

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

САВОЧКИН Игорь Владимирович

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СПИНОВЫХ ВОЛН В
ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА-ГРАНАТА С ПОМОЩЬЮ ОДИНОЧНЫХ И
ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ
ИМПУЛЬСОВ

Специальность: 01.04.03 – радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор РАН
Владимир Игоревич Белотелов

МОСКВА – 2019

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Общие вопросы динамики намагниченности в магнитных пленках	11
1.1 Однородная прецессия намагниченности в магнитных плёнках.....	11
1.2 Магнитостатические волны в магнитных пленках.....	12
1.2.2 Прямые объёмные волны.....	14
1.2.3 Обратные объёмные волны	15
1.2.4 Поверхностные волны	16
1.3 Оптомагнитные и фотомагнитные эффекты	17
1.3.1 Обратный эффект Фарадея.....	17
1.3.2 Обратный эффект Коттона-Мутона.....	19
1.3.3 Обратный магнитооптический эффект Керра	20
1.3.4 Эффект фотоиндуцированной магнитной анизотропии.....	21
1.4 Оптическое возбуждение прецессии намагниченности и магнитостатических волн....	22
1.4.1 Тепловые эффекты	23
1.4.2 Фотомагнитные эффекты	24
1.4.3 Оптомагнитные эффекты.....	25
Глава 2. Особенности возбуждения прецессии намагниченности в пленках феррита-граната фемтосекундными лазерными импульсами	28
2.1 Схема эксперимента «накачка-зондирование».....	28

2.2 Возбуждение прецессии намагниченности в эпитаксиальных пленках феррита-граната с помощью фемтосекундных импульсов лазера	30
2.3 Теоретический анализ механизма возбуждения прецессии намагниченности	36
2.4 Возбуждение прецессии намагниченности пучками накачки разных диаметров.....	42
Глава 3. Возбуждение прецессии намагниченности периодической последовательностью лазерных импульсов	46
3.1 Схема эксперимента	46
3.2 Исследование особенностей прецессии намагниченности, возбуждаемой последовательностью оптических импульсов.....	49
3.3 Теоретический анализ	54
3.4 Состояния Флоке	56
Глава 4. Возбуждение спиновых волн периодической последовательностью лазерных импульсов	61
4.1 Эксперимент.....	61
4.2 Расчет дисперсии спиновых волн	64
4.3 Исследование особенностей распространения спиновых волн	65
4.4 Управление длиной волны спиновых волн с помощью магнитного поля.....	68
4.5 Теоретический анализ	72
4.6 Зависимость амплитуды спиновых волн от волнового вектора.....	74
4.7 Зависимость спиновой динамики от соотношения периода повторений импульсов накачки к времени затухания спиновых волн	75
Заключение	79
Приложения	82

Приложение 1	82
Список публикаций по теме диссертации	84

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию возбуждения прецессии намагниченности и спиновых волн в пленках феррита-граната с помощью одиночных и периодически повторяющихся фемтосекундных лазерных импульсов.

В настоящее время одним из перспективных направлений развития телекоммуникационных технологий является переход от электрических токов к спиновым волнам или магнонам. Это позволит уменьшить тепловые потери и увеличить скорость обработки информации. Поэтому является актуальным поиск новых способов возбуждения спиновых волн и прецессии намагниченности материалов и управления ими.

Возбуждение магнитной прецессии оптическими импульсами считается одним из наиболее перспективных способов. Интенсивно проводятся исследования в области магнитооптики и идет разработка новых магнитооптических устройств обработки и хранения информации. Например, были продемонстрированы опытные образцы магнитных носителей с увеличенной на порядок плотностью информации за счет применения термоассистируемой записи. Этот метод использует лазерные импульсы для разогрева области записи, что облегчает перемагничивание и позволяет уменьшить размеры области без увеличения магнитного поля, требуемого для перезаписи. Однако частота перезаписи в этом методе ограничена временем охлаждения магнитной ячейки.

В таких средах как ферриты-гранаты фемтосекундный лазерный импульс может возбуждать прецессию намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея. Механизм воздействия в этом случае нетепловой, поэтому можно добиться скорости переключения намагниченности порядка пикосекунд. Однако величина этого эффекта пропорциональна интенсивности импульса и для изменения направления намагниченности на противоположное требуется достаточно мощный источник излучения, что может оказаться неприемлемым для практического применения. Поэтому важно исследовать новые методы и материалы, которые позволят увеличить эффект.

Актуальность работы обусловлена тем, что управление состоянием намагниченности на пико- и фемтосекундных временных масштабах является важной задачей как фундаментальной, так и прикладной физики. До сих пор нет полной физической картины явлений на столь коротких временных интервалах, поскольку они сравнимы с характерными временами таких фундаментальных взаимодействий, как спин-орбитальное и обменное. С другой стороны, сверхбыстрое управление намагниченностью необходимо для повышения быстродействия устройств магнитной памяти. В связи с этим, оптические методы управления намагниченностью материала очень перспективны.

Цель диссертационной работы состоит в экспериментальном и теоретическом изучении особенностей возбуждения прецессии намагниченности и спиновых волн в пленках феррита-граната с помощью одиночных и периодически повторяющихся фемтосекундных лазерных импульсов.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Исследовать зависимость величины обратного эффекта Фарадея в пленках ферритов-гранатов от частоты и энергии импульсов накачки.
2. Исследовать как амплитуда, фаза и частота прецессии намагниченности зависят от величины магнитного поля и частоты повторения импульсов накачки при периодическом возбуждении.
3. Разработать теоретическую модель возбуждения состояний Флоке в магнитных пленках с помощью периодических фемтосекундных импульсов лазера.
4. Продемонстрировать возбуждение спиновых волн в пленках ферритов-гранатов оптическими импульсами.

5. Выявить влияние периодического возбуждения на амплитуду, фазу и спектр возбуждаемых спиновых волн.
6. Разработать теоретическую модель и провести анализ экспериментальных данных по оптическому возбуждению и распространению спиновых волн в пленках ферритов-гранатов.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Впервые исследовано оптическое возбуждение прецессии намагниченности в эпитаксиальных пленках феррита-граната вблизи края зоны поглощения.
2. Впервые получена синхронизация прецессии намагниченности, возбуждаемой последовательными импульсами лазера, в результате чего достигнуто значительное увеличение амплитуды прецессии.
3. Впервые развита теория, показывающая, что для периодического возбуждения прецессии намагниченности может быть достигнут особый режим колебаний намагниченности, соответствующий состояниям Флоке.
4. Впервые продемонстрировано и изучено возбуждение спиновых волн последовательностью импульсов фемтосекундного лазера, у которого частота повторения меньше времени затухания спиновых волн.
5. Впервые продемонстрировано управление амплитудой, длиной волны и диаграммой направленности оптически возбуждаемых спиновых волн с помощью небольшого изменения магнитного поля.

Практическая значимость диссертационной работы.

Результаты, изложенные в диссертации, расширяют возможности сверхбыстрого оптического управления намагниченностью и могут быть применены для создания новых типов устройств обработки и записи информации оптическими и магнитооптическими методами.

Положения, выносимые на защиту:

1. Амплитуда прецессии намагниченности в пленках феррита-граната нелинейно зависит от плотности энергии импульса накачки при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами в зоне поглощения пленки.
2. Периодическое воздействие на намагниченность магнитного диэлектрика фемтосекундными лазерными импульсами приводит к многократному усилению амплитуды прецессии намагниченности.
3. При возбуждении прецессии намагниченности в пленках магнитных диэлектриков периодической последовательностью фемтосекундных лазерных импульсов возможно добиться параметрической генерации с экспоненциально возрастающей амплитудой прецессии намагниченности.
4. Периодическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к формированию квазистационарного источника спиновых волн и двукратному увеличению расстояния распространения спиновых волн в пленках феррита-граната.
5. Метод управления длиной спиновых волн, возбуждаемых в пленках феррита-граната периодической последовательностью лазерных импульсов.

Достоверность результатов обусловлена адекватностью использованных физических моделей и математических методов, выбранных для решения поставленных задач, корректностью использованных приближений, а также соответствием результатов теоретических и численных расчетов и экспериментальных данных. Эксперименты выполнялись многократно с повторяемыми результатами. Результаты опубликованы в рецензируемых журналах, обсуждены на международных конференциях, семинарах.

Личный вклад автора.

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его определяющем участии: проведены модификация и настройка экспериментальных установок, получены экспериментальные результаты, проведен их аналитический анализ, разработана теоретическая модель для качественного описания наблюдаемых эффектов, выполнено численное моделирование и сравнение с результатами экспериментов. Измерения проведены в лаборатории отделения экспериментальной физики технического университета г. Дортмунд (Германия) и Лаборатории магнитоплазмоники и сверхбыстрого магнетизма Российского квантового центра. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, при этом вклад диссертанта был определяющим.

Структура, объем и содержание работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, 1 приложения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 93 страницы, включает 42 рисунка и 70 библиографических ссылок.

Основная часть работы имеет следующую структуру.

Глава 1 представляет собой обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных магнитооптическим эффектам и магнитостатическим волнам. Рассмотрены основные способы оптического возбуждения магнитной прецессии.

В Главе 2 рассматриваются особенности возбуждения прецессии намагниченности в пленках ферритов-гранатов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов за счет обратного эффекта Фарадея. Приведено описание экспериментальной установки «накачка-зондирование», на которой исследовались образцы пленок ферритов-гранатов. Проведен теоретический анализ и выявлены особенности механизма возбуждения прецессии намагниченности.

В Главе 3 исследуются особенности прецессии намагниченности, возбуждаемой периодической последовательностью лазерных импульсов. Разработана теория состояний Флоке при возбуждении прецессии с помощью периодической последовательности импульсов.

Глава 4 посвящена спиновым волнам, возбуждаемым с помощью последовательности лазерных импульсов. Исследовались особенности распространения спиновых волн в разных образцах при возбуждении импульсами с различной частотой повторения импульсов. Проведен теоретический анализ и моделирование распространения спиновых волн.

В заключении сформулированы выводы диссертационной работы.

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 15 печатных работах, в том числе в 6 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 9 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Полный список работ автора приведён в конце диссертации перед списком литературы.

Апробация диссертационной работы

Результаты работы представлены на следующих всероссийских и международных научных конференциях: 9th Joint European Magnetic Symposia Conference (Майнц, Германия, 2018), «Spin Waves 2018» (Санкт-Петербург, 2018), INTERMAG (Сингапур, 2018), Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2018), Ultrafast Magnetism Conference (Кайзерслаутерн, Германия, 2017), Международный симпозиум по магнетизму «MISM» (Москва, 2017), Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» (Москва, 2017), Международная конференция «CMD26» (Гронинген, Нидерланды, 2016), Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Москва, 2016).

Глава 1. Общие вопросы динамики намагниченности в магнитных пленках

В данной главе представлен обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных магнитооптическим эффектам и магнитостатическим волнам. Рассмотрены основные способы оптического возбуждения магнитной прецессии.

1.1 Однородная прецессия намагниченности в магнитных плёнках

В равновесном состоянии вектор намагниченности \mathbf{M} равномерно намагниченного образца направлен вдоль эффективного магнитного поля:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d, \quad (1.1)$$

Которое определяется как векторная сумма всех магнитных полей, действующих на образец: внешнее магнитное поле \mathbf{H}_e , поле анизотропии \mathbf{H}_a и поле размагничивания \mathbf{H}_d . При достаточно быстром изменении направления вектора \mathbf{H}_{eff} вектор намагниченности \mathbf{M} начнет двигаться вокруг нового эффективного поля \mathbf{H}'_{eff} , как показано на рисунке 1.1. Через некоторое время вследствие диссипативных процессов намагниченность придет к новому равновесному состоянию вдоль \mathbf{H}'_{eff} .

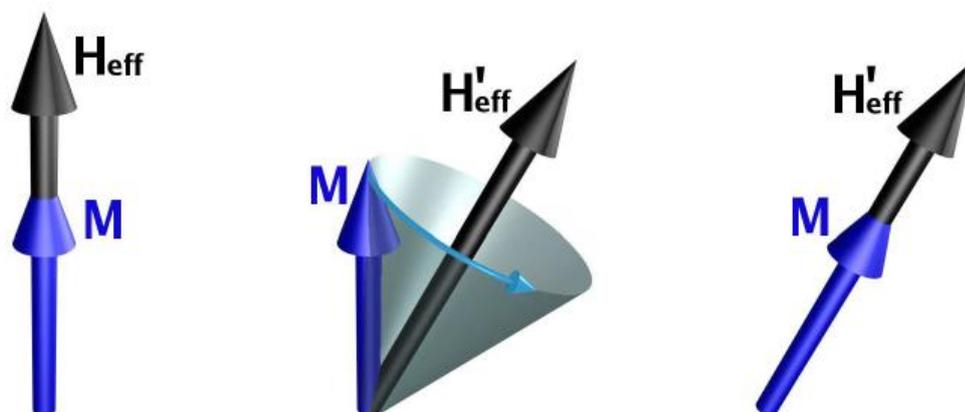


Рисунок 1.1. Возбуждение прецессии намагниченности при изменении эффективного магнитного поля \mathbf{H}_{eff} .

Динамика намагниченности может быть описана уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [1]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] - \frac{\alpha}{M} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (1.2)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации. Умножив скалярно обе части данного уравнения на \mathbf{M} получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}^2 = 0 \quad (1.3)$$

Откуда следует длина свойство сохранения длины вектора \mathbf{M} [2]. Если рассматривать \mathbf{M} как вектор, один конец которого закреплен, то другой конец будет двигаться по сфере. Такое движение называется прецессией намагниченности и является самым быстрым известным способом изменения направления намагниченности материала. Частота этой прецессии равна:

$$\omega_0 = \gamma H_{eff} \quad (1.4)$$

Частота ω_0 называется частотой ферромагнитного резонанса и в общем случае зависит от формы образца и магнитной анизотропии материала. Для случая пленки, намагниченной в плоскости, ω_0 может быть вычислена по формуле Киттеля [3]:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)} \quad (1.5)$$

В случае локального возбуждения прецессии намагниченности благодаря магнитодипольному и обменному взаимодействиям от места возбуждения будут распространяться спиновые волны.

1.2 Магнитостатические волны в магнитных пленках

Спиновые волны – это волны намагниченности в магнитоупорядоченных веществах: ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферримагнетиках. В соответствии с принципом корпускулярно-волнового дуализма они являются в то же время частицами (или, точнее, квазичастицами), которые получили название магнонов. Представление о спиновых волнах ввел в 1930 году Ф. Блох [4].

В ферромагнитных пленках могут быть возбуждены бегущие когерентные спиновые волны. Если толщина пленки не очень мала (превышает несколько микрометров), то для волн с волновыми числами, меньшими $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, обменное взаимодействие может в первом приближении не учитываться [2]. Такие волны, удовлетворяющие уравнениям Максвелла (в магнитостатическом приближении) и электродинамическим граничным условиям на поверхности пленки, называют дипольными спиновыми волнами или магнитостатическими волнами (МСВ). В зависимости от направлений намагничивания и распространения эти волны могут быть объемными и поверхностными, прямыми и обратными. МСВ, распространяющиеся в тонких ферромагнитных пленках, можно разбить на три типа: прямые объемные (ПОМСВ), обратные объемные (ООМСВ) и поверхностные (ПМСВ).

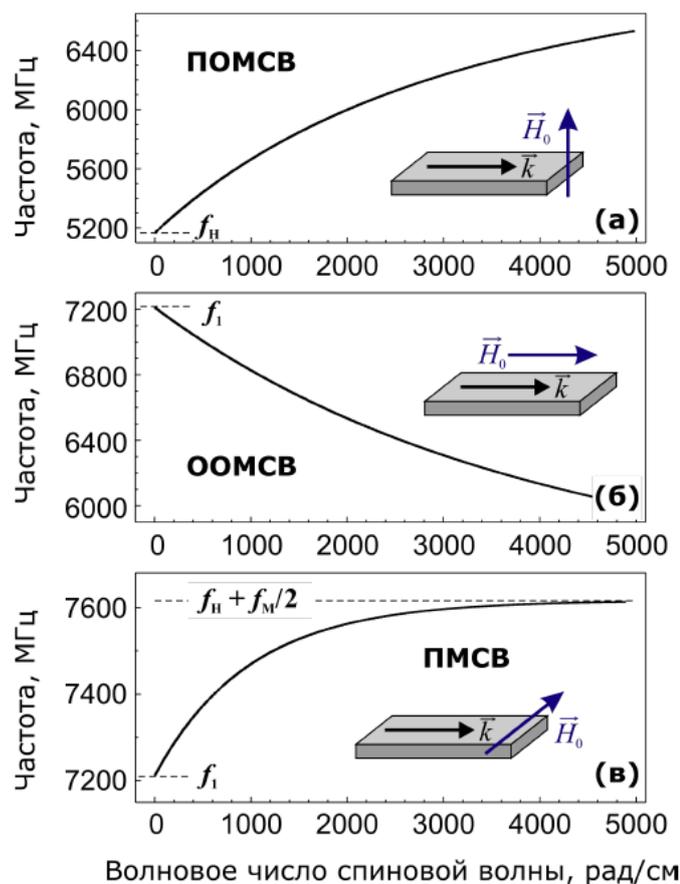


Рисунок 1.2. Дисперсия спиновых волн для (а) прямых объемных магнитостатических волн, (б) обратных объемных МСВ и (в) поверхностных МСВ. Здесь $f_H = \gamma H$, $f_M = 4\pi\gamma M_0$, $f_1 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)}$ [5].

Объемными называются волны, для которых зависимость переменной намагниченности и составляющих электромагнитного поля от координаты в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, является тригонометрической. Для поверхностных волн эта зависимость является экспоненциальной – амплитуды переменной намагниченности и составляющих поля убывают при удалении от одной из поверхностей пленки. Прямыми называются волны, для которых направление групповой скорости $\partial\omega/\partial k$ совпадает с направлением фазовой скорости ω/k . Для обратных волн эти направления противоположны.

Тип возбуждаемых волн определяется взаимной ориентацией приложенного магнитного поля (точнее, равновесной намагниченности), нормали плёнки и направления распространения МСВ. На рисунке 1.2 приведены дисперсионные характеристики для трех типов магнитостатических волн. Волна, распространяющаяся в нормально (перпендикулярно к поверхности) намагниченной пленке является прямой (рис. 1.2а), а волна, распространяющаяся в касательно намагниченной пленке в направлении постоянного намагничивания, – обратной (рис. 1.2б). Обе эти волны объемные. Волна, распространяющаяся в касательно намагниченной пленке в направлении, перпендикулярном постоянной намагниченности, является поверхностной и, как видно из рисунка 1.2в, прямой. С увеличением постоянного магнитного поля все показанные на рис. 1.2 дисперсионные кривые смещаются вверх по частоте, несколько деформируясь при этом.

1.2.2 Прямые объёмные волны

Прямые волны возбуждаются, если магнитная плёнка намагничена нормально поверхности. Дисперсионная кривая для ПОМСВ представлена на рисунке 1.2а, профиль магнитного потенциала – на рисунке 1.3. При стремлении волнового числа к 0, частота стремится к $f_H = \gamma H$, а при $k \rightarrow \infty$, частота возрастает до частоты однородной прецессии намагниченности f_1 . Наклон дисперсионной кривой в основном определяется толщиной плёнки. Главная отличительная черта ПОМСВ – независимость дисперсии от направления распространения, что можно легко наблюдать экспериментально.

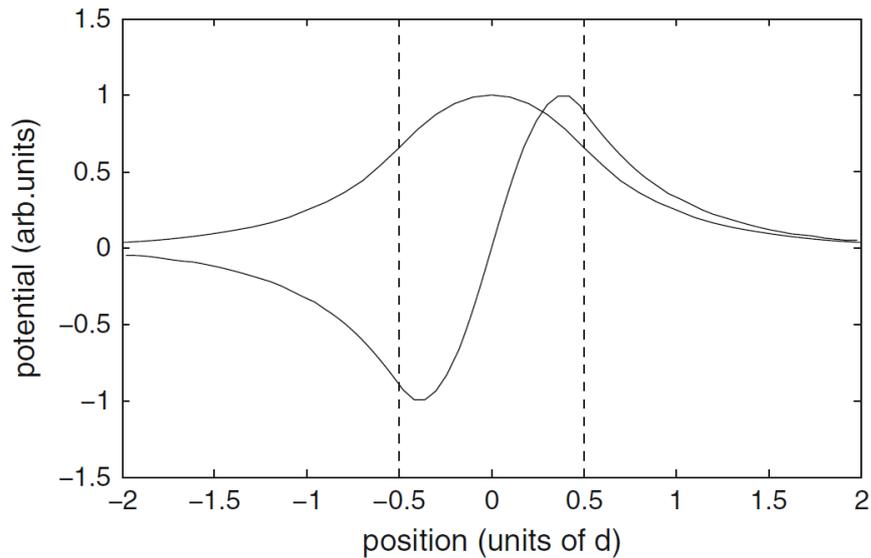


Рисунок 1.3. Профиль магнитного потенциала для 0 и 1 моды ПОМСВ.

1.2.3 Обратные объёмные волны

Дисперсия обратных волн напоминает отражение прямых волн: те же граничные частоты, но наклон дисперсионной кривой противоположен. И ПОМСВ, и ООМСВ являются объёмными волнами. Это означает, что амплитуда прецессирующей компоненты намагниченности имеет синусоидальное распределение вдоль толщины плёнки (рис. 1.3 и рис. 1.4). Главная особенность ООМСВ – это отрицательный наклон дисперсионной кривой и, соответственно, отрицательная групповая скорость этих волн. Это значит, что направление распространения фазы и энергии волны противоположно и что с ростом волнового числа, частота будет уменьшаться.

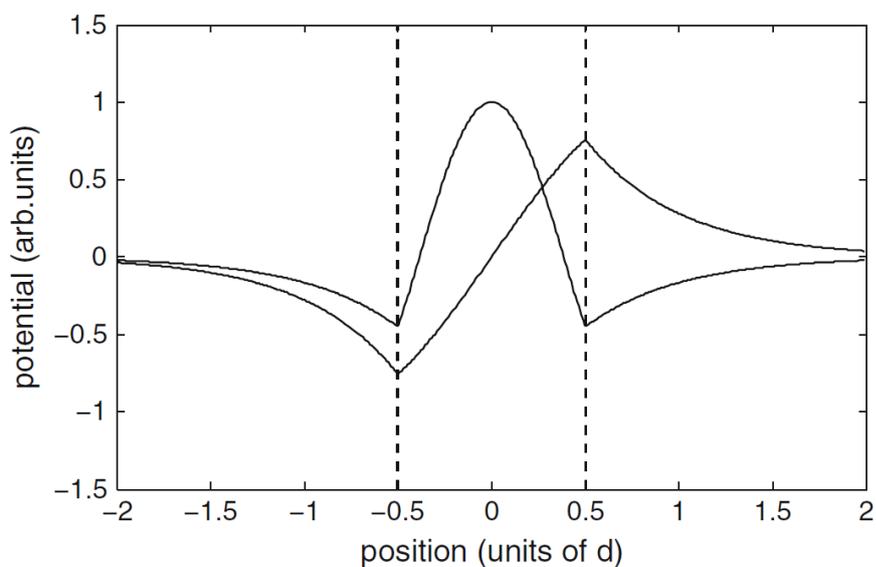


Рисунок 1.4. Профиль магнитного потенциала для 0 и 1 моды ООМСВ

Стоит отметить, что на рисунках 1.3 и 1.4 показаны только низшие объёмные моды. Моды высших порядков имеют схожие, но более пологие дисперсионные кривые. Они возбуждаются менее эффективно [5], поэтому обычно ограничиваются рассмотрением только нулевых объёмных мод.

1.2.4 Поверхностные волны

В противоположность объёмным волнам, ПМСВ локализованы на одной из поверхностей плёнки (рис. 1.5), вдоль которой они движутся, их амплитуда экспоненциально спадает при удалении от поверхности вглубь пленки [6]. Кроме того, минимальная частота поверхностных волн совпадает с максимальной объёмных. Таким образом, частота однородной прецессии отделяет поверхностные волны от объёмных. Зная эту частоту, можно однозначно узнать, к какому типу принадлежат наблюдаемые волны.

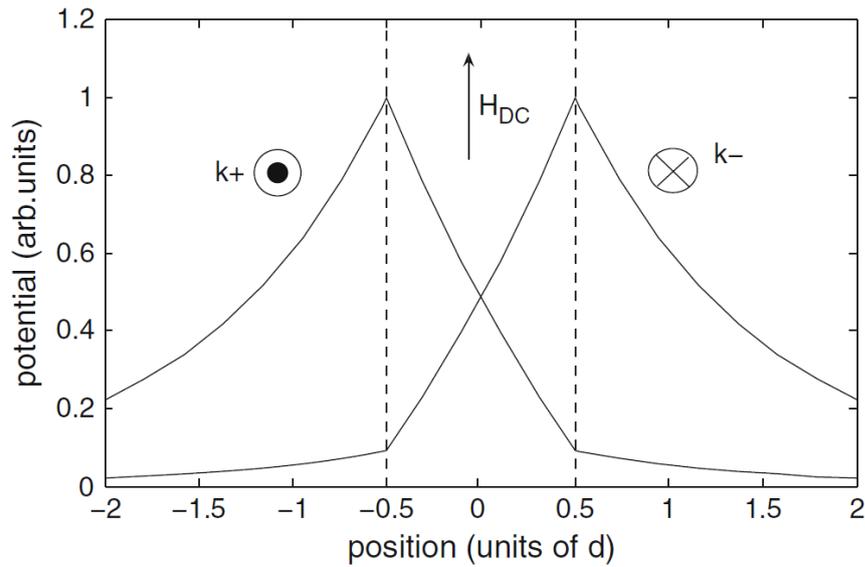


Рисунок 1.5. Профиль магнитного потенциала для противоположно направленных ПМСВ

На рисунке 1.5 изображено распределение магнитоэлектростатического потенциала по толщине пленки для двух волн, соответствующих одной и той же частоте. Они отличаются знаком волнового числа, т.е. направлением распространения. Такая невзаимность — характерное свойство ПМСВ.

1.3 Оптомагнитные и фотомагнитные эффекты

1.3.1 Обратный эффект Фарадея

Обратный эффект Фарадея (ОЭФ) заключается в намагничивании вещества при облучении его световой волной, обладающей круговой поляризацией. Это явление можно описать эффективным магнитным полем \mathbf{H}_F , которое действует на образец в области засветки и направлено вдоль волнового вектора излучения. Исходя из термодинамического подхода, можно получить следующее выражение для поля \mathbf{H}_F [7; 8]:

$$\mathbf{H}_F = -a \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \text{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]), \quad (1.6)$$

где a – коэффициент магнитооптического взаимодействия, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, \mathbf{E} – напряженность электрического поля световой волны. Таким образом, направление \mathbf{H}_F зависит от хиральности поляризации (рис. 1.6).

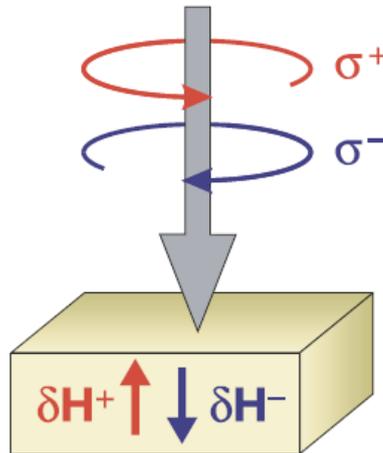


Рисунок 1.6. Магнитное поле, вызванное лево- и правополяризованным оптическим импульсом за счет ОЭФ [9]

Экспериментально ОЭФ наблюдался более 50 лет назад в парамагнетиках [10] и в плазме катушки индуктивности. Однако в магнитоупорядоченных материалах ОЭФ был впервые обнаружен сравнительно недавно с помощью техники накачка-зондирование [9]. Импульсы лазерного излучения продолжительностью 200 фс были сфокусированы в пятно диаметром 200 мкм на образец ортоферрита диспрозия DyFeO_3 , и наблюдалась прецессия намагниченности, вызванная этими импульсами. Эта работа вызвала большой интерес и в последствии были проведены эксперименты, демонстрирующие возбуждение прецессии намагниченности фемтосекундными лазерными импульсами за счет ОЭФ в редкоземельных ферритах-гранатах [12–15], в ферримагнитных сплавах GdFeCo [16], а также в парамагнитных кристаллах диспрозий-алюминиевого граната $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [17] и тербий-галлиевого граната

В ряде работ уравнение (1.6) было использовано для оценки величины эффективного магнитного поля, возникающего вследствие ОЭФ. Оказалось, что величина поля \mathbf{H}_F может достигать величины в несколько тесла [9]. Заметим, что в пионерских работах Питаевского и Першана [19; 20] ОЭФ определялся намагниченностью парамагнетика, индуцированной световой волной вдоль ее волнового вектора \mathbf{k} ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{k}$). В случае ферромагнетиков намагниченность постоянна по величине, но может изменяться по направлению. В насыщающем магнитном поле в плоскости пленки домены исчезают и намагниченность становится однородной по всему образцу. При этом нормальная компонента намагниченности M_n ($M_n \parallel \mathbf{k}$), соответствующая ОЭФ, определяется действием эффективного магнитного поля \mathbf{H}_F , под влиянием которого спины выходят из плоскости. Поскольку, согласно уравнению (1.6), поле \mathbf{H}_F пропорционально энергии падающего излучения, то и M_n также должна линейно расти при этом. Однако детального изучения зависимости наблюдаемого эффекта от энергии падающего излучения до сих пор проведено не было.

1.3.2 Обратный эффект Коттона-Мутона

В отличие от обратного эффекта Фарадея, обратный эффект Коттона–Мутона (называемый ещё обратным эффектом Фохта) проявляется в линейно–поляризованном свете. Обратный эффект Коттона-Мутона был экспериментально обнаружен в 1987 г. в плёнке Bi -содержащего феррита–граната под действием линейно поляризованного оптического излучения [21]. В работе исследовались образцы $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 мкм и ориентацией плоскости плёнки [111]. Эксперимент был поставлен следующим образом: образец помещался в магнитное поле перпендикулярно плоскости образца. С помощью неодимового лазера создавали 20 нс импульсы линейно поляризованного света с плотностью мощности до 750 мДж/см^2 , которые посылались нормально к поверхности образца. Изменение намагниченности образца фиксировалось трёхвитковой катушкой, помещаемой на поверхности образца.

Как и обратный эффект Фарадея, обратный эффект Коттона-Мутона может быть использован для возбуждения магнонов. Так, в работе [22] исследовалось импульсное возбуждение когерентных магнонов и фононов субпикосекундными импульсами в FeVO_3 . В ней было показано, что на микроскопическом уровне механизмом возбуждения когерентных магнонов как циркулярно, так и линейно поляризованными импульсами является вынужденное комбинационное рассеяние. В зависимости от геометрии эксперимента, отношение амплитуд магнонов, возбуждаемых посредством линейной и циркулярной поляризаций может отличаться на несколько порядков.

1.3.3 Обратный магнитооптический эффект Керра

Векторное произведение $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ не равно нулю для эллиптически поляризованного света, поэтому обратный эффект Фарадея наблюдается при прохождении сквозь среду циркулярно поляризованного света, а при линейной поляризации света – этот эффект отсутствует. Однако поляризация света в среде может отличаться от поляризации падающего света. Например, из-за граничных условий в плоскости раздела диэлектрика и среды с поглощением или с отрицательной диэлектрической проницаемостью линейно поляризованный свет приобретает эллиптическую поляризацию, поэтому произведение внутри среды $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ не равно нулю. Также если в достаточно тонкой магнитной пленке свет достигает ее нижней поверхности и отражается обратно, то эффективное магнитное поле возникает даже в среде с чисто вещественным показателем преломления.

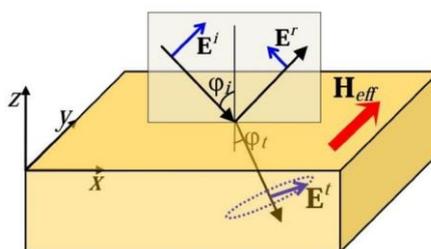


Рисунок 1.7. Конфигурация для наблюдения обратного ЭК: р-поляризованный свет падает под углом на ферромагнитную пленку и создает эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} внутри нее [23].

При наклонном падении ТМ-поляризованного света на магнетик индуцируемое светом эффективное магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости падения, что соответствует экваториальному эффекту Керра (ЭЭК), поэтому данный эффект может быть назван обратным экваториальным эффектом Керра (рис. 1.7) [23]. Существует принципиальное различие между обратным ЭЭК и обратным эффектом Фарадея. Эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , индуцированное при обратном эффекте Фарадея появляется при прохождении через вещество света с круговой поляризацией и направлено вдоль волнового вектора \mathbf{k}_0 падающей волны. Эффективное магнитное поле, индуцированное при обратном ЭЭК, направлено перпендикулярно плоскости падения света. Это отличие расширяет экспериментальные возможности для исследования оптически индуцированного фемтосекундного магнетизма.

1.3.4 Эффект фотоиндуцированной магнитной анизотропии

Кроме обратных магнитооптических эффектов, существуют и другие механизмы воздействия света на намагниченность магнитоупорядоченного материала. Среди них стоит выделить эффект фотоиндуцированной магнитной анизотропии, заключающийся в том, что линейно-поляризованные лазерные импульсы изменяют магнитокристаллическую анизотропию кристалла. Данный эффект, в отличие от обратных магнитооптических эффектов, являющихся оптомагнитными, относят к фотомагнитным эффектам. Это связано с тем, что под воздействием света в материале происходит перераспределение электронной плотности, что приводит к возникновению нового магнитного равновесного состояния. Данный эффект не связан с нагревом и является нетепловым, что подтверждается зависимостью от поляризации импульса накачки. Фотомагнитный эффект существует, например, в ферритах-гранатах с определенными допирующими примесями [24; 25].

1.4 Оптическое возбуждение прецессии намагниченности и магнитоэлектрических волн

Сверхбыстрое управление намагниченностью в настоящее время является актуальным направлением исследований. Скорость и плотность записи информации на магнитные носители традиционным способом (с помощью магнитного поля) практически достигли теоретического предела (либо для этого требуются слишком большие поля). В современных устройствах хранения магнитных данных скорость записи составляет порядка 1 Гбит/с, то есть время переключения одного бита информации около 1 нс. Тем не менее, ведется поиск еще более быстрых способов переключения намагниченности, чтобы технология хранения данных не отставала от постоянно растущего количества цифровой информации.

Обычным способом переключения намагничивания является использование импульса магнитного поля, генерируемого электрическими токами, протекающими в катушках или микрополосковых линиях. Однако, генерация достаточно коротких (менее сотен пикосекунд) сильных импульсов магнитного поля становится чрезвычайно сложной [26]. Поэтому, чтобы добиться манипуляции со спинами на пикосекундных и субпикосекундных временных масштабах, необходимо найти фундаментально новые методы.

Кроме необходимости увеличения скорости управления намагниченностью в последнее время все чаще возникают задачи, в которых необходимо получить генерацию спиновых волн в малых областях размером несколько микрон и даже меньше микрона. В такой ситуации метод возбуждения спиновых волн с помощью микроволновых антенн уже плохо подходит, так как длина генерируемых волн существенно больше микрона и локальное возбуждение с их помощью невозможно. К тому же, для регулировки параметров спиновой волны требуется изменение формы и размера антенны, что невозможно делать оперативно.

Ультракороткие лазерные импульсы в настоящее время являются одними из наиболее перспективных инструментов для создания импульсов магнитного поля для сверхбыстрого контроля намагниченности. Такие лазерные импульсы имеют типичную длительность от 10 до

100 фс, поэтому они стали важным инструментом для изучения сверхбыстрых процессов в физике и химии. В настоящее время проводится множество исследований, задача которых найти быстрые и эффективные механизмы для управления магнитоупорядоченными спинами с помощью ультракоротких оптических импульсов.

Механизмы воздействия оптических импульсов на намагниченность можно разделить на тепловые и нетепловые. В свою очередь, среди нетепловых механизмов возбуждения прецессии намагниченности выделяют фотомагнитные и оптомагнитные.

1.4.1 Тепловые эффекты

Известно, что намагниченность ферромагнитного материала при нагревании уменьшается. При температурах выше точки Кюри макроскопическое намагничивание полностью исчезает. Поглощение интенсивного лазерного излучения может вызвать повышение температуры и, следовательно, привести к частичному или полному размагничиванию материала. Взаимодействие материала с электрическим полем лазерного импульса происходит главным образом через электроны, так как оптические переходы в основном сохраняют спин. Поэтому сначала возбуждается только электронная подсистема, в металлах это происходит в течение нескольких сотен фемтосекунд. Последующие взаимодействия между электронами, кристаллической решеткой и спинами приводят к повышению температуры решетки и спиновой температуры до достижения теплового равновесия [26]. Эти процессы для ферромагнетиков могут быть очень короткими. Так, например, в работе [27] было экспериментально продемонстрировано субпикосекундное размагничивание пленок никеля с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Напротив, для диэлектрических магнетиков это время порядка наносекунды из-за отсутствия прямых процессов взаимодействия спина и электрона [28]. Время жизни таких тепловых эффектов определяется внешними параметрами, такими как теплопроводность подложки, а также геометрия образца.

Комбинируя нагрев с другими эффектами, например, с обратным эффектом Фарадея можно добиться перемагничивания области облучаемой лазерным импульсом, что

продемонстрировано в работе [16] на пленках GdFeCo (рис. 1.8). А в работе [29] показано, что за счет температурной зависимости анизотропии можно возбудить спиновые волны в пленках пермаллоя с помощью фемтосекундного оптического импульса. Исследованиям воздействия ультракоротких импульсов на намагниченность в различных материалах посвящены работы [30–37].

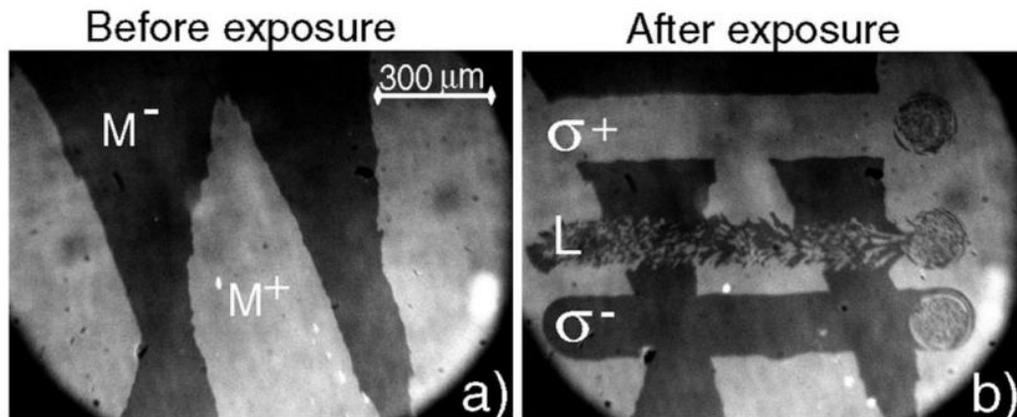


Рисунок 1.8. Воздействие ультракоротких циркулярно-поляризованных лазерных импульсов на магнитные домены в пленке GdFeCo [16].

1.4.2 Фотомагнитные эффекты

Фотомагнитные эффекты заключаются в поглощении фотонов накачки определенными электронными состояниями, которые влияют на магнитные свойства косвенным образом – через вызванные изменения обменного взаимодействия или анизотропии [38; 39]. Примером такого косвенного механизма фотомагнетизма может служить появление одноосной анизотропии у кристаллов с кубической симметрией под действием линейно поляризованного света [40]. В отличие от тепловых эффектов изменение магнитных параметров происходит мгновенно, например, во время нарастания импульса накачки. Эти параметры, в свою очередь, вызывают движение вектора намагниченности. Время жизни фотомагнитных эффектов определяется временем жизни соответствующих электронных состояний.

Впервые нетепловое сверхбыстрое оптическое возбуждение прецессии намагниченности было продемонстрировано в работе [41]. В этой работе исследован эффект

фотоиндуцированной магнитной анизотропии – лазерные импульсы длительностью 100 фс вызывали возникновение поля анизотропии \mathbf{H}_a в пленках феррита-граната, вследствие чего вектор намагниченности начинал прецессировать вокруг нового положения равновесия (рис. 1.9).

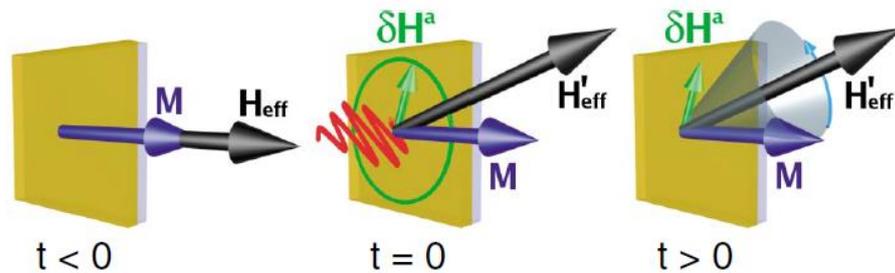


Рисунок 1.9. Прецессия намагниченности, вызванная изменением поля анизотропии \mathbf{H}_a , индуцированного линейно-поляризованным лазерным импульсом [41].

Подобные методы возбуждения прецессии намагниченности в различных материалах исследовались в работах [41–45].

1.4.3 Оптомагнитные эффекты

В случае, когда частота оптических импульсов находится в области прозрачности материала, основную роль играют оптомагнитные эффекты. Оптомагнитные эффекты не требуют поглощения фотонов накачки, они основаны на механизме вынужденного комбинационного рассеяния [39]. Быстродействие этого механизма ограничено спин-орбитальной связью, которая ответственна за изменение намагниченности в этом случае, и составляет около 20 фс при типичном значении спин-орбитальной связи 50 мэВ. Время жизни эффекта порядка 100-200 фс [28].

Среди различных оптомагнитных эффектов наиболее известен обратный эффект Фарадея. В магнитоупорядоченных средах возбуждение прецессии намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея впервые было продемонстрировано в работе [9]. В этой работе исследовалось действие 200 фс лазерного импульса с центральной длиной волны 800 нм на ортоферрит

диспрозия DyFeO_3 (рис. 1.10). В работе использовался метод оптической накачки и зондирования, в котором импульс, генерируемый лазером, разбивался на две части. Наиболее интенсивная часть использовалась в качестве импульса накачки, в то время как менее интенсивная часть – в качестве импульса зондирования. Оба импульса распространялись по различным траекториям, но фокусировались на одну точку на образце. Благодаря прямому магнитооптическому эффекту Фарадея магнитные изменения, вызванные накачкой, можно было измерять с помощью детектирования угла поворота плоскости поляризации импульса зондирования. Изменения времени задержки между импульсами накачки и зондирования позволяет отслеживать временную динамику магнитных изменений в среде, вызванных накачкой. Временное разрешение таких измерений ограничивается шириной импульса лазера.

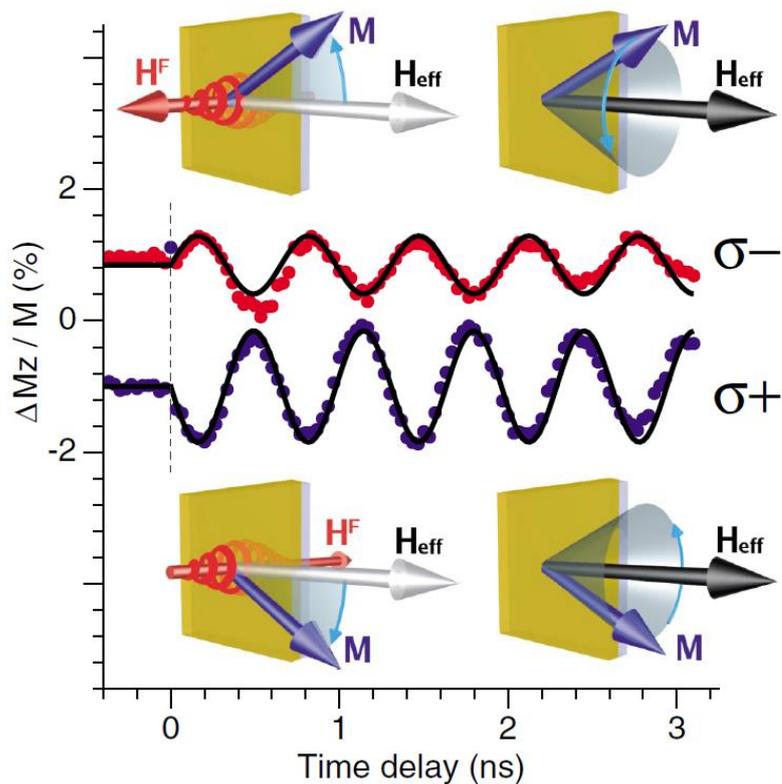


Рисунок 1.10. Магнитная прецессия, возбужденная правоциркулярно (σ^+) и левоциркулярно (σ^-) поляризованным лазерным импульсом [41].

Эксперименты были выполнены для импульсов с правой и левой циркулярными поляризациями. На рисунке 1.10 видно, что воздействие вызывает колебания с частотой около

300 ГГц. Частота этих колебаний находится в хорошем согласии с частотой антиферромагнитного резонанса в DyFeO_3 . Таким образом, колебания угла фарадеевского вращения могут быть однозначно отнесены к спиновым колебаниям. Как видно на рисунке, фаза спиновых колебаний зависит от циркулярности поляризации импульса накачки. Право- и левоциркулярная поляризации приводят к возбуждению спиновых колебаний противоположных фаз, так как согласно уравнению (1.6) направление магнитного поля, вызванного обратным эффектом Фарадея, зависит от хиральности падающего импульса.

Демонстрации сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея не ограничены ортоферритами. Напротив, эффект – очень распространенное явление, которое разрешено практически в любом материале, включая широкий класс оксидов железа и других соединений переходных металлов [12; 13; 41; 46–53]. Даже в антиферромагнетиках с коллинеарной магнитной структурой и без намагниченности благодаря обратному эффекту Фарадея фемтосекундные лазерные импульсы способны эффективно возбуждать спиновые осцилляции [50–52]. В этом случае роль возбуждающей силы играет временная производная эффективного магнитного поля [54; 55]. Используя один из таких антиферромагнетиков KNiF_3 , удалось показать, что свет способен эффективно возбуждать спины, даже если энергия фотонов накачки настроена на область практически нулевого поглощения в материале [56]. При этом в спиновой динамике отсутствуют какие-либо проявления того, что лазерный импульс также передал энергию электронам или фононам. Этот эксперимент ярко свидетельствует, что обратный эффект Фарадея – недиссипативное явление и не требует какого-либо поглощения на частоте света.

Глава 2. Особенности возбуждения прецессии намагниченности в пленках феррита-граната фемтосекундными лазерными импульсами

В данной главе рассматриваются особенности возбуждения прецессии намагниченности в пленках ферритов-гранатов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов за счет обратного эффекта Фарадея. Приведено описание экспериментальной установки «накачка-зондирование», на которой исследовались образцы пленок ферритов-гранатов. Проведен теоретический анализ и выявлены особенности механизма возбуждения прецессии намагниченности.

2.1 Схема эксперимента «накачка-зондирование»

Для экспериментального исследования сверхбыстрой спиновой динамики, индуцированной лазерными импульсами, использовалась установка «накачка-зондирование», схема которой представлена на рисунке 2.1.

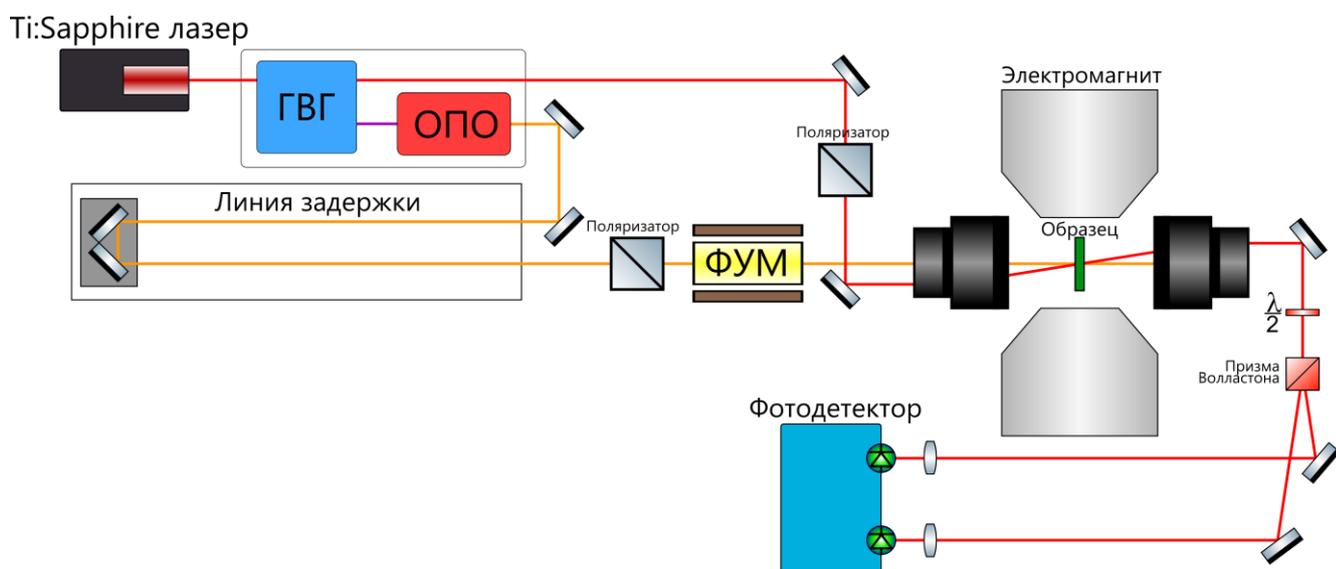


Рисунок 2.1. Схема экспериментальной установки.

Титан-сапфировый лазер излучает импульсы длительностью порядка 200 фс с частотой повторения 80 МГц на длине волны 820 нм. Эти импульсы разделяются на импульсы накачки и

зондирующие импульсы. Импульс накачки имеет относительно большую мощность и служит для возбуждения прецессии намагниченности. Импульс зондирования, мощностью в десятки раз меньшей, чем импульс накачки, нужен для детектирования магнитооптических эффектов. Импульсы накачки попадают в генератор второй гармоники (ГВГ), и затем в оптический параметрический осциллятор (ОПО), где перестраиваются в пределах от 500 до 650 нм. Далее импульсы накачки проходят линию задержки (время задержки между импульсами накачки и зондирования может меняться в пределах от -0.3 нс до 2.5 нс) и фотоупругий модулятор (ФУМ), который модулирует поляризацию импульсов от левой (σ^+) до правой (σ^-) круговой поляризации. Зондирующие импульсы имеют линейную поляризацию. Далее импульсы накачки и зондирования с помощью микрообъектива фокусируются в пятно диаметром порядка 10 мкм на образец, находящийся между полюсами электромагнита. Углы падения импульсов на образец составляют 17° (рис. 2.2).

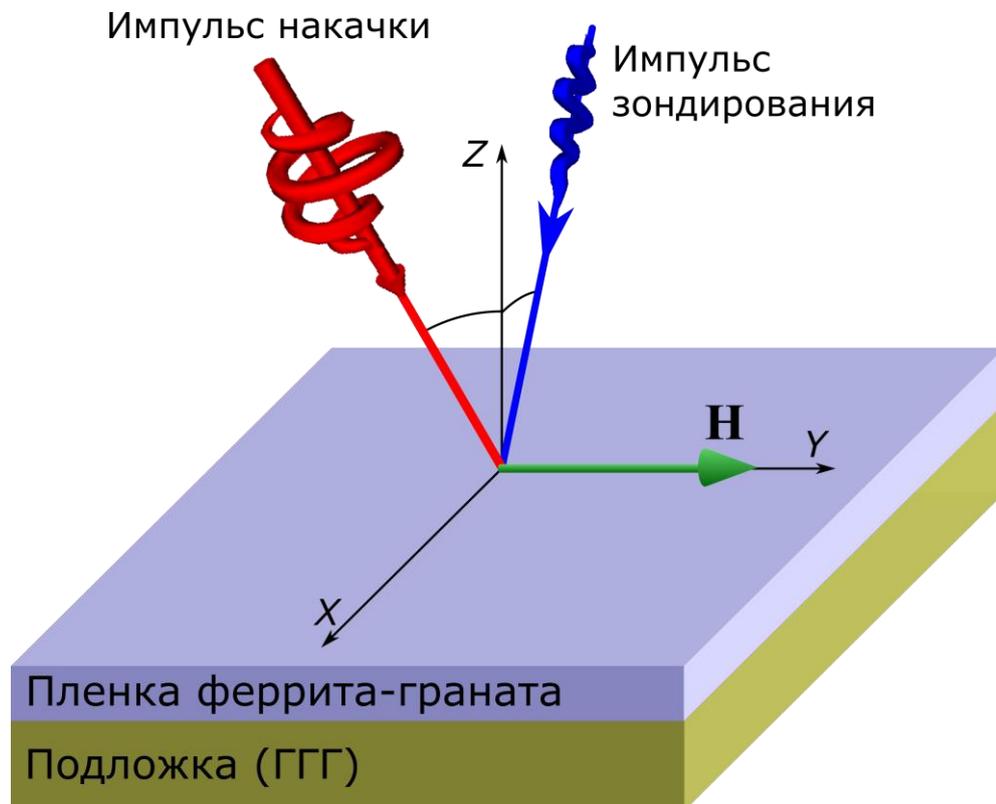


Рисунок 2.2. Схема падения пучков накачки и зондирования на образец. **H** – вектор внешнего магнитного поля.

Для исследования использовалась магнитная пленка феррита-граната толщиной 5 мкм, полученная методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с кристаллографической ориентацией (111). Для усиления магнитооптических эффектов в состав образца включены ионы висмута: $(\text{Bi}_{0.9}\text{Lu}_{1.4}\text{Tm}_{0.4}\text{Sm}_{0.1})(\text{Fe}_{4.6}\text{Ga}_{0.4})\text{O}_{12}$.

Попав на образец, циркулярно-поляризованные (после ФУМ) импульсы накачки возбуждают за счет обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) прецессию намагниченности, которая детектируется зондирующими импульсами – линейная поляризация импульсов зондирования, прошедших через плёнку, поворачивается согласно прямому эффекту Фарадея, затем они собираются микрообъективом, делятся призмой Волластона на две взаимно перпендикулярные поляризации, и попадают на балансный фотодетектор.

2.2 Возбуждение прецессии намагниченности в эпитаксиальных пленках феррита-граната с помощью фемтосекундных импульсов лазера

Из спектра оптического пропускания образца следует, что край зоны поглощения находится в районе $\lambda = 530$ нм (рис. 2.3), поэтому выбранный в эксперименте диапазон длин волн импульса накачки покрывает как область относительно малых оптических потерь, так и область поглощения. Коэффициент поглощения уменьшается с увеличением длины волны (рис. 2.4). При приближении к зоне поглощения угол Фарадея также возрастает и достигает максимума при $\lambda = 550$ нм, что попадает в выбранный диапазон длин волн (рис. 2.5).

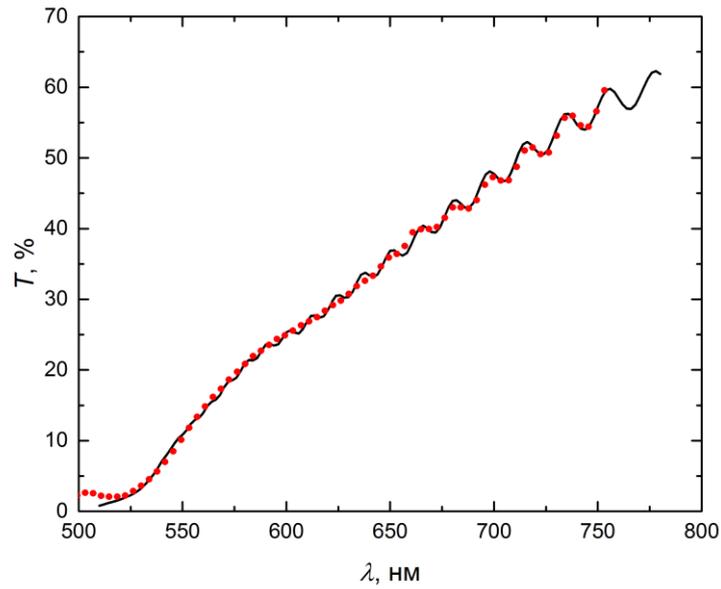


Рисунок 2.3. Спектр коэффициента пропускания. Сплошными линиями показаны расчетные графики, точками – экспериментальные данные.

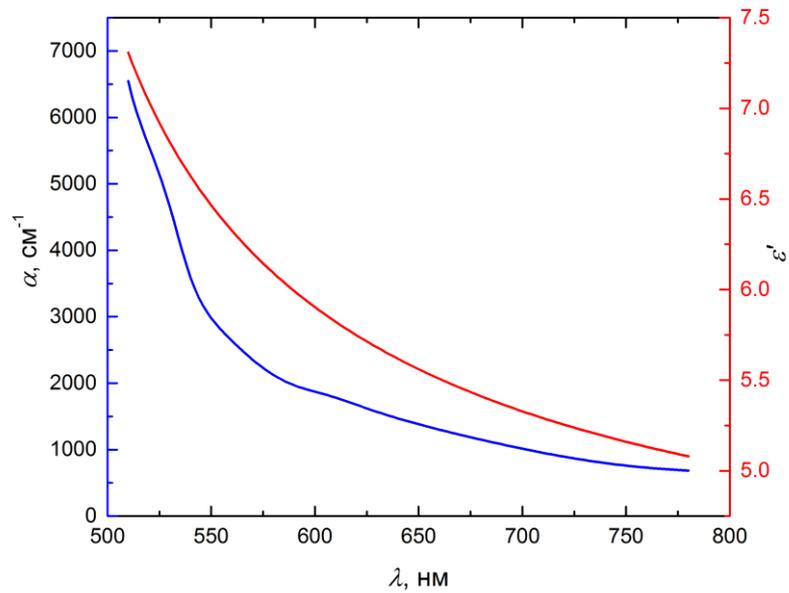


Рисунок 2.4. Спектры коэффициента поглощения (синяя линия) и действительной части диэлектрической проницаемости (красная линия).

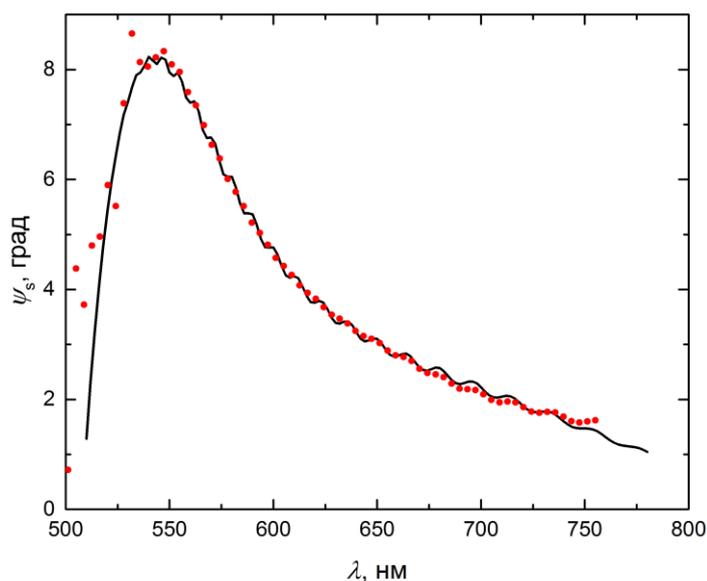


Рисунок 2.5. Спектры угла Фарадея. Сплошными линиями показаны расчетные графики, точками – экспериментальные данные.

Вид наблюдаемой зависимости угла Фарадея от времени свидетельствует о возбуждении прецессии намагниченности во внешнем магнитном поле (рис. 2.6). Однако зависимость наблюдаемых сигналов от интенсивности импульсов накачки J для разных несущих частот накачки имеет значительно различающийся характер. Так, в области относительно малого оптического поглощения пленки (при $\lambda = 650$ нм) амплитуда прецессии монотонно растет с увеличением J (рис. 2.6а). При $J < 0.6$ мДж/см² амплитуда прецессии прямо пропорциональна интенсивности излучения. При больших значениях интенсивности рост становится нелинейным и немонотонным.

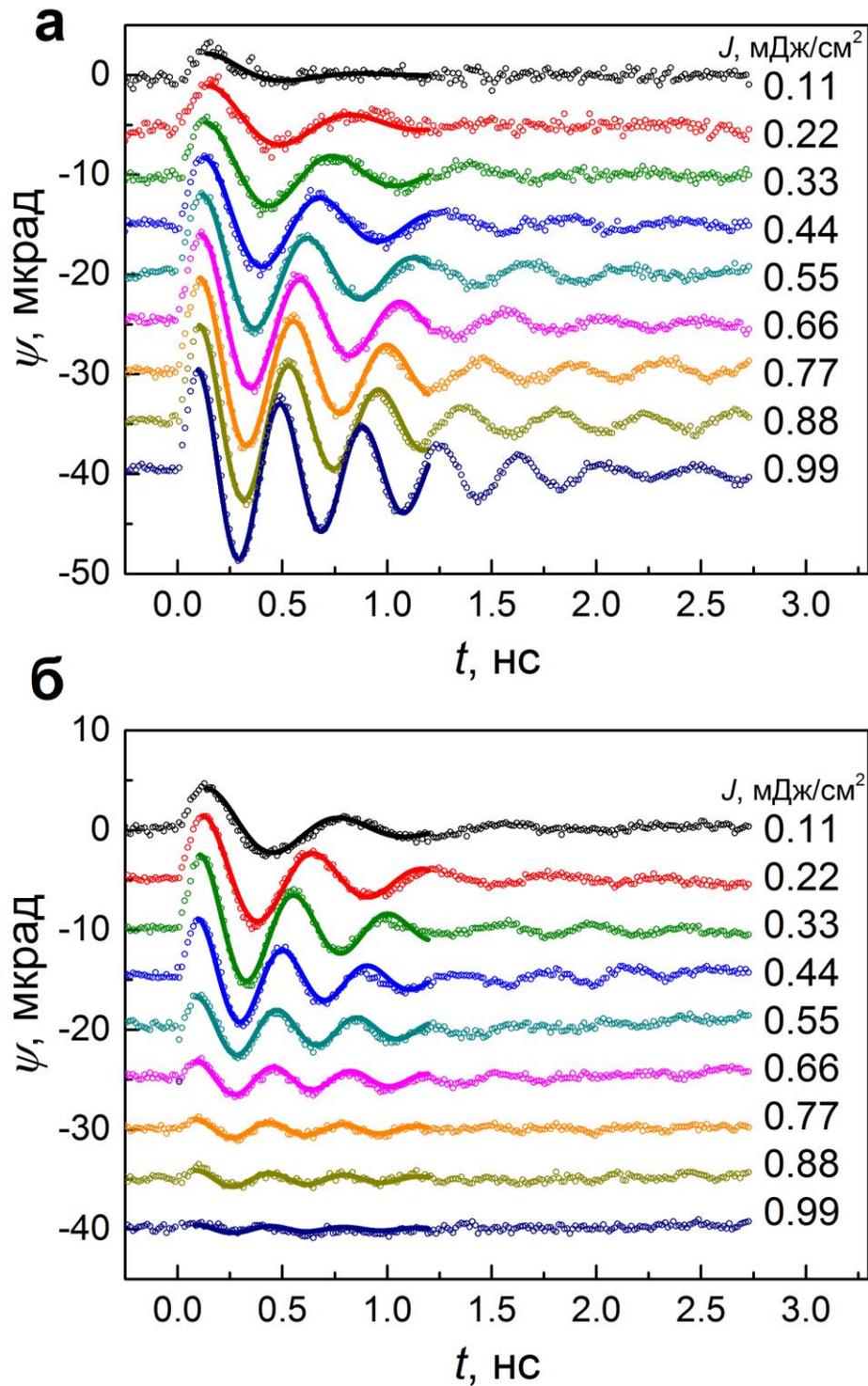


Рисунок 2.6. Прецессия намагниченности при возбуждении импульсами накачки (а) $\lambda = 650$ нм и (б) $\lambda = 550$ нм с различной плотностью энергии от 0.11 мДж/см² до 0.99 мДж/см². Внешнее магнитное поле $H = 890$ Э. Точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимация затухающей гармонической функцией.

Вблизи края зоны поглощения (при $\lambda = 550$ нм) характер этой зависимости кардинально меняется: амплитуда прецессии достигает максимума при плотности энергии накачки $J_m = 0.33$ мДж/см², а затем убывает (рис. 2.6б). При $J > 0.9$ мДж/см² амплитуда прецессии становится слишком малой и сравнимой с уровнем шума.

Возбуждая прецессию намагниченности импульсами накачки с различной длиной волны от 500 до 650 нм, можно получить более полную картину данного явления (рис. 2.7). Наблюдаемый сигнал аппроксимируется затухающей гармонической функцией: $\psi = \psi_0 e^{-t/\tau} \sin(2\pi ft + \phi)$, где ψ_0 – амплитуда, τ – время затухания, f – частота, а ϕ – начальная фаза осцилляций угла Фарадея.

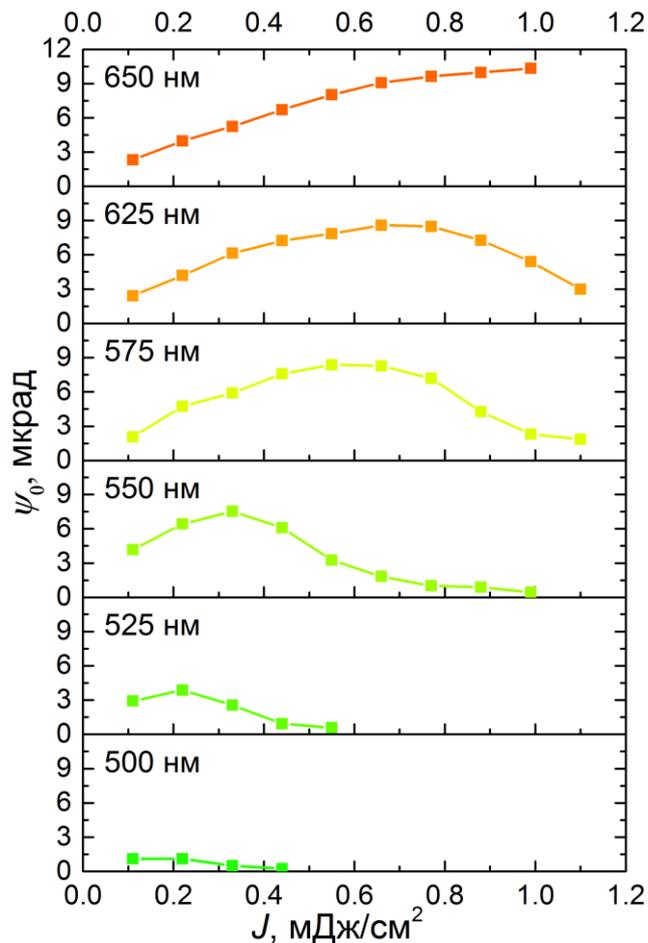


Рисунок 2.7. Зависимости амплитуды осцилляций угла Фарадея от плотности энергии накачки при различных λ от 500 до 650 нм. Внешнее магнитное поле $H = 890$ Э.

Из рисунка 2.7 следует, что J_m зависит от длины волны накачки: при уменьшении длины волны J_m уменьшается. В области поглощения при $\lambda = 525$ нм $J_m = 0.22$ мДж/см², а при $\lambda = 500$ нм максимум вообще не наблюдается и зависимость $\psi_0(J)$ становится убывающей. Кроме того, с уменьшением длины волны максимальная амплитуда сигнала ψ_m также уменьшается.

С изменением плотности энергии накачки J меняется не только амплитуда прецессии, но и ее частота и время затухания (рис. 2.8). Однако, в отличие от амплитуды колебаний угла Фарадея $\psi_0(J)$, зависимости частоты $f(J)$ и времени затухания $\tau(J)$ монотонные: время затухания убывает, а частота возрастает с ростом энергии накачки для любой длины волны накачки из рассматриваемого диапазона.

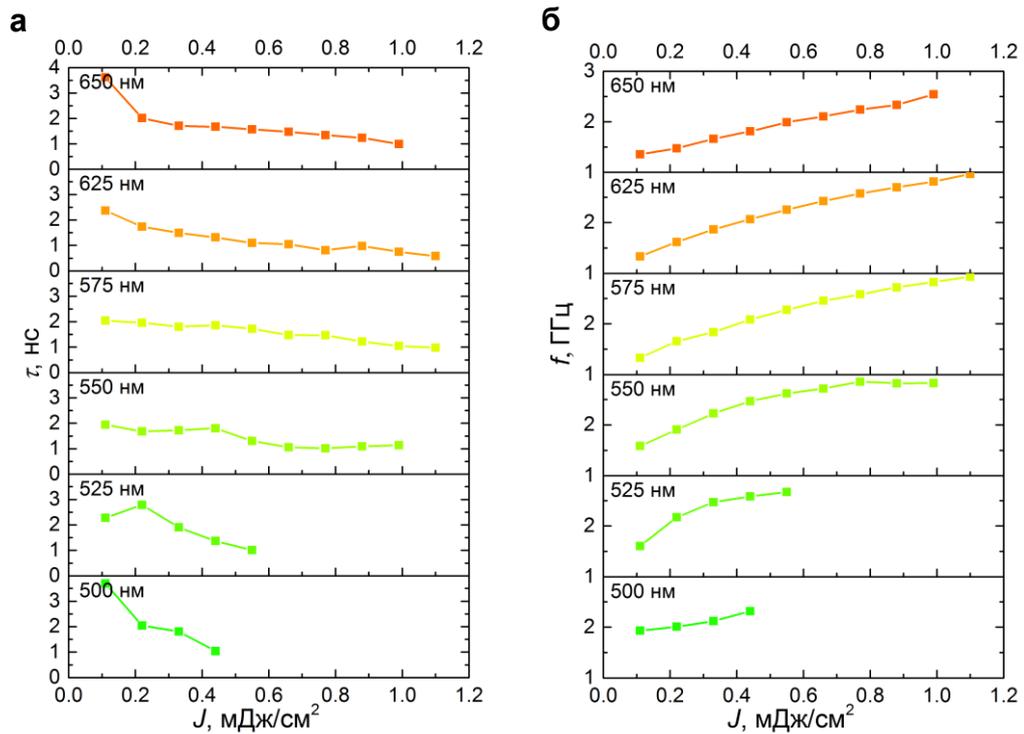


Рисунок 2.8. Зависимости времени затухания (а) и частоты (б) осцилляций угла Фарадея от плотности энергии накачки при различных λ от 500 до 650 нм. Внешнее магнитное поле $H = 890$ Э.

2.3 Теоретический анализ механизма возбуждения прецессии намагниченности

В данной работе рассмотрен способ возбуждения прецессии намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея, воздействие которого аналогично воздействию магнитного импульса \mathbf{H}_F , направленного вдоль волнового вектора падающего лазерного импульса (рис. 2.9).

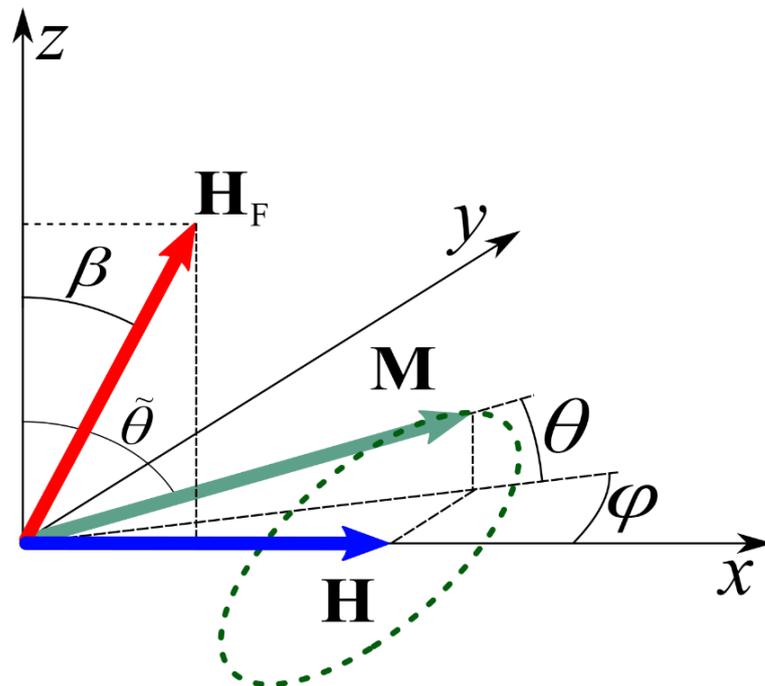


Рисунок 2.9. К выводу уравнения (2.7). \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, \mathbf{M} – намагниченность в образце, \mathbf{H}_F – магнитное поле ОЭФ, β – угол падения импульса накачки. Ось z направлена по нормали к поверхности пленки.

Уравнение, описывающее динамику намагниченности, легко вывести из уравнения Ландау-Лифшица в сферических координатах:

$$\begin{cases} \sin \tilde{\theta} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M} \frac{\delta U}{\delta \varphi} - \alpha \sin^2 \tilde{\theta} \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \\ \sin \tilde{\theta} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta U}{\delta \tilde{\theta}} + \alpha \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t}, \end{cases} \quad (2.1)$$

где $\tilde{\theta}$ и φ – зенитный и азимутальный углы, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации, M – намагниченность в образце, U – плотность внутренней энергии. Для

монокристаллической тонкой пленки феррит-граната во внешнем магнитном поле H плотность внутренней энергии U можно записать в виде:

$$U = U_H + U_m + U_{ua} + U_{ca} + U_{ex} + U_t, \quad (2.2)$$

где $U_H = -HM \sin \tilde{\theta} \cos \varphi$ – плотность энергии Зеемана;

$U_m = 2\pi M^2 \cos^2 \tilde{\theta}$ – плотность энергии размагничивания для тонкого диска;

$U_{ua} = -K_U \cos^2 \tilde{\theta}$ – плотность энергии одноосной анизотропии, K_U – константа одноосной анизотропии;

U_{ca} и U_{ex} – плотность энергии кубической анизотропии и плотность обменной энергии, соответственно. Для исследуемых пленок можно пренебречь этими величинами в связи с их малостью по сравнению с U_m и U_{ua} [57];

$U_t = -H_F(t)M \sin \beta \sin \tilde{\theta} \cos \varphi - H_F(t)M \cos \beta \cos \tilde{\theta}$ – плотность энергии Зеемана, учитывающая возникающее за счет ОЭФ магнитное поле $\mathbf{H}_F(t)$, направленное вдоль волнового вектора импульса накачки под углом β к нормали плоскости образца.

Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_F(t)$ обратного эффекта Фарадея действует на намагниченность только в течение времени прохождения оптического импульса через образец, что составляет около $\Delta t = 200$ фс. Период ферромагнитного резонанса превосходит это время на несколько порядков, поэтому величину эффективного магнитного импульса можно записать как:

$$H_F(t) = h\Delta t\delta(t), \quad (2.3)$$

где h – его амплитуда, Δt – длительность импульса накачки, $\delta(t)$ – дельта-функция.

Учтем, что образец намагничен до насыщения внешним магнитным полем \mathbf{H} , и равновесное положение вектора намагниченности \mathbf{M} совпадает с направлением вектора \mathbf{H} . Импульс накачки, падающий на образец, генерирует магнитное поле H_F за счет ОЭФ, направленное вдоль волнового вектора импульса. Таким образом, в момент воздействия импульса накачки направления вектора суммарного магнитного поля и вектора намагниченности не совпадают, что вызывает отклонение вектора \mathbf{M} от положения равновесия.

После окончания воздействия импульса, вектор намагниченности продолжает прецессировать вокруг своего положения равновесия. Угол прецессии достаточно мал (как подтверждает эксперимент), следовательно, $\varphi \ll 1$ и $\theta \ll 1$, где $\theta = \frac{\pi}{2} - \tilde{\theta}$. С учетом этого уравнение (2.1) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta U}{\delta \varphi} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M} \frac{\delta U}{\delta \theta} - \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} \end{cases} \quad (2.4)$$

Подставив выражения для плотности внутренней энергии U :

$$\begin{cases} \frac{\delta U}{\delta \varphi} = M(H + H_F(t) \sin \beta) \varphi \\ \frac{\delta U}{\delta \theta} = M \left(\left(H + 4\pi M - \frac{2K_U}{M} + H_F(t) \sin \beta \right) - H_F(t) \cos \beta \right) \end{cases} \quad (2.5)$$

Получим уравнение для угла $\theta(t)$:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \frac{\alpha \gamma (H + H_e + 2H_F(t) \sin \beta)}{1 + \alpha^2} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\gamma^2 (H + H_F(t) \sin \beta) (H_e + H_F(t) \sin \beta)}{1 + \alpha^2} \theta = \frac{\gamma^2 (H + H_F(t) \sin \beta) H_F(t) \cos \beta}{1 + \alpha^2} \quad (2.6)$$

где $H_e = H + H_a$, $H_a = 4\pi M - \frac{2K_U}{M}$.

Учитывая, что $\alpha \ll 1$ и $H_F(t) \ll H$, получим уравнение описывающее динамику вектора намагниченности:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \alpha \gamma (H + H_e) \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\omega_H^2 + \gamma^2 (H + H_e) H_F(t) \sin \beta) \theta = \gamma^2 H H_F(t) \cos \beta, \quad (2.7)$$

где $\omega_H = \gamma \sqrt{H H_e}$ – частота ферромагнитного резонанса (ФМР).

Рассмотрим случай нормального падения – $\beta = 0$:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \alpha \gamma (H + H_e) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega_H^2 \theta = \gamma^2 H H_F(t) \quad (2.8)$$

Проинтегрируем уравнение (2.8) по времени воздействия импульса, считая его дельта-функцией:

$$\int_{0-}^{0+} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \alpha \gamma (H + H_e) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega_H^2 \theta - \gamma^2 H H_F(t) \right) dt = 0 \quad (2.9)$$

Учитывая, что $\theta(0+) = \theta(0-) = \theta(0) = 0$, $\dot{\theta}(0-) = 0$, получим:

$$\dot{\theta}(0+) = \gamma^2 H h \Delta t \quad (2.10)$$

Далее решаем уравнение (2.8) для $t > 0$:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \alpha \gamma (H + H_e) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega_H^2 \theta = 0 \quad (2.11)$$

с начальными условиями $\theta(0) = 0$ и $\dot{\theta}(0) = \gamma^2 H h \Delta t$. Получим:

$$\theta(t) = \frac{2\gamma^2 H h \Delta t}{\sqrt{4\omega_H^2 - \alpha^2 \gamma^2 (H + H_e)^2}} e^{-\frac{1}{2}\alpha \gamma (H + H_e)t} \sin\left(\frac{1}{2}t\sqrt{4\omega_H^2 - \alpha^2 \gamma^2 (H + H_e)^2}\right) \quad (2.12)$$

Учитывая $\alpha \ll 1$:

$$\theta(t) = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{\omega_H} e^{-\frac{1}{2}\alpha \gamma (H + H_e)t} \sin \omega_H t \quad (2.13)$$

Откуда получаем амплитуду угла прецессии:

$$\theta_0 = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{\omega_H} = \gamma h \Delta t \sqrt{\frac{H}{H + H_a}} \quad (2.14)$$

Поэтому для пленки, намагниченной до состояния насыщения в плоскости, максимальный угол отклонения намагниченности θ_0 под действием поля H_F определяется выражением $\theta_0 = \gamma \left(1 + \frac{H_a}{H}\right)^{-1/2} H_F \Delta t$, где γ – гиромагнитное отношение, H – внешнее магнитное поле, $H_a = 4\pi M_s - 2K_U/M_s$, M_s – намагниченность насыщения, K_U – константа одноосной анизотропии. В результате отклонения намагниченности от положения равновесия возникает ее прецессия относительно внешнего поля \mathbf{H} с частотой $\omega_H = \gamma \sqrt{H(H + H_a)}$. Вследствие диссипативных механизмов, амплитуда угла выхода намагниченности из плоскости уменьшается со временем: $\theta = \theta_0 e^{-t/\tau} \sin 2\pi f t$, где $\tau = \frac{2}{\alpha \gamma (H + H_e)}$ – время затухания прецессии. Возникающая прецессия намагниченности приводит к осцилляциям угла Фарадея ψ импульса зондирования, т.к. $\psi = \kappa M \theta$, где κ – магнитооптический коэффициент и учтено, что $\theta \ll 1$.

С другой стороны, согласно уравнению (2.13), в случае света, обладающего круговой поляризацией, величина эффективного магнитного поля $H_F = \frac{2a}{c\mu_0 \Delta t} T_1 J$, где T_1 – коэффициент оптического прохождения через границу раздела воздух/магнитная пленка, c – скорость света, μ_0 – магнитная постоянная. В итоге получаем, что наблюдаемый угол Фарадея зависит от плотности энергии накачки следующим образом:

$$\psi = \frac{2ak\gamma T_1}{c\mu_0} \left(1 + \frac{H_a}{H}\right)^{-1/2} M J e^{-t/\tau} \sin 2\pi f t. \quad (2.15)$$

Если считать, что все параметры, входящие в амплитуду угла Фарадея, не зависят от энергии накачки, то получим, что ψ_0 прямо пропорциональна J . Однако, экспериментальные данные дают нелинейную зависимость (рис. 2.7). Это может быть объяснено тем, что сфокусированный импульс накачки генерирует магнитостатические спиновые волны (МСВ). Генерация МСВ в данном эксперименте подтверждается наблюдением прецессии намагниченности на некотором расстоянии от области оптического воздействия (рис. 2.10). Для этого луч зондирования смещали относительно луча накачки. При этом смещении амплитуда осцилляций уменьшается, тем не менее, МСВ прослеживаются до расстояния 30 мкм. Спиновые волны приводят к уменьшению намагниченности, усредненной по области наблюдения (области фокусировки зондирующего импульса). При этом их амплитуда зависит от энергии накачки. Разлагая эту зависимость в ряд по степеням J и оставляя только линейный член, получаем, согласно уравнению (2.15), что $\psi(J)$ имеет параболический вид: $\psi(J) = c_1 J - c_2 J^2$.

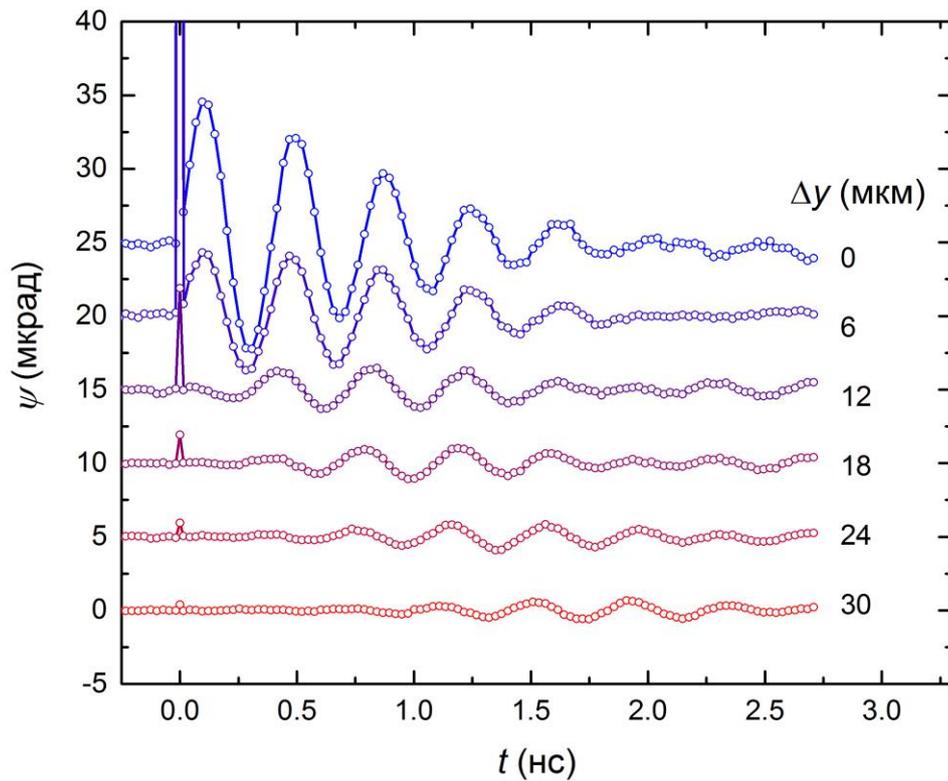


Рисунок 2.10. Прецессия намагниченности на различных расстояниях Δy от области воздействия импульсов накачки. Луч зондирования смещен относительно луча накачки в направлении внешнего магнитного поля. Импульс накачки воздействует на образец в момент времени $t = 0$. Внешнее магнитное поле $H = 890$ Э.

Однако учет спиновых волн не объясняет полностью наблюдаемые явления, в частности, поведение функции $\psi(J)$ при приближении несущей частоты импульсов накачки к зоне поглощения отличается от параболического закона. При этом энергия накачки, при которой наблюдается отклонение от параболической зависимости, уменьшается с уменьшением длины волны накачки. Так, при длине волны накачки $\lambda = 575$ нм параболический закон нарушается при плотностях энергии $J > 0.9$ мДж/см². В то же время, при $\lambda = 525$ нм это происходит уже начиная с $J = 0.35$ мДж/см².

Поскольку эти значения длины волны близки к краю запрещенной зоны феррита-граната, то, возможно, наблюдаемый эффект имеет ту же природу, что и явление сверхбыстрого

оптически индуцированного размагничивания, ранее наблюдавшееся в металлах [27; 29; 58; 59]. Оптическое излучение на временах порядка нескольких фемтосекунд создает горячие электроны в зоне проводимости, энергия которых передается спиновой подсистеме, возникает хаотизация и намагниченность материала M падает [28]. Согласно уравнению (2.15) это приводит к уменьшению амплитуды осцилляций угла Фарадея при больших интенсивностях накачки. При этом роль этого фактора становится наиболее заметной при приближении несущей частоты накачки к зоне поглощения. Наряду с этим, уменьшается и максимальная амплитуда угла Фарадея ψ_m : при $\lambda = 625$ нм – $\psi_m = 8.56$ мкрад, а при $\lambda = 525$ нм – $\psi = 3.87$ мкрад.

2.4 Возбуждение прецессии намагниченности пучками накачки разных диаметров

С возбуждением спиновых волн связан еще один интересный эффект, который заключается в зависимости спектра возбуждаемых частот прецессии от диаметра пучка накачки. Осцилляции, возбуждаемые в облучаемой импульсом накачки области, распространяются от места возбуждения в виде спиновых волн. Пучок накачки, сфокусированный в пятно диаметром d , возбуждает ансамбль спиновых волн с волновыми числами от 0 до $k_{\max} \sim d^{-1}$, и вследствие дисперсии $\omega(k)$ спиновых волн можно управлять их спектром меняя диаметр пучка d .

В частности, относительно широкие пучки, диаметром больше 15 мкм, возбуждают прецессию намагниченности, которая описывается затухающим синусом и ее спектр имеет один пик (рис. 2.11б, зеленая кривая). Более узкие пучки возбуждают осцилляции намагниченности с ярко выраженными биениями, а спектр более широкий и имеет два пика (рис. 2.11б).

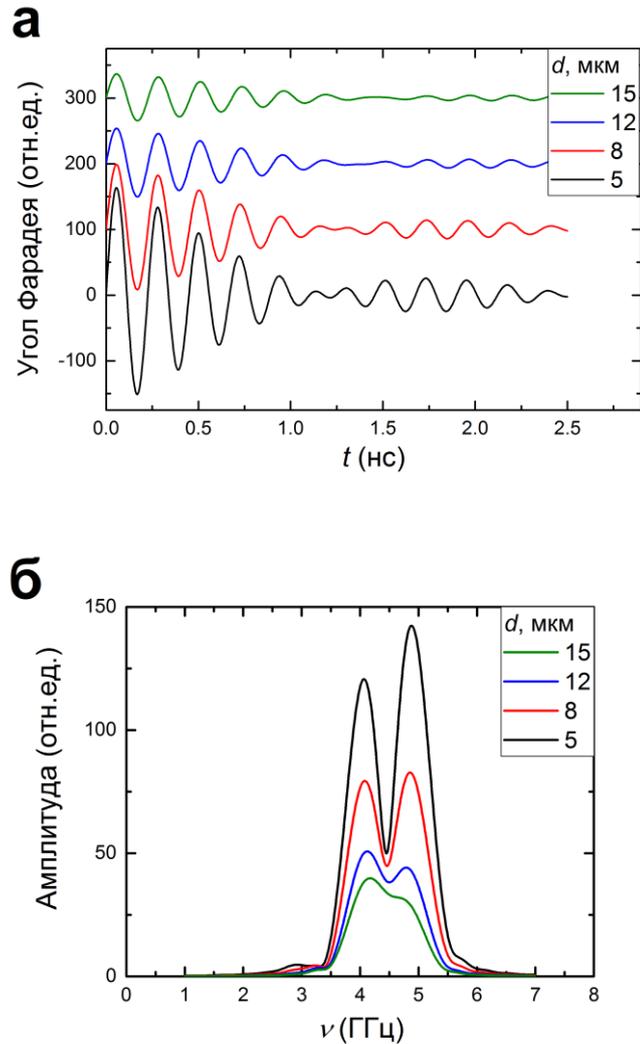


Рисунок 2.11. Теоретическое моделирование возбуждения прецессии намагниченности пучками с разными диаметрами: а) Осцилляции угла Фарадея для $d = 5, 8, 12, 15$ мкм; б) Амплитуды спектров Фурье для сигналов на (а).

В образце, намагниченном вдоль магнитного поля, могут возбуждаться магнитостатические волны двух типов: поверхностные и обратные объемные магнитостатические волны (ПМСВ и ООМСВ). Их дисперсионные диаграммы [60] представлены на рисунке 2.12. Частоты ПМСВ занимают область над кривой частот ФМР и ограничены частотой ПМСВ для $k \rightarrow \infty$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ (рис. 2.12, красная кривая). Частоты ООМСВ занимают область под кривой частот ФМР и ограничены частотой ООМСВ для $k \rightarrow \infty$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ (рис. 2.12, синяя кривая).

Компонента намагниченности m_z была рассчитана численно:

$$m_z(\mathbf{r}, t) \sim \int d\mathbf{r}' h_{pr}(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \int d\mathbf{k} h_{pump}(\mathbf{k}) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' - \omega(\mathbf{k})t) e^{-\alpha\omega(\mathbf{k})t} \quad (2.16)$$

где $h_{pr}(\mathbf{r})$ – пространственное распределение интенсивности в пятне пучка накачки, $h_{pump}(\mathbf{k})$ – преобразование Фурье от $h_{pr}(\mathbf{r})$.

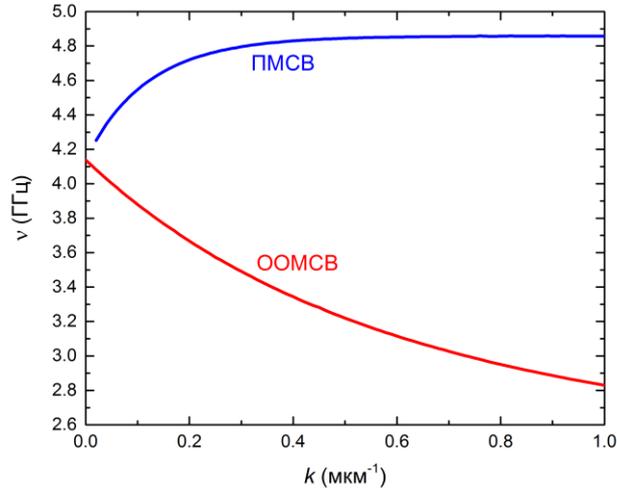


Рисунок 2.12. Дисперсия ПМСВ, распространяющихся вдоль оси y (красная кривая) и ООМСВ, распространяющихся вдоль оси x (синяя кривая). Внешнее магнитное поле $H = 800$ Э.

Рассмотрим отдельно дисперсионные кривые $\omega_{\text{ОМСВ}}(k_x, 0)$ и $\omega_{\text{ПМСВ}}(0, k_y)$ для ООМСВ и ПМСВ, соответственно (рис. 2.12). Для широких пучков величина k_{max} достаточно мала, поэтому возбуждаемые спиновые волны имеют частоту близкую к частоте ФМР, а узкие пучки возбуждают спиновые волны в большом диапазоне волновых чисел. В этом случае для ООМСВ возбуждается больше мод с меньшими частотами, а для ПМСВ при $k > 0.4$ рад/мкм частота остается практически постоянной, поэтому высокочастотный пик, соответствующий возбуждению ПМСВ, становится выше.

Выводы к главе

Экспериментально исследованы особенности возбуждения лазерными импульсами прецессии намагниченности в пленках ферритов-гранатов. При этом перестраивалась длина волны импульсов накачки в диапазоне вблизи границы зоны поглощения. Обнаружена

немонотонность зависимости амплитуды наблюдаемого сигнала от энергии накачки. Оптимальная энергия накачки и максимальная амплитуда сигнала уменьшаются с уменьшением длины волны накачки. Наблюдаемые закономерности могут быть объяснены возбуждением магнитостатических спиновых волн, а также явлением сверхбыстрого оптически индуцированного размагничивания, которое до сих пор наблюдалось только для проводников. Уменьшая длину волны импульсов накачки удалось проследить плавный переход в область, где эффект оптически индуцированного размагничивания преобладает.

Продемонстрировано, что изменение диаметра пучка накачки позволяет изменять спектр возбуждаемых МСВ. В частности, широкие пучки возбуждают ООМСВ и ПМСВ на частоте близкой к частоте ФМР, так что они не могут быть разделены спектрально. Узкие же пучки возбуждают ПМСВ в основном на более высокой частоте, что позволяет отличить их от ООМСВ.

Глава 3. Возбуждение прецессии намагниченности периодической последовательностью лазерных импульсов

В данной главе исследуются особенности прецессии намагниченности, возбуждаемой периодической последовательностью лазерных импульсов. Разработана теория состояний Флоке при возбуждении прецессии с помощью периодической последовательности импульсов.

3.1 Схема эксперимента

Эксперименты по оптическому возбуждению прецессии намагниченности с помощью последовательности лазерных импульсов проводились на ферритмагнитных пленках монокристаллического висмут-замещенного феррита-граната. Исследовались два образца: пленка толщиной 5 мкм с химическим составом $(\text{Bi}_{0.9}\text{Lu}_{1.4}\text{Tm}_{0.4}\text{Y}_{0.2}\text{Sm}_{0.1})(\text{Fe}_{4.7}\text{Ga}_{0.3})\text{O}_{12}$ (образец №1, рис. 3.3, 3.4, 3.5, 3.6) и пленка толщиной 4 мкм состава $(\text{Bi}_{0.8}\text{Lu}_{2.2})\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (образец №2, рис. 3.7, 3.8). Обе пленки выращены жидкофазной эпитаксией на гадолиний-галлиевом гранате (ГГГ) с кристаллографической ориентацией (111).

Прецессия намагниченности возбуждается и детектируется с использованием метода накачка-зондирование на основе асинхронного оптического сэмплирования (ASOPS) [61; 62]. Два независимых титан-сапфировых лазерных осциллятора для циркулярно-поляризованных импульсов накачки и линейно-поляризованных импульсов зондирования излучают импульсы порядка 50 фс с центральной длиной волны $\lambda \approx 800$ нм с частотой повторения около $f = 1$ ГГц. Частоты повторения осцилляторов накачки и зондирования отличаются на $\Delta f = 20$ кГц (рис. 3.1). В результате относительная временная задержка между импульсами накачки и зондирования меняется от 0 до 1 нс в течение времени сканирования в 50 мкс. Таким образом, сверхбыстрый сигнал линейно растягивается во времени примерно в $f/\Delta f$ раз, что делает его доступным для электроники сбора данных.

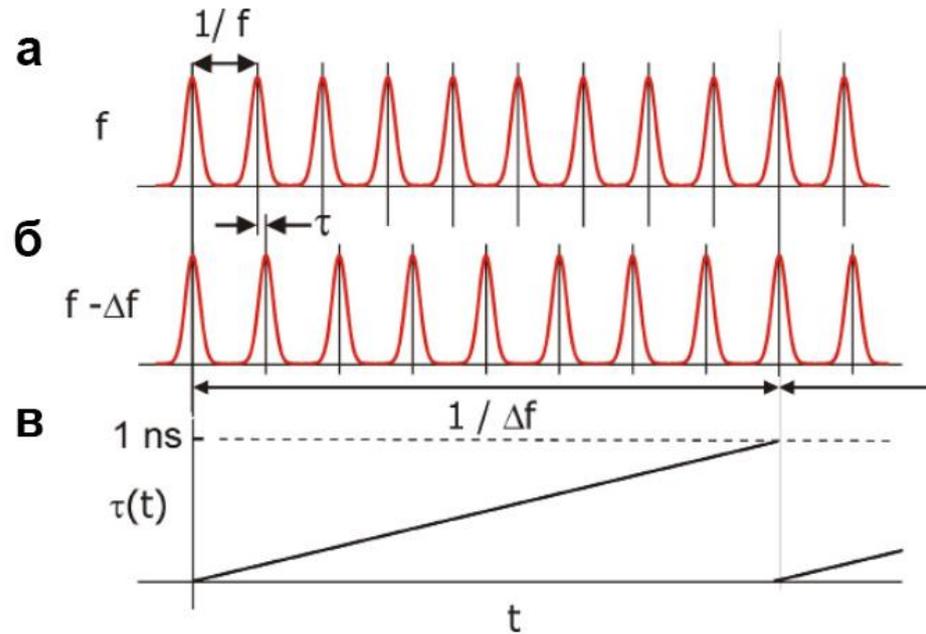


Рисунок 3.1. Метод асинхронного оптического сэмплирования: а) импульсы накачки с частотой повторения f ; б) импульсы зондирования с частотой повторения $f - \Delta f$; в) временная задержка τ между импульсами накачки и зондирования в зависимости от времени t .

Пучки накачки и зондирования сфокусированы на образце с помощью одного отражательного микрообъектива с коэффициентом увеличения 15, состоящего из 4 секторов, через которые свет может входить и выходить. Второй микрообъектив используется для сбора и коллимации зондирующего пучка. Пучки накачки и зондирования падают под углом $\beta = 17^\circ$ в плоскостях, ортогональных друг другу (XZ - и YZ -плоскости на рис. 3.2). Импульсы накачки с энергией около 50 пДж сфокусированы в пятна диаметром около 10 мкм, в то время как импульсы зондирования с энергией около 3 пДж фокусируются в пятно диаметром около 7 мкм.

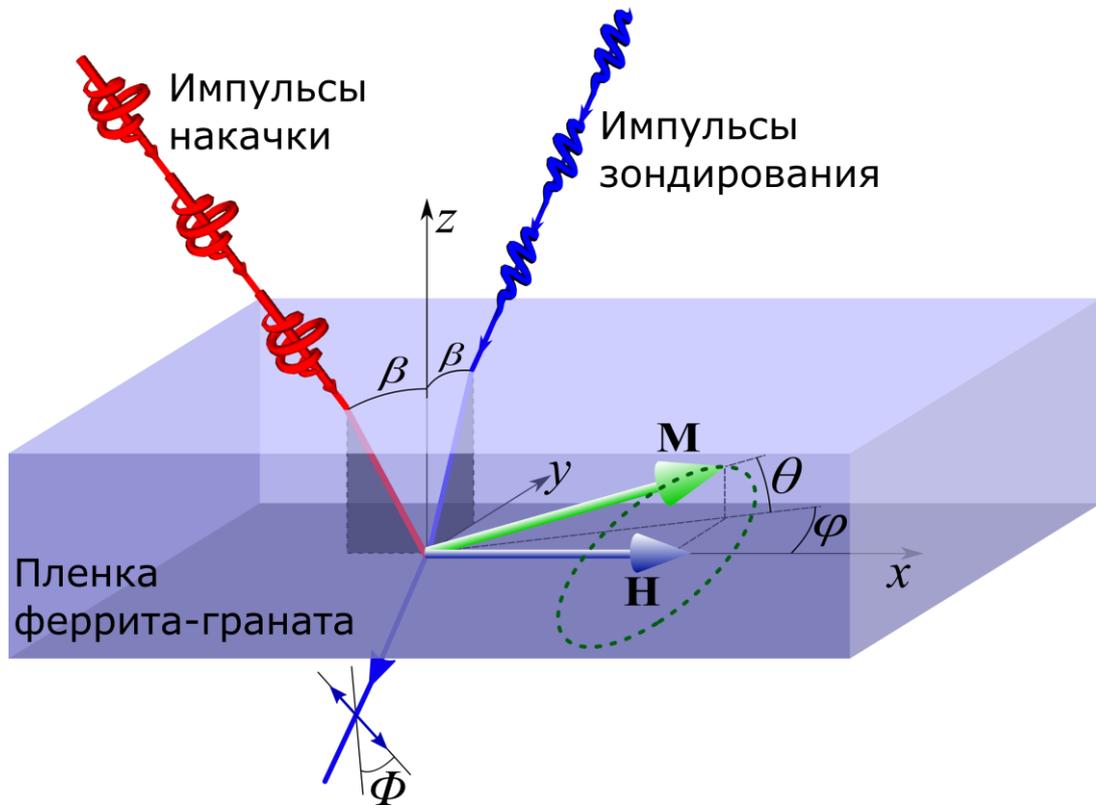


Рисунок 3.2. Схема эксперимента по возбуждению прецессии намагниченности с помощью периодической последовательности оптических импульсов.

Выход вектора намагниченности из плоскости образца, то есть z -компонента вектора намагниченности, определяется углом поворота Фарадея Φ зондирующего импульса (рис. 3.2). Угол Φ измеряется с помощью поляризационного моста, который содержит призму Волластона и балансный фотодетектор на 10 МГц. Усиленный дифференциальный сигнал подается на высокоскоростной многоканальный АЦП, запускаемый системой ASOPS на частоте 2 кГц. Полученный в результате угол поворота Фарадея равен $\Phi(t) = dU(t)/4U_{\text{DC}}$, где $dU(t)$ – дифференциальный сигнал, а U_{DC} – средняя интенсивность, измеренная одним из фотодиодов. Угол прецессии намагниченности θ можно вывести из Φ (см. приложение 1):

$$\theta = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (3.1)$$

где Φ_0 – угол, на который поворачивается плоскость поляризации импульса, проходящего по нормали к пленке, намагниченной до насыщения в направлении нормали. Для импульса с длиной волны 800 нм он равен $\Phi_0 = 1.3^\circ$ и $\Phi_0 = 2^\circ$ в образцах №1 и №2, соответственно.

Внешнее магнитное поле до 2500 Э прикладывается в плоскости вдоль оси x образца с использованием электромагнита. Все измерения проводятся при комнатной температуре.

3.2 Исследование особенностей прецессии намагниченности, возбуждаемой последовательностью оптических импульсов

Последовательность циркулярно-поляризованных импульсов накачки возбуждает прецессию намагниченности в пленке (рис. 3.3).

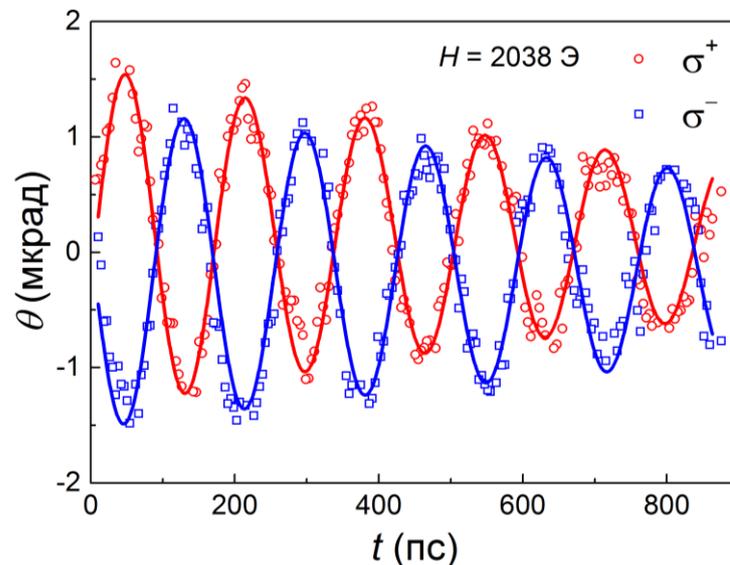


Рисунок 3.3. Колебания намагниченности, возбуждаемые накачкой с поляризациями σ^+ и σ^- .

Различные механизмы могут быть ответственны за оптическое возбуждение колебаний намагниченности в магнитных диэлектриках, в том числе обратные магнитооптические эффекты, фотоиндуцированная магнитокристаллическая анизотропия и тепловые эффекты [28; 63]. Однако длина волны накачки ($\lambda = 800$ нм) находится в окне прозрачности образцов с показателем поглощения около 90 см^{-1} , что позволяет пренебречь тепловыми эффектами в данном случае. Амплитуда колебаний прямо пропорциональна плотности потока излучения накачки (рис. 3.4). Кроме того, переключение поляризации накачки с σ^+ на σ^- изменяет фазу

прецессии на π (рис. 3.3). С другой стороны, двулучепреломление пленок железного граната пренебрежимо мало, поэтому эллиптичность преломленных волн также мала. Поэтому можно предположить, что за возбуждение колебаний отвечает обратный эффект Фарадея.

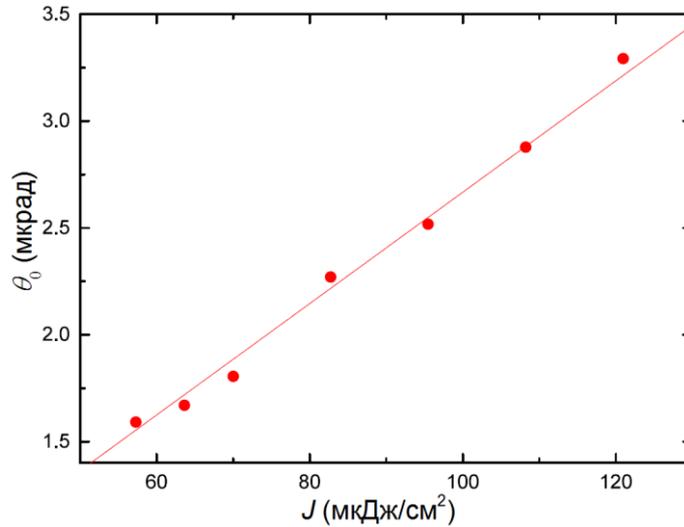


Рисунок 3.4. Зависимость амплитуды колебаний прецессии намагниченности от плотности энергии накачки для образца №1. Внешнее магнитное поле 1693 Э.

Изменение внешнего магнитного поля меняет амплитуду θ_0 , фазу ζ и частоту ω колебаний. В интервале времени $T = 1$ нс между двумя последовательными лазерными импульсами колебания могут быть аппроксимированы затухающей синусоидальной функцией: $\theta = \theta_0 e^{-t/\tau} \sin(\omega t + \zeta)$, где τ – время затухания (рис. 3.5).

На графике амплитуды θ_0 угла прецессии (рис. 3.6) видны резонансы для конкретных магнитных полей, при которых частота колебаний ω кратна частоте следования импульсов: $\omega T/2\pi = N$, где N – целое число. Например, для $N = 4, 5, 6$ и 7 резонансы появляются при $H = 1400, 1726, 2080$ и 2427 Э, соответственно. В резонансе амплитуда θ_0 угла прецессии превышает свое минимальное значение на 60%, а фаза ζ обращается в нуль (синяя кривая при $H = 1400$ Э на рис. 3.5). Таким образом, колебания от каждого цикла возбуждения синхронизированы друг с другом.

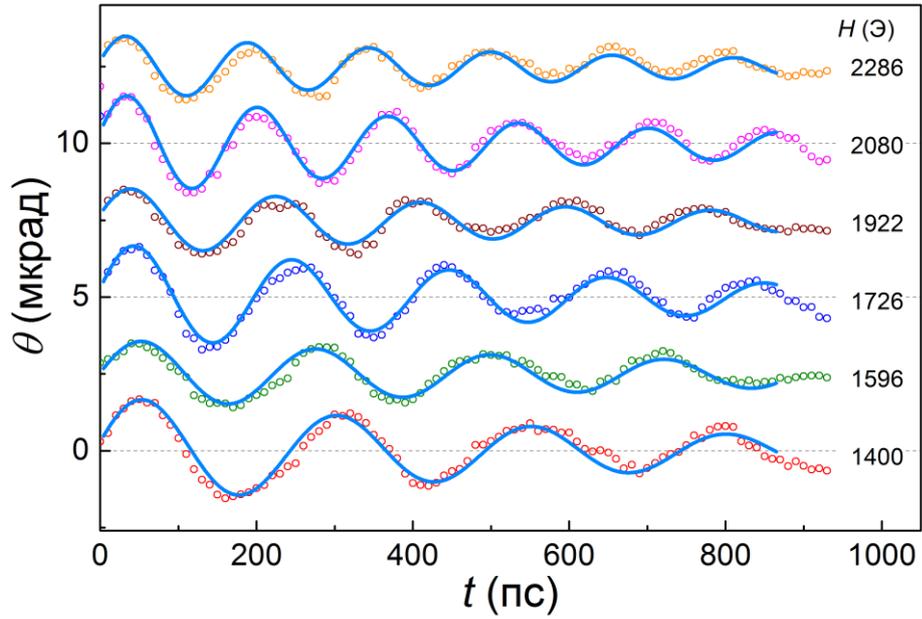


Рисунок 3.5. Колебания намагниченности для различных магнитных полей.

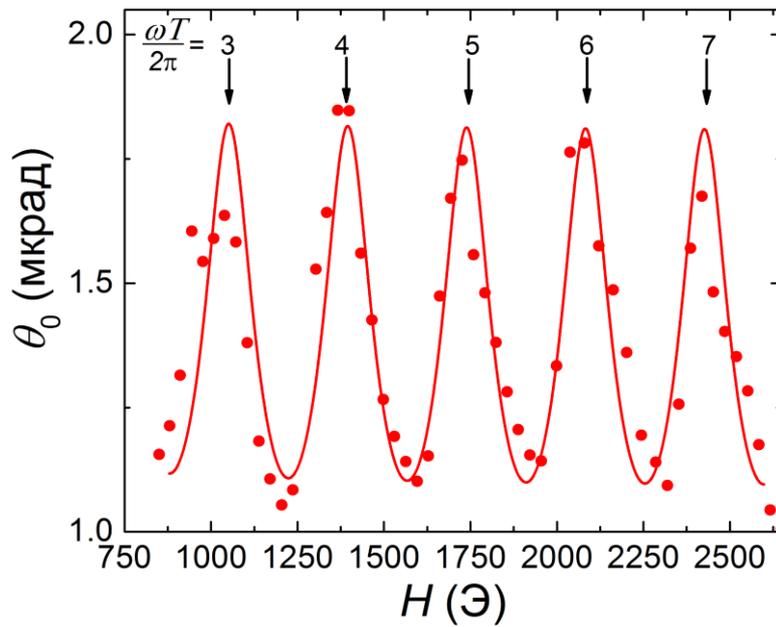


Рисунок 3.6. Амплитуда прецессии намагниченности в зависимости от магнитного поля.

Для некоторых образцов прецессия намагниченности происходит не на одной частоте (рис. 3.7а). Для всех магнитных полей сигнал содержит быструю затухающую составляющую, называемую далее модой А, с временем затухания около 0.7 нс, тогда как для некоторых

резонансных магнитных полей (например, для $H = 1719$ Э или 2064 Э), появляется медленно затухающая компонента, мода Б, которая хорошо видна при $t > 0.7$ нс. Мода Б полностью исчезает даже при небольшой отстройке от резонансных полей (рис. 3.7а). Вычитая нерезонансные сигналы из резонансных, можно выделить моду Б, которая почти не затухает за 1 нс. Четыре последовательных резонанса моды Б, соответствующие $N = 8, 9, 10$ и 11 , показаны на рис. 3.7б.

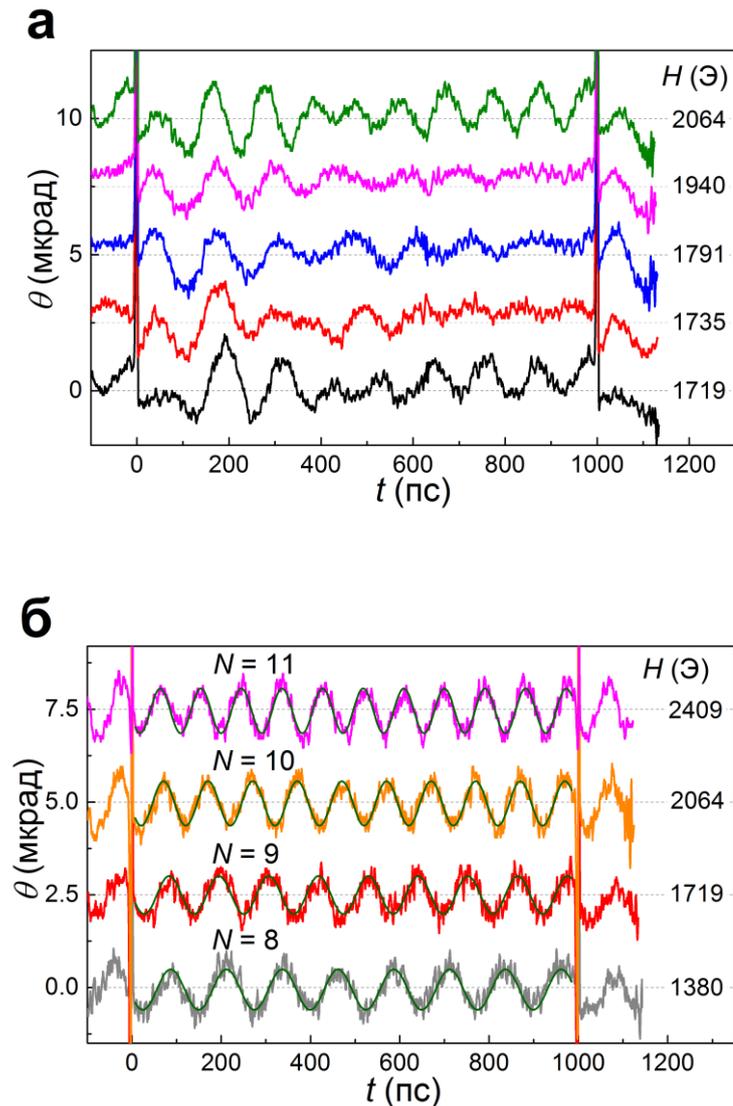


Рисунок 3.7. Возбуждение колебаний намагниченности с двумя модами прецессии в пленке феррита-граната (образец №2). а) Колебания намагниченности при различных магнитных полях. б) Резонансы медленно затухающей моды Б прецессии.

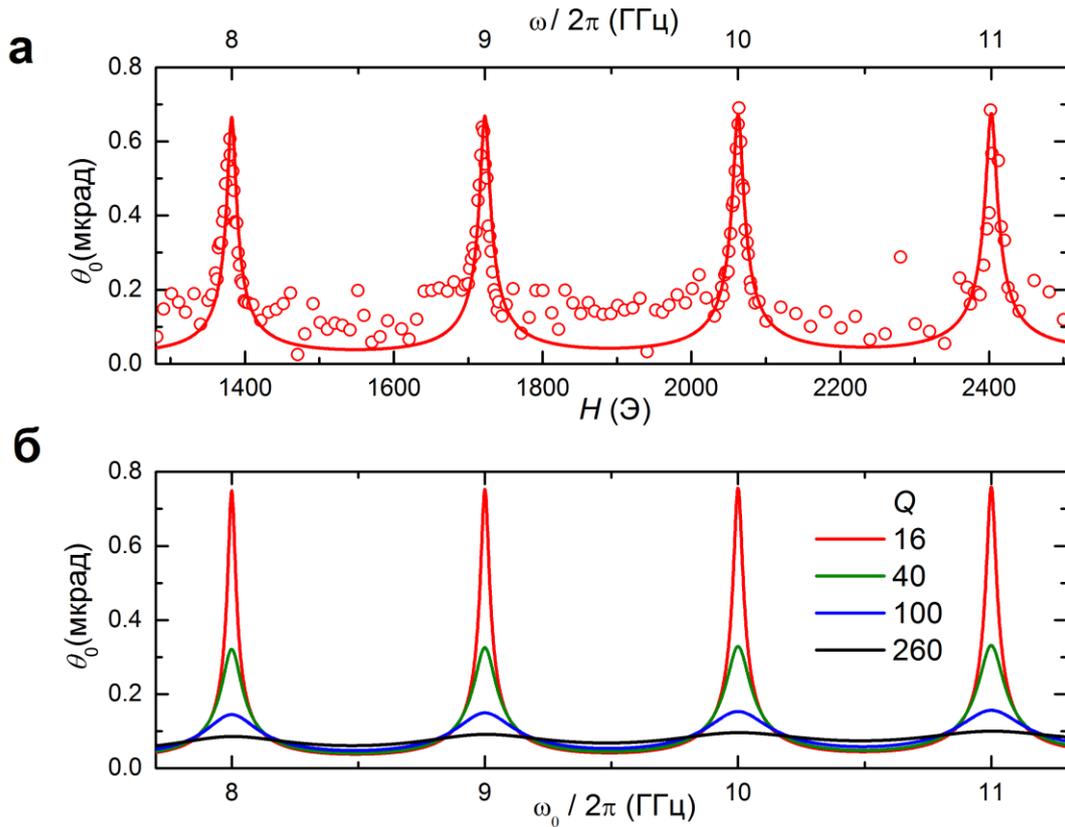


Рисунок 3.8. Возбуждение режима колебаний намагниченности с высокой добротностью (мода Б).

а) Измеренная амплитуда прецессии в образце №2 в зависимости от величины магнитного поля. Сплошная кривая вычисляется из уравнения (3.8) с параметрами $h = 0.8$ Э и $\alpha = 0.005$ ($\tau = 8.8$ нс при $H = 1500$ Э). б) Расчетная амплитуда прецессии в зависимости от частоты ω для мод разной добротности (с разными значениями времени затухания τ : 0.6 нс (черный), 1.5 нс (синий), 4 нс (зеленый) и 10 нс (красный) при $H = 1500$ Э). $h = 0.8$ Э.

Амплитуда моды А ведет себя весьма похоже на колебания в образце №1, рассмотренные выше (рис. 3.6). Однако амплитуда моды Б сильнее зависит от магнитного поля (рис. 3.8). В резонансе амплитуда моды Б в 5 раз выше уровня шума и сравнима с амплитудой моды А. Примечательно, что в режиме одиночного импульсного возбуждения, то есть при возбуждении образца последовательностью импульсов со значительно меньшей частотой повторения ($1/T = 80$ МГц), амплитуда моды Б намного меньше амплитуды моды А и, следовательно, не может быть обнаружена.

3.3 Теоретический анализ

Возбуждаемая оптическими импульсами прецессия намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ может быть описана уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [64]:

$$\frac{d\mathbf{M}_q}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (3.2)$$

где γ – гиромагнитное отношение, а α – константа затухания Гильберта. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} в этом уравнении определяется вариационной производной свободной энергии образца W по намагниченности: $\mathbf{H}_{eff} = -\delta W/\delta\mathbf{M}$. Свободная энергия представляет собой сумму нескольких компонент: $W = W_Z + W_d + W_a + W_F$, где W_Z – зеемановская энергия во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , W_d и W_a – энергии размагничивания и магнитной анизотропии соответственно. Последний член W_F учитывает обратный эффект Фарадея: $W_F = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_F$.

Когда лазерный импульс распространяется через магнитную пленку под углом β к нормали, а \mathbf{H} имеет компоненты как в плоскости образца, так и в плоскости падения импульса, из уравнения (3.2) получается (см. вывод уравнения (2.7)):

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} + \alpha(\omega_H + \omega_e)\frac{\partial\theta}{\partial t} + (\omega_H + \omega_{F\perp}(t))(\omega_e + \omega_{F\perp}(t))\theta = \omega_H\omega_{F\parallel}(t), \quad (3.3)$$

где $\omega_H = \gamma H$, $\omega_e = \gamma(H + 4\pi M - 2K_u/M)$, $\omega_{F\parallel}(t) = \gamma H_F(t) \cos \beta$, и $\omega_{F\perp}(t) = \gamma H_F(t) \sin \beta$.

В проведенном эксперименте лазерные импульсы распространялись через пленку почти вдоль ее нормали, так что $\beta \ll 1$. В этом случае правая часть уравнения (3.3) вносит основной вклад, то есть магнитное поле обратного эффекта Фарадея воздействует на намагниченность как внешняя периодическая сила:

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \omega_0^2\theta = \omega_0\omega_{F\parallel}(t) \quad (3.4)$$

где $\tau = 2/\alpha(\omega_H + \omega_e)$ – характерное время затухания колебаний намагниченности, $\omega_0 = \sqrt{\omega_H\omega_e}$ – частота ФМР. Поскольку длительность оптического импульса намного меньше периода повторения импульсов ($\Delta t \ll T$) и периода прецессии намагниченности ($\Delta t \ll \omega_H^{-1}$) можно записать: $\omega_{F\parallel}(t) = \gamma H_F(t) = \gamma h \Delta t \sum_{m=0}^{+\infty} \delta(t - mT)$, где h – амплитуда импульса

магнитного поля ОЭФ, m – целое число. В этом случае уравнение (3.4) может быть сведено к однородному дифференциальному уравнению второго порядка относительно θ :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega_0^2 \theta = 0 \quad (3.5)$$

с граничными условиями вида:

$$\begin{cases} \theta(0) = \theta(T) \\ \frac{\partial \theta}{\partial t}(0+) - \frac{\partial \theta}{\partial t}(T-) = \gamma^2 H h \Delta t \end{cases} \quad (3.6)$$

Решение уравнения (3.6) может быть записано в виде: $\theta(t) = \theta_0 e^{-t/\tau} e^{i[\omega t + \zeta]}$, где $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - (\omega_0 \tau)^{-2}} \approx \omega_0$. Таким образом, из уравнения (3.6) можно получить выражения для амплитуды θ_0 и фазы ζ колебаний намагниченности:

$$\begin{cases} \sin \zeta = e^{-T/\tau} \sin(\omega T + \zeta) \\ \theta_0 \left[\cos \zeta - \cos(\omega T + \zeta) e^{-T/\tau} \right] = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{\omega} \end{cases} \quad (3.7)$$

Для относительно большого периода повторения импульсов T ($T \geq \tau$, $e^{-T/\tau} \ll 1$), амплитуда и фаза колебаний намагниченности задаются выражениями:

$$\begin{cases} \theta_0 = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{\omega} (1 + e^{-T/\tau} \cos \omega T) \\ \zeta = e^{-T/\tau} \sin \omega T \end{cases} \quad (3.8)$$

Соответственно, амплитуда прецессии намагниченности имеет резонанс, если колебания намагниченности синхронизованы с лазерными импульсами, то есть при $\omega T = 2\pi N$. При этих резонансах фаза ζ равна нулю, что хорошо согласуется с экспериментом (рис. 3.1в). Отношение максимальной и минимальной амплитуд дается выражением:

$$\theta_{max}/\theta_{min} = \tanh(2\tau/T) = \tanh(4Q/\omega_0 T). \quad (3.9)$$

Поэтому амплитуда сильнее всего возрастает для моды намагниченности с высокой добротностью Q (рис. 3.4б). Коэффициент усиления по отношению к амплитуде колебаний осцилляций, возбуждаемых одним импульсом накачки, равен $\theta_{max}/\theta_s = (1 - e^{-T/\tau})^{-1}$, откуда следует резонансное усиление колебаний при $T \ll \tau$. Аппроксимация наблюдаемых резонансов при $H = 1500$ Э теоретическими кривыми, как показано на рис. 3.1г и 3.4а, позволяет оценить

время затухания для мод А и Б: $\tau = 0.77$ нс и $\tau = 8.8$ нс, соответственно. Эти значения соответствуют коэффициентам усиления 1.4 и 9.3 для этих двух мод. Эта огромная разница в коэффициентах усиления позволяет обнаружить моду Б несмотря на то, что в одноимпульсном режиме мода А возбуждается более эффективно, чем мода Б. Однако в режиме возбуждения последовательностью импульсов, мода Б возбуждается в 6.6 раза эффективнее, чем мода А. В результате мода Б становится видимой, так как ее амплитуда становится сравнимой с амплитудой моды А.

3.4 Состояния Флоке

Возбуждение прецессии намагниченности оптическими импульсами приводит к пространственному и временному характеру намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, которая представляет собой суперпозицию различных мод $M_q(\mathbf{r}, t)$. Динамика намагниченности этих мод определяется формулой [64]:

$$i\hbar \frac{d\mathbf{M}_q}{dt} = -[\hat{H}, \mathbf{M}_q], \quad (3.10)$$

где $[\bullet, \bullet]$ – коммутатор, \hat{H} – гамильтониан спиновой системы, который содержит вклад от взаимодействия намагниченности с полем H_F обратного эффекта Фарадея. Оптическое возбуждение с периодом T приводит к тому, что $\hat{H}(t)$ становится периодическим: $\hat{H}(t + T) = \hat{H}(t)$. В соответствии с теоремой Флоке собственные решения (3.10) можно представить в виде $\mathbf{M}_q(t + T) = e^{-i\Omega T} \mathbf{M}_q(t)$, где Ω называется квазичастотой по аналогии с квазиимпульсом функции Блоха в пространстве [65], а $\mathbf{M}_q(t)$ представляет собой так называемое состояние Флоке – временной аналог блоховских состояний.

Рассмотрим полученное выше уравнение для динамики намагниченности:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial t} + [\omega_0^2 - V(t)]\theta = \gamma^2 H H_F(t) \cos \beta, \quad (3.11)$$

где γ – гиромагнитное отношение, $\tau = 2(\alpha(\omega_H + \omega_e))^{-1}$ – время затухания, α – константа затухания Гильберта, $\omega_0 = \sqrt{\omega_H \omega_e}$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_e = \gamma(H + H_a)$, $V(t) = -(\omega_H + \omega_e) \gamma H_F(t) \sin \beta$ и β – угол падения. В проведенном эксперименте длительность оптического импульса $\Delta t \ll T$, ω_0^{-1} , поэтому можно записать: $H_F(t) = h \Delta t \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT)$, где h – амплитуда H_F , и m – натуральное число.

В случае достаточно малых потерь $\tau \rightarrow \infty$ и большого угла падения импульса накачки $\beta \rightarrow \pi/2$ уравнение (3.11) становится изоморфным уравнению Шредингера с периодическим потенциалом $V(t)$:

$$-\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + V(t)\theta = \omega_0^2 \theta, \quad (3.12)$$

где $V(t) = V_0 \Delta t \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT)$, $V_0 = -\gamma h(\omega_H + \omega_e)$ – амплитуда периодического потенциала.

Уравнение (3.12) соответствует модели Кронига-Пенни [66] с собственными энергиями ω_0^2 и имеет решение вида $\theta(t) = \vartheta(t)e^{i\Omega t}$, где $\vartheta(t) = \vartheta(t + T)$ – периодическая функция, Ω – квазичастота. Считая, что $\Delta t \rightarrow 0$ и $V_0 \rightarrow \infty$ (но произведение $V_0 \Delta t = \text{const}$), можно вывести трансцендентное уравнение, описывающее зависимость $\omega_0(\Omega)$:

$$\cos \Omega T = \frac{1}{2} V_0 \Delta t \frac{\sin \omega_0 T}{\omega_0} + \cos \omega_0 T \quad (3.13)$$

Поскольку ω_0 зависит от внешнего магнитного поля H , состояния Флоке могут настраиваться этим полем. Их спектр $\omega_0 = \omega_0(\Omega)$ характерен для периодических потенциалов с запрещенными зонами (рис. 3.9), размер которых пропорционален $V_0 \Delta t$ и может быть рассчитан как:

$$\Delta \omega = \frac{V_0 \Delta t}{\pi N_g}, \quad (3.14)$$

где N_g – номер запрещенной зоны. Теоретический анализ предсказывает, что для значений ω_0 , попадающих в запрещенные зоны, будет происходить параметрическая генерация колебаний намагниченности (рис. 3.10а). При этом квазичастота Ω становится чисто мнимой (вставка на рис. 3.9), и амплитуда колебаний возрастает экспоненциально до тех пор, пока нелинейные

эффекты не остановят рост. За пределами запрещенных зон колебания намагниченности имеют огибающую с частотой Ω (рис. 3.10б, в).

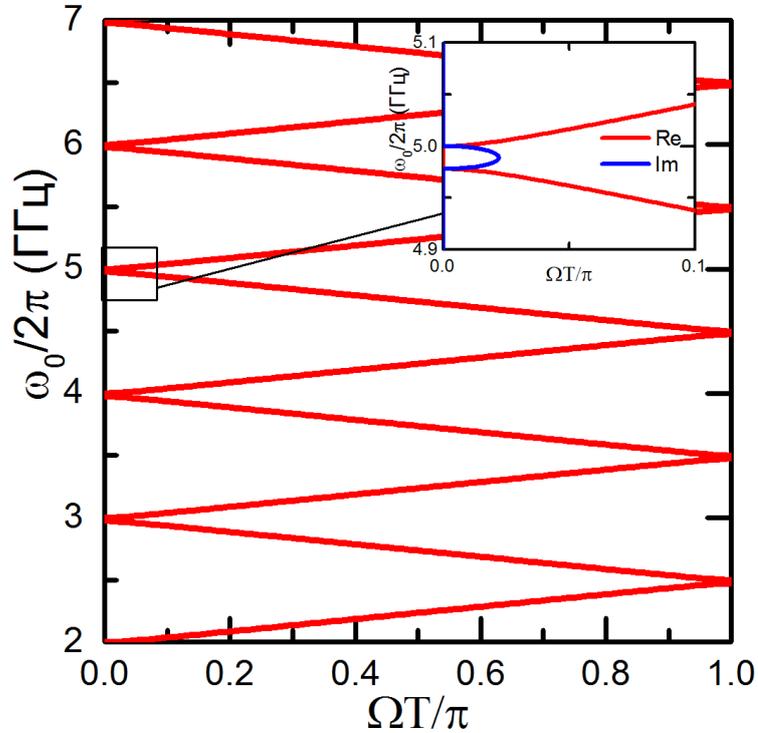


Рисунок 3.9. Оптически индуцированные состояния Флоке колебаний намагниченности. Рассчитанный спектр состояний Флоке: $\text{Re}(\Omega)$ (красные кривые) и $\text{Im}(\Omega)$ (синие кривые).

В экспериментах, рассмотренных в пункте 3.2 данной работы, магнитное поле h обратного эффекта Фарадея составляло порядка 10 Э, поэтому запрещенная зона была очень мала и из-за затухания не наблюдалось никаких состояний Флоке. Кроме того, угол падения накачки составлял 17° , и основной эффект резонансного увеличения амплитуды давала правая часть уравнения (3.11) $\gamma^2 H H_F(t) \cos \beta$, действующая в качестве вынуждающей силы.

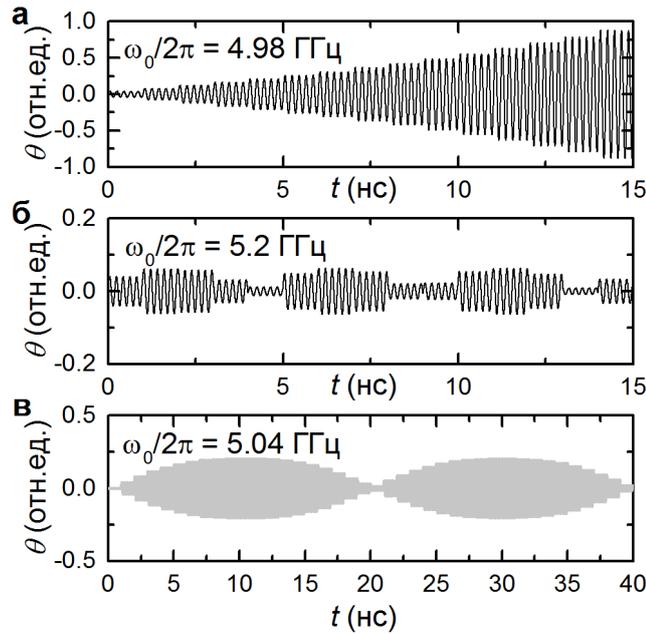


Рисунок 3.10. Параметрическое возбуждение колебаний: а) $\omega_0/2\pi = 4.98$ ГГц, Ω – мнимая, случай параметрической генерации; б) $\omega_0/2\pi = 5.2$ ГГц, $\Omega/2\pi \approx 0.21$ ГГц; в) $\omega_0/2\pi = 5.04$ ГГц, $\Omega/2\pi \approx 0.05$ ГГц (увеличен временной интервал, вследствие чего высокочастотная составляющая сигнала не показана). Время t отсчитывается от первого импульса накачки. Для расчетов использовались следующие значения: $H_a = 1800$ Э, $h = 1000$ Э, $\Delta t = 5$ пс, $\beta = 45^\circ$.

Вследствие затухания ширина резонанса увеличивается на величину порядка $\Delta\omega_d = 2/\tau$, и поэтому параметрическая генерация может наблюдаться только при следующем условии:

$$\left| \frac{V_0 \Delta t}{2\pi N_g} \right| > \frac{2}{\tau} \quad (3.15)$$

Из формулы (3.15) следует, что для достижения параметрической генерации в магнитной пленке со временем затухания колебаний $\tau = 30$ нс во внешнем магнитном поле $H = 500$ Э, потребуется, например, источник лазерных импульсов с плотностью энергии более 40 мДж/см² и частотой повторения 10 ГГц ($T = 0.1$ нс), падающих под углом $\beta = 45^\circ$. Для достижения такой высокочастотной последовательности оптических импульсов можно использовать резонатор Фабри-Перо. Например, фемтосекундный лазерный импульс, попадающий в резонатор из двух брэгговских зеркал с коэффициентами отражения $R_1 \approx 1$ и $R_2 = 0.99$, будет разделен на последовательность импульсов с частотой повторения 10 ГГц, если расстояние между

зеркалами равно 1.5 см. При этом при мощности исходного импульса не менее 2.2 мкДж первые 100 импульсов будут иметь плотность энергии более 40 мДж/см² (при фокусировке в пятно диаметром 5 мкм). Такая последовательность импульсов будет достаточной для демонстрации параметрической генерации. С другой стороны, энергия этих импульсов все еще недостаточна для повреждения образца. Более того, при использовании лазера с частотой повторения порядка 1 кГц, интервал между 100-импульсными последовательностями будет достаточно большим, чтобы полностью охладить образец после предыдущей последовательности импульсов.

Выводы к главе

Показано, что амплитуда прецессии намагниченности может быть значительно увеличена, если подобрать такое внешнее магнитное поле, при котором частота колебаний намагниченности становится кратной частоте повторения лазерных импульсов. Коэффициент усиления может составлять 9.3 для магнитной моды с высокой добротностью ($Q \sim 232$). Такое усиление позволило наблюдать моду прецессии намагниченности, амплитуда которой при одноимпульсном возбуждении существенно меньше уровня шумов и амплитуд других мод колебаний более низкой добротности. Поэтому данная методика может быть применена в качестве высокочувствительного инструмента спектроскопии для обнаружения различных мод прецессии намагниченности.

Также показано, что для такого периодического возбуждения может быть достигнут особый режим колебаний намагниченности, соответствующий состояниям Флоке. Состояние Флоке проявляется в квазипериодической зависимости амплитуды и фазы от магнитного поля. При определенных условиях можно добиться параметрической генерации колебаний. Однако для демонстрации она требует гораздо более высоких частот работы и длительности импульсов, чем было доступно в проведенных экспериментах.

Глава 4. Возбуждение спиновых волн периодической последовательностью лазерных импульсов

В данной главе описаны эксперименты по оптическому возбуждению спиновых волн в пленках феррита-граната с помощью последовательности лазерных импульсов. Исследовались особенности распространения спиновых волн в разных образцах при возбуждении импульсами с различной частотой повторения импульсов. Проведен теоретический анализ и моделирование распространения спиновых волн.

4.1 Эксперимент

Эксперименты проводились с использованием двух установок накачка-зондирование с лазерами, имеющими разные частоты повторения импульсов – 1 ГГц (описана в главе 3) и 80 МГц (описана в главе 2), что соответствует интервалам между импульсами $T_1 = 1$ нс и $T_2 = 12.5$ нс соответственно. Для наблюдения спиновых волн пучок зондирования перемещался относительно пучка накачки (рис. 4.1).

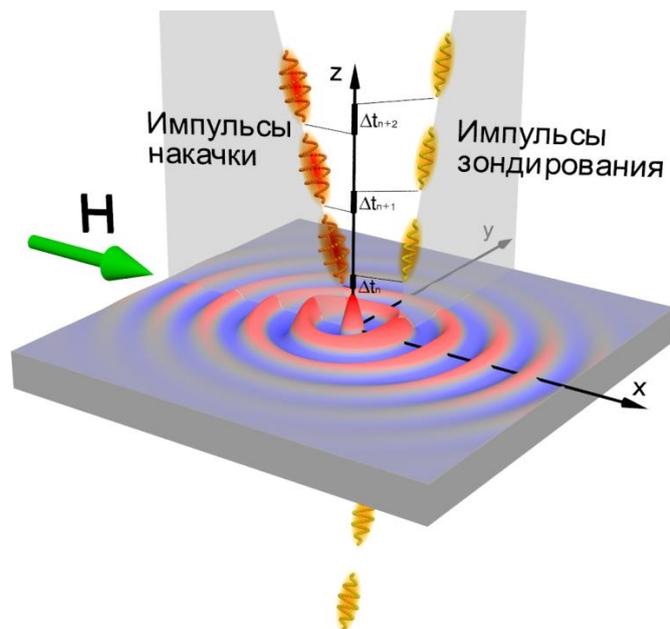


Рисунок 4.1. Схема эксперимента накачка-зондирование для исследования распространения спиновых волн. Образец освещается импульсами накачки и зондирования. Временная задержка Δt_n между импульсами накачки и зондирования изменяется от 0 до 2.6 нс.

Экспериментальные исследования проводились на двух тонких эпитаксиальных пленках феррита-граната. Первая пленка (образец А) толщиной 0.6 мкм имеет состав $(\text{Bi}_{1.4}\text{Y}_{1.6})(\text{Al}_{1.6}\text{Sc}_{0.2}\text{Fe}_{3.2})\text{O}_{12}$ и выращена на $(\text{CaMgZrGd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ подложке, вторая (образец Б) толщиной 5 мкм имеет состав $(\text{Bi}_{0.9}\text{Lu}_{1.4}\text{Tm}_{0.4}\text{Y}_{0.2}\text{Sm}_{0.1})(\text{Fe}_{4.7}\text{Ga}_{0.3})\text{O}_{12}$ и выращена на $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ подложке [67; 68]. Из-за разницы в составе два образца отличаются магнитными параметрами: для образца А намагниченность насыщения равна $4\pi M_s = 348$ Э, константа одноосной анизотропии $K_u = 10^3$ эрг·см⁻³, константа кубической анизотропии $K_1 = -5 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, а для образца Б – $4\pi M_s = 1000$ Э, $K_u = 3 \cdot 10^4$ эрг·см⁻³, $K_1 = -1.2 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³.

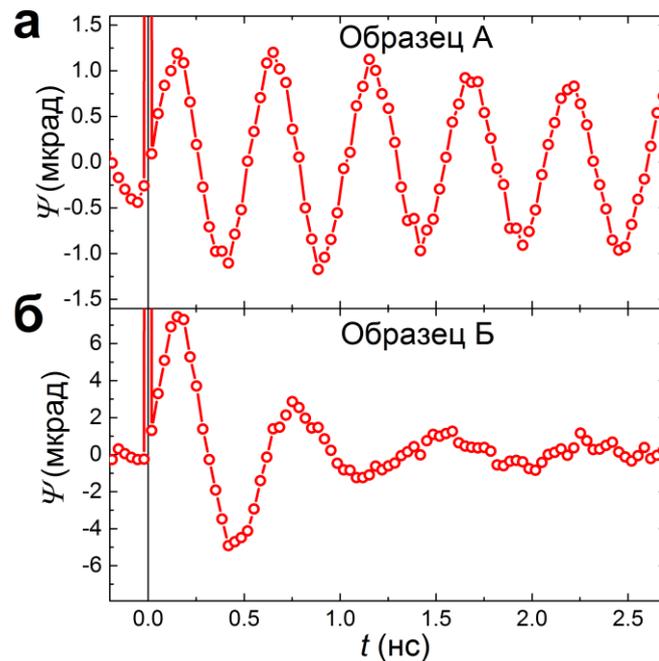


Рисунок 4.2. Осцилляции фарадеевского вращения поляризации зондирующего пучка, демонстрирующие прецессию намагниченности в образце А (а) и Б (б), возбуждаемая 80-МГц-лазером. Внешнее магнитное поле составляет 590 Э.

Эксперименты проводились с использованием двух установок накачка-зондирование с лазерами, имеющими разные частоты повторения импульсов – 1 ГГц и 80 МГц, что соответствует интервалам между импульсами $T_1 = 1$ нс и $T_2 = 12.5$ нс соответственно. Лазер с частотой повторения 80 МГц возбуждает в образце А прецессию намагниченности, время затухания которой $\tau_A = 13$ нс (рис. 4.2а), так что $T_2/\tau_A \sim 1$. Колебания, возбужденные предыдущим импульсом, все еще видны при отрицательной временной задержке. Для образца Б время затухания значительно меньше: $\tau_B = 0.8$ нс и $T_2/\tau_B \gg 1$ (рис. 4.2б). Для лазера 1 ГГц интервал импульсов намного короче и, следовательно, $T_1/\tau_A \ll 1$ и $T_1/\tau_B \sim 1$. Таким образом, можно исследовать три различных случая (рис. 4.3): случай I, где затухание колебаний намагниченности происходит намного медленнее по сравнению с периодом следования импульсов ($T_1/\tau_A \ll 1$); случай II, где время затухания колебаний сравнимо с периодом следования импульсов ($T_2/\tau_A \sim 1$); и случай III, где затухание колебаний намагниченности происходит намного быстрее по сравнению с периодом следования импульсов ($T_2/\tau_B \gg 1$). И в этих случаях спектры генерируемых спиновых волн будут различаться.

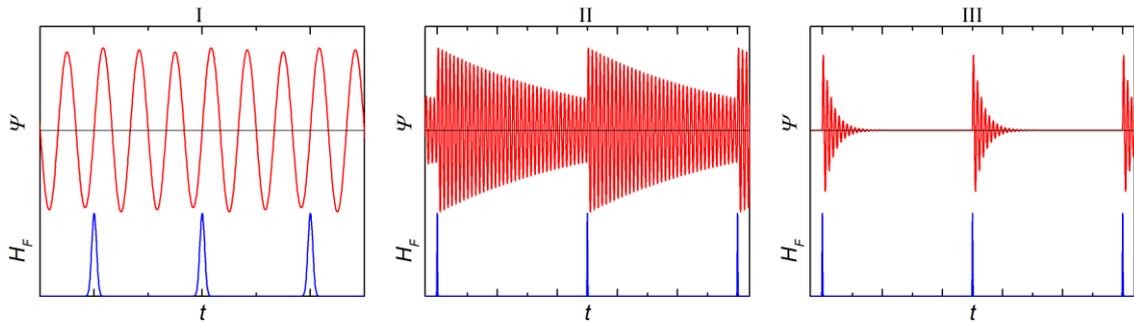


Рисунок 4.3. Три рассмотренных случая отношения интервала между импульсами накачки (T) ко времени затухания прецессии намагниченности (τ): $\frac{T_1}{\tau_A} \ll 1$ (I случай), $\frac{T_2}{\tau_A} \sim 1$ (II случай), and $\frac{T_2}{\tau_B} \gg 1$ (III случай). Красная кривая – прецессия намагниченности, выраженная углом фарадеевского вращения, а синяя – эффективное магнитное поле обратного эффекта Фарадея.

4.2 Расчет дисперсии спиновых волн

Влияние оптических импульсов на намагниченность можно описать в терминах амплитуды эффективного магнитного поля h обратного эффекта Фарадея. Из-за гауссовой формы лазерного луча пространственное распределение $h(\mathbf{r})$ также гауссово:

$$h(\mathbf{r}) = h_0 \exp(-\mathbf{r}^2/r_0^2), \quad (4.1)$$

где r_0 – радиус лазерного луча, определяемый как расстояние от оси пучка, на котором интенсивность света уменьшается в e раз, h_0 – амплитуда магнитного поля ОЭФ. Поскольку импульсы зондирования падают почти нормально к пленке, наблюдаемый сигнал (изменение угла Фарадея Ψ) пропорционален углу θ_1 между вектором намагниченности и поверхностью магнитной пленки. Поэтому для моделирования экспериментальных данных угол $\theta_1(\mathbf{r}, t)$ следует рассчитывать как функцию от \mathbf{r} и t . Его можно найти как суперпозицию спиновых волн, генерируемых N импульсами накачки:

$$\theta_1(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \theta_{1S}(\mathbf{r}, t - nT), \quad (4.2)$$

где $\theta_{1S}(\mathbf{r}, t)$ соответствует спиновой волне, возбуждаемой одним импульсом, n – целое число, $n \leq N$. Для численного расчета использовано $N = 100$ для достижения квазистационарной динамики намагниченности.

Функция $\theta_{1S}(\mathbf{r}, t)$ вычисляется интегрированием по волновым числам $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ [12]:

$$\theta_1(\mathbf{r}, t) = \beta \int d\mathbf{k} h(\mathbf{k}) \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t) \exp(-\alpha\omega(\mathbf{k})t), \quad (4.3)$$

где β – коэффициент пропорциональности, $h(\mathbf{k}) = h_0 r_0 \sqrt{\pi} \exp(-\mathbf{k}^2 r_0^2 / 4)$ – преобразование Фурье функции $h(\mathbf{r})$ в k -пространстве, $\omega(\mathbf{k})$ – частота спиновой волны, а α – константа затухания Гильберта. Дисперсия $\omega(\mathbf{k})$ спиновых волн была рассчитана из трансцендентных уравнений для обратных магнитостатических спиновых волн в тонких пленках феррита-граната [60].

Для численного расчета амплитуды и дисперсии спиновых волн (рис. 4.5, 4.6) были использованы следующие магнитные параметры пленки толщиной 5 мкм: гиромангнитное отношение $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ рад·Э⁻¹·с⁻¹, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 1000$ Э, константа

одноосной анизотропии $K_u = 3.0 \cdot 10^4$ эрг·см⁻³ и константа кубической анизотропии $K_1 = -1.2 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³.

4.3 Исследование особенностей распространения спиновых волн

Осциллирующие сигналы, наблюдаемые при детектировании в точке удаленной от точки фокусировки импульсов накачки, подтверждают распространение спиновых волн в направлении вдоль поля \mathbf{H} (рис. 4.4).

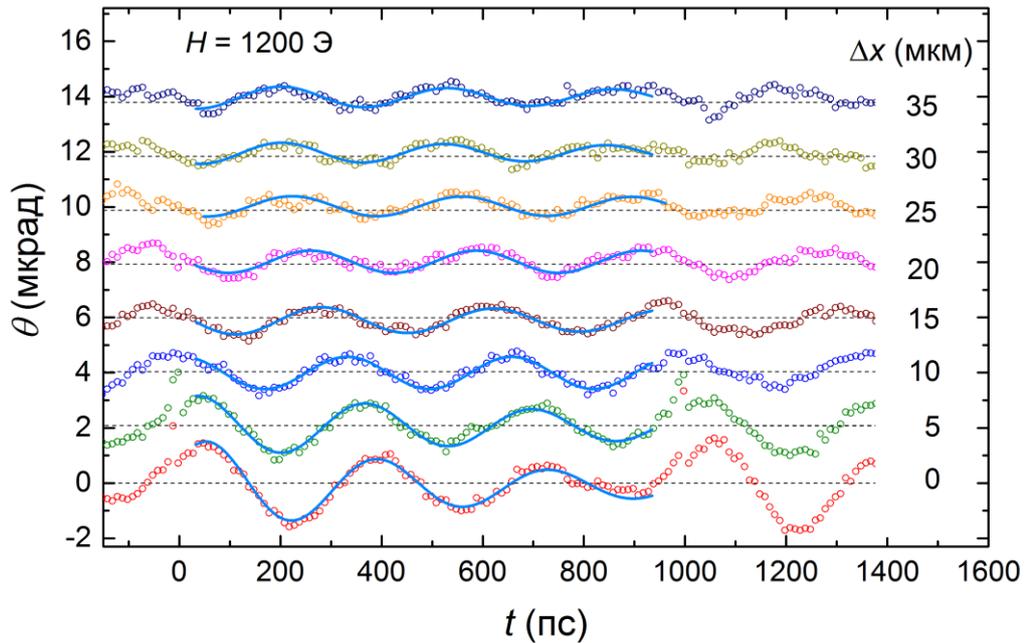


Рисунок 4.4. Осцилляции намагниченности, наблюдаемые в образце №1 зондирующим пучком, смещенным на $\Delta x = 5 - 35$ мкм относительно пучка накачки вдоль внешнего магнитного поля. Данные аппроксимированы затухающей синусоидой (сплошные кривые). $H = 1060$ Э.

Спиновые волны обнаруживаются вплоть до расстояния в 100 мкм (красные точки на рис. 4.5). Это расстояние в два раза больше расстояния, на котором детектируются спиновые волны, возбуждаемые одиночным импульсом накачки. Заметим, что в ортогональном направлении спиновые волны наблюдаются только в пределах 10 мкм от места возбуждения

(оранжевые точки на рис. 4.5). Видно, что скорость затухания спиновых волн уменьшается с увеличением расстояния между точками накачки и зондирования. Для расстояний, превышающих 10 мкм, скорость затухания снижается до 0.3 нс^{-1} (рис. 4.5), так что колебания почти не затухают за период времени между импульсами накачки (рис. 4.4).

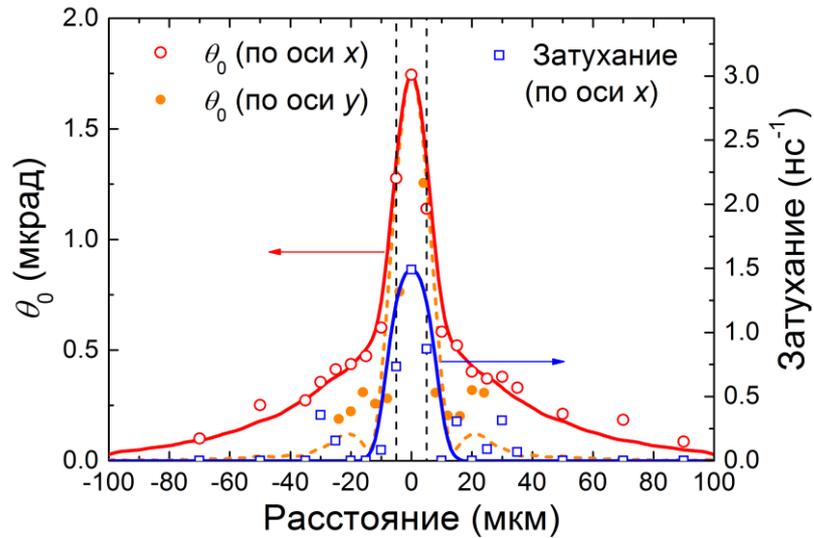


Рисунок 4.5. Амплитуда колебаний (красные, оранжевые точки) и скорость затухания (синие) в зависимости от расстояния между точкой накачки и зондирования вдоль осей x и y . Экспериментальные данные показаны точками, а результаты расчетов – линиями.

Поскольку спектр спиновых волн анизотропен по отношению к направлению вектора \mathbf{H} , то есть $\omega(k_x, 0) \neq \omega(0, k_y)$ (см. рис. 4.5), последовательность лазерных импульсов возбуждает спиновые волны, бегущие вдоль разных направлений, с различной эффективностью.

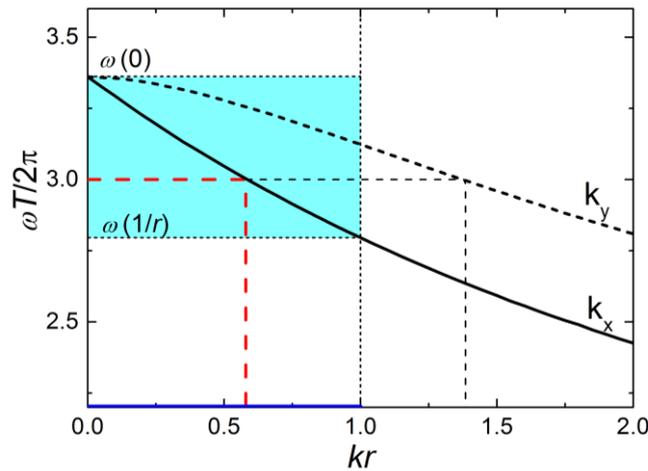


Рисунок 4.6. Рассчитанная дисперсия спиновых волн, распространяющихся вдоль осей x и y . Синяя область указывает диапазон волновых чисел k , генерируемых одним лазерным импульсом с радиусом пятна r . Дисперсия была рассчитана с использованием теоретической модели из работы [60].

Например, при $H = 1200$ Э кратное значение частоты повторения импульсов находится в частотном окне возбуждаемых спиновых волн по оси x ($\omega T/2\pi = 3$ для $kr = 0.6 < 1$, рис. 4.5), в то время как для спиновых волн, распространяющихся вдоль оси y , это значение соответствует $kr = 1.4 > 1$ (пунктирная кривая на рис. 4.5), которое не входит в диапазон возбуждаемых волновых чисел. В результате спиновые волны можно проследить вдоль оси x до расстояний порядка 100 мкм, а вдоль оси y они практически не распространяются. Таким образом, периодическая накачка эффективно возбуждает спиновые волны вдоль определенных направлений, которые зависят от частоты повторения импульсов или внешнего магнитного поля (рис. 4.7).

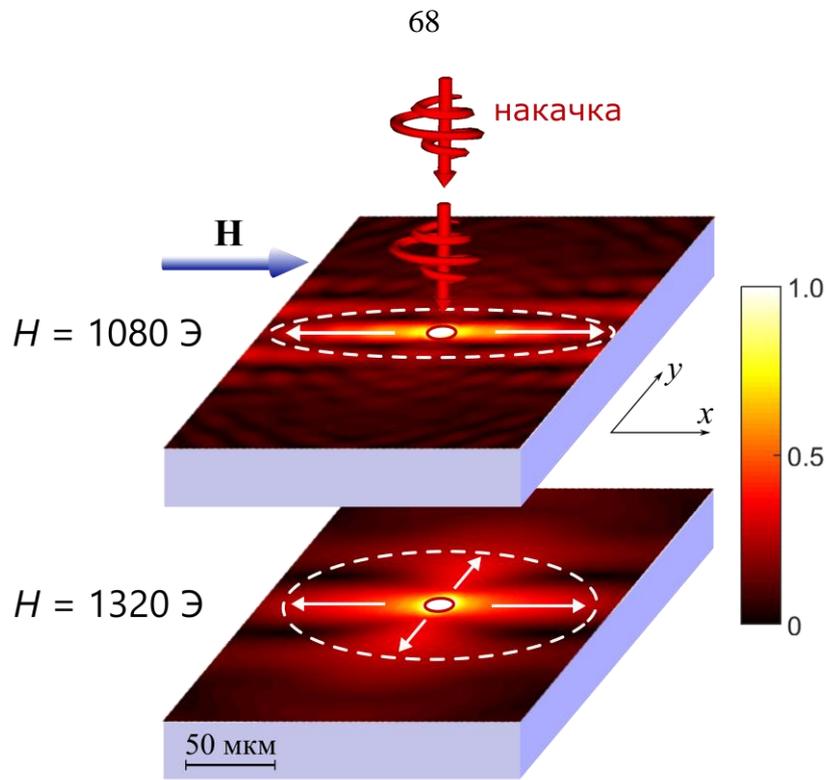


Рисунок 4.7. Рассчитанное распределение проекции намагниченности m_z в спиновых волнах, запущенных при $H = 1060 \text{ Э}$ ($\omega T/2\pi = 3$), $H = 1320 \text{ Э}$ ($\omega T/2\pi = 3.75$). В первом случае спиновые волны генерируются в узкой области вдоль направления **H**, тогда как в последнем спиновые волны распространяются также и в перпендикулярном направлении.

4.4 Управление длиной волны спиновых волн с помощью магнитного поля

Рассмотрим случай I, когда импульсы накачки следуют с интервалом, значительно меньшим времени затухания возбуждаемых колебаний намагниченности. При смещении точки зондирования от пятна возбуждения, колебания все еще наблюдаются за счет распространяющихся спиновых волн, но их амплитуда и фаза меняются, что видно из графиков угла Фарадея при разных временах задержки t и смещениях x (рис. 4.8а, в, д). Распространение спиновых волн становится заметным для значения сдвига более 4 мкм, при котором перекрытие пятен накачки и зондирования становится незначительным. Уменьшение амплитуды колебаний

с увеличением расстояния связано с оттоком энергии спиновых волн вдоль различных направлений, а линейное изменение фазы спиновых волн связано с определенной фазовой скоростью спиновых волн. Экспериментальные данные хорошо воспроизводятся с помощью расчетов на основе дисперсии спиновых волн в образце А (рис. 4.8б, г, е).

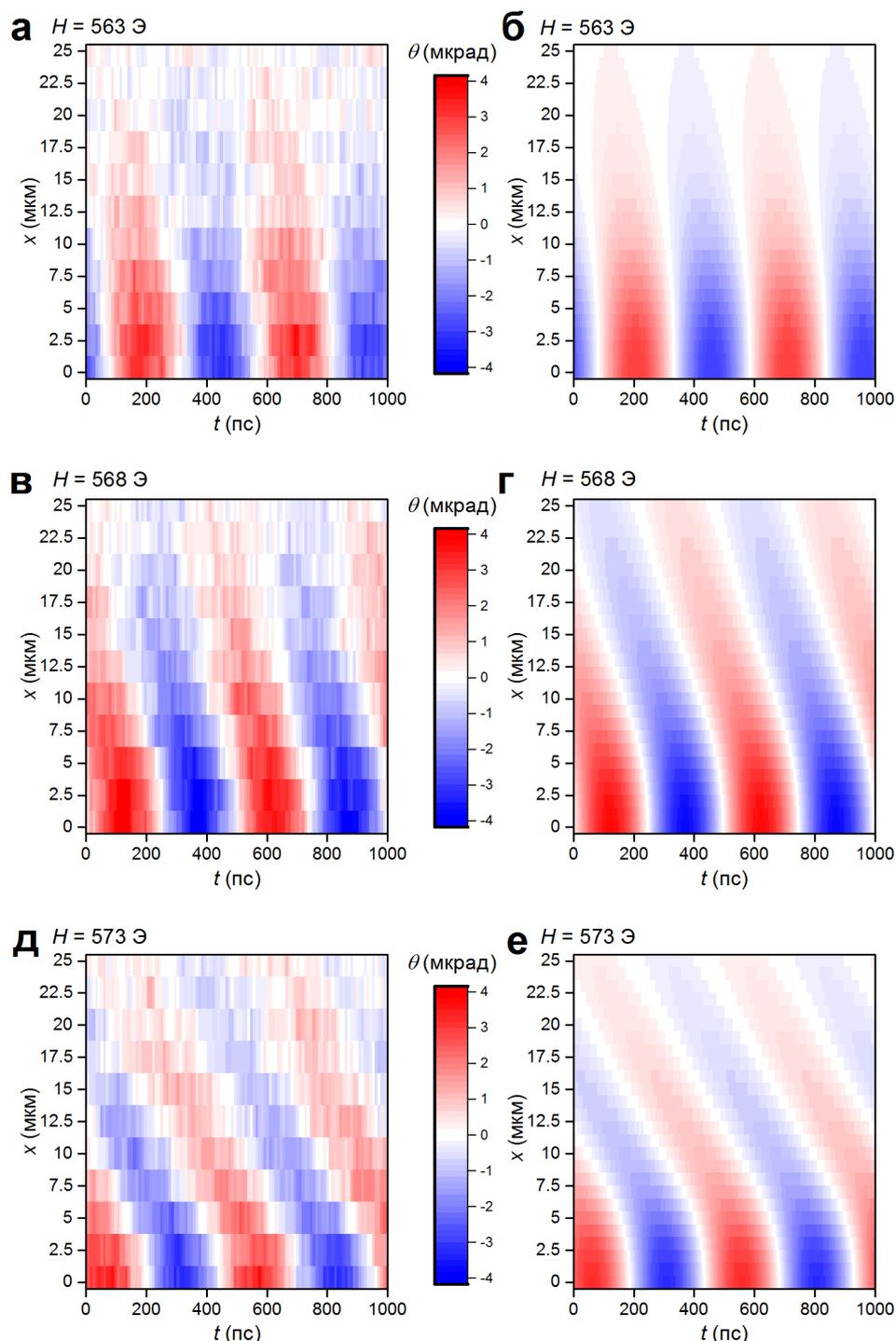


Рисунок 4.8. Влияние внешнего магнитного поля на распространение спиновых волн, возбуждаемых 1 ГГц-лазером в образце А (случай I). Графики экспериментально измеренных (а, в, д)

и расчетных (б, г, е) колебаний намагниченности во времени и пространстве, выраженные углом фарадеевского вращения $\Psi(x, t)$ при трех различных значениях внешнего магнитного поля $H = 563 \text{ Э}$ (а, б), 568 Э (в, г) и 573 Э (д, е). Для расчетов использовалась константа затухания Гильберта $\alpha = 4 \cdot 10^{-3}$, которая наилучшим образом соответствует экспериментальным данным.

Экспериментальные данные могут быть описаны функцией $\Psi(x, t) = \Psi_0(x) e^{-t/\tau} \sin(2\pi\nu t + \zeta(x))$, где $\Psi_0(x)$, ν и $\zeta(x)$ – амплитуда колебаний, частота и фаза соответственно, τ – время затухания. Заметим, что фаза $\zeta(x)$ и амплитуда $\Psi_0(x)$ сильно зависят от магнитного поля (рис. 4.9а и вставка). В то же время частота спиновых волн $\nu = 2 \text{ ГГц}$ кратна частоте повторения импульсов 1 ГГц -лазера и остается практически постоянной. Это показывает, что периодичность оптического возбуждения является ключевым фактором наблюдаемых явлений.

Амплитуда генерируемых спиновых волн имеет ярко выраженный максимум при $H = 570 \text{ Э}$. Небольшое отклонение H на 10 Э делает сигнал едва заметным – амплитуда Ψ_0 падает в 5 раз. Еще дальше от резонансного магнитного поля амплитуда сигнала становится ниже уровня шума.

Начиная с $x = 4 \text{ мкм}$ функция фазы $\zeta(x)$ становится линейной (рис. 4.9а), она может быть определена как $\zeta(x) = k_m x$, то есть возбуждаемые спиновые волны имеют среднее волновое число k_m . При изменении величины внешнего магнитного поля от $H = 560 \text{ Э}$ до 577 Э наклон линейной части фазы $\zeta(x)$ значительно увеличивается (примерно в 20 раз), что соответствует росту волнового числа k_m от 0.022 до $0.4 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$. В то же время средняя длина спиновых волн $\lambda_m = 2\pi/k_m$ изменяется от 15 до 290 мкм . Профиль спиновых волн в фиксированные моменты времени показан на рисунке 4.9б, где отчетливо видно, что длина волны растет с уменьшением величины магнитного поля.

В случае II (возбуждение спиновых волн в образце А 80 МГц лазером) периодичность импульсов все еще достаточно сильно влияет на наблюдаемую спиновую динамику. Даже несмотря на то, что амплитуда колебаний уменьшается в 3 раза за время между

последовательными импульсами накачки (так как $T_2 \sim \tau_A \sim 13$ нс), зависимость фазы $\zeta(x)$ заметно меняется при изменении внешнего магнитного поля (рис. 4.9в). Следовательно, в этом режиме эффект синхронизации импульсов накачки все еще присутствует.

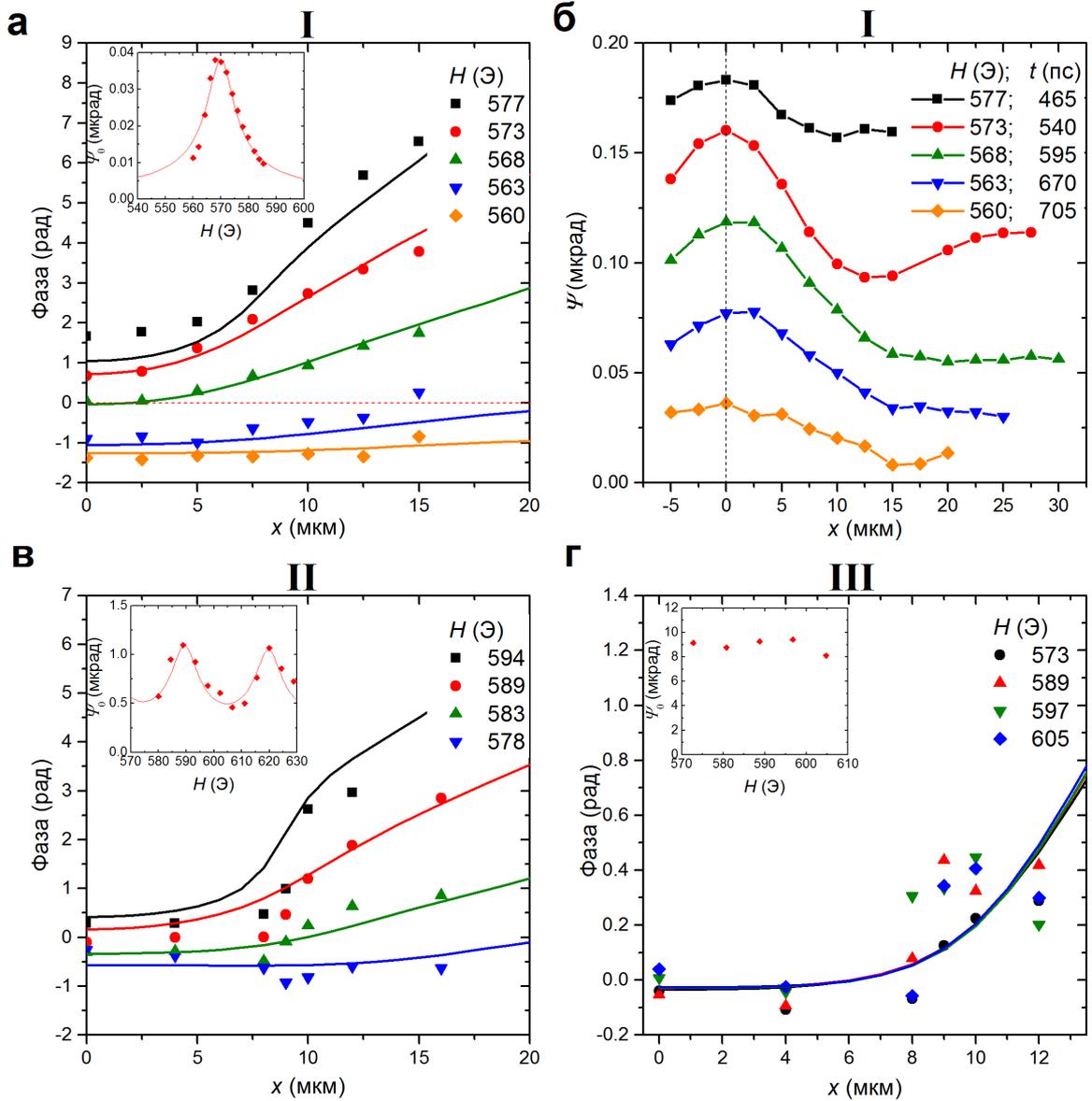


Рисунок 4.9. Влияние внешнего магнитного поля на фазовое и волновое число спиновых волн, генерируемых 1 ГГц лазером в образце А (а, б), и 80 МГц лазером в образце А (в) и образце В (г). Спиновые волны зондируются вдоль оси x . б) Распределение z компоненты намагниченности спиновых волн (выраженное углом Ψ фарадеевского вращения зондирующего импульса) в моменты максимального значения при $x = 0$. Вставки: зависимость амплитуды спиновых волн (выраженной углом Фарадея Ψ_0) при $x = 0$ от величины внешнего магнитного поля. Экспериментальные данные показаны в

виде точек, а результаты расчетов представлены сплошными кривыми. Для расчетов фазы $\zeta(x)$ была подобрана константа затухания Гильберта $\alpha = 4 \cdot 10^{-3}$ для образца А (а, б) и $\alpha = 20 \cdot 10^{-3}$ для образца В (г). Для расчета амплитуды спиновых волн: $\alpha_{sw} = 6.5 \cdot 10^{-3}$ (вставки на (а) и (в)).

В отличие от предыдущих случаев, когда колебания намагниченности значительно затухают к моменту прихода следующего импульса (случай III), скорость изменения фазы и, следовательно, k_m , не зависят от магнитного поля (рис. 4.9г). Амплитуда спиновых волн остается практически постоянной. Поэтому при $T_2/\tau_B \gg 1$ ($\tau_B = 0.8$ нс) эффект синхронизации отсутствует, следовательно невозможно управлять длиной волны спиновых волн.

Случаи I и II отличаются от случая III также тем, что амплитуда Ψ_0 спиновых волн зависит от магнитного поля (вставка на рис. 4.9а, в), в то время как для случая Ψ_0 остается практически постоянной (вставка на рис. 4.9г). В случаях I и II, $\Psi_0(H)$ имеет максимумы при тех магнитных полях, при которых частота колебаний ν кратна частоте повторения лазера. Такое поведение указывает на явление синхронизации колебаний.

4.5 Теоретический анализ

Чтобы оценить эффективность оптического возбуждения спиновых волн с различными волновыми векторами и объяснить полученные результаты, рассмотрим прецессию намагниченности внутри облучаемого пятна пленки. Уравнения динамики намагниченности $\mathbf{M}(t)$ при воздействии периодического эффективного магнитного поля обратного эффекта Фарадея $\mathbf{H}_F(t)$ были получены в главе 3. Так из уравнения (3.7) можно получить выражения для амплитуды θ_0 и фазы ζ колебаний намагниченности:

$$\begin{cases} \theta_0 = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{2\pi\nu} (1 - 2e^{-T/\tau_0} \cos 2\pi\nu T + e^{-2T/\tau_0})^{-\frac{1}{2}}, \\ \xi = \text{atan}[e^{-T/\tau_0} \sin 2\pi\nu T (1 - e^{-T/\tau_0} \cos 2\pi\nu T)] \end{cases}, \quad (4.4)$$

где $\nu = \nu_0 \sqrt{1 - (\nu_0 \tau_0)^{-1}} \approx \nu_0$, $\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_a)}$ и $\tau_0 = 2/\alpha(2\omega_H + \omega_a)$. Несмотря на то, что эта теоретическая модель, получена для однородных колебаний намагниченности в

пространстве, она может применяться и для расчета амплитуды колебаний внутри пятна накачки, в котором генерируются спиновые волны. Спиновые волны уносят энергию колебаний от области, освещенной импульсами накачки. Более того, широкий спектр спиновых волн также приводит к уменьшению наблюдаемой амплитуды колебаний за счет десинхронизации и интерференции колебаний различных гармоник. Эти явления приводят к избыточному затуханию колебаний в области накачки. Поэтому возбуждение спиновых волн может быть учтено путем введения эффективной константы затухания α_{sw} , которая больше чем константа затухания Гильберта в уравнении (4.4). Константу α_{sw} можно найти из экспериментально измеренной зависимости амплитуды колебаний от магнитного поля $\Psi_0(H)$, аппроксимировав ее формулой для $\theta_1(t)$ с учетом того, что $\theta_1 \sim \Psi$ (сплошные кривые во вставках на рис. 4.9а, в). Таким образом, для случаев I и II можно получить $\alpha_{sw} = 6.5 \times 10^{-3}$.

В соответствии с уравнением (4.4) для периодической накачки амплитуда спиновых волн зависит от их частоты. Если частота равна или кратна частоте повторения лазерных импульсов, то происходит синхронизация прецессии намагниченности с импульсами накачки, которые ее возбуждают, и амплитуда спиновых волн возрастает. Фаза спиновых волн также зависит от частоты (см. уравнение (4.4)). В частности, в режиме синхронизации фаза становится равной нулю, что обеспечивает идеальное согласование колебаний намагниченности, возбуждаемых последовательными импульсами накачки. Поскольку частота колебаний намагниченности зависит от внешнего магнитного поля, то амплитудой и фазой спиновых волн можно управлять с помощью магнитного поля.

Зависимость амплитуды от частоты $\theta_0(\nu)$ в основном определяется эффективным полем обратного эффекта Фарадея h и отношением T/τ , где $\tau = 2/\alpha_{sw} (2\omega_H + \omega_a)$. Фактически, $\theta_0(\nu)$ определяет эффективность синхронизации колебаний. Для относительно частых импульсов накачки, таких, что $T \ll \tau_0$, что соответствует возбуждению образца А с помощью 1 ГГц лазера, накачка приводит к эффекту синхронизации. В результате $\theta_0(\nu)$ имеет острые пики с максимумами при $\nu = m/T$. На этих частотах происходит синхронизация колебаний

намагниченности, возбуждаемых последовательными лазерными импульсами. Это объясняет наблюдаемый рост амплитуды спиновых волн (вставка на рис. 4.9а). Вблизи максимумов $\theta_0(\nu)$ можно аппроксимировать лоренцианом с шириной $\delta\nu = 1/\pi\tau$. Поскольку $T \ll \tau$, имеем ширину пиков $\delta\nu \ll 1/T$.

Когда $T/\tau \geq 1$, что соответствует случаю возбуждения образцов с помощью 80 МГц лазера (случай II), $\theta_0(\nu)$ можно выразить формулой: $\theta_0(\nu) = \frac{\gamma^2 H h \Delta t}{2\pi\nu} (1 + e^{-T/\tau_0} \cos 2\pi\nu T)$. Максимумы амплитуды $\theta_0(\nu)$ появляются при частотах $\nu = m/T$, однако они менее выражены. Соответственно, амплитуда спиновых волн увеличивается менее заметно, чем в случае I (вставка на рис. 4.9в). Ширину пиков $\theta_0(\nu)$ можно оценить как $\delta\nu = e^{T/\tau_0}/T$.

4.6 Зависимость амплитуды спиновых волн от волнового вектора

Зависимость амплитуды спиновых волн от волнового вектора $\Theta_0(\mathbf{k})$ определяется преобразованием Фурье $h(\mathbf{r})$ в k -пространстве $\tilde{h}(\mathbf{k})$. Поскольку магнитное поле $h(\mathbf{r})$ обратного эффекта Фарадея пропорционально интенсивности $I(\mathbf{r})$ циркулярно-поляризованного импульса, то $\tilde{h}(\mathbf{k})$ определяется из $I(\mathbf{r})$. При равномерном освещении всей магнитной пленки $\tilde{h}(\mathbf{k}) = h\tilde{\delta}(\mathbf{k})$ – возбуждаются только магнитные колебания с $k = 0$. При освещении пленки сфокусированным лазерным импульсом могут возбуждаться спиновые волны с ненулевыми волновыми числами. В частности, для гауссова пучка радиуса r_0 : $\tilde{h}(\mathbf{k}) = h_0 r_0 \sqrt{\pi} \exp(-\mathbf{k}^2 r_0^2 / 4)$. Сфокусированное лазерное пятно выступает здесь в роли спин-волновой антенны, которая возбуждает волны с волновыми числами в диапазоне $0 < k < k_{\max}$, ограниченном $\tilde{h}(\mathbf{k})$: $\Theta_0(\mathbf{k}) \sim \exp(-\mathbf{k}^2 r_0^2 / 4)$ и, следовательно, $k_{\max} = 2/r_0$. Таким образом, для проведенных экспериментов с радиусом пятна накачки $r_0 = 4$ мкм получается: $k_{\max} = 0.5$ рад·мкм⁻¹.

Если спиновые волны генерируются последовательностью импульсов накачки, то $\Theta_0(\mathbf{k})$ зависит от $\theta_0(\nu)$ и дисперсии спиновых волн $\nu(\mathbf{k})$: $\Theta_0(\mathbf{k}) \sim \tilde{\theta}_0(\mathbf{k}) \exp(-\mathbf{k}^2 r_0^2 / 4)$, где $\tilde{\theta}_0(\mathbf{k}) =$

$\theta_0(\nu(\mathbf{k}))$. Поэтому эффективность возбуждения спиновых волн с некоторым конкретным \mathbf{k} также зависит от отношения T/τ .

4.7 Зависимость спиновой динамики от соотношения периода повторений импульсов накачки к времени затухания спиновых волн

Рассмотрим, как $\theta_0(\nu)$ и $\Theta_0(\mathbf{k})$ зависят от T/τ в случае I ($T_1 \ll \tau_A$), когда образец А возбуждается 1 ГГц лазером (рис. 4.10а). Диапазон волновых чисел, ограниченный $k_{\max} = 0.5 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$, определяет частотный диапазон спиновых волн через дисперсионное соотношение $\nu(\mathbf{k})$, ограничивая его шириной $\Delta\nu = 53 \text{ МГц}$ (рис. 4.10а, центральный график). С другой стороны, периодическая накачка из-за явления синхронизации приводит к резким пикам в амплитуде колебаний $\theta_0(\nu)$ ($\delta\nu = 21 \text{ МГц}$), которые разделены интервалом в 1 ГГц (рис. 4.10а, левый график). Поскольку $\Delta\nu \ll 1 \text{ ГГц}$, только один пик $\theta_0(\nu)$ может быть в полосе частот возбуждаемых спиновых волн. Кроме того, для оптического возбуждения спиновых волн эта полоса частот должна содержать один из пиков в $\theta_0(\nu)$. Это условие выполняется, например, для магнитных полей напряженностью от 559 Э до 578 Э, что объясняет, почему для магнитных полей вне этого интервала, лазерные импульсы не возбуждают спиновые волны (вставка на рис. 4.9а).

Зависимость амплитуды спиновых волн от волнового числа $\Theta_0(k)$ также имеет пик, который связан с зависимостью $\theta_0(\nu)$ (рис. 4.10а, нижний график). Положение и ширина этого пика зависят от дисперсионного соотношения и, следовательно, от внешнего магнитного поля. Для $H = 559 \text{ Э}$ и $H = 563 \text{ Э}$ максимум $\Theta_0(k_x)$ достигается при $k_x = 0$. А при $H = 568 \text{ Э}$ максимум $\Theta_0(k_x)$ смещается в точку с $k_x = 0.11 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ и далее до $k_x = 0.22 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ и $k_x = 0.35 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ для $H = 568 \text{ Э}$ и $H = 579 \text{ Э}$, соответственно. Это объясняет наблюдаемую зависимость волнового числа спиновых волн от внешнего магнитного поля, поскольку на экспериментально

измеренных графиках фазы $\zeta(x)$ видны только волновые числа, соответствующие максимумам $\Theta_0(k)$.

Если $T/\tau \ll 1$, то ширина пика $\Theta_0(k_x)$ задается величиной $\delta k \sim 2/(\tau v_g)$, где v_g – групповая скорость спиновых волн. В случае I ширина пика $\delta k \sim 0.2$ рад·мкм⁻¹. Наименьший диапазон генерируемых волновых чисел спиновых волн получается для $H = 563$ Э, где максимум $\Theta_0(k_x)$ достигается при $k_x = 0$: $0 < k < 0.11$ рад·мкм⁻¹.

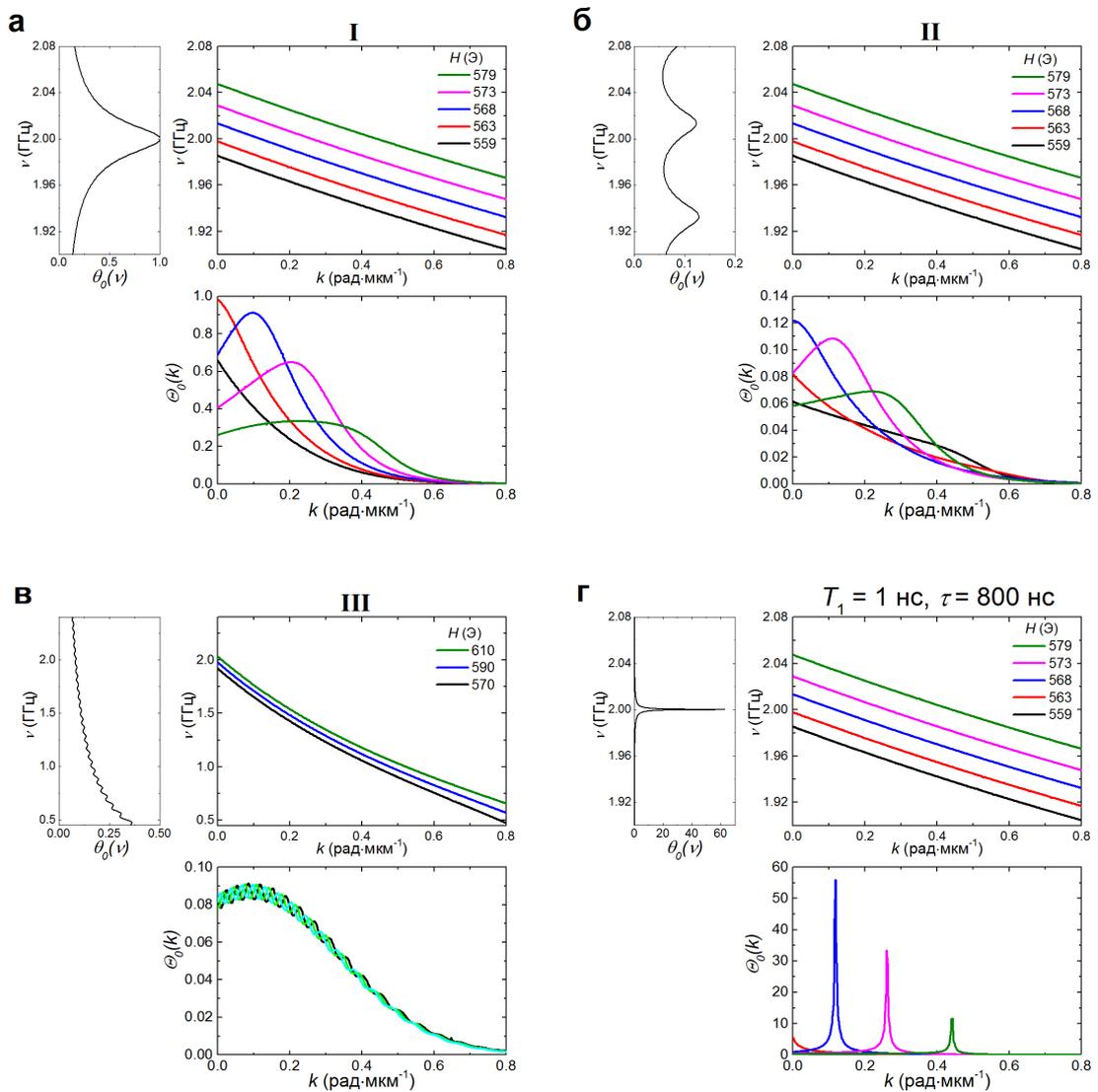


Рисунок 4.10. Зависимости амплитуды спиновых волн от частоты (верхний левый график) и волнового числа (нижний график) для различных соотношений периода повторения импульсов накачки и времени

затухания спиновых волн. Спиновые волны возбуждаются 1 ГГц лазером в образце А (а) и 80 МГц лазером в образце А (б) и образце В (в) при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля. В верхних правых графиках показаны дисперсии спиновых волн. Значения констант затухания $\alpha_{sw} = 6.5 \cdot 10^{-3}$ (а, б) и $\alpha_{sw} = 20 \cdot 10^{-3}$ (в) получены из экспериментально измеренной зависимости амплитуды спиновых волн от напряженности магнитного поля. г) Расчеты для магнитной пленки со сверхнизким затуханием $T/\tau = 1.25 \cdot 10^{-3}$ ($\alpha_{sw} = 10^{-4}$).

При возбуждении образца А 80 МГц лазером (случай II, $T_2 \sim \tau_A$), функция $\theta_0(\nu)$ также имеет относительно острые пики ($\delta\nu = 23$ МГц), но расстояние между соседними пиками намного меньше – 80 МГц (рис. 4.10б, левый график), и по этой причине полоса частот возбуждаемых спиновых волн всегда содержит один пик $\theta_0(\nu)$ (рис. 4.10б, центральный график). В результате спиновые волны генерируются при любом внешнем магнитном поле, хотя и с переменной амплитудой (вставка на рис. 4.9б). Поведение $\Theta_0(k)$ для разных магнитных полей аналогично случаю I, но ширина δk больше, а максимум $\Theta_0(k)$ меняется в несколько меньшем диапазоне. Например, для $H = 579$ Э в случае II $\Theta_0(k)$ не имеет никакого максимума, тогда как в случае I он имеет один при $k_x = 0.35$ рад·мкм⁻¹. Следовательно, явление синхронизации для случая $T_2 \sim \tau_A$ по-прежнему остается значимым.

Случай III, соответствующий образцу В, возбуждаемому 80 МГц лазером ($T_2 \gg \tau_B$), сильно отличается от двух предыдущих случаев. Действительно, спиновые волны возбуждаются с почти постоянной амплитудой и $\delta\nu = 405$ МГц (рис. 4.10в, левый график), то есть амплитуда спиновых волн имеет монотонную зависимость от волнового числа, и практически не зависит от значения внешнего магнитного поля (рис. 4.10в, нижний график). Поэтому, если импульс накачки падает на образец сравнительно редко, то возникает ситуация, аналогичная одноимпульсному режиму.

Следовательно, соотношение T/τ имеет решающее значение для явления синхронизации. Для пленок феррита-граната со сверхнизкими магнитными потерями и малой групповой скоростью спиновых волн эффективная константа затухания может быть порядка $\alpha_{sw} = 10^{-4}$

[69]. В этом случае периодическая накачка привела бы к еще более узким резонансам $\Theta_0(k)$, что позволило бы возбуждать спиновые волны в узкой полосе волновых чисел $\delta k \sim 6 \cdot 10^{-3}$ рад·мкм⁻¹ и усилить их амплитуду примерно в 800 раз (рис. 4.10г).

Выводы к главе

Продемонстрировано влияние периодической оптической накачки на спектр генерируемых спиновых волн. Наиболее заметные результаты получены для случая, когда интервал между лазерными импульсами намного короче времени затухания спиновых волн. Это позволяет эффективно синхронизировать магнитные колебания и, как следствие, значительно менять зависимость амплитуды спиновой волны от волнового числа. Если лазерные импульсы падают на магнитный образец достаточно редко, то максимум амплитуды спиновых волн соответствует нулевому волновому числу для любого магнитного поля. Напротив, возбуждение образца частыми импульсами меняет форму зависимости амплитуды спиновых волн от волнового числа: максимум этой зависимости может быть сдвинут на ненулевые волновые числа, что делает его достаточно чувствительным к внешнему магнитному полю или частоте повторения лазерных импульсов. Более того, диапазон волновых чисел, возбуждаемых спиновых волн уменьшается, а их амплитуда значительно возрастает. Это явление управления представляет большой интерес для магноники, поскольку значительно расширяет возможности сверхбыстрой оптической генерации спиновых волн.

Заключение

В работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование возбуждения магнитной прецессии и спиновых волн в пленках феррита-граната при воздействии одиночными и периодическими фемтосекундными лазерными импульсами.

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

Показано, что при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами прецессии намагниченности в эпитаксиальных пленках висмут-замещенного феррита-граната амплитуда прецессии намагниченности нелинейно зависит от плотности энергии импульса накачки при условии, что частота импульса лежит в зоне поглощения пленки. Оптимальная энергия накачки и максимальная амплитуда сигнала уменьшаются с уменьшением длины волны накачки. Наблюдаемые закономерности могут быть объяснены возбуждением магнитостатических спиновых волн, а также явлением сверхбыстрого оптически индуцированного размагничивания, которое до сих пор наблюдалось только для проводников. Уменьшая длину волны импульсов накачки удалось проследить плавный переход в область, где эффект оптически индуцированного размагничивания преобладает.

Продемонстрировано, что при периодическом воздействии на намагниченность магнитного диэлектрика фемтосекундными лазерными импульсами амплитуда возбуждаемой прецессии намагниченности значительно увеличивается при совпадении периода прецессии и периода повторения импульсов. Коэффициент усиления может составлять 9.3 для магнитной моды с высокой добротностью ($Q \sim 232$). Такое усиление позволило наблюдать моду прецессии намагниченности, амплитуда которой при одноимпульсном возбуждении существенно меньше уровня шумов и амплитуд других мод колебаний более низкой добротности. Поэтому данная методика может быть применена в качестве высокочувствительного инструмента спектроскопии для разрешения мод прецессии намагниченности. Установлено, что резонансное увеличение амплитуды прецессии намагниченности при возбуждении периодическими импульсами связано с синхронизацией прецессии намагниченности, возбужденной

последовательными лазерными импульсами. При этом коэффициент увеличения амплитуды определяется частотой следования импульсов накачки и коэффициентом затухания прецессии намагниченности и достигает 10 при облучении пленки феррита-граната с характерным временем затухания прецессии намагниченности 8.8 нс лазерными импульсами с периодом повторения 1 нс.

Теоретически предсказано, что периодической последовательностью фемтосекундных импульсов можно добиться параметрической генерации прецессии намагниченности в пленках магнитных диэлектриков с экспоненциально возрастающей амплитудой, величина которой ограничена нелинейными эффектами. Такой режим колебаний намагниченности соответствует состояниям Флоке. Состояние Флоке проявляется в квазипериодической зависимости амплитуды и фазы от магнитного поля. При резонансе амплитуда прецессии значительно возрастает.

Продемонстрировано, что периодическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную пленку создает в пленке квазистационарный источник спиновых волн, который создает спиновые волны с практически постоянной по времени амплитудой до расстояний порядка 100 мкм от источника.

Установлено, диапазон волновых чисел спиновых волн, генерируемых при периодическом воздействии лазерными импульсами, на 60 % уже, чем при однократном воздействии, благодаря чему расстояние распространения спиновых волн увеличивается до 2 раз и также появляется возможность управления направленностью их распространения.

Обнаружено, что средняя длина спиновых волн, возбуждаемых в пленках феррита-граната периодической последовательностью лазерных импульсов, сильно зависит от внешнего магнитного поля или частоты повторения импульсов. Если лазерные импульсы падают на магнитный образец достаточно редко, то максимум амплитуды спиновых волн соответствует нулевому волновому числу для любого магнитного поля. Напротив, возбуждение образца частыми импульсами меняет форму зависимости амплитуды спиновых волн от волнового

числа: максимум этой зависимости может быть сдвинут на ненулевые волновые числа, что делает его достаточно чувствительным к внешнему магнитному полю или частоте повторения лазерных импульсов. Более того, диапазон волновых чисел, возбуждаемых спиновых волн уменьшается, а их амплитуда значительно возрастает. При изменении магнитного поля или частоты повторения импульсов на 3 % средняя длина генерируемых спиновых волн изменяется в 20 раз. Это явление управления представляет большой интерес для магноники, поскольку значительно расширяет возможности сверхбыстрой оптической генерации спиновых волн.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю В.И. Белотелову за научное руководство, помощь в работе и конструктивное сотрудничество, и профессору А.К. Звездину за плодотворные обсуждения полученных результатов. Также хотелось бы поблагодарить профессора А.П. Сухорукова за ценные советы и помощь в погружении в научную деятельность. Автор выражает благодарность сотрудникам кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова за доброжелательную критику и поддержку. Автор глубоко признателен И.А. Акимову и сотрудникам отделения экспериментальной физики университета г. Дортмунд за помощь в проведении экспериментальных исследований.

Приложения

Приложение 1

В данном приложении выведены формулы для перевода сигнала с фотодетектора в угол отклонения θ вектора намагниченности в образце.

Линейно поляризованный импульс зондирования проходит через образец, где его плоскость поляризации поворачивается на угол Φ за счет эффекта Фарадея. Далее импульс зондирования проходит через призму Волластона, которая разбивает его на две составляющие с взаимно перпендикулярными поляризациями, и эти составляющие попадают на двухканальный фотодетектор, который измеряет сигнал пропорциональный разности интенсивностей между ними. Экспериментальная установка была настроена таким образом, что в равновесном состоянии (при отсутствии импульсов накачки) дифференциальный сигнал с фотодетектора равнялся нулю: $E_{0x}^2 - E_{0y}^2 = 0$, где E_{0x} , E_{0y} – проекции вектора электрического поля импульса зондирования на оптические оси призмы Волластона (рис. П1.1). $E_{0x} = E_{0y} \sim \sqrt{U_{DC}}$, где U_{DC} – постоянный сигнал с одного из каналов фотодетектора.

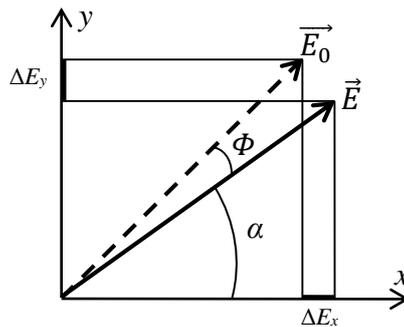


Рисунок П1.1. К выводу уравнения (П.6). \vec{E}_0 и \vec{E} – векторы электрического поля импульса зондирования в случае равновесного и возмущенного состояния намагниченности в образце, соответственно.

Сигнал с фотодетектора в неравновесном состоянии:

$$\Delta U \sim E_x^2 - E_y^2 = (E_{0x} + \Delta E_x)^2 - (E_{0y} - \Delta E_y)^2 \approx 2\Delta E_y \sqrt{U_{DC}} \quad (\text{П1.1})$$

где $\Delta E_x, \Delta E_y$ – отклонения проекций поля \vec{E} от равновесного, для $\theta \ll 1$ можно считать, что $\Delta E_x \approx \Delta E_y$. Угол α между осью Ox и вектором \vec{E} равен:

$$\sin \alpha = \frac{E_y}{|\vec{E}|} = \frac{\sqrt{U_{DC} - \Delta E_y}}{\sqrt{2U_{DC}}} \quad (\text{П1.2})$$

Учитывая, что $\alpha + \Phi = \frac{\pi}{4}$ (рис. П1.1) и $\Phi \ll 1$:

$$\sin \alpha = \sin\left(\frac{\pi}{4} - \Phi\right) \approx \frac{1 - \Phi}{\sqrt{2}} \quad (\text{П1.3})$$

Из выражений (П1.1), (П1.2) и (П1.3) следует:

$$\Phi = \frac{\Delta E_y}{2\sqrt{U_{DC}}} = \frac{\Delta U}{4U_{DC}} \quad (\text{П1.4})$$

Угол вращения Фарадея может быть выражен как:

$$\Phi = \nu M_z d \quad (\text{П1.5})$$

где ν – постоянная Верде, M_z – проекция намагниченности на нормаль к поверхности образца (импульс зондирования падает на пленку практически перпендикулярно) и d – толщина пленки [70].

Для пленки намагниченной до насыщения перпендикулярно поверхности пленки измерялся угол Фарадея Φ_0 , который может быть выражен как $\Phi_0 = \nu M_0 d$, где M_0 – намагниченность насыщения материала.

Таким образом угол отклонения θ вектора намагниченности равен:

$$\theta = \arcsin \frac{M_z}{M_0} \approx \frac{M_z}{M_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Delta U}{4\Phi_0 U_{DC}} \quad (\text{П1.6})$$

Список публикаций по теме диссертации

В рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- П1. Savochkin I. V., Zvezdin A. K., Belotelov V. I. Optically pumped Floquet states of magnetization in ferromagnets // *Optics Letters*. – 2019. – Т. 44. – С. 331–334.
- П2. Savochkin I. V., Jäckl M., Belotelov V. I., Akimov I. A., Kozhaev M. A., Sylgacheva D. A., Chernov A. I., Shaposhnikov A. N., Prokopov A. R., Berzhansky V. N., Yakovlev D. R., Zvezdin A. K., Bayer M. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength // *Scientific reports*. – 2017. – Т. 7. – С. 5668.
- П3. Jäckl M., Belotelov V. I., Akimov I. A., Savochkin I. V., Yakovlev D. R., Zvezdin A. K., Bayer M. Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films // *Physical Review X*. – 2017. – Т. 7. – С. 21009.
- П4. Chernov A. I., Kozhaev M. A., Savochkin I. V., Dodonov D. V., Vetoshko P. M., Zvezdin A. K., Belotelov V. I. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW // *Optics Letters*. – 2017. – Т. 42. – С. 279–282.
- П5. Савочкин И. В., Кожяев М. А., Чернов А. И., Кузьмичев А. Н., Звездин А. К., Белотелов В. И. Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными оптическими импульсами в эпитаксиальных пленках феррита-граната вблизи края зоны поглощения // *Физика твердого тела*. – 2017. – Т. 59. – С. 883–887.
- П6. Кожяев М. А., Чернов А. И., Савочкин И. В., Кузьмичев А. Н., Звездин А. К., Белотелов В. И. Особенности обратного эффекта Фарадея, возникающего в пленках феррита-граната при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 104. – С. 851–855.

Тезисы докладов в сборниках конференций:

- П7. *Savochkin I., Chernov A., Kozhaev M., Belotelov V.* Control of spin waves optically excited with spatially modulated femtosecond laser pulse // *9th Joint European Magnetic Symposia Conference: book of abstracts (Майнц, Германия, 3-7 сентября 2018)*. – Майнц, 2018. – С. 330.
- П8. *Savochkin I., Jäckl M., Belotelov V., Akimov I., Kozhaev M., Sylgacheva D., Chernov A., Shaposhnikov A., Prokopov A., Berzhansky V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M.* Excitation of spin waves with controllable phase and wavelength by femtosecond laser pulses // *International Symposium on Spin Waves «Spin Waves 2018»: book of abstracts (Санкт-Петербург, 3-8 июня 2018)*. – Санкт-Петербург, 2018. – С. 128.
- П9. *Savochkin I., Jäckl M., Belotelov V., Akimov I., Kozhaev M., Sylgacheva D., Chernov A., Shaposhnikov A., Prokopov A., Berzhansky V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M.* Excitation of spin waves with controllable wavelength and spectrum by femtosecond laser pulses // *INTERMAG 2018: book of abstracts (Сингапур, 23-27 апреля 2018)*. – Сингапур, 2018. – С. 1291.
- П10. *Савочкин И.В., Jäckl M., Белотелов В.И., Акимов И.А., Кожжаев М.А., Сылгачева Д.А., Чернов А.И., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Яковлев Д.Р., Звездин А.К., Bayer M.* Управление фазой и спектром спиновых волн, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами // *XXII Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника»: сборник тезисов (Нижний Новгород, 12-15 марта 2018)*. – Нижний Новгород, 2018. – Т. 1. – С. 259.
- П11. *Savochkin I.V., Jäckl M., Akimov I.A., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M., Belotelov V.I.* Excitation of spin waves in iron garnet films by a train of fs-laser pulses // *3rd «Ultrafast Magnetism Conference»: book of abstracts (Кайзерслаутерн, Германия, 9-13 октября 2017)*. – Кайзерслаутерн, 2018. – С. 95.

- П12. Savochkin I.V., Jäckl M., Belotelov V.I., Akimov I.A., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M. Tunability of the wavevector of spin waves optically generated in iron garnet films // *Moscow International Symposium on Magnetism: book of abstracts* (Москва, 1-5 июля, 2017). – Москва, 2017. – С. 188.
- П13. Савочкин И.В., Jäckl M., Белотелов В.И., Акимов И.А., Кожяев М.А., Сылгачева Д.А., Чернов А.И., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Яковлев Д.Р., Звездин А.К., Bayer M. Возбуждение спиновых волн в пленках ферритов-гранатов периодической последовательностью лазерных импульсов // *XVI Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн»: сборник тезисов* (Красновидово, 4-9 июня 2017). – Красновидово, 2017. – С. 23-24.
- П14. Savochkin I.V., Belotelov V.I., Jäckl M., Akimov I.A., Dodonov D.V., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M. Synchronization of the optically pumped magnetization oscillations in iron garnets // *Condensed Matter in Groningen: book of abstracts* (Гронинген, Нидерланды, 4-9 сентября 2016). – Гронинген, 2016. – С. 11.
- П15. Савочкин И.В., Jäckl M., Белотелов В.И., Акимов И.А., Додонов Д.В., Яковлев Д.Р., Звездин А.К., Bayer M. Возбуждение прецессии намагниченности ферромагнетика периодической последовательностью лазерных импульсов // *XV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах»: сборник тезисов* (Красновидово, 5-10 июня 2016). – Красновидово, 2016. – С. 7-9.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. – М.: Наука, 1969.
2. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994.
3. Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption // *Physical Review*. – 1948. – Т. 73. – С. 155–161.
4. Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus // *Z. Physik*. – 1930. – Т. 61. – С. 206–219.
5. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2010. – Т. 43. – С. 264002.
6. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1961. – Т. 19. – С. 308–320.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.
8. Кимель А. В., Звездин А. К. Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными импульсами света // *Физика низких температур*. – 2015. – Т. 41. – С. 878–886.
9. Kimel A. V., Kirilyuk A., Usachev P. A., Pisarev R. V., Balbashov A. M., Rasing T. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // *Nature*. – 2005. – Т. 435. – С. 655–657.
10. van der Ziel J. P., Pershan P. S., Malmstrom L. D. Optically-Induced Magnetization Resulting from the Inverse Faraday Effect // *Physical Review Letters*. – 1965. – Т. 15. – С. 190–193.
11. Deschamps J., Fitaire M., Lagoutte M. Inverse Faraday Effect in a Plasma // *Physical Review Letters*. – 1970. – Т. 25. – С. 1330–1332.
12. Satoh T., Terui Y., Moriya R., Ivanov B. A., Ando K., Saitoh E., Shimura T., Kuroda K. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // *Nature Photonics*. – 2012. – Т. 6. – С. 662–666.

13. Hansteen F., Kimel A. V., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Physical Review B*. – 2006. – Т. 73. – С. 14421.
14. Reid A. H. M., Kimel A. V., Kirilyuk A., Gregg J. F., Rasing T. Optical excitation of a forbidden magnetic resonance mode in a doped lutetium-iron-garnet film via the inverse Faraday effect // *Physical Review Letters*. – 2010. – Т. 105. – С. 107402.
15. Deb M., Vomir M., Rehspringer J.-L., Bigot J.-Y. Ultrafast optical control of magnetization dynamics in polycrystalline bismuth doped iron garnet thin films // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Т. 107. – С. 252404.
16. Stanciu C. D., Hansteen F., Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A., Rasing T. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // *Physical Review Letters*. – 2007. – Т. 99. – С. 047601.
17. Reid A. H. M., Kimel A. V., Kirilyuk A., Gregg J. F., Rasing T. Investigation of the femtosecond inverse Faraday effect using paramagnetic Dy₃Al₅O₁₂ // *Physical Review B*. – 2010. – Т. 81. – С. 1008.
18. Mikhaylovskiy R. V., Hendry E., Kruglyak V. V. Ultrafast inverse Faraday effect in a paramagnetic terbium gallium garnet crystal // *Physical Review B*. – 2012. – Т. 86.
19. Pitaevskii L. P. Electric forces in a transparent dispersive medium // *J. Exptl. Theoret. Phys.* – 1960. – Т. 39. – С. 1450–1458.
20. Pershan P. S. Nonlinear Optical Properties of Solids: Energy Considerations // *Physical Review*. – 1963. – Т. 130. – С. 919–929.
21. Зон Б., Куперимидт В., Пахомов Г., Уразбаев Т. Наблюдение обратного эффекта Коттона - Мутона в магнитоупорядоченном кристалле (Lu,Bi)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ // *Письма в ЖЭТФ*. – 1987. – Т. 45. – С. 219–222.
22. Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Pisarev R. V., Gridnev V. N., Usachev P. A., Kirilyuk A., Rasing T. Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO₃ // *Physical Review B*. – 2008. – Т. 78. – С. 104301.

23. Belotelov V. I., Zvezdin A. K. Inverse transverse magneto-optical Kerr effect // *Physical Review B*. – 2012. – T. 86.
24. Teale R. W., Temple D. W. Photomagnetic Anneal, A New Magneto-Optic Effect, in Si-Doped Yttrium Iron Garnet // *Physical Review Letters*. – 1967. – T. 19. – C. 904–905.
25. Dillon J. F., Gyorgy E. M., Remeika J. P. Photoinduced Magnetic Anisotropy and Optical Dichroism in Silicon-Doped Yttrium Iron Garnet // *Physical Review Letters*. – 1969. – T. 22. – C. 643–645.
26. Stöhr J., Siegmann H.-C. Magnetism: From fundamentals to nanoscale dynamics. – Berlin: Springer, 2006.
27. Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // *Physical Review Letters*. – 1996. – T. 76. – C. 4250–4253.
28. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – T. 82. – C. 2731–2784.
29. van Kampen M., Jozsa C., Kohlhepp J. T., LeClair P., Lagae L., Jonge W. J. M. de, Koopmans B. All-optical probe of coherent spin waves // *Physical Review Letters*. – 2002. – T. 88. – C. 227201.
30. Diggle P. C., Gehring K. A. Pulsed thermo-magnetic effects in rare earth compounds // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – T. 8. – C. 1423.
31. Ju G., Nurmikko A. V., Farrow R. F. C., Marks R. F., Carey M. J., Gurney B. A. Ultrafast Time Resolved Photoinduced Magnetization Rotation in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Exchange Coupled System // *Physical Review Letters*. – 1999. – T. 82. – C. 3705.
32. Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., Pisarev R. V., Rasing T. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃ // *Nature*. – 2004. – T. 429. – C. 850–853.
33. Vahaplar K., Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Hinzke D., Nowak U., Chantrell R., Tsukamoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing T. Ultrafast path for optical magnetization reversal via a strongly nonequilibrium state // *Physical Review Letters*. – 2009. – T. 103. – C. 117201.

34. Ostler T. A., Barker J., Evans R. F. L., Chantrell R. W., Atxitia U., Chubykalo-Fesenko O., El Moussaoui S., Le Guyader L., Mengotti E., Heyderman L. J., Nolting F., Tsukamoto A., Itoh A., Afanasiev D., Ivanov B. A., Kalashnikova A. M., Vahaplar K., Mentink J., Kirilyuk A., Rasing T., Kimel A. V. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet // *Nature Communications*. – 2012. – Т. 3. – С. 666.
35. Mangin S., Gottwald M., Lambert C.-H., Steil D., Uhlř V., Pang L., Hehn M., Alebrand S., Cinchetti M., Malinowski G., Fainman Y., Aeschlimann M., Fullerton E. E. Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching // *Nature materials*. – 2014. – Т. 13. – С. 286–292.
36. Lambert C.-H., Mangin S., Varaprasad B., Takahashi Y. K., Hehn M., Cinchetti M., Malinowski G., Hono K., Fainman Y., Aeschlimann M., Fullerton E. E. All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures // *Science (New York, N.Y.)*. – 2014. – Т. 345. – С. 1337–1340.
37. Cornelissen T. D., Córdoba R., Koopmans B. Microscopic model for all optical switching in ferromagnets // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Т. 108. – С. 142405.
38. Коваленко В., Нагаев Э. Л. Фотоиндуцированный магнетизм // *Успехи физических наук*. – 1986. – Т. 148. – С. 561–602.
39. Kabychenkov A. F. Magnetic phase transitions in a light wave // *Sov. Phys. JETP*. – 1991. – Т. 73. – С. 672–682.
40. J. F. Dillon, JR, Gyorgy E. M., Remeika J. P. Photoinduced Magnetic Anisotropy and Optical Dichroism in Silicon-Doped Yttrium Iron Garnet // *Physical Review Letters*. – 1969. – Т. 22. – С. 643.
41. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Femtosecond Photomagnetic Switching of Spins in Ferrimagnetic Garnet Films // *Physical Review Letters*. – 2005. – Т. 95. – С. 47402.

42. Chizhik A. B., Davidenko I. I., Maziewski A., Stupakiewicz A. High-temperature photomagnetism in Co-doped yttrium iron garnet films // *Physical Review B*. – 1998. – T. 57. – C. 14366–14369.
43. Stupakiewicz A., Maziewski A., Davidenko I., Zablotskii V. Light-induced magnetic anisotropy in Co-doped garnet films // *Physical Review B*. – 2001. – T. 64. – C. 297.
44. Atoneche F., Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Stupakiewicz A., Maziewski A., Kirilyuk A., Rasing T. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet // *Physical Review B*. – 2010. – T. 81.
45. Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D., Kirilyuk A., Kimel A. V. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in transparent medium // *Nature*. – 2017. – T. 542. – C. 71–74.
46. Kimel A. V., Stanciu C. D., Usachev P. A., Pisarev R. V., Gridnev V. N., Kirilyuk A., Rasing T. Optical excitation of antiferromagnetic resonance in TmFeO_3 // *Physical Review B*. – 2006. – T. 74. – C. 60403.
47. Kimel A. V., Kirilyuk A., Hansteen F., Pisarev R. V., Rasing T. Nonthermal optical control of magnetism and ultrafast laser-induced spin dynamics in solids // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2007. – T. 19. – C. 43201.
48. Kimel A. V., Kirilyuk A., Rasing T. Femtosecond opto-magnetism: ultrafast laser manipulation of magnetic materials // *Laser & Photonics Reviews*. – 2007. – T. 1. – C. 275–287.
49. Jong J. A. d., Kimel A. V., Pisarev R. V., Kirilyuk A., Rasing T. Laser-induced ultrafast spin dynamics in ErFeO_3 // *Physical Review B*. – 2011. – T. 84. – C. 104421.
50. Makino T., Liu F., Yamasaki T., Kozuka Y., Ueno K., Tsukazaki A., Fukumura T., Kong Y., Kawasaki M. Ultrafast optical control of magnetization in EuO thin films // *Physical Review B*. – 2012. – T. 86. – C. 64403.
51. Kanda N., Higuchi T., Shimizu H., Konishi K., Yoshioka K., Kuwata-Gonokami M. The vectorial control of magnetization by light // *Nature Communications*. – 2011. – T. 2. – C. 362.

52. Nishitani J., Nagashima T., Hangyo M. Terahertz radiation from antiferromagnetic MnO excited by optical laser pulses // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Т. 103. – С. 81907.
53. Parchenko S., Stupakiewicz A., Yoshimine I., Satoh T., Maziewski A. Wide frequencies range of spin excitations in a rare-earth Bi-doped iron garnet with a giant Faraday rotation // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Т. 103. – С. 172402.
54. Барьяхтар В. Г., Иванов Б., Четкин М. В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // *Успехи физических наук*. – 1985. – Т. 146. – С. 417–458.
55. Звездин А. К. О динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках // *Письма в ЖЭТФ*. – 1979. – Т. 29. – С. 605–610.
56. Bossini D., Kalashnikova A. M., Pisarev R. V., Rasing T., Kimel A. V. Controlling coherent and incoherent spin dynamics by steering the photoinduced energy flow // *Physical Review B*. – 2014. – Т. 89. – С. 60405.
57. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.
58. Beaurepaire E., Turner G. M., Harrel S. M., Beard M. C., Bigot J.-Y., Schmittenmaer C. A. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Т. 84. – С. 3465.
59. Agranat, M. B., Ashitkov, S. I., Granovskii, A. B., Rukman, G. I. Interaction of picosecond laser pulses with the electron, spin, and phonon subsystems of nickel // *Sov. Phys. JETP*. – 1984. – Т. 59. – С. 804–806.
60. Gieniusz R., Smoczyński L. Magnetostatic spin waves in (111)-oriented thin garnet films with combined cubic and uniaxial anisotropies // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1987. – Т. 66. – С. 366–372.
61. Gebbs R., Klatt G., Janke C., Dekorsy T., Bartels A. High-speed asynchronous optical sampling with sub-50fs time resolution // *Optics express*. – 2010. – Т. 18. – С. 5974–5983.

62. Krauss N., Schafer G., Flock J., Kliebisch O., Li C., Barros H. G., Heinecke D. C., Dekorsy T. Two-colour high-speed asynchronous optical sampling based on offset-stabilized Yb:KYW and Ti:sapphire oscillators // *Optics express*. – 2015. – Т. 23. – С. 18288–18299.
63. Bossini D., Rasing T. Femtosecond optomagnetism in dielectric antiferromagnets // *Physica Scripta*. – 2017. – Т. 92. – С. 24002.
64. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967.
65. Zel'dovich Y. B. Scattering and emission of a quantum system in a strong electromagnetic wave // *Physics-Uspekhi*. – 1973. – Т. 16. – С. 427–433.
66. L. Kronig R. de, Penney W. G. Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1931. – Т. 130. – С. 499–513.
67. Vasiliev M., Alam M. N.-E., Kotov V. A., Alameh K., Belotelov V. I., Burkov V. I., Zvezdin A. K. RF magnetron sputtered (BiDy)₃(FeGa)₅O₁₂:Bi₂O₃ composite garnet-oxide materials possessing record magneto-optic quality in the visible spectral region // *Optics express*. – 2009. – Т. 17. – С. 19519–19535.
68. Prokopov A. R., Vetoshko P. M., Shumilov A. G., Shaposhnikov A. N., Kuz'michev A. N., Koshlyakova N. N., Berzhansky V. N., Zvezdin A. K., Belotelov V. I. Epitaxial Bi–Gd–Sc iron-garnet films for magnetophotonic applications // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2016. – Т. 671. – С. 403–407.
69. Hauser C., Richter T., Homonnay N., Eisenschmidt C., Qaid M., Deniz H., Hesse D., Sawicki M., Ebbinghaus S. G., Schmidt G. Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material // *Scientific reports*. – 2016. – Т. 6. – С. 20827.
70. Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. – Bristol: Institute of Physics Pub., 1997.