel

Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heyendaalseweg 135, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands;
Moscow State Technical University of Radio Engineering, Electronics and Automation,
prosp. Vernadskogo 78, 119454 Moscow, Russian Federation

In the last decade, a new area of research, referred to as femtomagnetism, has developed within the field of magnetism, which studies the excitation and control of magnetic medium dynamics on timescales comparable to or even much shorter than those of the spin-lattice, spin-orbit, and exchange interactions. Among many femtomagnetic processes studied by now, the optomagnetic interaction of femtosecond laser pulses with media is of particular interest. This interaction is based on nondissipative Raman-type mechanisms and enables coherent spin dynamics to be efficiently and selectively excited and its parameters to be controlled. This review considers the key features of ultrafast optomagnetic phenomena and how they relate to magneto-optical effects. A number of experimentally observed examples of ultrafast spin dynamics excited via optomagnetic inverse Faraday and Cotton–Mouton effects are considered, and their microscopical nature is discussed. An experimental example is given demonstrating that combining ultrafast optomagnetic phenomena with other laser-induced processes allows magnetization to be controlled on a picoseconds time scale.

Keywords: ultrafast magnetic dynamics, femtosecond laser pulses, magnetically-ordered dielectrics, magneto-optics

PACS numbers: **42.62. – b**, 75.40.Gb, 75.50.Ee, 75.78.Jp, 78.20.Ls, **78.30. – j**

Bibliography — 82 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (10) 1064 – 1076 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510j.1064

Received 15 July 2015

Physics – Uspekhi **58** (10) (2015)