

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Сверхбыстрая спиновая динамика и обратный спиновый эффект Холла в наноструктурах с гигантским спин-орбитальным взаимодействием

А.К. Звездин, М.Д. Давыдова, К.А. Звездин

Изучены особенности возбуждения сверхбыстрой спиновой динамики в магнитных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности. Рассмотрены ключевые механизмы воздействия импульса накачки на спиновую систему магнитного материала: обратный эффект Фарадея в случае железо-иттриевого граната, индуцированная магнитная анизотропия в случае ортоферрита тулия и термическое выведение магнитной системы из равновесия в случае металлического магнетика $GdFeCo$, являющегося перспективным материалом для создания устройств магнитной памяти и терагерцовой спинтроники. Показано, что измерение динамики намагниченности в магнитных гетероструктурах, помимо обычных магнитооптических методов, возможно также с помощью обратного спинового эффекта Холла, на основе которого возможна разработка элементов памяти с ультрабыстрым оптическим управлением намагниченностью в сочетании с электрическим детектированием.

Ключевые слова: сверхбыстрая спиновая динамика, обратный спиновый эффект Холла, спиновая накачка, магнитные наноточки, обратный эффект Фарадея, фотомагнитный эффект, фотоиндуцированная магнитная анизотропия, размагничивание лазерным импульсом, критическое усиление динамики

PACS numbers: 75.75.-c, 75.76.+j, 75.78.Cd, 75.78.Jp, 78.20.Ls

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038309>

Содержание

1. Введение (1238).
2. Динамика намагниченности под действием фемтосекундного лазерного импульса в плёнках феррита-граната. Обратный эффект Фарадея (1239).
3. Динамика намагниченности в ортоферрите тулия и фотоиндуцированная магнитная анизотропия (1241).
4. Динамика намагниченности в металлическом ферромагнетике $GdFeCo$ под действием размагничивающего фемтосекундного лазерного импульса (1243).
5. Спиновая накачка и обратный спиновый эффект Холла (1245).

6. Заключение (1247).
- Список литературы (1247).

1. Введение

В последнее десятилетие в физике конденсированного состояния возникло и получило развитие новое направление — ультрабыстрый магнетизм (ultrafast magnetism) [1]. В связи с необходимостью всё возрастающих скорости записи информации, её плотности, энергоэффективности и постепенным исчерпанием возможностей традиционной электроники оптическое управление намагниченностью на пикосекундных временных масштабах является особенно привлекательным направлением исследований.

Было показано, что ультракороткие лазерные импульсы высокой интенсивности возбуждают в магнитном материале спиновую динамику, которая представляет значительный интерес с фундаментальной и прикладной точек зрения. Основной экспериментальной методикой в этой области является техника накачки – зондирования (pump-probe technique) [2–9]. Возбуждающий импульс накачки (pump) электромагнитного излучения обладает интенсивностью $10^{10} - 10^{13}$ Вт см⁻² и длительностью 10–100 фс. Затем с фиксированной задержкой по времени приходит измеряющий импульс (probe) той же длительности, однако с интенсивностью, меньшей на несколько порядков. В зависимости от свойств магнитной среды импульс накачки приводит к сверхбыстрому размагничиванию или перемагничива-

А.К. Звездин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: zvezdin@gmail.com

М.Д. Давыдова, К.А. Звездин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: davydova@phystech.edu, konstantin.zvezdin@gmail.com

Статья поступила 18 февраля 2018 г.

нию образца либо к возбуждению прецессии намагниченности. Можно выделить несколько механизмов, благодаря которым под действием импульса накачки возбуждается сверхбыстрая динамика намагниченности, — это локальный нагрев образца [8, 10, 11], фотоиндуцированная магнитная анизотропия [12, 13] и обратные магнитооптические эффекты [5–7, 14, 15] (например, обратные эффекты Фарадея, Керра и Коттона – Мутона).

В пионерской работе [11] впервые была показана возможность резкого уменьшения намагниченности в никеле с помощью сверхкоротких лазерных импульсов длительностью 60 фс. Позднее были проведены важные исследования, в которых продемонстрирована зависящая от циркулярной поляризации возможность переключения намагниченности в аморфном сплаве GdFeCo в отсутствие внешних магнитных полей [8].

В магнитоупорядоченных материалах обратный эффект Фарадея (ОЭФ) впервые был обнаружен с помощью техники накачки – зондирования с использованием фемтосекундных лазерных импульсов [2]. Импульсы лазерного излучения длительностью 200 фс фокусировались в пятно диаметром 200 мкм на образец ортоферрита диспрозия DyFeO_3 , и наблюдалась прецессия намагниченности, вызванная такими импульсами. Работа [2] вызвала большой интерес, и впоследствии были проведены эксперименты, демонстрирующие возбуждение динамики намагниченности фемтосекундными лазерными импульсами в редкоземельных ферритах-гранатах [4–6, 12], а также в парамагнитных кристаллах диспрозий-алюминиевого граната $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [7] и тербий-галлиевого граната $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ [6].

Рассмотрим два характерных примера реализации такого подхода для возбуждения и исследования динамики намагниченности в магнитных диэлектриках: железо-иттриевом гранате ($R_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, R — редкоземельный элемент) и ортоферритах ($R\text{FeO}_3$). В первом случае для возбуждения динамики намагниченности использовался оптический импульс с длиной волны $\lambda = 650$ нм, а во втором — терагерцовый лазерный импульс. Другой пример касается исследования возбуждения и динамики намагниченности в металлических магнетиках, среди которых особое место с фундаментальной и практической точек зрения занимает ферромагнетик GdFeCo [8, 6–19]. Механизм возбуждения когерентной спиновой динамики в металлических магнетиках отличается от такового в диэлектриках и заключается в локальном размагничивании, в результате которого магнитная система выводится из равновесия и начинается прецессия.

Другой интересный подход к измерению динамики намагниченности, индуцированной сверхкороткими лазерными импульсами, помимо магнитооптического, — это использование спин-зарядовой конверсии, например, основанной на обратном спиновом эффекте Холла (Inverse spin Hall effect, ISHE), который мы подробно обсудим в разделе 5. Этот эффект, как и другие спин-орбитальные эффекты, лежит в основе нового направления в спинтронике — спин-орбитроники [20, 21]. Мотивацией для этих исследований является разработка элементов памяти, основанных на сверхбыстром оптическом переключении намагниченности в сочетании с электрическим детектированием, которое может быть реализовано в устройствах спин-орбитроники. В частности, на сегодняшний день активно разрабатываются спинтронные терагерцовые излучатели, в основе которых лежит

обратный спиновый эффект Холла (см. обзор [22] и приведённые там ссылки). Работа таких устройств основана на возбуждении намагниченности в ферромагнитном слое с помощью фемтосекундного лазерного импульса. Вследствие этого в системе благодаря эффекту спиновой накачки генерируются спиновые токи, которые из-за обратного спинового эффекта Холла преобразуются в сильные неравновесные зарядовые токи, а последние выступают в качестве антенн, генерирующих излучение терагерцового диапазона.

Если сверхбыстрое управление спиновой динамикой будет достигнуто на наномасштабах, то оно может быть использовано в будущем для разрешения проблемы создания наноразмерных энергоэффективных ячеек магнитной памяти и вычислительных элементов. В частности, ключом к миниатюризации области переключения могут стать плазмонные наноструктуры [1], в которых успешно удаётся концентрировать поля на субволновой длине.

2. Динамика намагниченности под действием фемтосекундного лазерного импульса в плёнках феррита-граната. Обратный эффект Фарадея

В работе [23] с помощью импульсов накачки с длиной волны $\lambda = 650$ нм исследовалась сверхбыстрая динамика намагниченности в плёнках феррита-граната. Поскольку частота импульсов накачки лежит в области прозрачности материала, динамика намагниченности вызывалась обратным эффектом Фарадея в феррите-гранате, при этом была обнаружена нелинейная зависимость величины ОЭФ от интенсивности импульса оптической накачки. Опишем ОЭФ в терминах эффективного магнитного поля H_F лазерного импульса в среде [2]:

$$\mathbf{H}_F = -ia \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{E}^*, \quad (1)$$

где a — магнитооптический коэффициент, входящий в выражение для тензора диэлектрической проницаемости материала $\epsilon_{ij} = \epsilon\delta_{ij} + ia\epsilon_{ijk}M_k$, где δ_{ij} — символ Кронекера, ϵ_{ijk} — символ Леви-Чивиты, M_k — соответствующая компонента вектора намагниченности среды. Выражение (1) выводится исходя из термодинамических соображений для недиссипативной среды, однако эффективное магнитное поле Фарадея возникает и при квантово-механическом рассмотрении во втором порядке теории возмущений по амплитуде поля [24]. Заметим, что величина поля H_F может достигать нескольких тесла.

Эксперимент [23] был проведён на монокристаллической плёнке толщиной $L = 5$ мкм редкоземельного феррита-граната с замещением висмутом, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111). Состав плёнки был получен с помощью электронно-зондового микроанализа: $(\text{Bi}_{0,9}\text{Lu}_{1,4}\text{Tm}_{0,4}\text{Sm}_{0,1})(\text{Fe}_{4,6}\text{Ga}_{0,4})\text{O}_{12}$. Намагниченность насыщения плёнки составляет $4\pi M_s \approx 850$ Гс, а константа кубической анизотропии $K_1 = 4,0 \times 10^4$ эрг см^{-3} . Динамика намагниченности возбуждалась фемтосекундными лазерными импульсами накачки длительностью $t = 200$ фс и частотой повторения 80 МГц. Импульсы накачки, имеющие круговую поляризацию, падали на образец под углом 17° . Прецессия намагниченности во внешнем магнитном

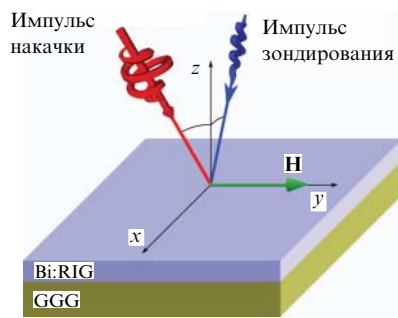


Рис. 1. Схема эксперимента [23]. Поверхность образца лежит в плоскости xz . Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси y . Импульсы накачки и зондирования падают на образец во взаимно перпендикулярных плоскостях yz и xz соответственно. Bi:RIG — редкоземельный феррит-гранат с замещением висмутом, GGG (gadolinium gallium garnet) — гадолиний-галлиевый гранат.

поле наблюдалась с помощью линейно поляризованных импульсов зондирования, падающих на образец под углом 17° в плоскости, ортогональной плоскости падения импульсов накачки. Задержка по времени между импульсами накачки и зондирования изменялась от $-0,3$ нс до $2,5$ нс. В результате осцилляций намагниченности изменялась проекция намагниченности на волновой вектор зондирующего импульса, что регистрировалось по изменению угла Фарадея Ψ зондирующего импульса. Импульсы накачки и зондирования, имеющие центральную длину волны 650 и 820 нм соответственно, фокусировались на поверхности плёнки в пятна диаметром около 7 мкм. Интенсивность зондирующих импульсов была на порядок меньше интенсивности импульсов накачки, что позволило пренебречь влиянием первых на намагниченность образца.

Далее измеряли разницу между сигналами, возникающими при воздействии на образец импульсов с левой и правой (σ^+ и σ^-) круговыми поляризациями. Внешнее магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскостям образца и падения импульсов накачки (рис. 1). Край зоны поглощения феррита-граната находится в области $\lambda = 530$ нм, поэтому коэффициент пропускания образца монотонно возрастает с увеличением длины волны. Угол Фарадея, наоборот, убывает с возрастанием длины волны: $\Psi_s = 3,1^\circ$ при $\lambda = 650$ нм (длина волны импульса накачки), $\Psi_s = 1,3^\circ$ при $\lambda = 820$ нм (длина волны импульса зондирования).

Во время прохождения лазерного импульса в магнитном образце индуцируется эффективное магнитное поле, которое направлено вдоль волнового вектора импульса накачки. Это поле отклоняет намагниченность из положения равновесия и приводит к прецессии намагниченности относительно её положения равновесия с углом прецессии θ и частотой $\omega = \gamma\sqrt{H(H + H_a)}$, где γ — гиромагнитное отношение, $H_a = 4\pi M_s - 2K_1/M_s$. Из-за диссипации, определяемой коэффициентом затухания Гильберта α , амплитуда угла прецессии экспоненциально убывает со временем: $\theta(t) = \theta_0 \exp(-t/\tau) \sin(\omega t)$, где θ_0 — начальный угол прецессии, τ — время затухания. Прецессия приводит к изменению проекции намагниченности на волновой вектор \mathbf{k} зондирующего импульса $M\theta$, где $\theta = \pi/2 - \theta_1$, θ_1 — угол между намагниченностью и вектором \mathbf{k} . В результате наблюдаются осцилляции угла Фарадея Ψ (рис. 2), $\Psi = \pi a M L \theta / (\lambda \sqrt{\epsilon})$ (при $\theta \ll 1$) [14]. Наблюдаемый сигнал определяется затухающей гармонической функцией: $\Psi = \Psi_0 \exp(-t/\tau) \sin(\omega t)$ с амплитудой $\Psi_0 = \pi a M L \theta_0 / (\lambda \sqrt{\epsilon})$. Аппроксимация сигнала затухающим синусом показана сплошными чёрными кривыми на рис. 2. Используя угол Фарадея Ψ_s при насыщении намагниченности плёнки по нормали к поверхности, получим $\Psi_0 = (M\theta_0/M_s) \Psi_s$.

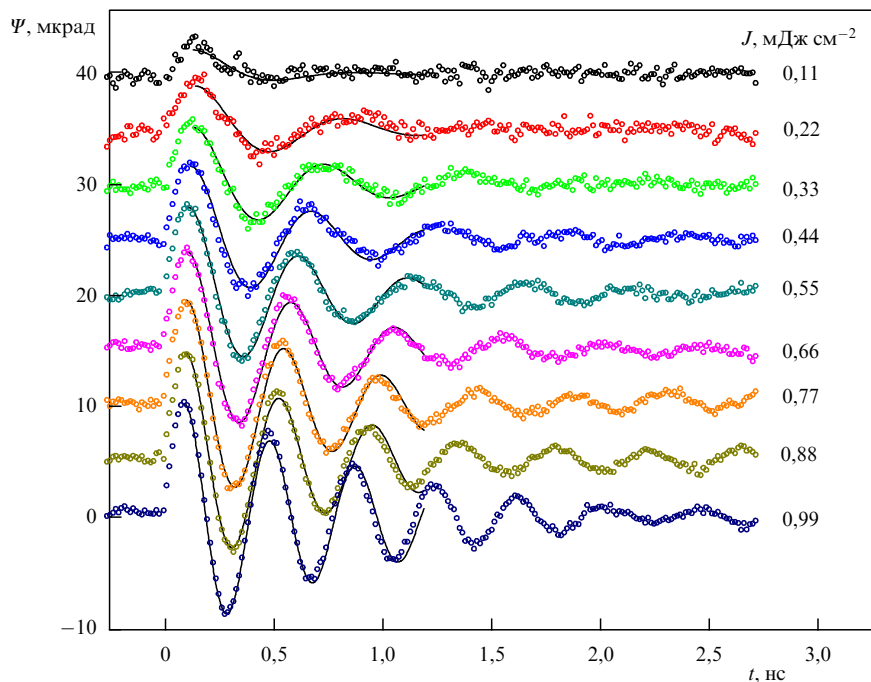


Рис. 2. Прецессия намагниченности при возбуждении импульсами накачки с длиной волны $\lambda = 650$ нм и плотностью энергии J от $0,11$ до $0,99$ мДж см^{-2} . Внешнее магнитное поле $H = 89$ мТл. Импульс накачки воздействует на образец в момент $t = 0$ [23].

С другой стороны, наблюдаемый начальный угол прецессии определяется величиной среднего по толщине плёнки магнитного поля ОЭФ H_F [23]:

$$\theta_0 = \gamma \sqrt{1 + \frac{H_a}{H}} \langle H_F \rangle \Delta t. \quad (2)$$

Согласно уравнению (1), для циркулярно поляризованного света $\langle H_F \rangle = a \langle |E|^2 \rangle$, где $\langle |E|^2 \rangle$ — средний по толщине квадрат амплитуды напряжённости электрического поля в плёнке, который пропорционален амплитуде поля падающего излучения E_0 с коэффициентом $\sqrt{\kappa}$. Коэффициент κ определяется из формулы Френеля для плёнки. Учитывая уравнения (1), (2) и выражение для поверхностной плотности энергии падающего излучения $J = c\epsilon_0 E_0^2 \Delta t / 2$, получаем

$$\Psi_0 = 2 \frac{a\gamma}{c\mu_0 M_s} \Psi_s M_s \kappa \sqrt{1 + \frac{H_a}{H}} J. \quad (3)$$

При этом полагаем $M = M_s$. Таким образом, амплитуда наблюдаемого сигнала прямо пропорциональна плотности энергии падающего излучения.

Наблюдаемое отклонение экспериментальных данных от линейного закона связано с генерацией магнито-статических спиновых волн (МСВ). Действительно, при выводе уравнения (1) предполагалось, что возбуждаемая прецессия намагниченности однородна в пространстве. В то же время при возбуждении ОЭФ в магнитоупорядоченных материалах сфокусированными фемтосекундными импульсами оптическое излучение непосредственно воздействует только на намагниченность в области фокусировки луча накачки (~ 7 мкм), а затем в основном вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия возникают колебания намагниченности в соседних областях и возбуждаются МСВ [3, 25]. МСВ уносят часть энергии и, кроме того, приводят к неоднородному распределению намагниченности в пространстве. В результате намагниченность M , входящая в выражение для наблюдаемого угла Фарадея (3), отличается от намагниченности насыщения $M = M_s - \delta M$ (где δM — намагниченность МСВ, усреднённая по пятну зондирующего луча) и зависит от величины эффективного магнитного поля ОЭФ, а следовательно, от энергии падающего излучения.

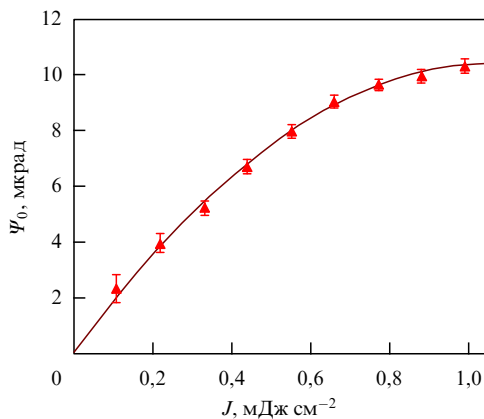


Рис. 3. Экспериментальная (треугольники) и теоретическая (сплошная кривая) зависимости эффекта Фарадея от плотности энергии накачки [23]. Внешнее магнитное поле $H = 89$ мТл. Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных получена при $b = 3300$ А мДж $^{-1}$.

Разлагая зависимость $\delta M(J)$ в ряд по степеням J до первого порядка, получим уточнённое выражение для зависимости угла Фарадея от энергии накачки:

$$\Psi_0 = \frac{2a\gamma}{c\mu_0} \Psi_s \kappa \sqrt{1 + \frac{H_a}{H}} \left(J - \frac{b}{M_s} J^2 \right), \quad (4)$$

где параметр b можно найти из эксперимента. Результаты экспериментального и теоретического расчётов зависимости угла Фарадея от плотности энергии накачки приведены на рис. 3.

Таким образом, показано, что величина обратного эффекта Фарадея зависит от плотности энергии накачки нелинейно. Это объясняется возбуждением МСВ, вследствие чего изменяется средняя величина намагниченности, участвующей в прецессии.

3. Динамика намагниченности в ортоферрите тулия и фотоиндуцированная магнитная анизотропия

Другой системой, в которой изучалось возбуждение сверхбыстрой динамики намагниченности с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, является ферромагнетик $TmFeO_3$, обладающий перовскитоподобной ячейкой. Предполагается, что взаимодействие электромагнитных импульсов с магнитной средой является магнито-дипольным с привлечением спин-орбитальной связи. В ортоферрите тулия основное состояние 3H_6 иона Tm^{3+} расщепляется в последовательность синглетных уровней с характерным расщеплением по энергии порядка 1–10 мэВ [26]. Благодаря обменному и магнитодипольному взаимодействиям угловые моменты этих состояний связаны со спинами ионов железа Fe^{3+} . Электрическое поле ультракороткого лазерного импульса изменяет орбитальное состояние электронов, принадлежащих ионам тулия, что влияет на спиновую подсистему и приводит к возникновению фотоиндуцированной магнитной анизотропии. При резком изменении магнитной анизотропии начинается в свою очередь прецессия намагниченности.

В спиновой динамике антиферромагнетика присутствуют две моды: квазиферромагнитная (q-FM) и квазиантиферромагнитная (q-AFM). В эксперименте наблюдалось возбуждение обеих мод, а величина магнитного поля терагерцового лазерного импульса варьировалась между 0,02 и 0,30 Тл, причём профиль поля оставался неизменным (рис. 4). Измерения проводились в фазе Γ_{24} , в которой антиферромагнитный вектор \mathbf{G} образует угол

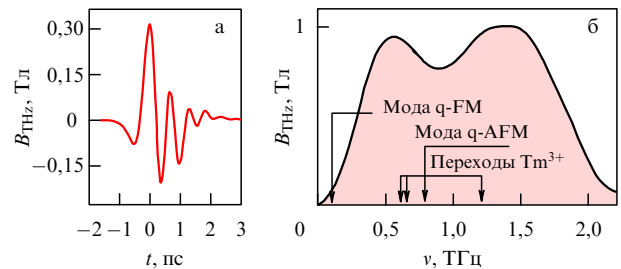


Рис. 4. (а) Электрооптически измеренный временной профиль. (б) Амплитудный спектр терагерцового лазерного импульса накачки, использовавшегося в эксперименте [27].

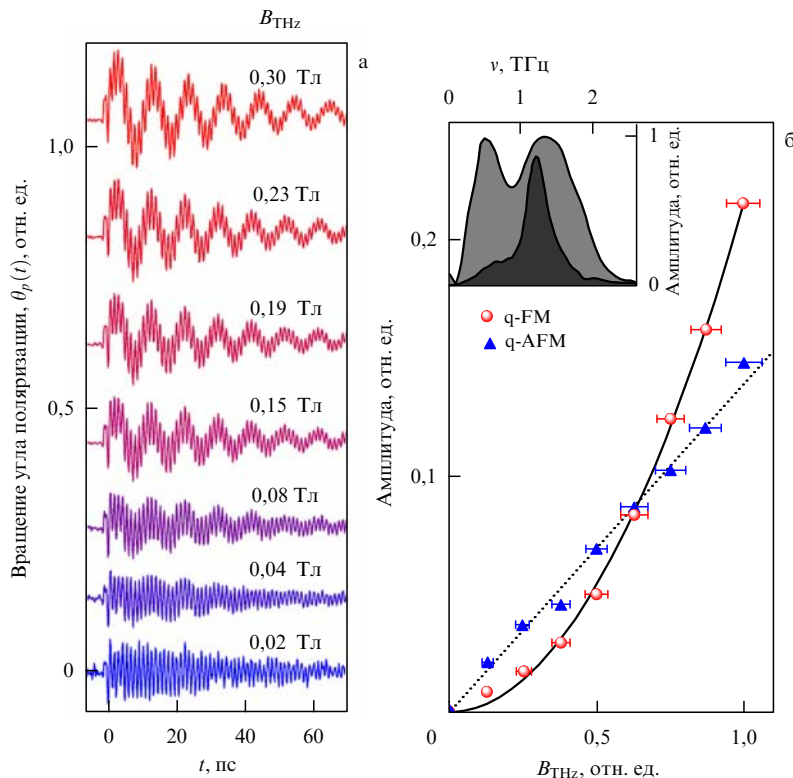


Рис. 5. (а) Магнитооптический сигнал после возбуждения кристалла TmFeO_3 с помощью терагерцовых лазерных импульсов накачки с интенсивностью магнитного поля импульса, варьируемой в диапазоне 0,02–0,30 Тл. (б) Зависимость амплитуды колебаний квазиферромагнитной и квазиантиферромагнитной мод от магнитного поля терагерцового импульса накачки при применении полосового фильтра с центральной частотой 1,2 ТГц (см. вставку на рис. б) [27].

$0 < \theta_0 < \pi/2$ с плоскостью (001) и осью [100] в квазикубической системе координат. На рисунке 5 показана амплитуда двух мод колебаний в зависимости от магнитного поля терагерцового импульса B_{THz} .

Таким образом, экспериментально показано, что возбуждение нелинейной спиновой динамики происходит посредством редкоземельной подсистемы, создающей эффективный вращающий момент (спин-торк — от англ. spin torque), действующий на спиновую подсистему Fe^{3+} [27]. Для теоретического описания динамики квазиферромагнитной моды мы используем модель слабого ферромагнетика, основываясь на функциях Лагранжа L и Рэля R следующего вида [28]:

$$L = \frac{M_{\text{Fe}}}{2\gamma^2 H_{\text{E}}} \dot{\theta}^2 - \frac{M_{\text{Fe}}}{\gamma H_{\text{E}}} B_y \dot{\theta} - W(\theta), \quad (5)$$

$$R = \frac{\alpha M_{\text{Fe}}}{2\gamma} \dot{\theta}^2. \quad (6)$$

Здесь M_{Fe} — намагненность подрешётки железа, H_{E} — эффективное поле d–d-обмена, γ — гиромагнитное отношение, α — константа затухания Гильберта, \mathbf{B} — вектор магнитного поля терагерцового лазерного импульса, угол θ параметризует антиферромагнитный вектор $\mathbf{G} = (\cos \theta, 0, \sin \theta)$, $W(\theta)$ — свободная энергия системы, которую можно представить в виде

$$W(\theta) = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + W_{\text{ME}} - \frac{H_{\text{D}}}{H_{\text{E}}} M_{\text{Fe}} (B_z \cos \theta - B_x \sin \theta), \quad (7)$$

где K_1, K_2 — константы магнитной кубической анизотропии, H_{D} — поле Дзялошинского, а магнитоэлектрическое слагаемое W_{ME} после подстановки в уравнения динамики соответствует оптическому спин-торку, описывающему воздействие лазерного импульса на магнитную систему. Из соображений симметрии для точечной группы D_{2h}^{16} можно построить магнитоэлектрический тензор g_{iklm} , через который выражается фотомагнитная часть свободной энергии:

$$W_{\text{ME}} = \sum_{i,k,l,m} g_{iklm} G_i G_m E_l E_k = \cos^2 \theta (g_{11} E_x^2 + g_{12} E_y^2 + g_{13} E_z^2) + \sin^2 \theta (g_{12} E_x^2 + g_{22} E_y^2 + g_{33} E_z^2) + \frac{1}{2} g_5 \sin(2\theta) E_x E_z, \quad (8)$$

где g_{ij} — компоненты тензора g_{iklm} в нотации Фойгта. После упрощения функциональной зависимости этой энергии получим

$$W_{\text{ME}} = (\chi_y E_y^2 + \chi_z E_z^2) \sin^2 \theta, \quad (9)$$

что можно рассматривать как добавку к энергии анизотропии $\Delta K_1 = \chi_y E_y^2 + \chi_z E_z^2$, где $\chi_y = g_{22} - g_{11}$, $\chi_z = g_{33} - g_{11}$.

Для нахождения динамики намагненности запишем уравнение Эйлера–Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} - \frac{\partial L}{\partial \theta} + \frac{\partial R}{\partial \dot{\theta}} = 0. \quad (10)$$

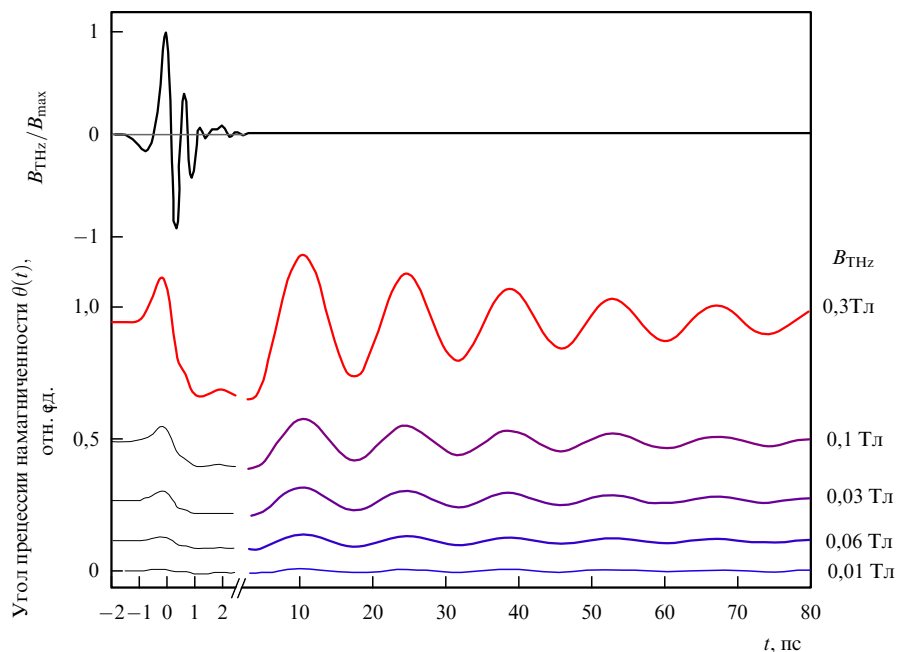


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Теоретический расчёт временной зависимости прецессии намагниченности, описываемой углом $\theta(t)$, для различных пиковых амплитуд магнитного поля лазерного импульса (показано профилем чёрного цвета).

Отсюда найдём уравнение динамики для угла $\theta(t)$, имеющее вид обобщённого уравнения синус-Гордона:

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} + \omega_E \alpha \dot{\theta} + 2\omega_E \omega_A \sin \theta \cos \theta (K_1 + K_2 \sin^2 \theta) = \\ = \gamma \dot{B}_y - \frac{H_D}{H_E} \omega_E \gamma (B_z \sin \theta + \gamma B_x \cos \theta) - \\ - \omega_E \omega_A \sin \theta \cos \theta a(t), \end{aligned} \quad (11)$$

где $a(t) = 2\Delta K/K_1$, $\omega_E = \gamma H_E$, $\omega_A = \gamma K_1/(2M_{Fe})$.

Для численных расчётов использовался следующий набор параметров: $M_{Fe} = 1000$ ед. СГС см⁻³, $H_E = 2 \times 10^7$ Э, $H_D = 2 \times 10^5$ Э, $\omega_E \alpha = 0,05$ пс⁻¹. На рисунке 6 показана временная эволюция угла $\theta(t)$ без учёта дополнительной фотомангнитной анизотропии.

Таким образом, квазиантиферромагнитная мода изменяется линейно с возрастанием интенсивности, в то время как квазиферромагнитная мода проявляет нелинейную зависимость, связанную с тем, что фотомангнитная анизотропия, играющая важную роль в возбуждении прецессии, является нелинейной по электрическому полю импульса. При этом возбуждение спинов под действием фотомангнитной анизотропии в восемь раз сильнее, чем возможное возбуждение, обусловленное зеемановским взаимодействием при максимальном магнитном поле импульса, равном 0,3 Тл [27].

4. Динамика намагниченности в металлическом ферримагнетике GdFeCo под действием размагничивающего фемтосекундного лазерного импульса

В качестве третьего примера рассмотрим возбуждение спиновой динамики в тонких ферримагнитных плёнках GdFeCo в окрестности точки компенсации T_{comp} . В настоящее время ферримагнетики типа GdFeCo активно используются в спинтронике, например, в исследованиях

по записи информации фемтосекундными лазерными импульсами [8, 16–19]. При температурах ниже температуры компенсации намагниченность d-подрешётки меньше, чем намагниченность f-подрешётки, при температурах выше T_{comp} — наоборот. В точке компенсации $|\mathbf{M}_d| = |\mathbf{M}_f|$. Свойства материала с точкой компенсации близки к свойствам антиферромагнетика. Для них характерны, в частности, наличие высокочастотных спиновых волн обменного типа и ослабленное влияние магнитодипольных взаимодействий, которые, как известно, определяют паразитное взаимовлияние между элементами спинтронных схем.

Ферримагнитные материалы обладают интересными фазовыми диаграммами вблизи точки компенсации [29–31]. Особый интерес с точки зрения процессов перемагничивания магнетика фемтосекундными импульсами представляют спин-переориентационные переходы первого рода. Было показано, что в системе GdFeCo может быть достигнуто рекордно низкое энергопотребление, порядка 1 фДж, необходимое для записи одного бита при характерном времени запись–перезапись около 100 пс. Механизм переключения бита или в целом взаимодействие фемтосекундного импульса с ферримагнитным материалом в случае металла сильно отличаются от рассмотренных выше и пока изучены значительно меньше. Впервые этот вопрос изучался в пионерской работе [11], где наблюдалось резкое уменьшение намагниченности никеля (demagnetization) в момент действия импульса с последующей постепенной релаксацией возбуждения на временной шкале, меньшей чем 100 пс.

Рассмотрим, как размагничивание образца, т.е. резкое уменьшение абсолютного значения намагниченности, может индуцировать спиновую динамику в GdFeCo. Аморфная плёнка GdFeCo, нанесённая на подложку (например, SiN), обладает одноосной магнитной анизотропией $K_1 \approx 5 \times 10^4$ Дж м⁻³. При наличии магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к плёнке) можно перейти к

описанию системы в терминах антиферромагнитного вектора \mathbf{L} , параметризуемого полярным углом θ , отсчитываемым от нормали к плёнке, и азимутальным углом φ . В результате вблизи точки компенсации был получен эффективный лагранжиан вида

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = m \cos \theta \left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\gamma} \right) + \frac{\chi_{\perp}}{2} \sin^2 \theta \left[\left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\gamma} \right)^2 + \frac{2K_1}{\chi} \sin^2 \varphi \right] + \frac{\chi_{\perp}}{2} \left(\frac{\dot{\theta}}{\gamma} \right)^2, \quad (12)$$

где $m = M_d - M_f$, M_d и M_f — намагниченности d- и f-подрешёток соответственно, χ_{\perp} — поперечная магнитная восприимчивость.

Рассматриваемая система обладает аксиальной симметрией, поэтому при воздействии фемтосекундного импульса с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$ должна сохраняться проекция углового момента $\mathcal{J} = -\partial \mathcal{L}_{\text{eff}} / \partial \dot{\varphi}$ на нормаль к плёнке. Эта проекция содержит два вклада:

$$\mathcal{J} = \frac{m}{\gamma} \cos \theta + \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\gamma} \right) \sin^2 \theta. \quad (13)$$

Первый вклад в величину углового момента (13) обусловлен проекцией намагниченности на нормаль к плёнке. Второй вклад возникает за счёт анизотропной энергии намагничивания ферритмагнетика эффективным полем $H - \dot{\varphi}/\gamma$. При изменении намагниченности на величину Δm второй вклад ввиду сохранения углового момента изменяется на величину ($t < 0$; $\dot{\varphi} = 0$):

$$\delta \left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\gamma} \right) = - \frac{\Delta m \cos \theta_0}{\chi_{\perp} \sin^2 \theta_0}, \quad (14)$$

где $0 < \theta_0 < \pi$ — полярный угол, характеризующий угловую фазу, реализующуюся при некотором постоянном внешнем магнитном поле H . Резкое изменение величины $\dot{\varphi}$, обусловленное импульсом $\delta m(t)$, создаёт спин-торк T , вызывающий отклонение полярного угла θ от положения равновесия. Величина $\theta(0)$, возникающая под влиянием импульса $\delta m(t)$, согласно расчётам, имеет вид

$$\dot{\theta}(0) \approx \left[- \left(2 \frac{\cos^2 \theta_0}{\sin \theta_0} + \sin \theta_0 \right) H + \frac{m_0 \cos \theta_0}{\chi_{\perp} \sin \theta_0} + \frac{2 \Delta m \cos \theta_0}{3 \chi_{\perp} \sin^3 \theta_0} \right] \frac{\gamma^2}{\chi_{\perp}} \frac{1}{2} \Delta m \Delta t, \quad (15)$$

где Δm — полное изменение намагниченности под действием лазерного импульса, Δt — характерное время размагничивания. Важным следствием соотношения (15) является то, что начальная амплитуда $\theta(0)$ критическим образом зависит от параметра порядка в неколлинеарной фазе ферритмагнетика ($\sin \theta_0$). Таким образом, эффект возбуждения динамики намагниченности с помощью размагничивающего фемтосекундного лазерного импульса должен особенно сильно проявлять себя в окрестности фазовых переходов в коллинеарные фазы, где $\theta_0 = 0, \pi$. На рисунке 7 показаны теоретические зависимости амплитуды (15) от поля. При температуре ниже точки фазового перехода система находится в коллинеарной фазе и размагничивающий импульс не вызывает прецессии. При поле, соответствующем точке фазового перехода II рода в угловую фазу, наблюдается резкое возрастание амплитуды, которая в дальнейшем уменьшается с увеличением поля. Подобное поведение наблюдалось и в эксперименте [32] (рис. 7б, в).

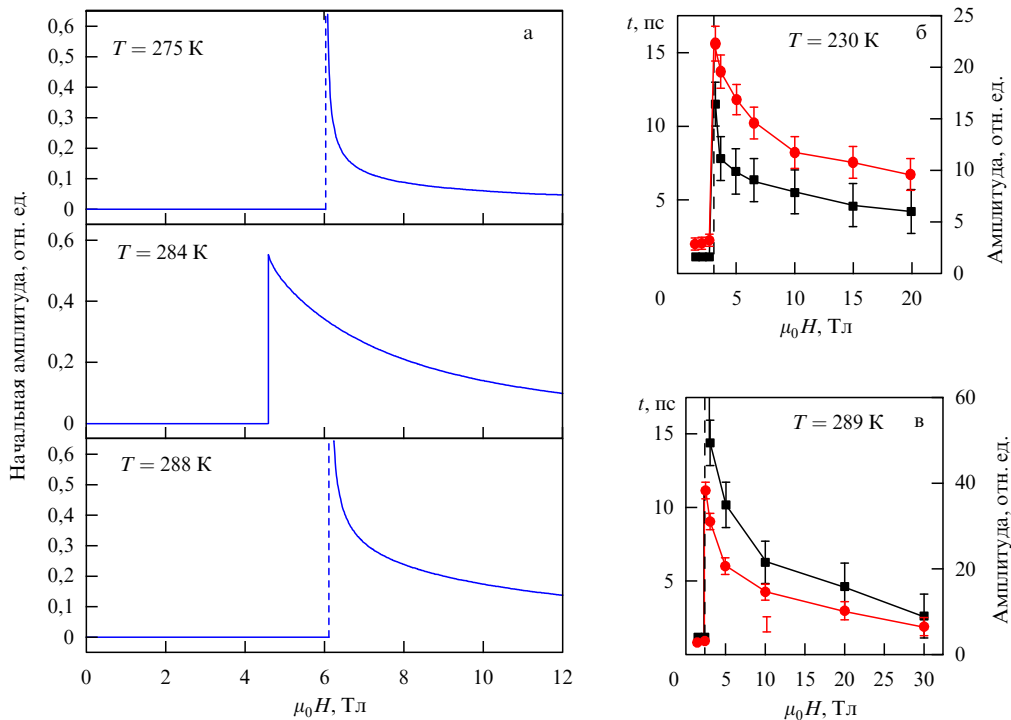


Рис. 7. (а) Теоретический расчёт начальной амплитуды колебаний намагниченности в плёнке GdFeCo при температурах ниже и выше точки компенсации в зависимости от величины внешнего магнитного поля ($T_{\text{comp}} = 283$ К). (б, в) Измеренные значения начальной амплитуды колебаний намагниченности в плёнке GdFeCo (24% Gd, 66,5% Fe, 9,5% Co) и времени затухания в зависимости от величины внешнего магнитного поля при температурах соответственно 230 и 289 К [32]. Экспериментальные данные воспроизведены с согласия авторов [32].

Отметим определённую аналогию между рассматриваемым явлением и эффектом Эйнштейна–де Гааза, в котором изменяющийся магнитный момент переходит в момент вращения образца, тогда как в нашем случае (14) он переходит в момент прецессии магнитной подсистемы, описываемой углом $\dot{\varphi}(t)$.

5. Спиновая накачка и обратный спиновый эффект Холла

В разделах 2–4 рассмотрены случаи, когда спиновая динамика детектируется с помощью магнитооптических эффектов. Однако для современных приложений в области спинтроники представляет интерес другой подход, основанный на электрическом детектировании динамики намагниченности. Такой метод может быть основан на спин-орбитальных эффектах, например на обратном спиновом эффекте Холла [33]. Далее мы рассмотрим случай, в котором динамика намагниченности в наноструктуре возбуждается микроволновым полем, действующим на образец. Среди перспективных материалов, в которых реализуются эти эффекты, стоит выделить металлы с большим спин-орбитальным взаимодействием (Pt, Au), двумерные (2D) и трёхмерные (3D) топологические изоляторы (Bi_2Se_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и т.п.). Не так давно в 3D-топологическом изоляторе Bi_2Se_3 было найдено рекордно высокое значение коэффициента конверсии заряда в спин [34]. В совокупности с возможностью использования необычных поверхностных состояний это делает 3D-топологические изоляторы особенно привлекательными для создания устройств спин-орбитроники [20, 21].

В последние годы многие экспериментальные работы были посвящены исследованию спиновой инжекции в структурах типа "ферромагнетик/материал с гигантским спин-орбитальным взаимодействием". В этих работах была показана возможность эффективной генерации постоянного напряжения вследствие динамики намагниченности, возбуждаемой в ферромагнитном слое [35, 36]. В подобных экспериментах динамика намагниченности возбуждается микроволновым полем в установке для измерения ферромагнитного резонанса, в процессе чего на поверхности раздела сред между ферромагнетиком и подложкой генерируется спиновый ток в направлении подложки (рис. 8). В подложке, где имеет место гигантское спин-орбитальное взаимодействие, происходит кон-

версия спинового тока в зарядовый (spin-to-charge conversion). Механизмом такой конверсии может быть обратный эффект Рашбы–Эдельштейна [37], если поверхность подложки обладает существенной проводимостью, или обратный спиновый эффект Холла [33], который возникает при протекании спинового тока в объёме подложки. Оба эффекта по своей природе непосредственно обусловлены спин-орбитальным взаимодействием. В результате возможно измерение постоянного напряжения, связанного с возникающим зарядовым током, что и осуществляется на практике [36, 38].

Спиновая накачка в гетероструктурах с немагнитной металлической подложкой хорошо описывается адиабатической микроскопической теорией (см., например, обзор [35]). Существуют и другие, более общие, подходы, которые можно применять для описания спиновой накачки в широком классе систем, например, с подложкой из топологического изолятора [39]. Рассмотрим один из них. Этот подход основывается на принципе взаимности и известном воздействии протекающего сквозь систему спин-поляризованного тока на локальную намагниченность в ферромагнетике [40]. Запишем обобщённое уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта [40]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{T} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}, \quad (16)$$

где \mathbf{H}_{eff} — действующее на намагниченность эффективное поле, представляющее собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического, обменного взаимодействия и анизотропии, α — константа затухания Гильберта, \mathbf{T} — эффективный спин-торк, связанный со взаимодействием спин-поляризованного тока со спинами решётки. Полагая, что $|\mathbf{M}| = \text{const}$, а ток протекает в направлении, перпендикулярном слоям, можно разложить эффективный спин-торк на две перпендикулярные компоненты вдоль векторов $\mathbf{M} \times \mathbf{j}_s$ и $\mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{j}_s$ (\mathbf{j}_s — вектор, величина которого пропорциональна величине спинового тока, а направление соответствует его поляризации):

$$\mathbf{T}_{\parallel} = -\frac{\gamma a_J}{M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{j}_s, \quad (17)$$

$$\mathbf{T}_{\perp} = -\gamma b_J \mathbf{M} \times \mathbf{j}_s, \quad (18)$$

где a_J и b_J — пропорциональные плотности тока коэффициенты, зависящие от параметров материалов в структуре и характеристик интерфейса. Первая компонента спин-торка называется адиабатической (соответствующий коэффициент a_J можно получить из опытных данных или вычислить из микроскопии), а вторая — неадиабатической. В реальных системах обычно $|b_J| \ll |a_J|$ [41].

Таким образом, если известны величина и поляризация спинового тока, пропускаемого через гетероструктуру с магнитным материалом, то можно учесть его влияние на динамику намагниченности в слое (найти $\dot{\mathbf{M}}$). При этом пропускание тока через магнитный слой в свою очередь оказывает воздействие на его поляризацию вследствие обменного взаимодействия и закона сохранения спина [42, 43]. Возможна постановка обратной задачи: пусть в аналогичной гетероструктуре имеет место динамика намагниченности и требуется вычислить спиновый ток, генерируемый в такой системе. Действительно, раскладывая вектор \mathbf{j}_s по трём векторам: \mathbf{M} ,

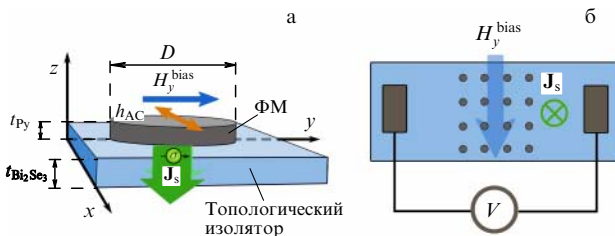


Рис. 8. (а) Схема, иллюстрирующая принцип эксперимента по спиновой накачке. К ферромагнитной (ФМ) наноточке диаметром D , расположенной на поверхности топологического изолятора, приложено постоянное магнитное поле H_y^{bias} и переменное магнитное поле h_{AC} , и в результате прецессии намагниченности в системе генерируется спиновый ток \mathbf{J}_s . (б) Принципиальная схема измерения напряжения, обусловленного обратным спиновым эффектом Холла, в системе, состоящей из большого числа наноточек, расположенных на поверхности топологического изолятора.

$\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}$, $\mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}$ — и решая обратную задачу при пренебрежении неадиабатическим слагаемым, получим

$$\mathbf{j}_s = \frac{1}{M_s^2} \frac{\hbar}{4\pi} g_{\text{eff}} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}, \quad (19)$$

где g_{eff} в случае, когда в качестве подложки используется немагнитный металл, соответствует константе спин-миксинга [35].

При подстановке выражения (19) в спиновый торк в (16) получаем, что генерация спинового тока в адиабатическом случае приводит к изменению константы затухания (это явление называется также усиленным затуханием Гильберта (enhanced Gilbert damping) [44]), которая обычно определяется из эксперимента. Введём эффективную константу затухания $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \delta\alpha_{\text{sp}}$, где второе слагаемое обусловлено уходом магнитного момента в связи с генерацией спинового тока на интерфейсе магнитный слой–подложка. Это слагаемое определяется выражением [35]

$$\delta\alpha_{\text{sp}} = g_{\text{eff}}^{\text{eff}} \frac{g\mu_B}{4\pi M_s t_{\text{FM}}}, \quad (20)$$

где t_{FM} — толщина ферромагнитного слоя.

Важным шагом на пути применения эффекта спиновой накачки в реальных устройствах спинтроники, таких как MRAM (Magnetoresistive Random-Access Memory) [45], спиновые диоды [46] и спин-трансферные наносцилляторы [47], является миниатюризация структуры. В связи с этим актуальными являются исследования эффекта спиновой накачки в структурированных материалах. Так, недавно были проведены измерения постоянного напряжения, возникающего в результате спиновой накачки в гетероструктурах, состоящих из пермалловых наноточек с диаметром 200 нм (P₂₀₀/BS) и 400 нм (P₄₀₀/BS), нанесённых на поверхность топологического изолятора Bi₂Se₃ (BS) [38]. В сигнале постоянного напряжения были обнаружены два пика, соответствующих двум различным модам прецессии намагниченности в наноточках (рис. 9).

Для симуляции спиновой накачки в подобных системах с помощью разработанного нами программного

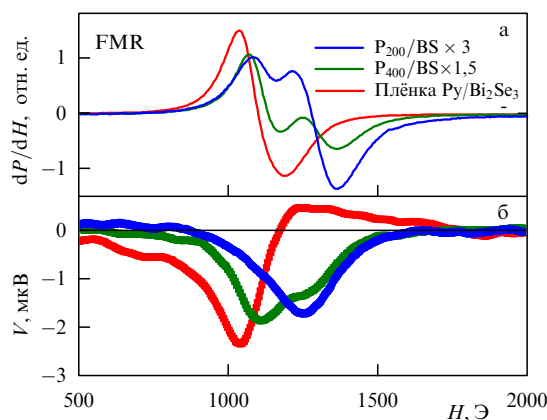


Рис. 9. (а) Сигнал ферромагнитного резонанса (FMR) от образцов P₂₀₀/BS (с множителем 3), P₄₀₀/BS (с множителем 1,5), а также опорные измерения для двуслойной структуры пермаллой (Py)/Bi₂Se₃. (б) Постоянное напряжение, измеренное на тех же образцах в эксперименте [38].

пакета SpinPM было проведено микромагнитное моделирование динамики намагниченности в наноточке с учётом диссипации, связанной с присутствием топологического изолятора в качестве подложки. При этом проводилось численное интегрирование уравнения Ландау–Лифшица с адаптированным шагом по времени с разбиением наноточки на ячейки размером $2,5 \times 2,5 \times 10 \text{ нм}^3$ и учётом обменного взаимодействия между ячейками. Моделирование проводилось в условиях ферромагнитного резонанса, аналогичных экспериментальным, когда переменное магнитное поле с частотой 9,8 ГГц и амплитудой 0,44 Э направлено вдоль оси x (см. рис. 8), а вдоль оси y приложено постоянное магнитное поле, величина которого варьировалась в диапазоне 500–2500 Э. Были взяты следующие магнитные параметры пермаллоя: $M_s = 800 \text{ ед. СГС см}^{-1}$, константа обменного взаимодействия $A = 1,3 \times 10^{-6} \text{ эрг см}^{-1}$, а эффективная константа затухания Гильберта была выбрана в соответствии с экспериментальными данными при учёте усиления затухания, связанного с эффектом спиновой накачки; $\alpha_{\text{eff}} = 0,0237$ и $0,0223$ для образцов с пермалловыми наноточками диаметром 200 и 400 нм соответственно.

На рисунке 10а показана зависимость средней за период осцилляций x -компоненты намагниченности, усреднённой по наноточке, для наноточек диаметром 200 и 400 нм. Установлено, что низкополевой пик соответствует однородной (киттелевской) моде колебаний, а высокополевой — неоднородной, или магнитостатической, моде.

Генерируемый на интерфейсе между магнитным материалом и подложкой из топологического изолятора спиновый ток далее протекает в объёме топологического изолятора при условии, что проводимость объёма достаточно высока [48]. В присутствии сильного спин-орбитального взаимодействия это вызывает протекание зарядового тока [33] согласно выражению

$$(j_c)_i = \theta_{\text{ISHE}} \frac{2e}{\hbar} \epsilon_{ijk} n_j (j_s)_k, \quad (21)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении протекания тока, а коэффициент θ_{ISHE} , называемый углом обратного спинового эффекта Холла, для использовавшегося в

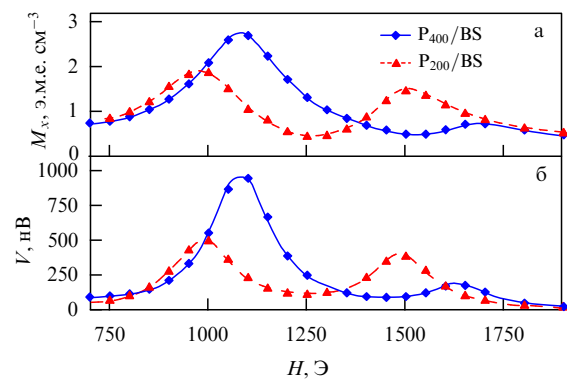


Рис. 10. (а) Зависимость средней за период осцилляций и по объёму наноточки x -компоненты намагниченности от постоянной компоненты приложенного магнитного поля (микромагнитное моделирование). (б) Результаты численного расчёта зависимости постоянного напряжения, генерируемого на образцах P₄₀₀/BS и P₂₀₀/BS, от постоянной компоненты приложенного магнитного поля в условиях эксперимента по спиновой накачке.

эксперименте топологического изолятора Bi_2Se_3 может принимать гигантские значения, вплоть до рекордно высокого значения 0,38, недавно найденного экспериментально [34]. На рисунке 10б представлены результаты расчёта постоянного напряжения ISHE на основе микромагнитного моделирования динамики намагниченности и выражений (19) и (21). Расчёт напряжения был выполнен для образцов с геометрией, аналогичной экспериментальной геометрии: P_{200}/BS и P_{400}/BS размером $0,5 \times 1,0$ мм с пермаллоевыми наноточками толщиной 4 нм, нанесёнными в виде квадратной решётки с периодом 1 мкм. Из результатов моделирования видно, что обе моды прецессии намагниченности, однородная и неоднородная, достаточно эффективно передаются в напряжение.

6. Заключение

Итак, в настоящей статье рассмотрены три ключевых примера механизмов возбуждения сверхбыстрой спиновой динамики в магнетиках под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Изучение сверхбыстрой динамики намагниченности в прозрачных плёнках феррита-граната, в которых возбуждение прецессии намагниченности связано с обратным эффектом Фарадея, показало важность учёта магнитостатических спиновых волн в практических задачах ультрабыстрого магнетизма. В случае плёнки феррита-граната влияние магнитостатических спиновых волн приводит к нелинейной зависимости величины обратного эффекта Фарадея от мощности накачки. Другой механизм связан с возникновением фотоиндуцированной магнитной анизотропии, рассмотренной на примере ортоферрита тулия. Кроме того, показано, что амплитуда квазиферромагнитной моды спиновой прецессии, в отличие от амплитуды квазиантиферромагнитной моды, проявляет нелинейную зависимость от магнитного поля импульса накачки. Причиной этого является нелинейная зависимость фотомагнитной анизотропии и, как следствие, спин-торка от поля электромагнитного импульса. Возбуждение сверхбыстрой динамики также возможно при выведении системы из равновесия, связанном с размагничивающим действием лазерного импульса. Ярким примером материала, в котором этот механизм имеет место, является GdFeCo — перспективный ферримагнетик для создания устройств магнитной памяти и терагерцовой спинтронники.

В гетероструктурах типа "магнетик/материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием" при возбуждении динамики намагниченности фемтосекундным лазерным импульсом происходит спиновая накачка, в результате чего спиновый ток, протекающий из магнитного слоя в подложку, вследствие обратного спинового эффекта Холла преобразуется в зарядовый ток, который легко детектируется. В качестве важного примера рассмотрена спиновая накачка в системе со структурированным магнетиком, представленным в виде наноточек, в которой в качестве немагнитного материала используется топологический изолятор Bi_2Se_3 , выдающий по величине спин-орбитального взаимодействия и коэффициенту преобразования спина в заряд. Было найдено, что особенности прецессии намагниченности, такие как присутствие в ней двух мод в случае наноточек из ферромаг-

нетика NiFe , эффективно передаются в напряжение, которое измеряется нелокально.

Таким образом, применение подобных гетероструктур в опытах по возбуждению сверхбыстрой динамики намагниченности представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения в областях спин-орбитроники, магноники и магнитной памяти.

Авторы выражают благодарность своим соавторам, с согласия которых в статье использованы экспериментальные результаты из работ [23, 27, 38]. Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 17-12-01333).

Список литературы

1. Bossini D et al. *ACS Photonics* **3** 1385 (2016)
2. Kimel A V et al. *Nature* **435** 655 (2005)
3. Satoh T et al. *Nature Photon.* **6** 662 (2012)
4. Hansteen F et al. *Phys. Rev. B* **73** 014421 (2006)
5. Reid A H M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 107402 (2010)
6. Mikhaylovskiy R V, Hendry E, Kruglyak V V *Phys. Rev. B* **86** 100405(R) (2012)
7. Reid A H M et al. *Phys. Rev. B* **81** 104404 (2010)
8. Stanciu C D et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601 (2007)
9. Deb M et al. *Appl. Phys. Lett.* **107** 252404 (2015)
10. Koopmans B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 844 (2000)
11. Beaurepaire E et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250 (1996)
12. Atoneche F et al. *Phys. Rev. B* **81** 214440 (2010)
13. Stupakiewicz A et al. *Nature* **542** 71 (2017)
14. Звездин А К, Котов В А *Магнитооптика тонких пленок* (М.: Наука, 1988)
15. Belotelov V I, Zvezdin A K *Phys. Rev. B* **86** 155133 (2012)
16. Hohlfeld J et al. *Phys. Rev. B* **65** 012413 (2001)
17. Graves C E et al. *Nature Mater.* **12** 293 (2013)
18. Hashimoto Y et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 063702 (2014)
19. Le Guyader L et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 022410 (2012)
20. Kuschel T, Reiss G *Nature Nanotechnol.* **10** 22 (2015)
21. Soumyanarayanan A et al. *Nature* **539** 509 (2016)
22. Walowski J, Münzenberg M *J. Appl. Phys.* **120** 140901 (2016)
23. Кожаев М А и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 851 (2016); Kozhaev M A et al. *JETP Lett.* **104** 833 (2016)
24. Pershan P S *Phys. Rev.* **130** 919 (1963)
25. Чернов А И и др. *ФТТ* **58** 1093 (2016); Chernov A I et al. *Phys. Solid State* **58** 1128 (2016)
26. Srinivasan G, Slavin A N (Eds) *High Frequency Processes in Magnetic Materials* (Singapore: World Scientific, 1995)
27. Baierl S et al. *Nature Photon.* **10** 715 (2016)
28. Звездин А К *Письма в ЖЭТФ* **29** 605 (1979); Zvezdin A K et al. *JETP Lett.* **29** 553 (1979)
29. Горанский Б П, Звездин А К *ЖЭТФ* **57** 547 (1969); Goranskii B P, Zvezdin A K *Sov. Phys. JETP* **30** 299 (1970)
30. Звездин А К, Матвеев В М *ЖЭТФ* **62** 260 (1972); Zvezdin A K, Matveev V M *Sov. Phys. JETP* **35** 140 (1972)
31. Zvezdin A K *Handbook Magn. Mater.* **9** 405 (1995)
32. Becker J et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 117203 (2017)
33. Saitoh E et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 182509 (2006)
34. Mellnik A R et al. *Nature* **511** 449 (2014)
35. Tserkovnyak Ya et al. *Rev. Mod. Phys.* **77** 1375 (2005)
36. Baker A A et al. *Sci. Rep.* **5** 7907 (2015)
37. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
38. Han H C et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 182411 (2017)
39. Chen K, Zhang S *Phys. Rev. Lett.* **114** 126602 (2015)
40. Звездин А К, Звездин К А, Хвальковский А В *УФН* **178** 436 (2008); Zvezdin A K, Zvezdin K A, Khval'kovskii A V *Phys. Usp.* **51** 412 (2008)

41. Zimmler M et al. *Phys. Rev. B* **70** 184438 (2004)
 42. Tataru G, Kohno H *Phys. Rev. Lett.* **92** 086601 (2004)
 43. Ralph D, Stiles M J. *Magn. Magn. Mater.* **320** 1190 (2008)
 44. Tserkovnyak Ya, Brataas A, Bauer G E W *Phys. Rev. Lett.* **88** 117601 (2002)
 45. Tehrani S et al. *IEEE Trans. Magn.* **35** 2814 (1999)
 46. Kiselev S I et al. *Nature* **425** 380 (2003)
 47. Tulapurkar A A et al. *Nature* **438** 339 (2005)
 48. Jamali M et al. *Nano Lett.* **15** 7126 (2015)

Ultrafast spin dynamics and inverse spin Hall effect in nanostructures with giant spin-orbit coupling

A.K. Zvezdin^(1,2,3), M.D. Davydova^(1,3), K.A. Zvezdin^(1,3)

⁽¹⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(1,2,3)zvezdin@gmail.com, ^(1,3)davydova@phystech.edu, ^(1,3)konstantin.zvezdin@gmail.com

The features of ultrafast spin dynamics excitation using high-intensity femtosecond laser pulses in magnetic materials are reviewed. Key mechanisms of a pump pulse action on the spin system of a magnetic material are discussed, including the inverse Faraday effect in yttrium-iron garnet; induced magnetic anisotropy in thulium orthoferrite; and thermal driving the magnetic system out of equilibrium in the case of the metallic ferrimagnet GdFeCo, which is a promising material for magnetic memory and terahertz spintronics. It was shown that, apart from using conventional magneto-optical methods for probing the magnetization dynamics in magnetic heterostructures, one can also use the inverse spin Hall effect, an approach that potentially enables the development of memory elements in which the ultrafast optical control of magnetization is combined with electric detection.

Keywords: ultrafast spin dynamics, inverse spin Hall effect, spin pumping, magnetic nanodots, inverse Faraday effect, photomagnetic effect, photomagnetic anisotropy, laser pulse demagnetization, critical enhancement of dynamics

PACS numbers: 75.75.-c, 75.76.+j, 75.78.Cd, 75.78.Jp, 78.20.Ls

Bibliography — 48 references

Received 18 February 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (11) 1238–1248 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (11) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038309>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.12.038309>