

Спиновая динамика антиферромагнетиков под действием фемтосекундных лазерных импульсов (Обзор)

Б.А. Иванов

Институт магнетизма НАН Украины, ул. Вернадского, 36б, г. Киев, 03142, Украина

E-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 30 августа 2013 г.

Представлен обзор исследований возбуждения спиновой динамики в прозрачных антиферромагнетиках (АФМ) под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Рассмотрение всего многообразия наблюдавшихся эффектов проводится с единых позиций. Анализ основан на нелинейной сигма-модели для вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} с учетом эффективных полей, наведенных в магнетике за счет взаимодействия света со спиновой системой магнетика. При этом вклады различных магнитооптических эффектов (как стандартных эффектов Фарадея или Коттона–Мутона (Фойгта), так и специфических L -зависимых эффектов для АФМ) учитываются как характерные вклады в эффективное поле в рамках сигма-модели. Обсуждены наиболее характерные экспериментальные данные для реальных АФМ.

Представлено огляд досліджень збудження спінової динаміки в прозорих антиферромагнетиках (АФМ) під дією фемтосекундних лазерних імпульсів. Розгляд усього різноманіття ефектів, що спостерігалися, проводиться з єдиних позицій. Аналіз базується на нелінійній сигма-моделі щодо вектора антиферромагнетизму \mathbf{L} з урахуванням ефективних полів, наведених в магнетик за рахунок взаємодії світла із спіновою системою магнетика. При цьому вклади різних магнитооптичних ефектів (як стандартних ефектів Фарадея або Коттона–Мутона (Фойгта), так і специфічних L -залежних ефектів для АФМ) враховуються як характерні вклади в ефективне поле у рамках сигма-моделі. Обговорено найбільш характерні експериментальні дані для реальних АФМ.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;
78.47.J– Сверхбыстрая спектроскопия типа накачка–зондирование (< 1 пс);
75.30.Ds Спиновые волны;
78.20.Ls Магнитооптические явления.

Ключевые слова: антиферромагнетики, обратный эффект Фарадея, обратный эффект Коттона–Мутона, антиферромагнитный вектор, фемтосекундный лазерный импульс.

Содержание

1. Введение	120
2. Антиферромагнетизм: основные сведения	121
3. Структура и особенности антиферромагнетиков	122
4. Спиновая динамика антиферромагнетиков	124
5. Оптическое возбуждение спиновой динамики	126
6. Экспериментальные методы возбуждения и наблюдения спиновых колебаний (pump-probe method)	128
7. Возбуждение спиновых колебаний в реальных АФМ	129
7.1. Ортоферриты: обратный эффект Фарадея	129
7.2. Борат железа: обратный эффект Коттона–Мутона	131
7.3. Чистые АФМ: оксид никеля	132
7.4. Вклады различных механизмов	133
8. Спиновая переориентация и нелинейная динамика спинов	134
9. Заключение	136
Литература	136

1. Введение

Основной тенденцией современного научно-технического прогресса можно назвать быстрое и эффективное внедрение результатов фундаментальных исследований в практику или, по меньшей мере, постоянный поиск путей такого внедрения. Общая закономерность развития различных цифровых электронных устройств диктуется эмпирическим законом Мура, согласно которому плотность активных элементов процессора, скорость обработки информации, объем памяти компьютеров и другие характерные значения параметров растут экспоненциально, примерно в два раза за 18 месяцев. Не обсуждая всерьез, насколько человечество действительно нуждается в таком быстром росте возможностей электронных приборов (это вопрос, скорее, к философам или футурологам, чем к физикам), отметим только, что этот закон выполняется уже в течение более полувека (первую формулировку дал американский ученый и бизнесмен Гордон Е. Мур в 1965 году). Для исследований в области физики конденсированных сред такая тенденция, безусловно, — интеллектуальный вызов и огромный стимул в работе.

Физика магнетизма в этом отношении не исключение. Существенный прогресс в физике магнетизма, достигнутый за последнее десятилетие, и перспективы внедрения результатов исследований в практику связаны в первую очередь с переходом к изучению искусственных материалов, полученных методами нанотехнологий [1]. Прежде всего, речь идет о наноструктурах разной размерности, системах моноатомных слоев или субмикронных магнитных частиц и их упорядоченных массивов. Эта область прикладной физики магнетизма получила название *наномагнетизм*, и с ее развитием связываются перспективы создания новых магнитных систем записи и обработки информации с повышенной плотностью записи и скоростью работы.

Повышение скорости записи и считывания информации для систем памяти, основанных на применении магнетиков, играет особо важную роль. Нужно заметить, что подходящий инструмент, лазер с излучением сверхкоротких импульсов, уже давно внедрен в практику. Сейчас имеются коммерческие лазеры с длиной импульса 100 фс и даже короче. По-видимому, они представляют наиболее быстрый источник излучения, имеющийся в распоряжении человечества. В последние годы сформировалась новая и перспективная область физики магнетизма, получившая название *фемтомагнетизм* [2], которая базируется на возможности манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов (см. обзор [3]). Такая возможность открывает перспективу сверхбыстрой записи и обработки информации для чисто магнитных приборов и создания чисто оптических систем памяти. В рамках этой области физики

получено много интересных результатов. В первых экспериментах на простых ферромагнитных металлах было найдено, что воздействие импульса на металлические ферромагнетики приводит к быстрому (за время порядка нескольких пикосекунд) изменению модуля намагниченности материала [4]. Этот эффект обусловлен поглощением энергии лазерного импульса магнетиком, и в те годы он ассоциировался с сильным и быстрым нагревом спиновой подсистемы. Далее наблюдали нетепловое возбуждение спиновых колебаний в прозрачных магнетиках с использованием обратного эффекта Фарадея (этот эффект был предсказан Питаевским [5] и наблюдался экспериментально [6], см. также [7]). Это наблюдение на несколько лет определило основное направление развития фемтомагнетизма, и данный обзор содержит обсуждение именно таких нетепловых эффектов в фемтомагнетизме. Надо отметить, однако, что обнаруженные недавно для ферритмагнитных сплавов нетривиальные эффекты эволюции моментов подрешеток снова возродили интерес к фемтомагнетизму металлов. Для ферритмагнитного сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo после воздействия фемтосекундного импульса наблюдалось «переключение» суммарного магнитного момента, причем в процессе этой пикосекундной эволюции возникало заведомо невыгодное состояние с параллельными моментами подрешеток [8]. Это явление еще не вполне понято, и различные его аспекты широко обсуждаются в литературе [9–11]. Таким образом, фемтомагнетизм представляет собой быстро развивающуюся область физики магнитных явлений. Поэтому полезно обсудить те вопросы, в которых уже достигнуто определенное понимание, но в то же время еще открыты широкие перспективы для дальнейших исследований и возможно обнаружение новых интересных и полезных эффектов.

В настоящем обзоре проведено систематическое изложение механизмов воздействия фемтосекундного лазерного импульса на спиновую систему магнетиков в применении к большой группе магнитных материалов: к прозрачным антиферромагнетикам (АФМ). Обычно, когда речь идет о применении магнитных материалов в технике, имеются в виду материалы с немалой величиной спонтанного магнитного момента, т.е. ферромагнетики или ферриты. Действительно, достижения в использовании магнетиков в радиоэлектронике от середины прошлого столетия, когда были разработаны ферритовые фильтры СВЧ и устройства записи информации на магнитных кольцах, до наших дней прежде всего ассоциируются с ферромагнетизмом. В плане приложений АФМ были, на наш взгляд, незаслуженно забыты; при том, что исследования антиферромагнетизма составляли значительную часть фундаментальной физики магнетизма (см. монографии и обзоры [12–22]). Интерес к АФМ связан с тем, что многие из них характеризуются высокой температурой

магнитного упорядочения, а также уникальными свойствами этих материалов, как статическими, так и динамическими. Достаточно отметить интересное свойство спиновой динамики в АФМ, так называемое «обменное усиление» всех их динамических параметров. Обменное усиление приводит к огромным значениям скорости движения доменных стенок (десятки километров в секунду) [15,18] и большим значениям частот магнитного резонанса, которые находятся в области терагерц (об этом речь пойдет ниже). Для ортоферритов обнаружен широкий спектр спонтанных и индуцированных полей фазовых переходов «порядок–порядок». Отметим также интересные «немагнитные» свойства некоторых АФМ. Борат железа прозрачен в оптическом диапазоне и имеет сильный эффект Фарадея, гематит обладает сильной магнитоупругой связью.

Совокупность этих свойств АФМ обуславливает широкие возможности их практического применения. Достижения фемтомагнетизма прозрачных АФМ во многом основаны на этих необычных свойствах АФМ. Импульсом длительностью порядка 100 фс можно возбуждать колебания с частотами до десяти терагерц, что превышает значение естественной частоты магнитного резонанса в одноосных и ромбических АФМ. Использование таких импульсов позволило возбудить спиновые колебания как в магнетиках со слабым ферромагнетизмом (типа ортоферритов [23,24] или бората железа [25,26]), так и в чистых АФМ типа оксида никеля [27], а также реализовать нелинейные режимы движения типа спиновой переориентации [28].

2. Антиферромагнетизм: основные сведения

Наилучшим инструментом для классификации и анализа различных типов спинового упорядочения является теория магнитной симметрии. Магнитная симметрия кристалла с магнитным порядком характеризуется спонтанным нарушением симметрии относительно инверсии времени $t \rightarrow -t$, при котором среднее значение спина отдельного иона меняет знак. Стандартные магнитные материалы имеют отличное от нуля среднее значение спиновой плотности $\langle \mathbf{S} \rangle$ или намагниченности \mathbf{M} (в простейшем случае $\mathbf{M} = -g\mu_B \langle \mathbf{S} \rangle$, где g — фактор Ланде, $g \approx 2$ для ионов в s -состоянии, μ_B — модуль магнетона Бора), и для них операция инверсии времени приводит к макроскопическому изменению состояния системы, $\mathbf{M} \rightarrow -\mathbf{M}$. К ним относятся не только чистые ферромагнетики, но и ферримагнетики. Антиферромагнетики представляют собой принципиально иной класс материалов. В них симметрия относительно инверсии времени спонтанно нарушена, но спонтанная намагниченность может быть равна нулю. Явление антиферромагнетизма открыто более 70-ти лет назад и тогда же нашло теоретическое объяснение в работах Нéeля [29] и Ландау [30].

Ситуацию с полной компенсацией намагниченности проще всего представить, полагая, что кристаллическая решетка АФМ содержит конечное число n магнитных подрешеток, каждая из которых имеет отличную от нуля намагниченность \mathbf{M}_α , но эти намагниченности компенсируют друг друга таким образом, что суммарная намагниченность АФМ в основном состоянии равна нулю, $\mathbf{M} = \sum_{\alpha=1}^n \mathbf{M}_\alpha = 0$. Важно подчеркнуть, что име-

ется в виду реализация состояния с $\mathbf{M} = 0$ и $\mathbf{M}_\alpha \neq 0$ при изменении внешних параметров (таких, как температура, гидростатическое давление и т.д.) в определенных пределах. Простейшим примером, которым мы далее и ограничимся, является двухподрешеточный АФМ. В его основном состоянии намагниченности двух подрешеток \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 точно равны по длине и антипараллельны, $\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = 0$. Параметром порядка для такого АФМ является вектор антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. При таком определении подразумевается, что подрешетки обязательно эквивалентны кристаллографически, т.е. существует элемент кристаллической группы симметрии (группы симметрии парафазы), переводящий их друг в друга. Именно с этим симметричным ограничением и связана возможность *строго нулевого* значения намагниченности при отличном от нуля среднем значении спинов.

Один из важнейших выводов, сделанных за много лет изучения явления антиферромагнетизма и связанных с ним «немагнитных» явлений, состоит в предельной важности симметричного анализа АФМ [21]. Важно отметить, что критерий $\mathbf{M} = 0$ для определения антиферромагнетизма является точным только для изотропного обменного взаимодействия, например *гейзенберговского* взаимодействия вида $\hat{H}^{\text{Heis}} = JS_1S_2$, где $J > 0$ — обменный интеграл для АФМ, $S_{1,2}$ — спиновые операторы. Этот гамильтониан инвариантен относительно произвольных одинаковых поворотов всех спинов по отношению к решетке. В обменном приближении намагниченность АФМ равна нулю, но $\mathbf{M} \neq 0$ при наличии внешнего поля \mathbf{H} , при этом в основном состоянии АФМ $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ и $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Для описания магнитного порядка важен также учет релятивистских взаимодействий. Для ферромагнетиков, например, присутствие спин-орбитального взаимодействия и кристаллического поля приводит к появлению магнитной анизотропии. Однако для АФМ роль этих взаимодействий весьма нетривиальна и не ограничивается появлением анизотропии. Для некоторых кристаллических АФМ при учете релятивистских взаимодействий даже в отсутствие внешнего магнитного поля компенсация намагниченностей может быть не полной и возникает слабый спонтанный момент. Такие АФМ называются *слабыми ферромагнетиками* или *скошенными АФМ*. Для слабого ферромагнетика характерно появление неколлинеарности или скашивания намагниченностей

\mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Таким образом, критерий $\mathbf{M} = 0$ для определения антиферромагнетизма не является исчерпывающим. Отметим, что явление слабого ферромагнетизма неразлично в рамках обменной симметрии, и для его описания необходим анализ магнитной симметрии АФМ (см. подробнее монографию Турова с соавторами [21]). Теорию слабого ферромагнетизма на основе магнитной симметрии АФМ в рамках феноменологического подхода построил Дзялошинский [31], микроскопический механизм предложил Мория [32].

3. Взаимодействие света со спиновой системой антиферромагнетика

Влияние магнитного состояния среды на характер распространения света известно уже полтора столетия. Английский физик Майкл Фарадей еще в середине XIX века установил, что при распространении линейно поляризованного света в намагниченной среде плоскость его поляризации поворачивается на угол, пропорциональный пройденному пути [33]. На рубеже XIX и XX веков было обнаружено возникновение оптической анизотропии в намагниченной изотропной среде (эффект Коттона–Мутона или эффект Фойгта). В оптически изотропной среде этот эффект состоит фактически в появлении наведенной оптической оси в направлении намагниченности. Разнообразные эффекты влияния магнитного состояния среды на распространение света в ней принято называть *магнитооптическими эффектами*.

Распространение электромагнитных волн в анизотропных средах удобно описывать, введя тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} , при учете эффектов временной дисперсии $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}(\omega)$, где ω — частота света (вопросы об учете магнитной проницаемости μ_{ij} [16,17], а также пространственной дисперсии здесь не рассматриваются). Если определена спин-зависимая часть диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ij}^{\text{spin}}$, то задачу о распространении света в магнетике можно свести к классической проблеме кристаллооптики, базирующейся на уравнениях Френеля [7]. Для прозрачных сред тензор ϵ_{ij} эрмитов, т.е. $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}^*$. Его можно записать как сумму симметричного и антисимметричного тензоров $\epsilon_{ij} = \epsilon^s_{ij} + i\epsilon^a_{ij}$, причем вещественные тензоры ϵ^s_{ij} и ϵ^a_{ij} являются соответственно симметричным и антисимметричным: $\epsilon^s_{ji} = \epsilon^s_{ij}$ и $\epsilon^a_{ji} = -\epsilon^a_{ij}$. Из соотношений Онсагера следует, что при замене $t \rightarrow -t$ тензор ϵ_{ij} переходит в ϵ_{ji} . Это условие диктует возможную зависимость диэлектрической проницаемости от магнитного поля и магнитного состояния среды: $\epsilon_{ij}(\mathbf{H}, \mathbf{M}_\alpha) = \epsilon_{ji}(-\mathbf{H}, -\mathbf{M}_\alpha)$. Отсюда следует, что симметричная часть ϵ^s_{ji} вещественна и содержит только четные степени компонент «магнитных» векторов \mathbf{H} и \mathbf{M}_α , а антисимметричная часть ϵ^a_{ji} может содержать только нечетные степени компонент этих векторов.

В частности, эффект Фарадея определяется антисимметричной частью ϵ_{ij} ; для изотропной среды без магнитного порядка это немедленно дает $\epsilon^a_{ij} = -ie_{ijk}M_k$, где e_{ijk} — абсолютно антисимметричный тензор.

Описание взаимодействия фемтосекундных импульсов света со спиновой подсистемой представляет собой сложную задачу, которая включает анализ спин-зависимых переходов, в том числе виртуальных, в атомах (а для L -зависимых эффектов в АФМ важен также учет связанных переходов в парах атомов). В последние годы эта проблема широко обсуждается в литературе [34]. Строго говоря, и сам термин «фемтомагнетизм» в узком смысле используется именно для явлений, происходящих в системе во время действия импульса (условно, за время короче пикосекунды). В этом направлении уже получены нетривиальные результаты. В частности, показано, что для металлических магнетиков начальная стадия процесса определяется сверхдиффузионным спин-зависимым транспортом горячих электронов [35]. Эти представления подтверждены прямым экспериментом, проведенным на металлических гетероструктурах [36]. Однако в интересующем нас пространственно-временном масштабе при анализе фотонов оптического и инфракрасного диапазона с частотами, далекими от энергий атомных переходов, для магнитных диэлектриков можно использовать гораздо более простой феноменологический подход.

Суть подхода состоит в использовании тензора спин-зависимой диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{ij}^{\text{spin}}$ для описания взаимодействия света со спиновой системой магнетика [7]. Влияние спинового состояния магнетиков исследуется начиная с 60-х годов прошлого столетия применительно к описанию магнитооптических эффектов в прозрачных магнетиках, т.е. воздействия магнетика на свет [16,37–39]. Для описания обратных, *оптомагнитных эффектов*, определяющих воздействие света на магнетик, можно использовать тот же вид тензора $\epsilon_{ij}^{\text{spin}}$. Фактически на этих представлениях основано объяснение экспериментов по возбуждению спиновых колебаний в АФМ, предложенное еще в первых работах [23–26] на языке обратных эффектов Фарадея и Коттона–Мутона.

Гамильтониан взаимодействия квазимонохроматического электромагнитного поля света с магнитной подсистемой \hat{H}_{int} можно записать как изменение собственной энергии электромагнитной волны в среде, обусловленное спин-зависимой частью тензора ϵ_{ij} , $\epsilon_{ij}^{\text{spin}}$. Эта энергия W_{int} при $\mu_{ij} = \delta_{ij}$ определяется следующим выражением [7]:

$$W_{\text{int}} = \int d\mathbf{r} \frac{\bar{\epsilon}_{ij}}{16\pi} E_i(\omega) E_j^*(\omega), \quad \bar{\epsilon}_{ij} = \frac{d}{d\omega}(\omega \epsilon_{ij}^{\text{spin}}), \quad (1)$$

где интегрирование производится по всему объему магнетика, $E_i(\omega)$ — компонента Фурье электрического

поля. Гамильтониан взаимодействия (1) квадратичен по амплитуде поля (в квантовом случае — по операторам рождения и уничтожения фотонов). В реальном импульсе света с длиной $\Delta t \sim 100$ фс разброс частот мал по сравнению с несущей частотой $\omega \approx \omega_0$, а вдали от линий поглощения зависимость ε_{ij} от ω слабая. Поэтому можно считать, что $\bar{\varepsilon}_{ij} = \varepsilon_{ij}^{\text{spin}}$ и использовать для $\bar{\varepsilon}_{ij}$ значения тензора диэлектрической проницаемости, хорошо известные для многих магнетиков [37–39]. Использование «энергетического» языка на основе выражения (1) делает, на наш взгляд, анализ взаимодействия света и спинов более наглядным.

Отметим, что для классических магнитооптических эффектов намагниченность среды может быть вызвана внешним магнитным полем или связана с магнитным упорядочением. В этом смысле для ферромагнетиков или немагнитных сред (парамагнетиков или диамагнетиков) во внешнем поле качественное проявление магнитооптических эффектов сходное. Однако для АФМ ситуация более сложная и интересная [16,21]. Сложный характер магнитного порядка, характеризующийся наличием более чем одной подрешетки, приводит к весьма специфическим эффектам, не имеющим аналога для немагнитных сред или даже ферромагнетиков. Важно отметить, что энергетическое рассмотрение магнитооптических эффектов на основе гамильтониана (1) позволяет естественно описать воздействие света на магнетик с произвольно сложной структурой подрешеток. Достаточно отметить, что уравнения движения для α -й подрешетки можно представить в виде $\partial \mathbf{M}_\alpha / \partial t = \gamma [\mathbf{M}_\alpha \times \delta W[\mathbf{M}_\alpha] / \delta \mathbf{M}_\alpha]$ и включить гамильтониан взаимодействия света со спинами W_{int} в функционал энергии спиновой системы $\delta W[\mathbf{M}_\alpha]$.

Далее ограничимся анализом простейшей модели АФМ с двумя подрешетками. Вместо намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 удобно ввести неприводимые комбинации этих векторов: нормированную намагниченность $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) / 2M_s$ и вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_s$. Именно вектор \mathbf{l} служит параметром порядка для перехода в антиферромагнитное состояние и определяет специфику как известных магнитооптических явлений в АФМ, так и оптомагнитных эффектов, важных для темы настоящего обзора.

Как упомянуто выше, симметрия относительно инверсии времени диктует, что ε_{ij}^s содержат только четные степени магнитных векторов \mathbf{l} , \mathbf{m} и \mathbf{H} , а ε_{ij}^a — только их нечетные степени. Следуя Турову [21], схематически запишем возможные вклады в виде

$$\varepsilon_{ij}^s = \varepsilon_{ij}^0 + (LL) + (LH) + (LM) + \dots,$$

$$\varepsilon_{ij}^a = (M) + (L) + (H) + (LHH) + \dots$$

При записи конкретной формы этих вкладов удобно использовать тот факт, что энергия взаимодействия электрического поля волны $\mathbf{E}(\omega)$ и спиновой системы должна записываться в виде суммы инвариантов, билинейных по компонентам $E_i(\omega)$ и содержащих произведение компонент векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} . Поясним на наиболее простом примере эффекта Коттона—Мутона (этот термин общепринят в текущей литературе). Здесь появление оси оптической анизотропии для изотропной среды может быть описано инвариантами вида $(\mathbf{l} \cdot \mathbf{E})^2$ или $(\mathbf{m} \cdot \mathbf{E})^2$, что отвечает членам типа (LL) и (MM) . Для АФМ роль второго инварианта мала в силу малости \mathbf{m} , и далее он не обсуждается. Заметим, что возможно также слагаемое $\mathbf{E}^2 \mathbf{m}^2$, которое не приводит к анизотропии, оно введено в середине 80-х годов для описания данных эксперимента по рассеянию света в антиферромагнитном теллуриде европия EuTe [40].

Таким образом, в приближении изотропной среды эффект Коттона—Мутона определяется простым выражением, содержащим только одну феноменологическую константу. В рамках стандартной терминологии это есть вклад (LL) -типа в тензор диэлектрической проницаемости $\Delta \varepsilon_{ij} = g_{ij,kl} l_k l_l$, где $g_{ij,kl} = g_{ij,nk}$ и $g_{ij,kl} = g_{ji,kl}^*$ (с учетом возможности применения к комплексным амплитудам поля) [16,21]. В приближении изотропной среды это выражение сводится к сумме вида

$$g(E_x l_x + E_y l_y + E_z l_z)^2 = g(E_x^2 l_x^2 + 2E_x E_y l_x l_y + \dots),$$

и в этом случае эффект Коттона—Мутона определяется простым выражением, содержащим только одну феноменологическую константу g . Для кристаллов данное выражение усложняется, но его структуру легко понять. Для кубического кристалла присутствуют те же инвариантные комбинации типа $E_x^2 l_x^2$ или $2E_x E_y l_x l_y$, здесь x, y и z — оси типа (100), (010) и (001), но коэффициенты перед ними могут быть разными. При понижении симметрии кристалла по пути кубическая—тетрагональная—ромбическая тенденция остается той же: не появляется новых инвариантных комбинаций, но растет число неравных друг другу констант. В кристалле ромбоэдрической симметрии с осью третьего порядка z существует векторный инвариант вида $a_z [(a_x + ia_y)^3 + (a_x - ia_y)^3]$. Подставляя E_i и l_k вместо некоторых пар компонент a_i , легко видеть, что в таких кристаллах появляются новые компоненты тензора $g_{ij,kl}$, например $g_{xx,yz} = g_{xy,xz} = -g_{yy,yz}$.

Как отмечалось выше, эффект Фарадея определяется антисимметричной частью ε_{ij} . Поскольку антисимметричный тензор дуален некоторому вектору \mathbf{g} , общий вид ε_{ij}^a может быть записан в виде $\varepsilon_{ij}^a = i \varepsilon_{ijk} g_k$, вектор \mathbf{g} меняет знак при инверсии времени, $\mathbf{g} \rightarrow -\mathbf{g}$ при $t \rightarrow -t$. Естественно, \mathbf{g} содержит магнитный момент \mathbf{m} , но возможен также и вклад вектора \mathbf{l} , что приводит к существованию *L-зависимого эффекта Фарадея*,

существование которого надежно установлено экспериментально [21]. Связь \mathbf{g} и \mathbf{m} для кристалла любой симметрии записывается как $g_i = a_{ij}m_j$, симметричный тензор второго ранга a_{ij} имеет такую же структуру, что и все материальные тензоры (например, статическая проницаемость) для кристалла данной симметрии. В частности, этот тензор диагонален для кристаллов с симметрией не ниже ромбической. Структура выражения, описывающего L -зависимый эффект Фарадея, легко может быть получена подстановкой $m_i \rightarrow m_i + G_{ij}l_j$, где симметрия тензора G_{ij} такая же, как и тензора D_{ij} , описывающего взаимодействие Дзялошинского W_D в виде $W_D = D_{ij}m_i l_j$. Таким образом, этот эффект возможен только для АФМ, допускающих слабый ферромагнетизм.

Особенности АФМ проявляются также в наличии слагаемых типа (LH) или, эквивалентно, (LM) ; симметричный анализ этих двух членов аналогичен. Такие слагаемые возможны только для АФМ, допускающих слабый ферромагнетизм. Структура выражений опять же может быть найдена из очевидного инварианта $\bar{g}_{ij,kn}E_i E_j m_k m_n$. Структура $\bar{g}_{ij,kn}$ такова, что он переходит во введенный выше тензор $g_{ij,kn}$ заменой проекций m_i на комбинацию проекций l_i по правилу $m_i \rightarrow \bar{G}_{ij}l_j$, где тензор \bar{G}_{ij} имеет такую же симметрию, что и тензор D_{ij} .

4. Спиновая динамика антиферромагнетиков

Неприводимые векторы $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_s$ и $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ связаны соотношениями $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$, $(\mathbf{m} \cdot \mathbf{l}) = 0$. Магнитный момент АФМ (на один спин) равен $g\mu_B \mathbf{m}$. В состоянии насыщения, когда подрешетки параллельны, $\mathbf{l} = 0$ и $|\mathbf{m}| = 1$. Однако в реальности магнитный момент АФМ мал, $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \approx 1$, и энергию спиновой системы АФМ $W = W(\mathbf{m}, \mathbf{l})$ можно представить в виде разложения по малой величине \mathbf{m} . Запишем схематически (из расчета на один спин)

$$W(\mathbf{m}, \mathbf{l}) = \frac{1}{2} g\mu_B s H_{\text{ex}} \mathbf{m}^2 - g s \mu_B \mathbf{m} \mathbf{H}^{\text{eff}} + W_0(\mathbf{l}), \quad (2)$$

где H_{ex} — обменное поле АФМ, $W_0(\mathbf{l})$ представляет ту часть энергии, которая не зависит от \mathbf{m} , $W_0(\mathbf{l})$ включает также и взаимодействие света с вектором \mathbf{l} (члены типа (LL) , (LH) и L -зависимый эффект Фарадея). Эффективное поле \mathbf{H}^{eff} определено как

$$\mathbf{H}^{\text{(eff)}} = -\frac{1}{g s \mu_B} \frac{\partial W(\mathbf{m}, \mathbf{l})}{\partial \mathbf{m}} \Big|_{\mathbf{m}=0}. \quad (3)$$

Согласно этому определению, в эффективное поле \mathbf{H}^{eff} дают вклад внешнее поле \mathbf{H}_0 , поле Дзялошинского $\mathbf{H}_D = -\partial W_D / \partial \mathbf{m}$, а также эффективные поля, обусловленные эффектом Фарадея и другими магнитооптическими эффектами (LM) -типа и (LH) -типа. При

такой формальной записи можно не конкретизировать вид \mathbf{H}^{eff} , который включает вклады как чисто спиновых взаимодействий, так и взаимодействия спиновой системы со светом.

Анализ динамических уравнений для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} показал, что в физически интересном случае, когда обменное поле АФМ H_{ex} значительно превосходит все остальные характерные поля (т.е. \mathbf{H}^{eff}), $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ и для вектора \mathbf{l} получается достаточно компактное замкнутое (не содержащее намагниченности \mathbf{m}) уравнение, которое получило название анизотропное уравнение сигма-модели. В силу условия $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ вектор \mathbf{l} можно считать единичным. Переход к сигма-модели описан во многих работах [15,18,21,41,42], в том числе в обзорах, опубликованных в журнале *ФНТ* [20,22], поэтому ограничимся изложением необходимых результатов.

В рамках сигма-модели вектор \mathbf{m} — подчиненная переменная и выражается через вектор \mathbf{l} и его производную по времени [15,18,20–22],

$$H_{\text{ex}} \mathbf{m} = \mathbf{H}^{\text{eff}} - \mathbf{l} (\mathbf{H}^{\text{eff}} \cdot \mathbf{l}) + \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right), \quad (4)$$

где $\gamma = g\mu_B / \hbar$ — гиромангнитное отношение. Первые два слагаемых в (4) определяют скос подрешеток, вызванный как внешним полем \mathbf{H} , так и взаимодействием Дзялошинского–Мория. Для слабых ферромагнетиков малая величина магнитного момента формируется обменно-релятивистским взаимодействием Дзялошинского–Мория. Последнее слагаемое в (4) описывает динамическую часть \mathbf{m} , учет которой нужен для описания динамики АФМ.

Лагранжан АФМ имеет вид [15,18,20–22,41]

$$L = \frac{M}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - \frac{\hbar}{H_{\text{ex}}} (\mathbf{H}^{\text{eff}} \cdot [\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}]) - W(\mathbf{l}), \quad (5)$$

где первые два слагаемых определяют динамику АФМ, инерционную и гироскопическую соответственно, величина $M = \hbar / \gamma H_{\text{ex}} = \hbar^2 / g\mu_B H_{\text{ex}}$ имеет смысл эффективной массы для движения вектора \mathbf{l} . Слагаемое $W(\mathbf{l})$ в рамках такой механической аналогии имеет смысл эффективной «потенциальной энергии» системы. В расчете на один спин его можно записать как

$$W(\mathbf{l}) = W_0(\mathbf{l}) + \frac{g\mu_B}{2H_{\text{ex}}} [(\mathbf{H}^{\text{eff}} \cdot \mathbf{l})^2 - (\mathbf{H}^{\text{eff}})^2]. \quad (6)$$

Существенная особенность АФМ — наличие квадратичного члена $M(\partial \mathbf{l} / \partial t)^2 / 2$ в лагранжиане (5), этот член является аналогом кинетической энергии в классической механике. Важно подчеркнуть, что лагранжиан (5) может применяться и для описания случая, когда эффективное поле явно зависит от времени.

Варьирование лагранжиана для \mathbf{l} , с учетом условия $\mathbf{l}^2 = 1$, дает замкнутое уравнение сигма-модели для нормированного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} . Зная

решение этого уравнения $\mathbf{l} = \mathbf{l}(t)$, можно найти и соответствующее поведение $\mathbf{m}(t)$. Уравнения сигма-модели можно построить исходя из симметричных соображений [41] или непосредственно получить из уравнений Ландау–Лифшица для намагниченностей подрешеток (см. обзорные работы [15,18,20–22,42]). Общепринято, что при использовании сигма-модели для описания нелинейной динамики АФМ достигается такой же уровень универсальности, как и при применении уравнения Ландау–Лифшица в случае ферромагнетика.

Уравнение движения для вектора \mathbf{l} — уравнение второго порядка по времени и определяет движение, похожее на инерционную динамику в обычной механике. Именно вследствие этого свойства в АФМ возможна инерционная динамика, возбуждаемая ультракороткими лазерными импульсами, и это свойство может быть использовано для сверхбыстрого магнитного переключения с применением ультракоротких импульсов магнитного поля [28].

Присутствие постоянного магнитного поля \mathbf{H} ведет к появлению в уравнении движения для вектора \mathbf{l} слагаемого, аналогичного силе Кориолиса для радиус-вектора частицы в обычной динамике. Если же поле \mathbf{H} изменяется со временем ($\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$), то в системе возникает дополнительный крутящий момент, пропорциональный $d\mathbf{H}/dt$, роль которого мы обсудим ниже. Оценки показывают, что гироскопическое слагаемое может быть существенным при достаточно сильном поле, порядка $\sqrt{H_a H_{ex}}$, где H_a — поле анизотропии. Обычно это значение поля порядка поля Дзялошинского, его характерная величина 100 кЭ. При меньших полях мы приходим к обычной инерционной динамике, такой же, как для массивной частицы: имеет место аналогия между движением вектора \mathbf{l} (точнее, конечной точки этого единичного вектора) и материальной точки (движущейся по поверхности сферы) в классической механике. Величина $-\partial W(\mathbf{l})/\partial \mathbf{l}$ играет роль силы в механических уравнениях движения (с учетом условия $\mathbf{l}^2 = 1$ важна тангенциальная часть силы, $[\mathbf{l} \times [\mathbf{l} \times (\partial W/\partial \mathbf{l})]]$). Такая аналогия полезна и существенно упрощает интуитивное понимание характера движения спинов, в частности облегчает квантование спиновой динамики [43].

Для сравнения отметим, что уравнение Ландау–Лифшица, описывающее динамику намагниченности ферромагнетика \mathbf{M} , содержит только первые производные по времени. Поэтому энергия ферромагнетика определяется только мгновенным значением \mathbf{M} и не содержит кинетического слагаемого. Для АФМ действие импульса на систему может приводить не только к повороту \mathbf{l} , но и к резкому увеличению кинетической энергии, что, как увидим ниже, и является основным механизмом воздействия в случае АФМ. Для ферромагнетика такое воздействие невозможно.

Преыдушие рассуждения были проведены с учетом всех возможных вкладов в \mathbf{H}^{eff} , обусловленных как чисто спиновыми взаимодействиями, так и взаимодействием спиновой системы со светом. Уточним теперь свойства лагранжиана АФМ, как гироскопического слагаемого, так и потенциальной энергии $W = W(\mathbf{l}, t)$ (6), используя оценки вкладов конкретных взаимодействий. Представим \mathbf{H}^{eff} в виде суммы внешнего поля \mathbf{H}_0 и слагаемых, обусловленных взаимодействием Дзялошинского \mathbf{H}_D и воздействием света, $\mathbf{h} = \mathbf{h}(t)$. Для многих АФМ (например, ортоферритов, бората железа) $W_D = H_D(\mathbf{d} \cdot (\mathbf{m} \times \mathbf{l}))$, единичный вектор \mathbf{d} направлен вдоль четной оси симметрии АФМ. Для ортоферритов вектор \mathbf{d} параллелен b -оси магнетика, для одноосных АФМ типа гематита или бората железа с четной главной осью — выделенной оси АФМ. В этом случае поле Дзялошинского $\mathbf{H}_D = H_D(\mathbf{d} \times \mathbf{l})$. Тогда вклад \mathbf{H}_D в динамическое слагаемое отсутствует (точнее, сводится к полной производной) и в лагранжиане (5)

$$(\mathbf{H}^{eff} \cdot [\mathbf{l}, \partial \mathbf{l} / \partial t]) \rightarrow (\mathbf{H}_0 \cdot [\mathbf{l}, \partial \mathbf{l} / \partial t]) + (\mathbf{h}(t) \cdot [\mathbf{l}, \partial \mathbf{l} / \partial t]).$$

В линейном приближении по $\mathbf{h}(t)$ выражение для $W = W(\mathbf{l}, t)$ можно представить в виде $W(\mathbf{l}, t) = W(\mathbf{l}) + \Delta W(\mathbf{l}, t)$, $\Delta W(\mathbf{l}, t)$ описывает воздействие импульса света на магнетик,

$$W(\mathbf{l}) = W_a(\mathbf{l}) + \frac{g\mu_B}{2H_{ex}} [(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{l})^2 - H_0^2] - \frac{g\mu_B}{H_{ex}} H_D (\mathbf{H}_0 \cdot [\mathbf{d}, \mathbf{l}])$$

— стандартное выражение для статической энергии АФМ в магнитном поле, представленное через вектор \mathbf{l} . В этой формуле выделена эффективная энергия анизотропии $W_a(\mathbf{l})$, которая содержит вклад взаимодействия Дзялошинского,

$$W_a(\mathbf{l}) = W_0(\mathbf{l}) + g\mu_B (H_D)^2 (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l})^2 / 2H_{ex}.$$

Отметим, что для редкоземельных ортоферритов энергия анизотропии содержит вклады различных взаимодействий, в том числе взаимодействия железных подрешеток с редкоземельными ионами. В силу этого константы анизотропии существенно зависят от температуры, что может приводить к переориентационным переходам [14].

Обсудим кратко свойства малых колебаний спинов в АФМ. Начнем с линейного случая, когда отклонение вектора \mathbf{l} от его равновесного направления (ось \mathbf{e}_3) можно считать малым. Кроме того, не будем учитывать внешнее магнитное поле, которое в известных нам экспериментах пренебрежимо мало, т.е. положим $\mathbf{H}_0 = 0$ и $W(\mathbf{l}) = W_a(\mathbf{l})$. Используя условие $\mathbf{l}^2 = 1$, можно выразить все компоненты \mathbf{l} только через l_1 и l_2 , проекции \mathbf{l} на орты \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 , образующие вместе с \mathbf{e}_3 ортого-

нальный репер. Орты \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 удобно выбрать вдоль некоторых осей симметрии АФМ. Тогда энергия $W_a(\mathbf{l})$ в квадратичном приближении по l_1 и l_2 принимает диагональный вид, представим ее как

$$W_a(\mathbf{l}) = \frac{1}{2} g\mu_B (H_{a1}l_1^2 + H_{a2}l_2^2), \quad (7)$$

где H_{a1} , H_{a2} — поля анизотропии. В квадратичном приближении при $\mathbf{H} = 0$ лагранжиан (5) описывает две магннные моды с частотами $\omega_1 = \gamma\sqrt{H_{a1}H_{ex}}$ и $\omega_2 = \gamma\sqrt{H_{a2}H_{ex}}$. Получается, что в рамках сигма-модели магнонам отвечает *линейная поляризация* колебаний вектора \mathbf{l} . Естественно, что если восстановить векторы намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_1 = M_s(\mathbf{m} + \mathbf{l})$ и $\mathbf{M}_2 = M_s(\mathbf{m} - \mathbf{l})$, то их динамика оказывается более сложной и характеризуется эллиптической поляризацией, соотношение осей эллипса зависит от параметров АФМ и частоты ω .

В принципе, для разных типов АФМ значения частот могут существенно различаться. В легкоосном АФМ $H_{a1} = H_{a2} = H_a$ и моды вырождены. Это вырождение снимается при наличии магнитного поля, для поля вдоль избранной оси $\omega_{1,2} = \gamma(\sqrt{H_a H_{ex}} \pm H)$. Для АФМ с анизотропией типа легкая плоскость (гематит, борат железа, оксид никеля) анизотропия в базисной плоскости обычно очень мала, ее поле H_{a2} не превышает единиц эрстед. В этом случае $\omega_1 \ll \omega_2$; однако за счет обменного усиления даже низкая частота ω_1 может быть порядка 100 ГГц, а высокая частота ω_2 порядка терагерц. Для ромбических материалов типа ортоферритов оба поля анизотропии порядка килоэрстед и обе частоты порядка терагерц, их значения уменьшаются вблизи точек переориентационных переходов (см. ниже).

Напомним, что эти частоты значительно выше, чем частоты магнонов для ферромагнетиков. В ферромагнетиках для той же энергии анизотропии величина частоты есть $\omega_{FM} = \gamma\sqrt{H_{a1}H_{a2}}$. Поле анизотропии имеет релятивистское происхождение и не превышает десятков килоэрстед. В АФМ характерная частота содержит обменное поле, и характерные частоты (как и скорости спиновых волн) для антиферромагнетиков больше, чем для ферромагнетиков в $\sqrt{H_{ex}/H_a} \sim 30-100$ раз. Об этом эффекте говорят как об *обменном усилении* динамических параметров антиферромагнетиков, и он важен для проблемы создания твердотельных устройств электроники, которые могут работать в диапазоне терагерц.

5. Оптическое возбуждение спиновой динамики

Величину $\Delta W(\mathbf{l}, t)$, определяющую зависящую от времени «вынуждающую силу», которая возбуждает колебания спинов, можно представить в виде

$$\Delta W(\mathbf{l}, t) = \frac{g\mu_B}{H_{ex}} H_D (\mathbf{h} \cdot [\mathbf{l} \times \mathbf{d}]) + W_{mo}(\mathbf{l}, t) + \frac{g\mu_B}{H_{ex}} [(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{l})(\mathbf{h} \cdot \mathbf{l}) - (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h})], \quad (8)$$

где первое слагаемое с $\mathbf{h} = \mathbf{h}(t)$ определяет вклад взаимодействия света с вектором \mathbf{m} , обусловленным взаимодействием Дзялошинского. Здесь прежде всего имеется в виду эффект Фарадея, и такое воздействие есть по сути проявление *обратного эффекта Фарадея* (ОЭФ), но подобные слагаемые могут также появляться за счет членов типа (ML) . Напомним, что ОЭФ, как и обычный эффект, имеет универсальный характер. Впервые он был рассмотрен Питаевским в применении к плазме [5] и далее был применен к парамагнетикам [6], см. также монографию [7]. Второе слагаемое, обозначенное $W_{mo}(\mathbf{l}, t)$, определяет взаимодействие света с вектором \mathbf{l} , не содержащее \mathbf{m} . Это слагаемое содержит вклады членов типа (LL) , (LH) и L -зависимого эффекта Фарадея. Слагаемые типа (LL) наиболее изучены, они определяются тем же вкладом в энергию, что и эффект Коттона–Мутона (Фойгта). В литературе по фотомagnetизму принято определять этот вклад как следствие *обратного эффекта Коттона–Мутона* (ОЭКМ) [25,26]. Третье слагаемое показывает, что при наличии сильного внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 возникает дополнительный вклад $\mathbf{h} = \mathbf{h}(t)$. Этот вклад, насколько нам известно, ранее не обсуждался. Видно, что он может сравниться с вкладом первого слагаемого, если поле \mathbf{H}_0 порядка поля Дзялошинского, т.е. в сильных полях.

Теперь остается применить отмеченную выше механическую аналогию и исследовать возможности возбуждения спиновых колебаний за счет различных механизмов в АФМ разных типов. Ограничимся только общими замечаниями, а более детально рассмотрим вопрос применительно к конкретным материалам в следующих разделах.

Если то или иное слагаемое содержит члены, линейные по l_1 или l_2 , то это слагаемое действует как вынуждающая сила для возбуждения соответствующей моды. В результате имеет место наиболее эффективное, *инерционное* возбуждение спиновых колебаний для этой моды. В первых работах по сверхбыстрому фотомagnetизму была специально подчеркнута важность ОЭФ. Непосредственное действие этого эффекта описывается первым слагаемым в (8). Слагаемые, линейные по l_1 или l_2 , возникают также за счет второго слагаемого в формуле (8).

Чтобы записать конкретные выражения, ограничимся линейным приближением по малым отклонениям \mathbf{l} от основного состояния $\mathbf{l} = \mathbf{e}_3$. Ограничившись линейным приближением по малым величинам l_1 и l_2 , запишем удобную для дальнейшего величину $\Delta W(\mathbf{l}, t)/M$ в следующем виде:

$$\Delta W(\mathbf{l}, t) = -[\Psi_1(t)l_1 - \Psi_2(t)l_2]M, \quad (9)$$

где для каждой из мод амплитуда представляется в виде суммы различных вкладов,

$$\Psi_{1,2}(t) = \Psi^F_{1,2}(t) + \Psi^{CM}_{1,2}(t) + \Psi^{F,H}_{1,2}(t). \quad (10)$$

Здесь Ψ^F — вклад эффекта Фарадея, Ψ^{CM} — вклад эффекта Коттона–Мутона,

$$\Psi^F_{1,2}(t) = \gamma^2 H_D (\mathbf{h} \cdot [\mathbf{d} \times \mathbf{e}_{1,2}]), \quad (11)$$

$$\Psi^{CM}_{1,2}(t) = -\frac{\gamma H_{ex}}{\hbar} \left(\mathbf{e}_{1,2} \cdot \left[\frac{\partial W_{mo}(\mathbf{l}, t)}{\partial \mathbf{l}} \right]_{\mathbf{l}=\mathbf{e}_3} \right), \quad (12)$$

последнее слагаемое определяет специальный вклад эффекта Фарадея, возникающий при наличии сильного внешнего постоянного поля,

$$\Psi^{F,H}_{1,2}(t) = \gamma^2 [(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h}) - (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{e}_{1,2})(\mathbf{h} \cdot \mathbf{e}_3) - (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{e}_3)(\mathbf{h} \cdot \mathbf{e}_{1,2})]. \quad (13)$$

Сравнение Ψ^F и $\Psi^{F,H}$ показывает, что вклад $\Psi^{F,H}$ может сравниться с вкладом первого слагаемого, если внешнее поле H_0 порядка поля Дзялошинского H_D , которое для типичных слабых ферромагнетиков может превышать 100 кЭ. Однако для АФМ, в которых взаимодействие Дзялошинского запрещено симметрией, это слагаемое дает единственный вклад ОЭФ в инерционную динамику. Поскольку нам не известны примеры экспериментов по импульсному возбуждению магнонов в АФМ в присутствии сильного магнитного поля, далее будем считать, что $\mathbf{H}_0 = 0$.

Учитывая эти выражения и используя лагранжиан (5) с $\mathbf{H}_0 = 0$, т.е. совершив замену $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{h} = \mathbf{h}(t)$, можно записать линейные уравнения для колебаний спинов с данной поляризацией с $l = l_1$ или $l = l_2$ в следующем виде:

$$\frac{d^2 l_{1,2}}{dt^2} + 2\lambda_{1,2} \frac{dl_{1,2}}{dt} + \omega_{1,2}^2 l_{1,2} = \Psi_{1,2}(t) + \gamma (\mathbf{e}_{1,2} [\mathbf{e}_3 \times \frac{d\mathbf{h}}{dt}]), \quad (14)$$

где добавлено слагаемое, описывающее затухание магнонов. Таким образом, для описания возбуждения магнетонных мод получается стандартное уравнение для гармонического осциллятора с вынуждающей силой в правой части. В этом уравнении величины l_1 или l_2 играют роль координаты, а зависящая от времени сила, обусловленная импульсом света, состоит из двух частей — «потенциальной вынуждающей силы» $\Psi_{1,2}(t)$ и специфической «гироскопической силы», пропорциональной производной по времени от эффективного поля \mathbf{h} . Потенциальная сила может содержать как вклад $\Delta W(\mathbf{l}, t)$, что есть проявление ОЭФ, так и ОЭФ. Обсудим происхождение второго слагаемого.

В сигма-модели присутствие постоянного магнитного поля \mathbf{H} ведет к появлению аналога силы Кориолиса.

Если же поле (эффективное поле \mathbf{h}) изменяется со временем, $\mathbf{h} = \mathbf{h}(t)$, то в системе возникает дополнительный крутящий момент, пропорциональный $d\mathbf{h}(t)/dt$. Этот эффект естественно возникает в сигма-модели, и слагаемые с dH/dt были выписаны уже в работе [41], в которой лагранжиан сигма-модели был введен из соображений симметрии. Такие слагаемые обсуждались теоретически при описании различных нелинейных эффектов в АФМ [44,45], но нам не известно их наблюдение для стандартных резонансных экспериментов. В работе [46] было показано, что такие вклады важны для возбуждения лазерным импульсом спиновых колебаний для «чистого» АФМ, в котором отсутствует слабый ферромагнитный момент. Этот механизм был обнаружен при возбуждении магнонов в «чистом» антиферромагнетике NiO [27].

Конкретный анализ уравнений можно сильно упростить, если учесть, что ширина импульса мала по сравнению с периодом колебаний $2\pi/\omega$ (далее индексы 1 и 2 опускаются в тех выражениях, где это не может привести к недоразумениям). Действие короткого импульса с большой амплитудой $\bar{\mathbf{h}}$ и шириной Δ , $\bar{\mathbf{h}}\Delta = \int \mathbf{h}(t)dt$, можно описать с помощью δ -функции Дирака, заменив $\mathbf{h}(t) \rightarrow \bar{\mathbf{h}}\delta(t)$. В этом случае после окончания импульса (при временах $t \gg \Delta$) спиновая динамика описывается уравнением (13) без вынуждающей силы. Поскольку до начала воздействия импульса значение $l = 0$, после его окончания начальное условие имеет вид

$$\frac{dl_{1,2}}{dt}(t=+0) = \bar{\Psi}_{1,2}, \quad l_{1,2}(t=+0) = \gamma \Delta (\mathbf{e}_{1,2} [\mathbf{e}_3 \times \bar{\mathbf{h}}]), \quad (15)$$

где $\bar{\Psi}_{1,2}\Delta = \int \Psi_{1,2}(t)dt$. Легко видеть, что результат действия этих двух слагаемых существенно различный.

Вклад потенциальной силы, как и импульса силы в механике материальной точки, приводит к созданию начального значения скорости (в нашем случае обобщенной скорости $v_0 = dl/dt$). В интервале времени $\Delta \ll t \ll 2\pi/\omega$ значение $l = v_0 t$, т.е. происходит движение по инерции. В результате могут возникать немалые отклонения спинов от равновесного направления $l^{inert}(\max) \sim \bar{\Psi}/\omega$ и существенно нелинейные режимы движения. Результатом может быть даже «переброс» в другое положение равновесия, т.е. вызванная нетепловым действием импульса динамическая спиновая переориентация. Эффект *переориентации* вследствие *инерционного движения спинов* наблюдался в ортоферрите гольмия [28] и будет более подробно обсужден в разд. 8.

Для второго (гироскопического) механизма возбуждения характерно другое поведение. В этом случае амплитуда колебаний не зависит от параметров АФМ и определяется только параметрами импульса поля,

$I_{\max}^{\text{gyro}} \sim \gamma\Delta |\bar{\mathbf{h}}|$. Важно отметить, что слагаемое не зависит от характера анизотропии или наличия взаимодействия Дзялошинского и присутствует даже для «чистых» АФМ.

Естественно, обоим видам движения спинов отвечают решения типа затухающих колебаний, но с различной фазой,

$$I^{\text{inert}}(t) = \frac{\bar{\Psi}}{\omega} e^{-\lambda t} \sin(\omega t),$$

$$I^{\text{gyro}}(t) = \gamma\Delta |\bar{\mathbf{h}}| e^{-\lambda t} \cos(\omega t). \quad (16)$$

Это позволяет установить механизм, ответственный за возбуждение той или иной моды в данном эксперименте [47].

Такая классификация типов движения естественным образом возникает в рамках сигма-модели, но ее можно получить и непосредственно в рамках уравнений для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} [48]. Дело в том, что гамильтонова структура этих уравнений такова, что \mathbf{m} является импульсом, а \mathbf{l} — координатой.

Вернемся к сигма-модели. Понятно, что слагаемые, зависящие от \mathbf{l} , всегда приводят к инерционной динамике. В частности, это слагаемые, входящие в $W_{\text{mo}}(\mathbf{l}, t)$ и связанные с ОЭКМ. Однако проявление ОЭФ в инерционной динамике сильно лимитировано структурой соответствующего слагаемого. L -зависимый эффект Фарадея дает вклад в $W_{\text{mo}}(\mathbf{l}, t)$ вида $G_{ij}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]_i l_j$. Но поскольку симметрия тензора G_{ij} такая же, как и тензора D_{ij} во взаимодействии Дзялошинского, учет этого эффекта не меняет картины явления.

Заметим, что даже если ОЭФ не возбуждает инерционную динамику спинов, этот эффект проявляется в «гироскопическом» механизме возбуждения магненов. Гироскопическое возбуждение проявляется для АФМ любой симметрии за счет ОЭФ или родственных эффектов. Для него выражение для амплитуды колебаний не содержит параметров АФМ, что проявляется при анализе эксперимента по возбуждению магненов в оксиде никеля.

Тот факт, что для АФМ с двумя подрешетками амплитуда колебаний не зависит от параметров магнетика, свидетельствует об определенной универсальности этого явления. Интересно отметить, что такие же закономерности применимы к кристаллическим многоподрешеточным магнетикам. Примером таких материалов являются четырехподрешеточные антиферромагнетики Nd_2CuO_4 и UO_2 с компланарным и некомпланарным расположением подрешеток соответственно и шестиподрешеточные редкоземельные манганиты YMnO_3 и HoMnO_3 (см. подробнее об их свойствах в обзоре [41]). Такая же закономерность существует и для аморфных магнетиков, в том числе для B -фазы сверхтекучего ^3He , а также спинового стекла, которое формально отвечает бесконечному числу подрешеток [41].

Для всех этих материалов импульс магнитного поля (эффективного поля) приводит к отклонению спинов от равновесия на угол порядка $\gamma H \Delta$ [46].

6. Экспериментальные методы возбуждения спиновых колебаний (pump-probe method)

Начиная с первых работ в области фемтосекундного фотомагнетизма, для экспериментов применялась полностью оптическая схема исследования, в которой импульсы лазера использовались как для возбуждения системы (накачки), так и для наблюдения динамических процессов. Упрощенное представление этой стандартной схемы «накачка–зондирование» (pump-probe) приведено на рис. 1.

В качестве источника импульсов обычно применялся титан-сапфировый лазер с центральной длиной волны около 800 нм, шириной импульса от 50 до 150 фс и частотой повторения порядка кГц. Использование оптических параметрических усилителей и затем удвоителей частоты для сигнала и холостого пучка позволяет получать импульсы с длиной волны от 600 до 2500 нм [47]. Импульсы лазера расщеплялись на импульс накачки и гораздо менее интенсивный зондирующий импульс, который подавался на образец с заданной задержкой по отношению к импульсу накачки. Время задержки могло варьироваться от нуля до нескольких наносекунд. Поляризация импульсов накачки могла быть линейной или круговой; пробные импульсы, как правило, были линейно поляризованными. Прошедший через образец пробный импульс разделялся с помощью призмы Волластона на две ортогонально поляризованные компоненты, интенсивности которых давали величину вращения плоскости поляризации в образце. Таким образом, меняя величину задержки, можно получать информацию о магнитном состоянии образца в заданный момент времени. Для накачки и регистрации использовались, как правило, различные длины волн. Чтобы избежать излишнего нагрева образца, длина волны импульса накачки выбиралась в окне прозрачности материала. Импульс накачки фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром 50–100 мкм, размер пятна для импульса регистрации выбирался в несколько раз меньшим.

В большинстве экспериментов применяли стробоскопическую методику, так что исследовали картину,

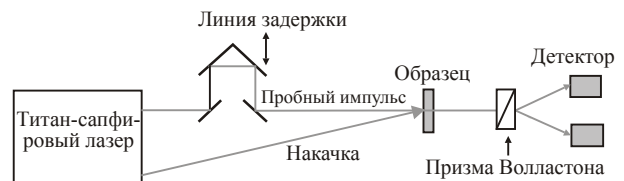


Рис. 1. Упрощенное представление стандартной схемы «накачка–зондирование», см. подробнее в тексте.

усредненную за время действия многих импульсов. В последнее время возникла возможность регистрировать сигнал от одного импульса [49], что можно назвать фемтосекундной фотографией. Энергия импульса накачки могла меняться от сотен до десятков миллджоулей/см², что, учитывая предельно малую длительность импульса, приводило к появлению в образце гигантских значений поля. Более подробное описание деталей эксперимента можно найти в оригинальных работах, цитированных в данном обзоре.

Прежде чем обсуждать результаты конкретных экспериментов, полезно отметить следующее важное обстоятельство. Большинство прозрачных магнитных кристаллов, используемых в экспериментах, имеют достаточно высокое двулучепреломление (ДЛП). В силу этого импульсы с круговой или линейной поляризацией (в том интересном случае, когда направление поляризации не параллельно оптической оси кристалла) трансформируются при прохождении через кристалл. В этом случае даже для чисто циркулярно или линейно поляризованного импульса на входе характеристики поляризации импульса в среде будут колебаться в пространстве вдоль направления распространения импульса. Соответственно, и характер спиновых колебаний может изменяться от точки к точке. Таким образом, эффект ДЛП может приводить к отклонению наблюдаемых эффектов от картины, возникающей в простой теории, не учитывающей этой неоднородности [47].

В последние годы интенсивно развивается новый путь исследований возбуждений в АФМ, основанный на применении терагерцовых электромагнитных волн. Этот метод привлекателен тем, что в нем происходит прямое взаимодействие (обычное взаимодействие Зеемана) магнитного поля волны со спиновыми степенями свободы магнетика. Импульсы длительностью в один период использовались для полного когерентного контроля (возбуждения и гашения) когерентных спиновых волн в антиферромагнитном оксиде никеля NiO на частотах до 1 ТГц [50]. Хотя в текущей литературе иногда используется термин «терагерцовая оптика», обсуждение этих интересных эффектов выходит за рамки настоящей работы.

7. Возбуждение спиновых колебаний в реальных АФМ

Ниже будут обсуждены некоторые примеры чисто оптического возбуждения спиновых колебаний в АФМ фемтосекундными импульсами света. Будет рассмотрено только возбуждение малых колебаний в линейном случае; обсуждению нелинейных динамических режимов посвящен отдельный раздел. Выбрана хронологическая последовательность изложения материала, показывающая, как развивались представления фемтосекундного фотомagnetизма. Параллельно с описанием

наблюдаемых эффектов будет представлена минимально необходимая информация о магнитных и магнитооптических свойствах тех материалов, на которых наблюдался эффект.

7.1. Ортоферриты: обратный эффект Фарадея

Начнем с анализа АФМ, в которых возможен слабый ферромагнетизм, т.е. симметрия допускает существование взаимодействия Дзялошинского–Мория. Среди большого класса таких материалов в экспериментах с фемтосекундными импульсами использованы ортоферриты и борат железа. Первые работы в этом направлении были проведены именно для ортоферритов (ОФ) туллия TmFeO₃ [23] и диспрозия DyFeO₃ [24]. Обсудим кратко необходимые для настоящего обзора свойства ортоферритов. Более подробные экспериментальные и теоретические данные о них можно найти в обзорных работах и монографиях [14, 15, 18].

Редкоземельные ОФ, общая формула которых RFeO₃, где R — ион редкоземельных элементов или иттрия, группа симметрии кристалла D_{2h}^{16} , были одними из первых исследованных прозрачных АФМ [37]. ОФ прозрачны в видимой и инфракрасной области спектра; в диапазоне длин волн 1,1–6 мкм коэффициент поглощения не превышает десятых долей обратных сантиметров, для длины волны около 0,6 и 0,8 мкм он не превышает 100 см⁻¹. Отметим, что в ОФ велико фарадеевское вращение, которое составляет 2900 град/см для длины волны около 0,63 мкм. Однако для ОФ велико ДЛП, $\Delta n \sim (3-4) \cdot 10^{-2}$, и оптические оси наклонены по отношению к кристаллическим осям. Поэтому для пластинок, вырезанных перпендикулярно кристаллическим осям, угол поворота плоскости поляризации не превышает 1,5–2°. Это затрудняет применение наиболее информативного метода сверхскоростной фотографии, и в большинстве работ приходилось использовать стробоскопическую методику. Для повышения контраста возможно использование пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси, что применялось группой М.В. Четкина при исследовании высокоскоростной нестационарной динамики доменных стенок [15, 18, 51]. Другой путь — применение смешанных ОФ, в которых состав редкоземельных элементов подобран так, чтобы минимизировать ДЛП. На этой основе недавно была реализована методика сверхскоростной (фемтосекундной!) фотографии, что позволило получить данные о мгновенной динамической конфигурации спинов при однократном освещении образца [49]. Такая методика не имеет альтернативы при исследовании нестационарных эффектов при импульсном возбуждении АФМ.

Обменное поле ОФ около 6 МЭ (600 Тл), поле Дзялошинского порядка (100–200) кЭ, вектор \mathbf{d} параллелен оси \mathbf{b} . Энергия анизотропии вдали от области переориентации может быть записана в виде $w_a = K_1 l_z^2 + K_2 l_y^2$.

Будем считать, что оси x, y, z совпадают с осями \mathbf{a}, \mathbf{b} и \mathbf{c} кристалла. Как показывает опыт [14], при высоких температурах во всех ОФ векторы \mathbf{l} и \mathbf{m} ориентированы вдоль осей \mathbf{a} и \mathbf{c} соответственно (фаза Γ_4). Высокотемпературная фаза Γ_4 устойчива при $K_1 > 0$ и $K_2 > 0$. Константы анизотропии сильно зависят от температуры, и при понижении температуры в некоторых ортоферритах происходит переориентация \mathbf{l} . Если K_1 меняет знак, то происходит переход в низкотемпературную слабоферромагнитную фазу Γ_2 , при этом вектор \mathbf{l} переориентируется к оси \mathbf{c} , а вектор \mathbf{m} — к оси \mathbf{a} (фаза Γ_2). Такой переход происходит в $\text{TmFeO}_3, \text{SmFeO}_3$ и некоторых других ортоферритах. Он реализуется путем двух фазовых переходов второго рода при $T = T_1$ и $T = T_2$, величина $T_1 - T_2 \sim (10-20)$ К. В области $T_2 < T < T_1$ реализуется промежуточная (менее симметричная) фаза Γ_{24} , в которой векторы \mathbf{l} и \mathbf{m} лежат в плоскости ac , вектор $\mathbf{l} = \mathbf{e}_x \cos \theta_0 + \mathbf{e}_z \sin \theta_0$ и составляет с осью \mathbf{a} угол θ_0 , $\sin^2 \theta_0 \approx (T_1 - T)/(T_1 - T_2)$ (см. рис. 2(а)). Если же меняет знак K_2 , то ОФ переходит в антиферромагнитное состояние Γ_1 (вектор \mathbf{l} параллелен оси \mathbf{b} , в силу чего $\mathbf{m} = 0$). Такой переход происходит в DyFeO_3 при температуре $T = 40$ К (см. рис. 2(б)). Таким образом, обоим низкотемпературным фазам отвечает значение $\theta = \pi/2$, но разные значения φ . Для ОФ гольмия HoFeO_3 картина переходов более сложная; ее уместно обсудить в следующем разделе, посвященном анализу нелинейной динамики в этом материале.

Собственные моды спиновых колебаний отвечают колебаниям вектора \mathbf{l} в плоскостях xz и xy , их принято называть квазиферромагнитной (QF) и квазиантиферромагнитной (QA) модами соответственно. Эта терминология применима для слабых ферромагнетиков и связана с поведением слабого момента \mathbf{m} . Как уже отмечалось, вектор \mathbf{l} в двух модах колеблется в двух ортогональных плоскостях. Если вектор \mathbf{l} колеблется в плоскости xz , то компонента слабого момента \mathbf{m} , обусловленная взаимодействием Дзялошинского, колеблется вместе с \mathbf{l} в этой плоскости. Кроме того, существует динамический вклад $\mathbf{m} \propto [\mathbf{l} \times d\mathbf{l}/dt]$, параллельный \mathbf{e}_y . Таким образом, для этой моды, как и в ферромагнетике, колеблются две компоненты \mathbf{m} , что и обусловило название QF. Для QA моды вектор \mathbf{l} колеблется в плоскости xy , и единственный вклад в колебания \mathbf{m} обусловлен динамическим слагаемым $[\mathbf{l} \times d\mathbf{l}/dt]$,

\mathbf{m} параллельно \mathbf{e}_z . Частоты этих мод вдали от переориентационных переходов определяются стандартными выражениями $\omega_A = \gamma \sqrt{H_2 H_{ex}}$ и $\omega_F = \gamma \sqrt{H_1 H_{ex}}$. Вблизи переходов соответствующие частоты «размягчаются», демонстрируя немонотонное поведение при изменении температуры.

В настоящее время возбуждения спиновых колебаний под действием лазерного импульса исследованы для ОФ туллия [23,52], диспрозия [24,47], гольмия [28] и эрбия [53]. Первое наблюдение такого было проведено для ортоферритов туллия TmFeO_3 [23,52] и диспрозия DyFeO_3 [24]. В широком интервале температур, включающем и области переориентационных фазовых переходов, наблюдалось возбуждение обоих типов магнонов, QA и QF мод. Авторы этих работ использовали импульсы циркулярно поляризованного света (энергия фотонов 1,6 эВ, т.е. длина волны света 800 нм) с двумя возможными круговыми поляризациями ($\sigma_{(+)}$ и $\sigma_{(-)}$). При переходе от $\sigma_{(+)}$ к $\sigma_{(-)}$ наблюдалось изменение знака спиновых осцилляций. Этот факт явно указывал на нетепловой механизм возбуждения, который авторы ассоциировали с обратным эффектом Фарадея. Однако при использованной длине волны накачки поглощение света в образце было хотя и малым (порядка 100 см^{-1}) но заметным, так что авторы отмечали также и присутствие теплового механизма. Для разделения этих механизмов анализировались сумма и разность сигналов с $\sigma_{(+)}$ и $\sigma_{(-)}$ [52]. В целом в работах [23,52] наблюдалась достаточно сложная картина (см. рис. 3). Оценка амплитуды колебаний дает большое значение, порядка $0,06 M_s$. Проведенные оценки показали, что эффективное импульсное поле, создаваемое за счет ОЭФ, достигает огромной величины в несколько тесла.

Анализ теплового механизма выходит за рамки настоящей работы. Поведение нетеплового вклада можно объяснить на основе ОЭФ. Рассмотрим амплитуду возбуждения мод (см. формулу (11)) для ОФ туллия, с учетом всех фазовых состояний. Будем считать, что в основном состоянии $\mathbf{l} = \mathbf{l}^{(0)} = \mathbf{e}_3$, $\mathbf{e}_3 = \mathbf{e}_x \cos \theta_0 + \mathbf{e}_z \sin \theta_0$. Высокотемпературной фазе отвечает $\theta_0 = 0$, а низкотемпературной фазе — $\theta_0 = \pi/2$. Малым колебаниям соответствуют проекции \mathbf{l} на оси $\mathbf{e}_1 = -\mathbf{e}_x \sin \theta_0 + \mathbf{e}_z \cos \theta_0$ и $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_y$, т.е. величины $l_1 = (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_1)$ и $l_2 = (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_2)$. Проекция l_1 определяет колебания в плоскости ac (мода QF), а l_2 — выход вектора \mathbf{l} из этой плоскости (мода QA). Учитывая, что $\mathbf{d} \parallel \mathbf{e}_y$, легко показать, что обусловленная ОЭФ амплитуда $\bar{\Psi}_2 = 0$, а $\bar{\Psi}_1 \propto \bar{h}_z \sin \theta_0 + \bar{h}_x \cos \theta_0$. Направление эффективного поля \mathbf{h} для ОЭФ совпадает с направлением распространения света.

Понятно, что механизм ОЭФ не приводит к возбуждению колебаний QA моды, в которой $l_2 \neq 0$, а амплитуда возбуждения колебаний QF моды с $l_1 \neq 0$ зависит от угла между \mathbf{l} и \mathbf{h} . В экспериментах использована

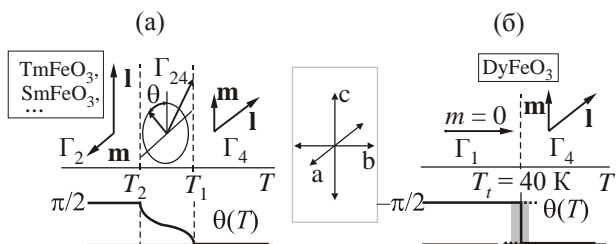


Рис. 2. Магнитная структура и картина фазовых переходов для основных ортоферритов.

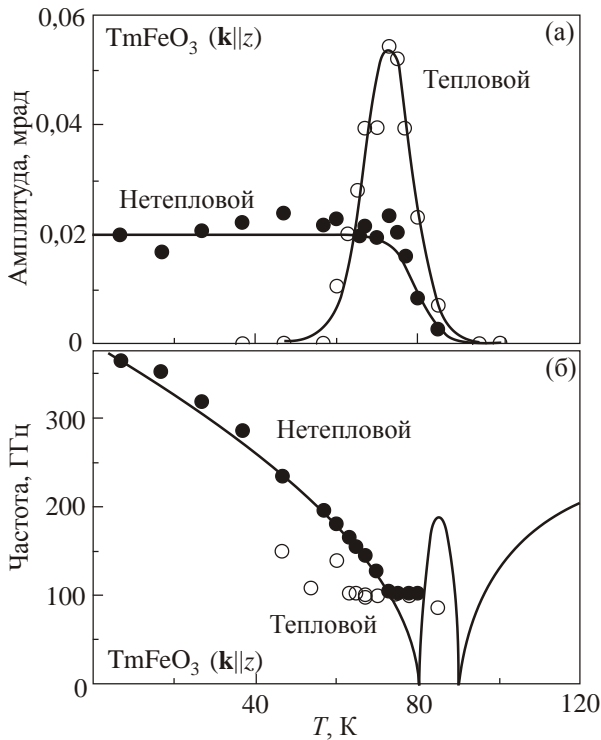


Рис. 3. Поведение амплитуды (а) и частоты (б) спиновых колебаний, возбужденных в ортоферрите тулия лазерным импульсом, при изменении температуры T [52]. Направление распространения света \mathbf{k} и эффективное поле ОЭФ \mathbf{h} параллельны оси \mathbf{c} ОФ (оси z). (●) — нетепловой механизм возбуждения, (○) — тепловой механизм.

пластина, вырезанная перпендикулярно оси z , что при нормальном падении света дает $\mathbf{h} \parallel \mathbf{e}_z$. Экспериментальные данные показывают, что амплитуда нетеплового возбуждения обращается в нуль в высокотемпературной фазе Γ_4 ($\theta_0 = 0$), резко возрастает с ростом $\theta_0 = \theta_0(T)$ в промежуточной фазе и выходит на постоянное значение в низкотемпературной фазе Γ_2 , в которой $\theta_0 = \pi/2$ (см. рис. 3). Это поведение хорошо согласуется с тем, которое отвечает инерционной динамике \mathbf{l} , обусловленной ОЭФ в этой геометрии, $\bar{\Psi}_F \propto \bar{h} \sin \theta_0$.

7.2. Борат железа: обратный эффект Коттона–Мутона

Как отмечалось, инерционное проявление ОЭФ отсутствует для высокотемпературной фазы ОФ Γ_4 . Если в ОФ для нетеплового возбуждения магнонов можно использовать большое разнообразие фаз, то для других материалов такой возможности нет. Перспективный объект магнитооптических исследований — борат железа FeBO_3 , который ниже температуры Нэлея $T_N = 348$ К является легкoplоскостным слабым ферромагнетиком с симметрией D_{3d}^6 . Существующие методики позволяют получить качественные монокри-

сталлы FeBO_3 , прозрачные в оптическом диапазоне. Обменное поле бората железа относительно мало, около 2,6 МЭ (260 Тл), поле Дзялошинского $H_D \sim 60$ кЭ, в силу чего слабый момент достаточно большой; величина $4\pi M = 115$ Э при комнатной температуре и возрастает до значения 240 Э при $T \rightarrow 0$. Это означает, что в отличие от многих других АФМ, магнитное дипольное взаимодействие может оказаться важным для анализа этого материала. В частности, в микронных частицах бората железа основным состоянием может быть магнитный вихрь [54] — топологически нетривиальное состояние, ранее обсуждавшееся только для магнетиков с большой намагниченностью насыщения.

Для бората железа поле внеплоскостной анизотропии порядка 1,7 кЭ и частота квазиантиферромагнитной моды достигает 0,3 ТГц. Поле внутриплоскостной анизотропии предельно мало, менее 0,5 Э, и частота внутриплоскостной квазиферромагнитной моды диктуется магнитным полем. Детальную информацию о магнитооптических свойствах бората железа можно найти в обзоре [55].

Как и для высокотемпературной фазы ОФ Γ_4 , инерционное проявление ОЭФ для бората железа отсутствует. Однако при исследовании импульсной накачки магнонов в этом материале было обнаружено, что эффективное возбуждение магнонов возможно при использовании импульсов света с линейной поляризацией.

Объяснение наблюдаемой картины в работах [25,26] было дано в терминах наведенной светом магнитной анизотропии с осью, параллельной поляризации света. Эта анизотропия присутствует только во время действия импульса. Такая картина соответствует, как отмечено выше, ОЭКМ. Если наведенная ось параллельна или перпендикулярна легкой оси системы (значение угла α между плоскостью поляризации и легкой осью кратно $\pi/2$), то основное состояние не меняется. Если же значение α отличается от 0 или $\pi/2$, то в системе создается крутящий момент и возбуждаются колебания, причем амплитуда ϕ_0 максимальна для $\alpha = \pi/4$. Для количественного описания использованы уравнения для \mathbf{l} и \mathbf{m} , записанные в духе работы [48] с учетом эффективного поля, связанного с эффектом Коттона–Мутона. Полученная зависимость $l_{\max} \propto \sin 2\alpha$ хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 4). Она согласуется с вкладом $W_{\text{mo}}(\mathbf{l}, t)$ (12), если предположить «изотропную» форму $W_{\text{mo}}(\mathbf{l}, t) = \beta(\mathbf{E} \cdot \mathbf{l})^2$ для векторов \mathbf{E} и \mathbf{l} , лежащих в базисной плоскости кристалла. Незначительное отличие амплитуд для $\alpha = -45^\circ$ и $\alpha = 135^\circ$ можно объяснить вкладами эффектов типа (LH) или (LM) в $W_{\text{mo}}(\mathbf{l}, t)$, но данных для количественного подтверждения этой гипотезы недостаточно. Тем самым в работе [25] была показана эффективность нового (по сравнению с ОЭФ, обсуждавшимся в работах [23,24]) «обратного эффекта», *обратного эффекта Коттона–Мутона*.

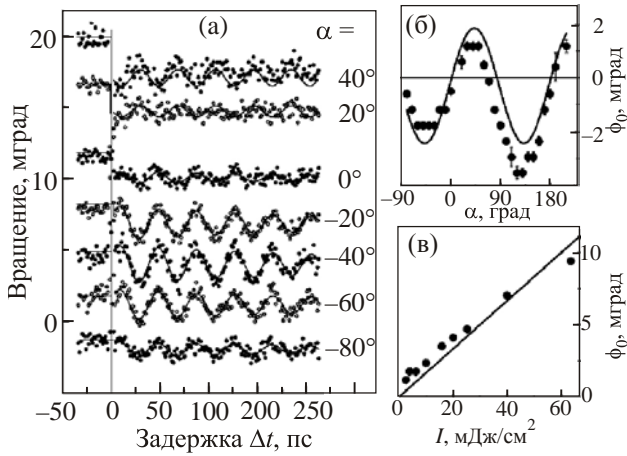


Рис. 4. Зависимость фарадеевского сигнала (угла вращения плоскости поляризации света ϕ_0) от времени задержки между накачкой и пробным импульсом для различных значений угла α между плоскостью поляризации и равновесным направлением \mathbf{I} (а). Амплитуда колебаний как функция угла α (б) и интенсивности излучения накачки (в) (символы), сплошные линии — аппроксимации к теоретическим зависимостям $\phi_0 \propto \sin 2\alpha$ и $\phi_0 \propto I$. Образец насыщен полем $H = 1,75$ кЭ [25].

Отметим также, что измеренная зависимость амплитуды сигнала от интенсивности накачки I была линейной (рис. 4(в)). Как для ОЭФ, так и для ОЭКМ, величины эффективных полей \mathbf{h} пропорциональны квадрату амплитуды поля \mathbf{E} , т.е. линейны по I . Следовательно, в данном эксперименте $\phi_0 \propto h$, т.е. реализовался линейный режим возбуждения. Это относится и к другим экспериментам, описанным в разд. 7.

7.3. Чистые АФМ: оксид никеля

В первых работах по нетепловому возбуждению спиновых колебаний под действием импульса света подчеркивался тот факт, что эти материалы представляют собой типичные АФМ со слабым ферромагнетизмом. Возбуждение спиновых колебаний непосредственно связывалось со взаимодействием импульса поля и слабого ферромагнитного момента материала. Однако в ряде АФМ взаимодействие Дзялошинского, приводящее к слабому ферромагнитному моменту, запрещено из соображений симметрии. Специфика этого была исследована экспериментально на примере оксида никеля NiO [27]. Этот материал интересен тем, что он имеет высокую температуру Неэля, равную 523 К, обсуждается его применение для эффектов обменного подмагничивания в магнитных наноструктурах. Выше температуры Неэля NiO имеет кубическую структуру типа поваренной соли. Ниже T_N спины ориентированы ферромагнитно в плоскостях типа {111} с антиферромагнитной связью между соседними слоями. Обменная магнитострикция приводит к сокращению кубической

элементарной ячейки вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$ и понижает кристаллографическую симметрию до ромбоэдрической. Это вызывает появление четырех типов двойниковых доменов.

Измерения проводили на образце в форме плоскопараллельной пластины с поверхностью, параллельной базисной плоскости (111). Для измерения был выбран двойниковый домен с плоскостью типа {111}, наклоненный к поверхности образца, что в соответствии с теорией (см. уравнение (14)) позволяет возбуждать обе моды спиновых колебаний. Накачка проводилась на длине волны 1280 нм в окне прозрачности материала, для пробного импульса выбрана длина волны 792 нм.

Данные эксперимента, приведенные на рис. 5, четко демонстрируют возбуждение двух мод резонанса с сильно разнесенными частотами.

Аппроксимация экспериментальных данных с помощью функции

$$\sum_{i=1,2} a_i \cos(\omega_i t + \phi_i) \exp(-t/\tau_i)$$

показала следующие значения: для высокочастотной моды $a_1 = 0,3$ мрад, $\omega_1 = 1,07$ ТГц, $\phi_1 = 0,25$, $\tau_1 = 15$ пс, для низкочастотной моды $a_2 = 0,375$ мрад, $\omega_2 = 140$ ГГц, $\phi_2 = 0,17$ и $\tau_2 = 10$ пс. Значения частот хорошо согласуются с известными данными (см. литературу в [27]). Значение обменного интеграла для NiO составляет $J = 221$ К, что для $S = 1$ дает $\gamma H_{ex} = zSJ/\hbar = 27,4$ ТГц. Для NiO значение $\gamma H_{a1} \approx 23$ ГГц и первая частота лежит в диапазоне терагерц, $\omega_1 = 1,1$ ТГц, вторая частота ω_2 гораздо ниже и равна 140 ГГц. Значение фазы колебаний отличается от «инерционного» значения $\phi_{inert} = 0, \pi$, что позволяет однозначно утверждать, что для данного материала реализуется гироскопический механизм возбуждения спиновых колебаний.

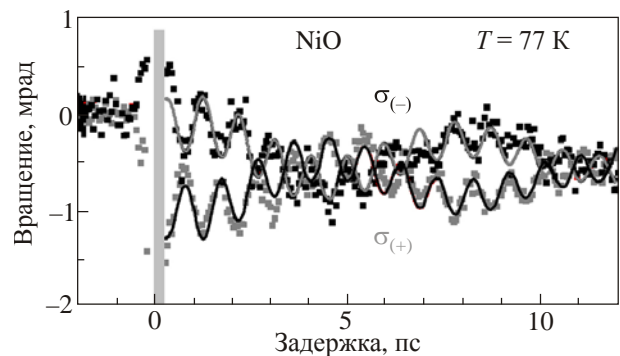


Рис. 5. Зависимость сигнала фарадеевского вращения, вызванного спиновыми колебаниями, возбужденными импульсами для двух различных круговых поляризаций света $\sigma_{(+)}$ и $\sigma_{(-)}$, от времени задержки. Затемненная область около $t = 0$ приблизительно соответствует интервалу времени действия импульса. Отметим биения, определенные присутствием двух существенно различных частот ω_2 и ω_1 и зависимость сигнала от времени типа $\cos \omega t$.

Возбуждение внеплоскостной моды с частотой 1,1 ТГц представляет особый практический интерес в связи с возможностью использования этого эффекта для создания генераторов терагерцового излучения с оптической накачкой. Такое излучение, вызванное магнитным дипольным излучением колебаний намагниченности в магнонной моде, возбужденной фемтосекундным импульсом, было зарегистрировано для NiO [56]. Показана чисто оптическая возможность управления параметрами этого излучения [57]. Интересно отметить, что возможно также возбуждение этой моды с применением ОЭКМ для пластины оксида никеля с поверхностью, параллельной базисной плоскости, при нормальном падении света [58]. Для этого важны компоненты $g_{xx,yz} = g_{xy,xz} = -g_{yy,yz}$ тензора $g_{ij,kn}$, определяющего вклад эффекта Коттона–Мутона в $\Delta\epsilon_{ij} = g_{ij,kn}l_k l_n$, которые допустимы при учете реальной ромбоэдрической анизотропии (оси третьего порядка по оси z) в оксиде никеля, но отсутствуют в изотропном случае [58]. При использовании гамильтониана сигма-модели такое возбуждение определяется инвариантами вида $(E_x^2 - E_y^2)l_z l_y \propto \cos 2\alpha$ или $E_x E_y l_z l_x \propto \sin 2\alpha$ в энергии $W_{\text{мо}}(\mathbf{l}, t)$ ([58] и обсуждение в разд. 3).

7.4. Вклады различных механизмов

Недавно был проведен сравнительный анализ различных механизмов нетеплового возбуждения магнонов в высокотемпературной фазе ОФ диспрозия DyFeO_3 [47]. Были использованы импульсы накачки с различной длиной волны (от 600 до 1500 нм) и различной поляризацией (как круговой, так и линейной, при различной ориентации плоскости поляризации света по отношению к осям кристалла). Использование накачки с длиной волны 1100 нм позволило практически полностью исключить тепловые эффекты. Измерения были проведены для высокотемпературной фазы Γ_4 , где, в соответствии с представленным выше расчетом, инерционный механизм действия ОЭФ не эффективен. Однако возбуждение спиновых колебаний QA моды наблюдалось при использовании как циркулярно поляризованного света, так и для линейной поляризации (см. рис. 6).

Видно, что знак фарадеевского сигнала изменяется при переходе от правой к левой круговой поляризации, что свидетельствует о вкладе ОЭФ. Анализ показал, что в этом материале ОЭФ эффективно проявляется через гироскопический механизм возбуждения. Таким образом, этот механизм эффективен не только для чистых АФМ, но важен и для слабых ферромагнетиков в том случае, когда «не работает» инерционный механизм. Для линейной поляризации света с различным значением угла наклона плоскости поляризации α к оси \mathbf{a} (направление \mathbf{l} в состоянии Γ_4) максимальный эффект наблюдался для углов $\alpha = +\pi/4$ и $\alpha = -\pi/4$ (поляризации $L1$ и $L2$ в обозначениях [47]). Для угла $\alpha = (\pi/2)n$, n — целое число, возбуждение не наблю-

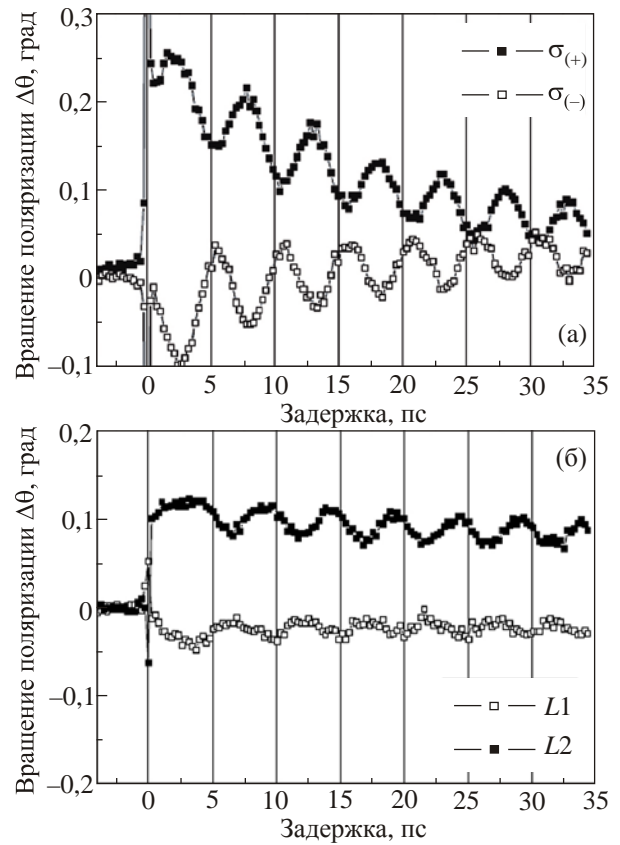


Рис. 6. Зависимость фарадеевского сигнала, определяющего амплитуду спиновых колебаний (вращение плоскости поляризации пропорционально компоненте $m_z(t)$ в QA моде), от времени задержки для ОФ диспрозия под действием импульсов с круговой (а) и линейной (б) поляризацией [47].

далось. Таким образом, в данной работе была доказана эффективность обоих стандартных «обратных» эффектов при возбуждении спиновой динамики, причем ОЭФ проявлялся через гироскопический механизм, а ОЭКМ приводил к инерционному движению спинов.

Зависимость от времени колебаний $l_y(t)$, вызванных ОЭФ и ОЭКМ, пропорциональна $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$ соответственно. (Напомним, что угол поворота плоскости поляризации пробного импульса пропорционален компоненте $m_z(t)$ в QA моде, $m_z(t) \propto dl_y(t)/dt$, и сигнал соответственно пропорционален $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ для этих двух эффектов.) Используя различие фаз колебаний, можно установить, какой из этих механизмов наблюдается. В работе [47] была найдена начальная фаза φ_0 спиновых осцилляций, записанных в виде $l_y(t) \propto \cos(\omega t + \varphi_0)$ для различных длин волн накачки (рис. 7).

Результат измерений оказался достаточно неожиданным. Независимо от того, какая поляризация импульса была использована, для данной длины волны света наблюдалось вполне определенное значение фазы колебаний. Когда длина волны импульса накачки находилась в видимой области (< 800 нм), колебания

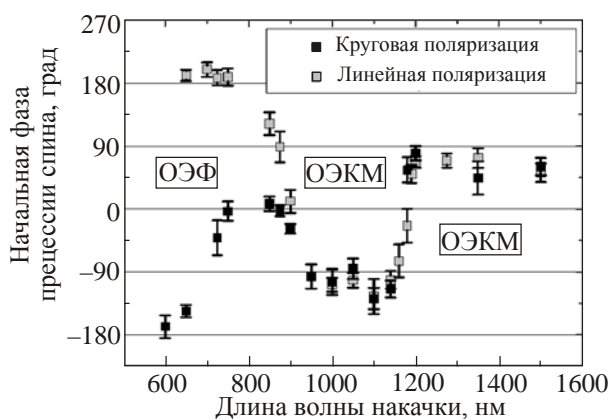


Рис. 7. Начальная фаза спиновых осцилляций для ОФ диспрозия под действием импульсов с круговой и линейной поляризацией для различных длин волн накачки [47].

сигнала имели вид $m_z(t) \propto \sin \omega t$, т.е. $l_y(t) \propto \cos \omega t$, и фаза колебаний φ_0 была кратна π . Это характерно для ОЭФ. С другой стороны, для импульса накачки в ближней инфракрасной области (1000–1100 нм) наблюдались колебания вида $l_y(t) \propto \sin \omega t$. При этом фаза колебаний не зависела от поляризации импульса. Таким образом, можно сделать вывод, что в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах световые импульсы вызывают колебания спинов преимущественно через ОЭФ и ОЭКМ соответственно. Здесь «работает» та закономерность, что в DyFeO_3 эффект Фарадея возрастает с уменьшением длины волны света и доминирует при малых длинах волн, в то время как в инфракрасном диапазоне доминирует эффект Коттона–Мутона (см. более детальное обсуждение в [47]). Фактически, здесь показана важность эффекта трансформации поляризации импульса, вызванная двулучепреломлением: работает не тот механизм, который должен проявляться для данной поляризации входящего импульса, а тот, для которого сильнее соответствующее эффективное поле.

8. Спиновая переориентация и нелинейная динамика спинов

Вопрос о том, как быстро можно перевернуть магнитный момент частицы, представляет огромную важность для повышения скорости работы магнитных систем памяти. Как отмечалось выше, воздействие короткого (эффективная ширина Δt порядка 200 фс) лазерного импульса на магнитоупорядоченные среды эквивалентно действию импульса магнитного поля с такой же длительностью, как и для импульса света, и с максимальным значением поля до нескольких тесла. Такие величины поля уже могут подавлять характерные поля магнитного материала, такие как поле анизотропии или поле размагничивания. На первый взгляд может показаться, что применение таких импульсов может быть легко использовано для манипулирования намаг-

ниченностью малых магнитных частиц. Однако при столь быстрых импульсах (характерное время менее 1 пс) особенности динамики спиновой системы накладывают серьезные ограничения на скорость переворота магнитного момента. Объясним ситуацию на простом примере. Для случая гироскопической динамики (в АФМ или ферромагнетике) движение магнитного момента происходит в основном за время действия импульса. При этом угол поворота спинов не превышает долей градуса. Таким образом, в рамках чисто прецессионной динамики намагниченности «переключение» магнитного момента с использованием ультракороткого импульса с длительностью порядка 100 фс невозможно.

Инерционная динамика, возникающая для некоторых АФМ, в этом плане более перспективна, так как для нее движение вектора \mathbf{I} происходит и после окончания импульса. Особенно перспективны ортоферриты, для которых известны переходы первого рода типа спиновой переориентации. В области сосуществования фаз вблизи такого перехода в системе есть два почти эквивалентных минимума, а высота барьера между ними сильно уменьшена. Кроме того, для неколлинеарных состояний слабых ферромагнетиков возможен инерционный сценарий возбуждения спиновой динамики.

Инерционная переориентация спинов была реализована для ОФ гольмия HoFeO_3 при температуре, близкой к температуре ориентационного перехода первого рода [28]. В этих работах лазерный импульс возбуждал колебания \mathbf{I} с такой амплитудой, которая отвечала перебросу магнитного момента между различными минимумами энергии анизотропии, отвечающими различным фазам HoFeO_3 , фазе Γ_{12} и Γ_{24} (см. рис. 8).

Динамика, приводящая к спиновой переориентации, заведомо нелинейна. Рассмотрим возможность возбуждения лазерным импульсом немалых колебаний вектора \mathbf{I} и кратко обсудим методы их анализа. Для анализа нелинейной задачи удобна параметризация единичного вектора \mathbf{I} через полярный угол θ и азимутальный угол φ , выберем

$$l_z = \cos \theta, \quad l_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad l_y = \sin \theta \sin \varphi. \quad (17)$$

Оказалось, что для ОФ гольмия HoFeO_3 и диспрозия DyFeO_3 в интересующей нас области T , близких к

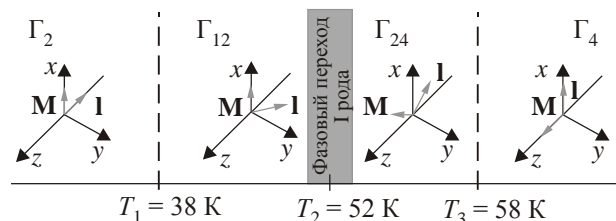


Рис. 8. Магнитные состояния ортоферрита гольмия HoFeO_3 при различных температурах, в затемненной области около $T = 52$ К сосуществуют фазы Γ_{12} и Γ_{24} .

температуре спиновой переориентации, задача может быть сведена к динамике только одной переменной вида $\theta = \theta_0 = \text{const}$, $\varphi = \varphi(t)$ [59]. Чтобы это пояснить, надо разобраться с состояниями этих материалов.

Ортоферрит DyFeO_3 обсуждался выше. Магнитные состояния для HoFeO_3 и картина переходов между ними достаточно сложны. Они были установлены динамическими [60] и статическими [61] измерениями позже, чем для других ортоферритов, и поэтому не описаны в монографии [14]. Для этого материала известно два фазовых перехода второго рода, при температурах T_1 и T_3 ; при этом выше T_3 и ниже T_1 реализуются, как и в большинстве ОФ, фазы Γ_4 и Γ_2 . Переход $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24}$ при T_3 так же обычный. Специфика HoFeO_3 определяется существованием фазового перехода первого рода между фазами Γ_{24} и Γ_{12} при $T = T_2$, $T_1 < T_2 < T_3$. В фазе Γ_{12} вектор \mathbf{l} отклонен от оси z в плоскости zy , содержащей четную ось y , в силу чего магнитный момент параллелен x . Таким образом, при $T = T_2$ вектор \mathbf{l} скачком переходит из плоскости zx в плоскость zy .

Для обеих фаз DyFeO_3 , сосуществующих в точке перехода, величина $l_z = 0$ ($\theta_0 = \pi/2$), и они различаются величиной угла φ (см. рис. 2). Что касается HoFeO_3 , то для него в фазах, существующих около T_2 , вектор \mathbf{l} наклонен к полярной оси z . Однако, согласно экспериментальным данным, переход происходит при практически постоянном значении угла $\theta_n = \theta_0$, $\theta_0 \approx (15-20)^\circ$. Таким образом, опять можно ограничиться анализом только случая $\theta_0 = \text{const}$. Варьируя лагранжиан (5) при $\theta = \text{const}$ и импульсном поле \mathbf{h} , параллельном оси c ортоферрита, легко записать уравнение для $\varphi(t)$ в виде [59]

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\lambda \frac{d\varphi}{dt} + \omega_0^2 \frac{d\varphi}{d\varphi} + \gamma\Omega_D H(t) \cos\varphi - \gamma \frac{dH}{dt} = 0. \quad (18)$$

Слагаемое с $d\varphi/dt$ феноменологически учитывает релаксацию в спиновой системе, ω_0 и $\lambda \ll \omega_0$ — частота и декремент затухания магнонов. Функция $w(\varphi)$ совпадает с энергией анизотропии для DyFeO_3 и пропорциональна этой энергии для HoFeO_3 , $\hbar^2 \omega^2 w(\varphi) = g\mu_B H_{\text{ex}} W(\theta_0, \varphi) / \sin^2 \theta_0$, $\theta = \theta_0 \neq \pi/2$. Два последние слагаемые в (18) определяют действие переменного (импульсного) магнитного поля $h(t)$. Величина $\Omega_D = \gamma H_D / \sin \theta_0$, имеющая размерность частоты, введена для удобства. Для описания ортоферрита диспрозия в этом уравнении достаточно положить $\theta_0 = \pi/2$.

Основное различие этих двух ортоферритов состоит в том, что для DyFeO_3 низкотемпературной фазе отвечает $\varphi = \pi/2$. Поэтому в этой фазе DyFeO_3 слагаемое с $\Omega_D h(t)$, определяющее воздействие поля, равно нулю, и возбуждение возможно только за счет слагаемого с dh/dt (гироскопический механизм). Этот механизм менее эффективен и может вызвать только малые колебания. Отметим, что в этом случае учет разогрева спи-

новой подсистемы импульсом может существенно увеличить амплитуду колебаний и даже вызвать эффект переориентации [59]. Для HoFeO_3 ситуация прямо противоположная: в низкотемпературной фазе $\varphi = 0$ и импульс поля действует на вектор \mathbf{l} , возбуждая его инерционную динамику за счет слагаемого с $\Omega_D H(t)$.

Используя явный вид энергии анизотропии ортоферрита, можно представить $w(\varphi)$ в виде

$$w(\varphi) = \frac{1}{8} \sin^2 2\varphi + \frac{1}{2} \Delta \sin^2 \varphi, \quad (19)$$

где $\Delta = \Delta(T)$ и обращается в нуль в точке перехода первого рода $T = T_2$, когда энергии фаз с $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ (для HoFeO_3 это соответствует фазам Γ_{12} и Γ_{24}) сравниваются. В этом случае частота нижней ветви магнонов в области $T < T_2$ определяется соотношением

$$\omega^2 = \omega_0^2 [1 + \Delta(T)], \quad (20)$$

а величина ω_0 имеет смысл частоты линейного антиферромагнитного резонанса при $T = T_2$, для HoFeO_3 значение $\omega_0 = 78,5$ ГГц. Зависимость Δ от температуры можно установить, для HoFeO_3 данные хорошо согласуются друг с другом в интересной для эксперимента области $T \sim (48-52)$ К и дают линейную зависимость $\Delta \approx 0,516(52 - T)$, где T — температура в кельвинах [28].

Конкретный анализ динамики переменной $\varphi(t)$ под действием короткого импульса поля был проведен численно на основе решения уравнения (18) с учетом вида энергии (19). Анализ показал следующие закономерности [28]. Если импульс поля достаточно слабый, и его амплитуда $h_0 < h_C$, то возбужденные им небольшие колебания релаксируют к тому же исходному состоянию с $\varphi = 0$, и система остается в фазе Γ_{12} . Если же $h_0 > h_C$, то конечным состоянием являются состояния с $\varphi = \pm\pi/2$, т.е. происходит переход к фазе Γ_{24} . Результат расчета, вместе с данными эксперимента, приведен на рис. 9.

На рис. 9 для оптимальной температуры $T = 50,5$ К (чуть ниже температуры перехода $T_2 = 51$ К) явно видна переориентация спинов, в то время как в области устойчивости фазы Γ_{24} (при $T = 53,6$ К) переориентация отсутствует. Анализ показывает, что на начальном этапе φ растет почти линейно со временем, с практически постоянной скоростью $(d\varphi/dt)_{t=+0}$. Таким образом, в работе [28] получена чисто динамическая скорость инерционного преодоления потенциального барьера, которая определяется частотой ω_0 , и в данном конкретном случае равна $0,5$ рад/пс. Это намного быстрее, чем скорость переключения спина $0,0314$ рад/пс, измеренная ранее для ферромагнетиков [62–65].

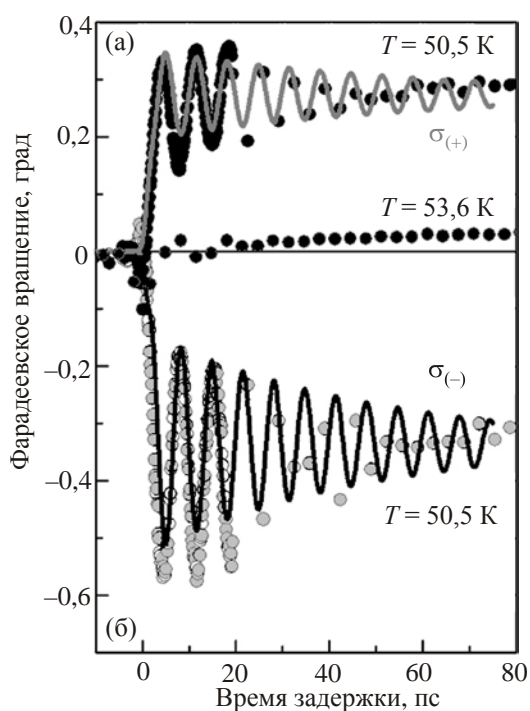


Рис. 9. Зависимость оптического сигнала (фарадеевского вращения) от времени задержки для ОФ гольмия под действием импульсов с круговой поляризацией разного знака ($\sigma_{(+)}$ и $\sigma_{(-)}$); символы — экспериментальные данные, сплошные линии — подгонка к теоретической зависимости [28].

9. Заключение

Сформулируем кратко некоторые проблемы, которые, с нашей точки зрения, представляют наибольший интерес для дальнейших исследований. Прежде всего, это экспериментальные и теоретические исследования нестабильного движения намагниченности с применением метода однократной или многократной фотографии. Определенные успехи в этом направлении уже достигнуты в работе [49], но в этой работе размер области возбуждения спиновой системы не превышал размера области воздействия импульса (пятна света на поверхности образца). Возбуждение пластины ферромагнетика (феррита–граната [66] или пермаллоя [67]) импульсом, сфокусированным в малое пятно, приводит к распространению спиновых волн далеко от области пятна. Было бы интересно наблюдать такое распространение для прозрачных АФМ. Исследование эволюции существенно неоднородных состояний АФМ с характерным временем порядка наносекунд привело в свое время к выяснению ряда интересных эффектов [15,18]. Можно надеяться, что динамика состояний, содержащих доменные стенки [15,18], антиферромагнитные вихри [54] и другие антиферромагнитные солитоны [43], в пикосекундном масштабе времени будет не менее интересной. Однако делать прогнозы в такой быстро развивающейся области физики (напомню, что

первая экспериментальная работа в этом направлении была опубликована в 2004 году, менее десяти лет назад!) достаточно сложное и рискованное занятие.

В заключение мне хотелось бы выразить глубокую признательность В.Г. Барьяхтару, Е.Г. Галкиной, А.Ю. Галкину, А.М. Калашниковой, А.В. Кимелю, Андрею Кирилую, А.К. Колежуку, Franco Nori, P.B. Писареву, Theo Rasing и Takuya Satoh, без многочисленных обсуждений с которыми эта работа никогда не была бы сделана. Я благодарен авторам работ [25] и [52], которые любезно дали согласие на воспроизведение в этом обзоре их экспериментальных данных. Работа частично поддержана совместным грантом Российского и Украинского Фондов фундаментальных исследований Ф53.2/045.

1. J. Stöhr and H.C. Siegmann, *Magnetism: from Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer, Berlin (2006).
2. G. Zhang, W. Hubner, E. Beaurepaire, and J.-Y. Bigot, *Laser-induced Ultrafast Demagnetization: Femtomagnetism, a New Frontier?* In: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, B. Hillebrands and K. Ounadjela (eds.), *Topics Appl. Phys.* **83**, 245, Springer, Berlin (2002).
3. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
4. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
5. L.P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* **12**, 1008 (1961).
6. J. P. van der Ziel, P.S. Pershan, and L.D. Malmstrom, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 190 (1965).
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Издание второе, переработанное и дополненное Е.М. Лифшицем и Л.П. Питаевским, Наука, Москва (1982).
8. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature* **472**, 205 (2011).
9. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. ElMoussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nat. Commun.* **3**, 666 (2012).
10. J.H. Mentink, J. Hellsvik, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, O. Eriksson, M.I. Katsnelson, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 057202 (2012); В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов, *Письма ЖЭТФ* **98**, 327(2013).
11. V. López-Flores, N. Berggaard, V. Halté, C. Stamm, N. Pontius, M. Hehn, E. Otero, E. Beaurepaire, and C. Boeglin, *Phys. Rev. B* **87**, 214412 (2013); A.J. Schellekens and B. Koopmans, *Phys. Rev. B* **87**, 020407(R) (2013); S. Wienholdt, D. Hinzke, K. Carva, P.M. Oppeneer, and U. Nowak, *Phys. Rev. B* **88**, 020406(R) (2013).
12. А.С. Боровик-Романов, *Антиферромагнетизм. Итоги науки*, Изд-во АН СССР, Москва (1962).

13. Е.А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
14. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
15. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
16. В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиненко, В.М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова Думка, Киев (1989).
17. Е.А. Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Изд-во УрО РАН, Свердловск (1990).
18. V.G. Baryakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory, Springer Tract in Modern Physics* **139**, Springer-Verlag, Berlin (1994).
19. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973); А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
20. Б.А. Иванов, А.К. Колежук, *ФНТ* **21**, 355 (1995) [*Low Temp. Phys.* **21**, 275 (1995)].
21. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
22. Б.А. Иванов, *ФНТ* **31**, 841 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 635 (2005)].
23. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
24. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature (London)* **435**, 655 (2005).
25. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
26. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
27. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
28. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
29. L. Néel, *Ann. Phys. (Paris)* **17**, 5 (1932); *Ann. Phys. (Paris)* **5**, 232 (1936).
30. L.D. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion* **4**, 675 (1933).
31. И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **32**, 1547 (1957).
32. Т. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
33. М. Faraday, *Philos. Trans. R. Soc. London* **136**, 104 (1846).
34. J.-Y. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, *Nature Phys.* **5**, 515 (2009).
35. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027203 (2010); M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. B* **86**, 024404 (2012).
36. D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato, R. Adam, J.M. Shaw, E. Turgut, P. Maldonado, S. Mathias, P. Grychtol, H.T. Nembach, T.J. Silva, M. Aeschlimann, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, C.M. Schneider, and P.M. Oppeneer, *Nat. Commun.* **3**, 1037 (2012).
37. Г.С. Криччик, М.В. Четкин, *УФН* **89**, 3 (1969).
38. G.A. Smolenskii, R.V. Pisarev, and I.G. Siniĭ, *Usp. Fiz. Nauk* **116**, 231 (1975).
39. A.K. Zvezdin and V.A. Kotov, *Modern Magneto-Optics and Magneto-Optical Materials*, IoP Publishing, Bristol (1997).
40. С.О. Демокритов, Н.М. Крейнес, В.И. Кудинов, *Письма ЖЭТФ* **41**, 38 (1985); А.С. Боровик-Романов, С.О. Демокритов, Н.М. Крейнес, В.И. Кудинов, *ЖЭТФ* **88**, 1348 (1985); A.S. Borovik-Romanov, S.O. Demokritov, N.M. Kreines, and V.I. Kudinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 1181 (1986).
41. А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
42. H.-J. Mikeska and M. Steiner, *Adv. Phys.* **40**, 191 (1991).
43. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ЖЭТФ* **85**, 328 (1983); В.А. Иванов and А.К. Kolezhuk, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1859 (1995); В.А. Иванов, А.К. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev. B* **58**, 11514 (1998).
44. А.К. Звездин, А.А. Мухин, *Краткие сообщения по физике* №12, 10 (1981).
45. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, В.Ф. Лапченко, В.А. Львов, *ФНТ* **13**, 551 (1987) [*Low Temp. Phys.* **13**, 312 (1987)].
46. А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов, *Письма ЖЭТФ* **88**, 286 (2008).
47. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **84**, 064402 (2011).
48. V.N. Gridnev, *Phys. Rev. B* **77**, 094426 (2008).
49. J.A. de Jong, I. Razdolski, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 157601 (2012).
50. T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Nature Photonics* **5**, 31 (2011).
51. М.В. Четкин, Ж.И. Бынзаров, С.Н. Гадецкий, Ю.И. Щербаков, *ЖЭТФ* **81**, 1898 (1981); М.В. Четкин, С.Н. Гадецкий, А.И. Ахуткина, *Письма ЖЭТФ* **35**, 373 (1982); M.V. Chetkin, A.I. Akhutkina, and A.P. Kuzmenko, *J. Appl. Phys.* **53**, 7864 (1982); М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, С.Н. Гадецкий, В.Н. Филатов, А.И. Ахуткина, *Письма ЖЭТФ* **37**, 223 (1983).
52. A.V. Kimel, C.D. Stanciu, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **74**, 060403(R) (2006).
53. J.A. de Jong, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **84**, 104421 (2011).
54. E.G. Galkina, A.Yu. Galkin, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 184413 (2010).
55. A.S. Borovik-Romanov and N.M. Kreines, *Phys. Rep.* **81**, 351 (1982).
56. J. Nishitani, K. Kozuki, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 221906(2010).
57. J. Nishitani, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Phys. Rev. B* **85**, 174439 (2012).

58. T. Higuchi, N. Kanda, H. Tamaru, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 047401 (2011).
59. Е.Г. Галкина, И.Ю. Михайлов, Б.А. Иванов, *Письма ЖЭТФ* **93**, 792 (2011).
60. Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, И.В. Крынецкий, А.А. Мухин, *ЖЭТФ* **95**, 1049 (1989).
61. А.М. Балбашов, Г.К. Козлов, С.П. Лебедев, А.А. Мухин, А.Ю. Пронин, А.С. Прохоров, *ЖЭТФ* **95**, 1049 (1989).
62. S. Kaka and S.E. Russek, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2958 (2002).
63. H.W. Schumacher, C. Chappert, R.C. Sousa, P.P. Freitas, and J. Miltat, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 017204 (2003).
64. Th. Gerrits, H.A.M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, and Th. Rasing, *Nature* **418**, 509 (2002).
65. W.K. Hiebert, L. Lagae, and J. De Boeck, *Phys. Rev. B* **68**, 020402 (2003).
66. Y. Terui, T. Satoh, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Photonics* **6**, 662 (2012).
67. Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, and V.V. Kruglyak, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 097201 (2013).

Spin dynamics of antiferromagnets under
femtosecond laser pulses
(Review Article)

B.A. Ivanov

Studies into excitation of spin dynamics in transparent antiferromagnets (AFM) under the action of femtosecond laser pulses are reviewed. A variety of the effects observed up to date is considered from the unified positions. The analysis is based on the nonlinear sigma-model for antiferromagnetic vector \mathbf{L} with taking into account the effective fields induced in the magnet due to the interaction between the light and the spin system of the magnet. Within this model the contributions of various magneto-optical effects such as the standard Faraday effect and the Cotton–Mouton (Voigt) effect or the specific L -dependent effects for AFM are considered as characteristic contributions to the effective field. The most typical experimental data for real AFM are discussed.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;
78.47.J– Ultrafast pump/probe spectroscopy
(< 1 psec);
75.30.Ds Spin waves;
78.20.Ls Magneto-optical effects.

Keywords: antiferromagnets, ultrafast spin dynamics, inverse Faraday effect, inverse Cotton–Mouton effect, antiferromagnetic vector, femtosecond laser pulse.