

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Отделение физики твердого тела

Лаборатория физики ферроиков

Филатов Ярослав Александрович

**Эволюция спектра и частотная модуляция  
лазерно-индуцированных спин-волновых пакетов  
в тонких пленках железа**

Научный доклад

Направление: 03.06.01 – Физика и астрономия

Специальность: 1.3.8 Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург

2024

Научный руководитель:

Калашникова Александра Михайловна  
внс, PhD., зав. лаб физики ферроиков  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Подпись: \_\_\_\_\_

Рецензенты:

Сутурин Сергей Михайлович, внс, к.ф.-  
м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Подпись: \_\_\_\_\_

????

Подпись: \_\_\_\_\_

## Оглавление

Введение .....	4
I. Образец и детали эксперимента .....	9
II. Полученные результаты .....	11
III. Анализ частотной модуляции .....	17
Заключение .....	20
Список литературы .....	21

## Введение

Разработки в областях нейроморфных вычислений и распознавания образов в значительной степени основываются на технологиях обработки сигналов, выходящих за рамки традиционных подходов, предлагаемых электроникой. Спиновые волны (СВ), возбуждаемые и распространяющиеся в магнитоупорядоченных структурах, рассматриваются в качестве потенциальной альтернативы электронам, используемым в полупроводниковых приборах для передачи и обработки информации. Областью современной физики конденсированного состояния, в которой исследуются возможности использования спиновых волн для разработки вычислительных технологий нового поколения, является магноника [1-4]. Характерной особенностью СВ является возможность передачи информации о магнитном моменте без использования электрических токов, тем самым сводя к минимуму омические потери. Это стимулирует рост числа работ, посвященных СВ как эффективному инструменту для спин-волновой логики, в том числе небулевых вычислений [3-7]. Распространение СВ продемонстрировано на масштабах менее 100 нм в магнонных каналах [8,9], а также контролируемое взаимодействие СВ с естественными магнитными текстурами нанометрового размера [10-13].

Однако для практических применений СВ в нанометровых масштабах требуются подходящие материалы с простыми в изготовлении технологическими процессами и перспективными магнонными свойствами, такими как высокие частоты СВ, возможность управления параметрами СВ, а также простота интеграции с полупроводниковыми электронными схемами. Этим свойствам удовлетворяют микро- и наноразмерные волноводы на основе переходных металлов, что делает их перспективными кандидатами для применения в наномагнетике [3]. Кроме того, наличие сильных полей магнитной анизотропии в металлических нановолноводах выступает в качестве дополнительного способа управления параметрами СВ, таких как

дисперсия и соответствующая фазовая эволюция [14,15]. Последнее имеет решающее значение для развития эффективных логических и интерферометрических вычислений с использованием СВ [3-7]. В частности, контроль параметров СВ позволит ускорить выполнение задач, требующих больших вычислительных затрат, например, при распознавании изображений и речи на основе магнонных нейронных сетей [16-18].

Достижение целей, поставленных в рамках магноники, требует разработки соответствующих инструментов для исследования волновых особенностей СВ. В качестве такого инструмента предложено использовать фемтосекундные лазерные импульсы, позволяющие возбуждать СВ, а также управлять их параметрами [15,19-24]. Возбуждение СВ за счет воздействия лазерного импульса на магнитоупорядоченную среду является широкополосным и неоднородным, что оказывает значительное влияние на свойства генерируемых пакетов СВ, ограничивая их пространственный и временной профиль и приводя к большой спектральной ширине. Следовательно, исследование особенностей распространения таких спин-волновых пакетов имеет важное значение для разработки приложений оптически генерируемых СВ в будущих магнотно-фотонных гибридных устройствах.

Научный доклад основывается на одной из глав будущей диссертации, посвященной управлению спектральным составом лазерно-индуцированных спиновых волн в магнитных наноструктурах.

**Целью** работы является экспериментальное исследование особенностей возбуждения и распространения лазерно-индуцированных спиновых волн в нанометровых металлических пленках, в частности исследование спектрального состава распространяющихся спиновых волн.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Создание и отладка экспериментальной установки для исследования распространяющихся лазерно-индуцированных СВ с суб-пикосекундным временным и суб-микронным пространственным разрешениями
2. Выполнение экспериментальных измерений при различной относительной ориентации осей магнитной анизотропии и внешнего магнитного поля, прикладываемого в плоскости нанометровой пленки железа
3. Определение механизмов и особенностей управления спектральными параметрами лазерно-индуцированных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в нанометровых эпитаксиальных пленках железа за счет изменения относительной ориентации внешнего магнитного поля и осей магнитокристаллической анизотропии.

**Научная новизна.** Полученные в ходе выполнения работы результаты являются новыми. Установлено, что термическое лазерное возбуждение приводит к возникновению области с пространственным градиентом магнитных параметров среды, что при наличии магнитокристаллической анизотропии позволяет генерировать поверхностные магнитостатические волны и контролировать эволюцию спектрального состава широкополосных волновых пакетов волн за счет выбора относительной ориентации внешнего магнитного поля и осей магнитной анизотропии

**Практическая значимость.** Полученные результаты имеют как фундаментальный, так и прикладной характер, демонстрируя линейную частотную модуляцию лазерно-индуцированных пакетов поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в нанометровых пленках железа, в соответствии с дисперсией групповой скорости. Практическая значимость полученных результатов обусловлена необходимостью учета

дисперсионных характеристик поверхностных магнитостатических волн при проектировании магнанных вычислительных устройств.

**Методология и методы исследования.** Эксперименты в работе выполнены по методике двуцветной оптической фемтосекундной накачки-зондирования в суб-пикосекундным временным и суб-микронным пространственным разрешениями при комнатной температуре. Возбуждение СВ происходит за счет сверхбыстрого локального термического изменения параметров магнитной анизотропии исследуемого образца. Детектирование реализовано в геометрии измерения магнитооптического полярного эффекта Керра для зондирующих импульсов. Измерения выполнены в ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

**Достоверность** полученных результатов подтверждается применением современной экспериментальной методики накачки-зондирования с уникальной возможностью пространственного сканирования возбуждаемой магнитной динамики. Использованная методика зарекомендовала себя как надежный и гибкий инструмент исследования спиновых волн в пространственно-временной области с возможностью последующего спектрального анализа и получения дисперсионных характеристик. Кроме того, достоверность полученных в результате экспериментов данных подтверждается их воспроизводимостью, а также выполненным анализом экспериментальных дисперсионных характеристик возбуждаемых поверхностных магнитостатических волн, в том числе дисперсией групповой скорости, которые продемонстрировали хорошее согласие с аналитическими расчетами.

**Апробация работы.** Результаты работы доложены 5 всероссийских и международных научных конференциях, а также на семинаре лаборатории Физики ферроиков ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

**Личный вклад** автора заключается в создании и отладке экспериментальной установки для исследования поверхностных

магнитостатических волн, а также выполнении всех представленных в работе экспериментов, анализе экспериментальных данных и выполнении аналитических расчетов. Постановка задач, планирование экспериментов и теоретический анализ выполнены совместно с научным руководителем. Автор принимал непосредственное участие в написании работ для публикации, готовил доклады и выступления на научных конференциях.

**Публикации.** Основные результаты по теме научного доклада изложены в 3 печатных изданиях, 2 — тезисы докладов, 1 — статья, опубликованная в международном рецензируемом научном журнале, приведена в общем списке литературы как [53].

**Объем и структура работы.** Научный доклад состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем работы составляет 25 страницы, включая 4 рисунка. Список литературы содержит 53 наименования.

## I. Образец и детали эксперимента

Эксперименты выполнены с использованием в качестве образцов эпитаксиальных пленок железа толщинами 10 и 20 нм. Пленки эпитаксиально выращены на подложках арсенида галлия GaAs (001) толщинами 350 мкм методом магнетронного распыления, после чего в защитных целях покрыты слоем хрома толщиной 2,5 нм. Образцы демонстрируют выраженную кубическую и ростовую одноосную типы магнитной анизотропии в плоскости, характерные для тонких эпитаксиальных пленок железа и его сплавов на подложках GaAs [25-27].

Возбуждение и детектирование ПМСВ реализовано с использованием методики и соответствующей экспериментальной установки измерения магнитооптического полярного эффекта Керра с пространственным и временным разрешением [29]. Лазерные импульсы длительностью 120 фс, частотой повторения 70 МГц и центральными длинами волн 750 и 1050 нм для накачки и зондирования, соответственно, фокусировались на образец с противоположных сторон при нормальном угле падения в пятна диаметрами 3.5 мкм с использованием микрообъектов. Плотность энергии импульсов накачки составляла величину  $4.5 \text{ мДж/см}^2$ , в то время как зондирующих импульсов примерно в 20 раз меньше. Временное разрешение реализовано за счет использования оптико-механической линии задержки, расположенной в оптическом пути импульсов накачки. Пространственное сканирование, то есть изменение расстояния между пятнами фокусировки импульсов накачки и зондирования, осуществлялось за счет размещения микрообъектива фокусировки импульсов накачки на трехкоординатном пьезотрансляторе, позволяющем прецизионно перемещать пятно фокусировки импульсов накачки с нанометровой точностью. В плоскости пленки направлялось постоянное внешнее магнитное поле величиной  $\mu_0 \mathbf{H} = 100 \text{ мТл}$ , превышающее поле магнитной анизотропии в плоскости и обеспечивающее выравнивание намагниченности пленки вдоль  $\mathbf{H}$ . Пространственное

сканирование, выполнялось перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. Используемая геометрия сканирования соответствует измерению распространяющихся поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [29]. Механизм возбуждения ПМСВ заключается в сверхбыстром изменении магнитной анизотропии, связанном с соответствующим сверхбыстрым локальным нагревом пленки, вызванным воздействием сфокусированных импульсов накачки, аналогично недавно продемонстрированным экспериментам по возбуждению ПМСВ в пленках галфенола ( $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ ) [15,28]. Эксперименты выполнялись при двух ориентациях внешнего магнитного поля в плоскости образца: при ориентации  $\mathbf{H}$  вдоль оси трудного намагничивания пленки, а также при ориентации  $\mathbf{H}$  под углом  $15^\circ$  к оси легкого намагничивания, которые далее обозначены как НА- и ЕА-конфигурации, соответственно.

## II. Полученные результаты

На рис. 1 (а) представлена пространственно-временная карта угла поворота плоскости поляризации зондирующих импульсов, измеренная в образце пленки железа толщиной 10 нм в НА-конфигурации. Цветовая схема отображает диапазон до 0.3 от максимальной амплитуды измеренного сигнала керровского вращения, что позволяет наблюдать распространяющийся волновой пакет ПМСВ, а также оценить расстояние, на котором его амплитуда уменьшается в  $e$  раз. Форма и наклон фазового фронта подтверждает, что измеренный сигнал соответствует распространяющейся ПМСВ. Таким образом, экспериментально наблюдается распространение лазерно-индуцированных волновых пакетов ПМСВ на расстояние более 10 мкм. Такая длина распространения сравнима и даже превышает типичные значения, измеренные в альтернативных металлических материалах, используемых в практических магнонных схемах [30].

Далее выполнялся анализ спектрального состава распространяющегося волнового пакета ПМСВ, за счет применения быстрого преобразования Фурье (БПФ) к временным зависимостям сигнала керровского вращения для каждого расстояния между пятнами фокусировки импульсов накачки и зондирования. Результат изображен на рис. 1 (b) и 1(c) для образца 10 нм в НА- и ЕА-конфигурациях, соответственно. При распространении волнового пакета ПМСВ наблюдаются уменьшение ширины спектра и сдвиг частоты с максимальной амплитудой БПФ. Подробное подтверждение таких спектральных изменений наблюдается при анализе отдельных спектров при различных расстояниях между пятнами накачки и зондирования (рис. 1(d) и 1(e)). Центральная частота распространяющихся ПМСВ смещается в нижнюю или верхнюю часть спектра, наблюдаемого в области возбуждения для НА- и ЕА-конфигураций соответственно, что согласуется с ранее полученными экспериментальными результатами для пленок галфенола на

подложках GaAs [15,28]. Наблюдаемая спектральная эволюция связана с различием

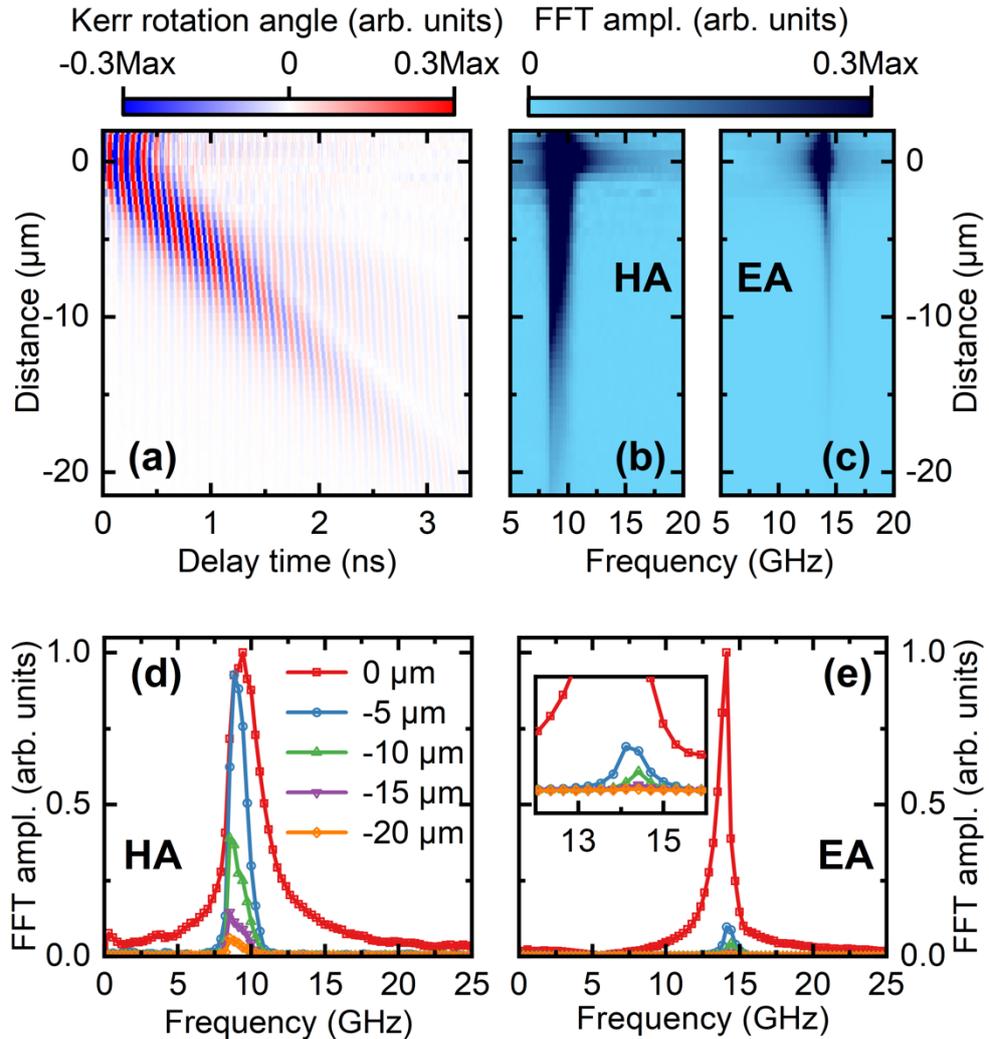


Рисунок 1. (a) Пространственно-временная карта керровского вращения, демонстрирующая распространение волнового пакета ПМСВ в образце пленки железа толщиной 10 нм в HA-конфигурации. (b) и (c) Пространственно-спектральные карты распространяющихся пакетов ПМСВ в HA- и EA-конфигурациях, соответственно. (d) и (e) Спектры БПФ волновых пакетов при различных расстояниях между пятнами фокусировки накачки и зондирования в HA- и EA-конфигурациях, соответственно. Вставка на рис. (e) демонстрирует увеличенную область этого спектра.

дисперсионных характеристик ПМСВ внутри и вне области нагрева импульсами накачки. В частности, эффективные поля анизотропии частично подавляются за счет резкого уменьшения параметров анизотропии и намагниченности внутри области возбуждения [31]. Это приводит к смещению дисперсии ПМСВ внутри области накачки в область более высоких или низких частот в зависимости от взаимной ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и осей анизотропии образца. Так, поле анизотропии входит в суммарное эффективное поле различным образом: поле анизотропии вычитается из (добавляется к)  $\mathbf{H}$  в НА(ЕА)-конфигурации, что приводит к уменьшению (увеличению) полного эффективного магнитного поля в образце, определяющего частоту ПМСВ [32,33]. Поскольку размер пятна фокусировки импульсов накачки имеет ограниченный диаметр, они возбуждают внутри пятна ограниченный диапазон волновых чисел. Это задает верхний предел спектрального диапазона возбуждаемых частот ПМСВ, в то время как нижним пределом является частота ферромагнитного резонанса. В результате ПМСВ, распространяющиеся вне пятна накачки, имеют такое же ограничение по волновому числу, но соответствующий частотный диапазон смещается в нижнюю (верхнюю) часть первоначально возбуждаемого спектра.

Следует отметить, что спектральная асимметрия прецессии внутри пятна накачки имеет другую природу. В частности, прецессия происходит в так называемой термически-индуцированной за счет воздействия импульсов накачки «ловушке» для ПМСВ [34,35], восстановление температуры которой длится порядка нескольких сотен пикосекунд. Соответствующая эволюция магнитных параметров приводит к постепенному восстановлению индуцированного накачкой сдвига частоты вверх (вниз) обратно к ее равновесному значению, что приводит к увеличению времени затухания прецессии и более высоким амплитудам БПФ нижней (верхней) части спектра в НА(ЕА)-конфигурации.

Для определения значения длины распространения ПМСВ зависимости интеграла БПФ  $S$  от расстояния между пятнами накачки и зондирования  $L$  аппроксимировались экспоненциальной функцией  $S(L) = S(0) \exp(-L/l_p)$ . Значение  $l_p$  определялось в области  $L > 3$  мкм, т.е. начиная с края пятна накачки, что соответствует длине распространения ПМСВ, распространяющихся в ненагретой пленке железа. Полученные значения  $l_p$  для всех образцов составили величину более 6 мкм в НА-конфигурации и менее 5 мкм в ЕА-конфигурации (Таблица 1). Наблюдение, что величина  $l_p$  больше в НА-конфигурации, хорошо согласуется с предыдущими работами по распространению ПМСВ в кубических анизотропных металлических пленках [14,15]. Этот эффект связан с уменьшением эффективного поля в плоскости пленки в НА-конфигурации за счет модификации дисперсионной зависимости, определяемой взаимной ориентацией осей магнитокристаллической анизотропии и направлением волнового вектора СВ. Это приводит к увеличению параметров СВ, таких как амплитуда, длина распространения и групповая скорость в НА-конфигурации по сравнению с ЕА-конфигурацией [14].

d (нм)	НА-конфигурация			ЕА-конфигурация		
	$l_p$ (мкм)	$f_{\text{FMR}}$ (ГГц)	$F$ (ГГц)	$l_p$ (мкм)	$f_{\text{FMR}}$ (ГГц)	$F$ (ГГц)
10	$6.1 \pm 0.1$	$8.3 \pm 0.1$	$152 \pm 4$	$2.6 \pm 0.1$	$13.9 \pm 0.2$	$220 \pm 10$
20	$8.9 \pm 0.3$	$8.2 \pm 0.1$	$148 \pm 5$	$4.7 \pm 0.1$	$14.9 \pm 0.3$	$150 \pm 15$

Для дальнейшего исследования спектральных особенностей волновых пакетов получена дисперсия ПМСВ  $f(k)$ , применяя двумерное БПФ к экспериментальным пространственно-временным картам (рис. 2), где  $k$  – волновое число ПМСВ. Полученная дисперсия имеет вид, отличный от линейного, с  $\partial^2 f / \partial k^2 \neq 0$ . Нелинейность дисперсионной зависимости означает, что групповая скорость волнового пакета ПМСВ имеет ненулевую

дисперсию, что должно приводить к частотной модуляции, или чирпированию волнового пакета в течение его распространения [36,37]. Кроме того, увеличение асимметрии в спектрах с увеличением  $L$  (рис. 1(d) и 1(e)) может быть вторым признаком чирпирования. Для обнаружения чирпирования применялось

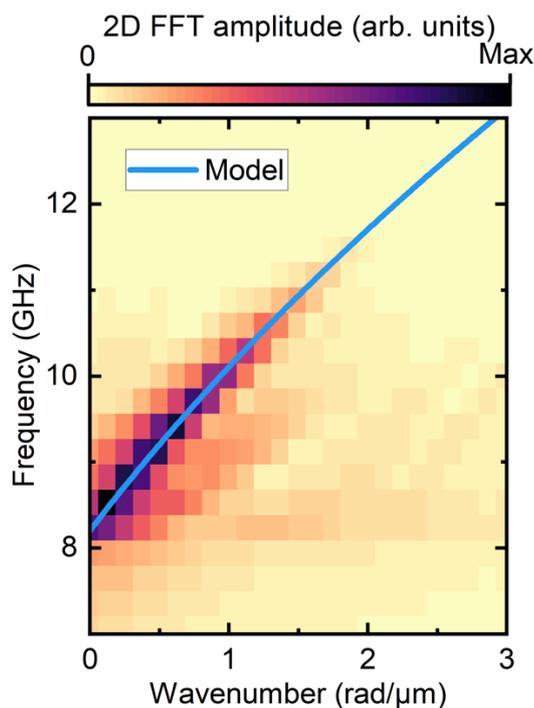


Рисунок 2. Дисперсия волнового пакета ПМСВ, возбуждаемого в пленке железа толщиной 20 нм в НА-конфигурации, полученная из экспериментальных пространственно-временных карт и рассчитанная аналитически по выражению (1) (линия).

непрерывное вейвлет-преобразование с использованием материнского вейвлета Морле, аналогично экспериментам с оптико-акустическими накачкой и зондированием [38,39], которое позволяет извлечь информацию об эволюции частоты во временной области. Действительно, вейвлет-анализ демонстрирует сдвиг частотных составляющих  $\Delta f$  со временем  $t$ , увеличивающийся с увеличением  $L$  (рис. 3(c) и 3(d)).

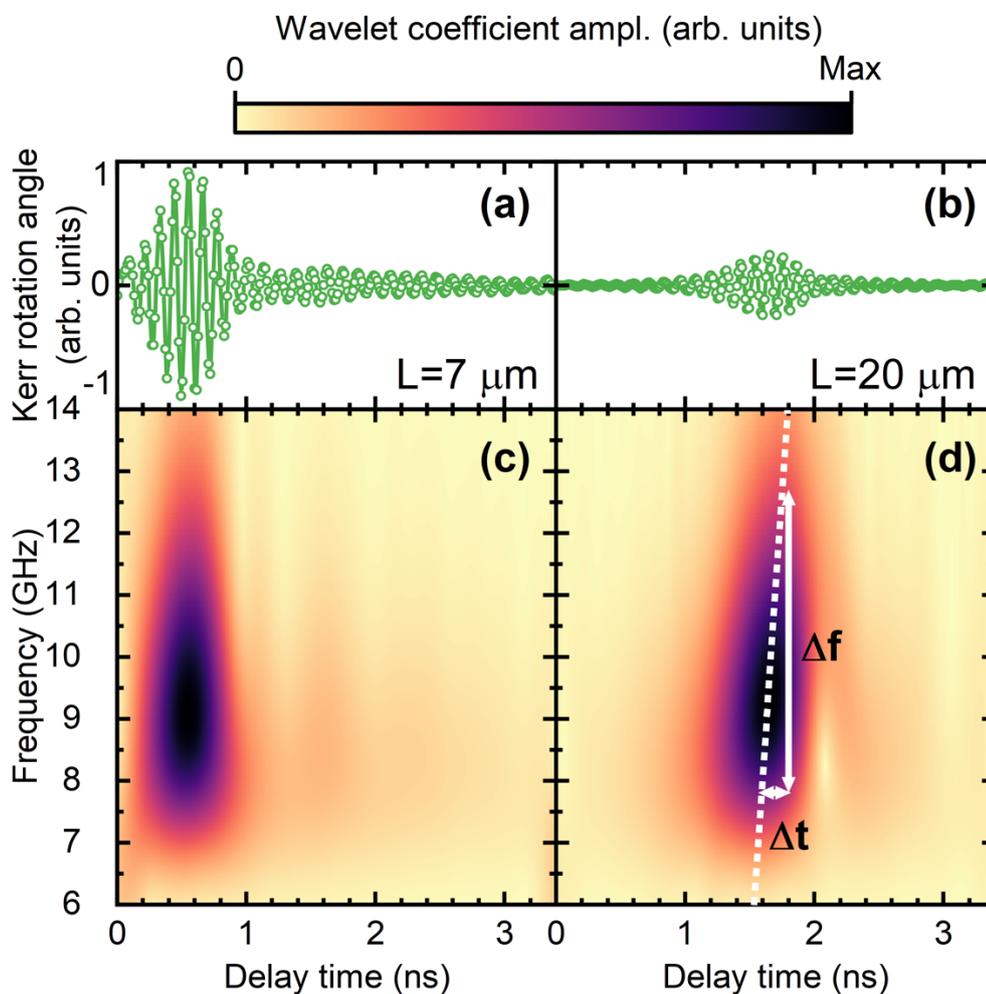


Рисунок 3. (a) и (b) Сигналы волновых пакетов ПМСВ во временной области на расстояниях 7 и 20 мкм от центра возбуждения, соответственно, для пленки железа толщиной 20 нм в НА-конфигурации. (c) и (d) Соответствующие вейвлет-спектрограммы в частотно-временной области. Штриховая линия на рис. (d) иллюстрирует изменение центральной частоты во времени. Двойные стрелки схематично иллюстрируют изменение частоты  $\Delta f$  и временной сдвиг  $\Delta t$ .

### III. Анализ частотной модуляции

Для характеристики сдвига во времени спектральных составляющих частотная модуляция пакетов ПМСВ аппроксимировалась линейной функцией  $f(t) = f_c + \nu(L)t$ , где  $f_c$  – центральная частота волнового пакета, а  $\nu(L)$  – параметр чирпа. Теоретическая зависимость  $\nu(L)$  следует из разложения дисперсионного соотношения  $k(f)$  в ряд Тейлора с точностью до производной второго порядка [36,37,40]. В частности, для сравнения теоретической зависимости  $\nu(L)$  с экспериментальными результатами использовалось аналитическое выражение дисперсии ПМСВ в приближении для тонких пленок ( $kd \ll 1$ ) и при условии малости волновых чисел (обменный вклад в энергию СВ пренебрежимо мал) в упрощенной форме [33,41,42]:

$$f(k) = \left( f_{FMR}^2 + F^2 \frac{kd}{2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $f_{FMR}$  – частота ферромагнитного резонанса и  $F$  – константа. Значения  $f$  и  $F$  определяются гиромагнитным отношением, намагниченностью насыщения и параметрами анизотропии пленки, а также взаимной ориентацией внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и осей анизотропии образца. Значения  $f$  и  $F$  получены из результатов аппроксимации экспериментальной дисперсии ПМСВ, восстановленной по пространственно-временным картам (рис. 2). Результаты аппроксимации представлены в таблице 1. Окончательное выражение для  $\nu(L)$  с  $f(k)$  в виде (1) для гауссового импульса имеет вид:

$$\nu(L) = \frac{0.5\pi F^2 dL}{L^2 + d^2(\pi F T_0)^4}, \quad (2)$$

где  $T_0$  – полуширина волнового пакета по уровню  $1/e$  при  $L = 0$ .

Рассчитанные зависимости  $\nu(L)$  при экспериментальных значениях  $F$  и  $T_0 = 25$  пс хорошо согласуются с полученными из экспериментальных спектрограмм (рис. 4). Однако, экспериментально наблюдаемое значение  $T_0$  для пакетов ПМСВ составляет около 200 пс. Такое различие может быть

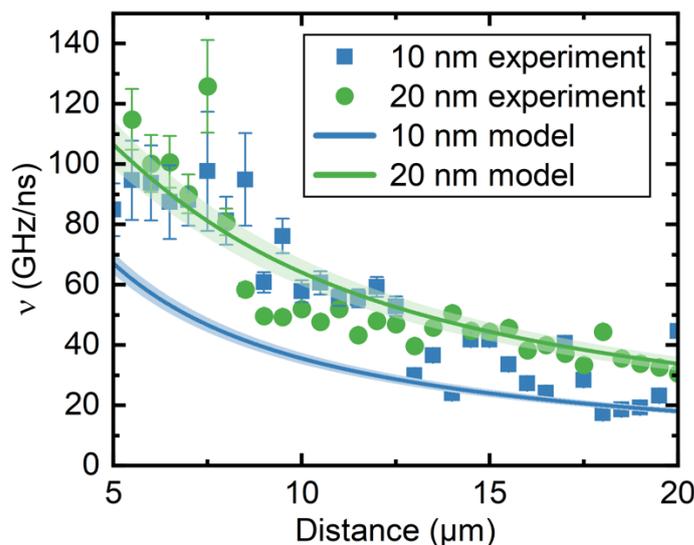


Рисунок 4. Зависимость параметра чирпа  $\nu$  от расстояния для пленок железа толщинами 10 и 20 нм в НА-конфигурации. Символами обозначены экспериментальные данные, линиями – аналитические расчеты с использованием выражения (2) и значением  $T_0 = 25$  пс. Заполненные области вокруг линий соответствуют погрешности в следствие экспериментального определения величины  $F$  (Табл.1).

связано с несколькими приближениями, используемыми в теоретическом анализе. Одним из них является условие  $\Delta f \ll f_c$ , где  $\Delta f$  – спектральная ширина волнового пакета. Это условие не полностью выполняется в экспериментах, так как исследуемые пакеты ПМСВ имеют спектральную ширину  $\Delta f \approx 4$  ГГц (рис. 3(а)). Таким образом, для учета этих особенностей необходим более подробный теоретический анализ эволюции пакетов СВ с широкополосными спектрами, выходящий за рамки данной работы. Кроме того, полученная дисперсия ПМСВ имеет относительно малую величину  $\partial^2 f / \partial k^2$  (см. рис. 2), что приводит к умеренным значениям чирпа, достоверно регистрируемым только на расстояниях  $L$  более 10 мкм. Для усиления наблюдаемого эффекта на меньших расстояниях могут использоваться

магнетонные кристаллы, многослойные структуры или гибридные структуры на их основе [42–44], обладающие высокой дисперсией групповой скорости СВ. С другой стороны, проектирование геометрии СВ волноводов позволяет полностью подавить дисперсию [45,46].

## Заключение

Таким образом, экспериментально продемонстрировано возбуждение и распространение оптически возбужденных ПМСВ в тонких пленках железа на расстояния 10 микрометров и более, что может найти практическое применение в магнонных схемах и логических элементах. Среди дополнительных преимуществ железа как металла для магнонных приложений выделяются относительно простая процедура изготовления тонких пленок и сильная магнитокристаллическая анизотропия в плоскости пленки. Последнее использовано в работе для управления характером эволюции спектра волнового пакета ПМСВ в присутствии лазерно-индуцированного теплового градиента и его линейной частотной модуляции с расстоянием. Аналогичный продемонстрированному в работе чирп ПМСВ в пленках железа наблюдался в экспериментах по возбуждению СВ микрополосковыми антеннами (рис. 2 в [14]), но подробно не обсуждался. Таким образом, представленный анализ сверхширокополосных пакетов СВ и их чирпирования актуален как в рамках фундаментальных исследований, так и для проектирования будущих гибридных магнонно-фотонно-электронных устройств. Кроме того, полученные результаты свидетельствуют о том, что метод оптической накачки-зондирования является мощным инструментом для детального исследования пакетов СВ, включая регистрацию эволюции спектра волны в пространстве, ее закона дисперсии и чирпирования во временной области. Исследование эволюции спектра и дисперсии доступно также при использовании метода Бриллюэновского рассеяния света (БРС) [47,48]. Кроме того, исследование чирпирования возможно в БРС с введением фазового разрешения и соответствующим усложнением схемы измерения [49,50], или с применением метода сканирующих антенн [51,52]. В то же время, использование сверхбыстрых лазерных импульсов обеспечивает все вышеперечисленные возможности с превосходным пространственно-временным разрешением и беспрецедентной гибкостью.

## Список литературы

1. Pirro P. et al. Advances in coherent magnonics // Nat. Rev. Mater. Springer US, 2021. Vol. 0123456789.
2. Nikitov S.A. et al. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics // Physics-Uspekhi. 2015. Vol. 58, № 10. P. 1002–1028.
3. Mahmoud A. et al. Introduction to spin wave computing // J. Appl. Phys. AIP Publishing LLC, 2020. Vol. 128, № 16. P. 161101.
4. Barman A. et al. The 2021 Magnonics Roadmap // J. Phys. Condens. Matter. 2021. Vol. 33, № 41. P. 413001.
5. Khitun A., Bao M., Wang K.L. Magnonic logic circuits // J. Phys. D. Appl. Phys. 2010. Vol. 43, № 26. P. 264005.
6. Csaba G., Papp Á., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing // Phys. Lett. A. Elsevier B.V., 2017. Vol. 381, № 17. P. 1471–1476.
7. Khivintsev Y. V. et al. Spin Waves in YIG-Based Networks: Logic and Signal Processing // Phys. Met. Metallogr. 2019. Vol. 120, № 13. P. 1318–1324.
8. Wang Q. et al. Spin Pinning and Spin-Wave Dispersion in Nanoscopic Ferromagnetic Waveguides // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2019. Vol. 122, № 24. P. 247202.
9. Heinz B. et al. Propagation of Spin-Wave Packets in Individual Nanosized Yttrium Iron Garnet Magnonic Conduits // Nano Lett. 2020. Vol. 20, № 6. P. 4220–4227.
10. Wagner K. et al. Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels // Nat. Nanotechnol. Nature Publishing Group, 2016. Vol. 11, № 5. P. 432–436.

11. Qin H. et al. Electric-Field Control of Propagating Spin Waves by Ferroelectric Domain-Wall Motion in a Multiferroic Heterostructure // *Adv. Mater.* 2021. Vol. 33, № 27. P. 2100646.
12. Li Z. et al. Propagation of Spin Waves in a 2D Vortex Network // *Nano Lett.* 2021. P. acs.nanolett.1c00971.
13. Lan J., Xiao J. Skew scattering and side jump of spin wave across magnetic texture // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2021. Vol. 103, № 5. P. 054428.
14. Sekiguchi K. et al. Spin-wave propagation in cubic anisotropic materials // *NPG Asia Mater. Nature Publishing Group*, 2017. Vol. 9, № 6. P. e392.
15. Khokhlov N.E. et al. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Gallenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change // *Phys. Rev. Appl. American Physical Society*, 2019. Vol. 12, № 4. P. 044044.
16. Kozhevnikov A. et al. Pattern recognition with magnonic holographic memory device // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106, № 14.
17. Albisetti E. et al. Optically Inspired Nanomagnonics with Nonreciprocal Spin Waves in Synthetic Antiferromagnets // *Adv. Mater.* 2020. Vol. 32, № 9. P. 1906439.
18. Papp Á., Porod W., Csaba G. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference // *Nat. Commun. Springer US*, 2021. Vol. 12, № 1. P. 6422.
19. Satoh T. et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2012. Vol. 6, № 10. P. 662–666.
20. Chernov A.I. et al. Control of the phase of the magnetization precession excited by circularly polarized femtosecond-laser pulses: publisher's note // *Photonics Res.* 2018. Vol. 6, № 12. P. 1170.
21. Yoshimine I. et al. Unidirectional control of optically induced spin waves // *Epl.* 2017. Vol. 117, № 6.

22. Hioki T., Hashimoto Y., Saitoh E. Bi-reflection of spin waves // Commun. Phys. 2020. Vol. 3, № 1.
23. Au Y. et al. Direct Excitation of Propagating Spin Waves by Focused Ultrashort Optical Pulses // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110, № 9. P. 097201.
24. Khokhlov N.E. et al. Néel domain wall as a tunable filter for optically excited magnetostatic waves // J. Magn. Magn. Mater. Elsevier B.V., 2021. Vol. 534, № March. P. 168018.
25. Gester M. et al. Continuous evolution of the in-plane magnetic anisotropies with thickness in epitaxial Fe films // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 80, № 1. P. 347–355.
26. Wastlbauer G., Bland J.A.C. Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates // Adv. Phys. 2005. Vol. 54, № 2. P. 137–219.
27. Parkes D.E. et al. Magnetostrictive thin films for microwave spintronics // Sci. Rep. 2013. Vol. 3, № 1. P. 2220.
28. Filatov I.A. et al. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating // J. Phys. Conf. Ser. 2020. Vol. 1697, № 1. P. 012193.
29. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19, № 3–4. P. 308–320.
30. Chumak A. V., Serga A.A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing // J. Phys. D. Appl. Phys. IOP Publishing, 2017. Vol. 50, № 24. P. 244001.
31. Gerevenkov P.I. et al. Effect of magnetic anisotropy relaxation on laser-induced magnetization precession in thin galferol films // Phys. Rev. Mater. American Physical Society, 2021. Vol. 5, № 9. P. 094407.

32. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. Москва: Физматлит, 1994. 464 p.
33. Kalinikos B.A. et al. The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // J. Phys. Condens. Matter. 1990. Vol. 2, № 49. P. 9861–9877.
34. Kolokoltsev O. et al. Hot spin-wave resonators and scatterers // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112, № 1. P. 013902.
35. Busse F. et al. A scenario for magnonic spin-wave traps // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 5, № 1. P. 12824.
36. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. Sixth / ed. Pitts T. Rochester, NY: Mara Conner, 2019. 717 p.
37. Akhmanov S.A., Vysloukh V.A., Chirkin A.S. Self-action of wave packets in a nonlinear medium and femtosecond laser pulse generation // Uspekhi Fiz. Nauk. 1986. Vol. 149, № 07. P. 449–509.
38. Dehoux T., Audoin B. Non-invasive optoacoustic probing of the density and stiffness of single biological cells // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112, № 12. P. 124702.
39. Danworaphong S. et al. Three-dimensional imaging of biological cells with picosecond ultrasonics // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106, № 16. P. 163701.
40. Zvezdin A.K., Popkov A.F. Contribution to the nonlinear theory of magnetostatic spin waves // Sov. Phys. JETP. 1983. Vol. 57, № 2. P. 350–355.
41. Arias R., Mills D.L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60, № 10. P. 7395–7409.
42. Zakeri K. Magnonic crystals: towards terahertz frequencies // J. Phys. Condens. Matter. IOP Publishing, 2020. Vol. 32, № 36. P. 363001.

43. Sadovnikov A.V. et al. Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *J. Magn. Magn. Mater.* Elsevier B.V., 2022. Vol. 544, № October 2021. P. 168670.
44. Gubbiotti G. et al. Magnonic band structure in CoFeB/Ta/NiFe meander-shaped magnetic bilayers // *Appl. Phys. Lett.* AIP Publishing LLC, 2021. Vol. 118, № 16. P. 162405.
45. Divinskiy B. et al. Dispersionless Propagation of Ultrashort Spin-Wave Pulses in Ultrathin Yttrium Iron Garnet Waveguides // *Phys. Rev. Appl.* American Physical Society, 2021. Vol. 16, № 2. P. 024028.
46. Lake S.R. et al. Efficient geometrical control of spin waves in microscopic YIG waveguides // *Appl. Phys. Lett.* AIP Publishing LLC, 2021. Vol. 119, № 18. P. 182401.
47. Demokritov S., Hillebrands B., Slavin A.N. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // *Phys. Rep.* 2001. Vol. 348, № 6. P. 441–489.
48. Kalyabin D. V. et al. Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing LLC, 2019. Vol. 126, № 17. P. 173907.
49. Fohr F. et al. Phase sensitive Brillouin scattering measurements with a novel magneto-optic modulator // *Rev. Sci. Instrum.* 2009. Vol. 80, № 4. P. 043903.
50. Collet M. et al. Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 110, № 9.
51. Annenkov A.Y., Gerus S. V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // *EPL (Europhysics Lett.* 2018. Vol. 123, № 4. P. 44003.
52. Annenkov A.Y., Gerus S. V. Analysis of the distribution of magnetostatic surface waves by scanning the surface of a ferrite slab // *J. Commun. Technol. Electron.* 2012. Vol. 57, № 5. P. 519–524.

53. Filatov I.A. et al. Spectrum evolution and chirping of laser-induced spin wave packets in thin iron films // Appl. Phys. Lett. AIP Publishing LLC, 2022. Vol. 120, № 11. P. 112404.