

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**Особенности спектра спиновых волн в нерегулярных структурах
при учете антисимметричного обменного взаимодействия
Дзялошинского — Мория**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

студента 2 курса 225 группы
направления 03.04.03 Радиофизика
факультета нелинейных процессов
Игангалиева Антона Насыпкиреевича

Научный руководитель
Доцент кафедры физики
открытых систем, к.ф.-м.н. _____ А.В. Садовников

Зав. кафедрой электроники,
колебаний и волн, член-корр.РАН,
д.ф.-м.н., профессор _____ Д.И. Трубецков

Саратов 2017 г.

Введение. В тонких ферромагнитных пленках нарушение симметрии инверсии и спин-орбитальная связь способствуют возникновению интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мория (ИВДМ), которое, в свою очередь, приводит к киральным спиновым текстурам и невзаимному распространению спиновых волн в зависимости от направления их движения [1]. Изучение природы кирального магнитного порядка и его динамики под действием магнитных полей или токов является одним из актуальных вопросов современной науки [2]. ИВДМ возникает на межфазных границах между магнитным материалом и тяжелым металлом, обладающим спин-орбитальной связью. Модель, описывающая ИВДМ, строится на трехстороннем обмене между двумя атомными спинами магнетика с соседним атомом тяжелого металла [3]. Помимо модификации статических магнитных свойств и доменной структуры, ИВДМ оказывает существенное влияние на динамику намагниченности. Исследование систем с ИВДМ является важной задачей не только с точки зрения понимания фундаментальных основ возникновения топологически защищенных наноразмерных структур типа скирмионов и гомохиральных стенок Нееля, но и с позиции разработки спинтронных и спин-орбитронных устройств и создания логики и ячеек памяти на основе движения доменных стенок. Наибольший интерес представляют многослойные системы с перпендикулярной магнитной анизотропией и высоким ИВДМ. Спин-волновые свойства таких магнитных сред являются одним из самых чувствительных индикаторов наличия ИВДМ [4]. Особый интерес вызывает изучение спин-волновой динамики в системах типа «синтетический антиферромагнетик/тяжелый металл», у которых нет полей рассеяния и доменные стенки распространяются со скоростью в несколько км/с [5]. Ожидается, что такие системы составят основу нового практического направления, недавно названного антиферромагнитной спинтроникой [6].

Одной из задач работы является изучение влияния ИВДМ на спин-

волновые свойства слоистых систем типа «ферромагнетик / тяжелый металл» и наноструктур на их основе. Важной особенностью тонкопленочных систем с ИВДМ является значительное увеличение длины затухания спиновых волн, что делает их очень привлекательными с практической точки зрения для создания магнонных устройств и спин-волновых транзисторов [7].

Граница раздела (интерфейс) между переходным металлом и тяжелым металлом является средой для возникновения множества интригующих спиновых эффектов, которые, как ожидается, найдут применение в реальных устройствах [8]. Киральное взаимодействие между двумя спинами возникает из-за сильного спин-орбитального взаимодействия (СОВ) примыкающего атомного слоя тяжелого металла связывают с ИВДМ [9]. В последнее время было показано, что ИВДМ зависит не только от СОВ и отсутствия симметрии инверсии, но и от степени орбитальной гибридизации вокруг уровня Ферми [10]. Все теоретические работы, представляющие расчеты ИВДМ из первых принципов, принимают за основу атомарно гладкие интерфейсы, что верно только для идеальной атомной структуры. Реальные же системы имеют шероховатости слоев и перемешивание материалов на границе раздела. До сих пор влияние несовершенства интерфейсов как в поликристаллических, так и в эпитаксиальных системах, на эффективность передачи спин-орбитальных моментов, величину и знак ИВДМ, а также спин-волновую динамику не выяснено.

Основное содержание работы. В первом разделе данной магистерской работы рассказано об основных определениях и уравнениях, использованных для изучения особенностей спектра спиновых волн в нерегулярных структурах. А именно: даны определения и классификация спиновых и магнитостатических волн; дано описание уравнения Ландау — Лифшица, описывающего распространение намагниченности (или плотности магнитного потока) в ферромагнитных материалах [11]; дано описание явления взаимодействия Дзялошинского-Мория и т.д.

Во втором разделе данной работы проводится анализ свойств

магнитостатических поверхностных спиновых волн (ПМСВ), распространяющихся в нерегулярных ферромагнитных волноводах конечных размеров, которые являются важными элементами магноники. Была исследована динамика распространения ПМСВ в волноводах железоиитриевого граната (ЖИГ) как теоретически, так и экспериментально, как на примере в работе [12]. Чтобы решить эту задачу аналитически, была разработана математическая модель, основанная на методе Галеркина. Его применение к задаче о нерегулярных ферромагнитных волноводах может быть описано следующим образом: поле ПМСВ в любом сечении нерегулярного волновода представляется как суперпозиция ширинных мод, соответствующих регулярным волноводам с одинаковой шириной; амплитудные коэффициенты ширинных мод должны выбираться так, чтобы они удовлетворяли уравнению движения (уравнение Уокера в магнитостатическом приближении) и граничным условиям. После численного решения уравнений получается пространственно-временная модель ПМСВ. Для доказательства полученных результатов используется спектроскопия рассеяния Бриллюэна (БРС). Было показано, что конечная ширина волновода приводит к многомодовому режиму распространения волн и перераспределению энергии. Этими процессами можно управлять с помощью настройки параметров структуры и параметров возбуждения. Изменение ширины волновода может быть использовано для изменения плотности энергии спиновых волн.

Применение метода Галеркина дало следующие результаты: для рассмотрения бралась структура, показанная на рисунке 1, с соответствующими геометрическими параметрами (все размеры указаны на рисунке 1, толщина пленки $d = 10$ мкм). Этот ферромагнитный волновод из железоиитриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1350$ Гс, нанесенный на диэлектрическую подложку, намагничен внешним полем $\vec{H}_{ext} = 340$ Э. ПМСВ возбуждается на частоте $f_1 = 2,24$ ГГц в начале структуры $y = 0$ стандартной микрополосковой антенной.

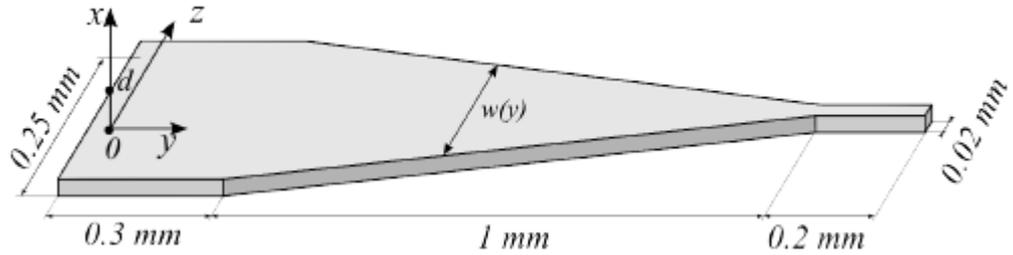


Рисунок 1 (взято из работы [12]) – Распространение ПМСВ в нерегулярном волноводе

Применяя метод Галеркина, описание которому дано в данной магистерской работе, для решения дифференциального уравнения (1), описывающего амплитудные коэффициенты ширинных мод, суперпозиция которых представляет собой поле ПМСВ в любом сечении рассматриваемого нерегулярного волновода, с граничными условиями (3), получаются связанные моды, изображенные на рисунке 2 (взято из работы [12]). При выбранных параметрах возбуждаются только две минимальные четные моды ($n = 1, 3$):

$$C'_n(y) = \sum_{n=1,3,5\dots} S_{nm}(y) C_m(y) \quad (1)$$

с коэффициентами :

$$S_{nm}^{n \neq m}(y) = \frac{K \cdot w'(y)}{k_n(k_n - k_m)} g_n g_n|_{z=0} \cdot \exp\left[-i\left(\int_0^y k_m dy - \int_0^y k_n dy\right)\right], \quad (2)$$

$$S_{nn}(y) = \frac{K \cdot w'(y)}{2k_n^2} g_n^2|_{z=0},$$

где $K = \frac{\omega^4}{M^2 - N^2}$;

$$C_n(0) = \begin{Bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \dots \end{Bmatrix} \quad (3)$$

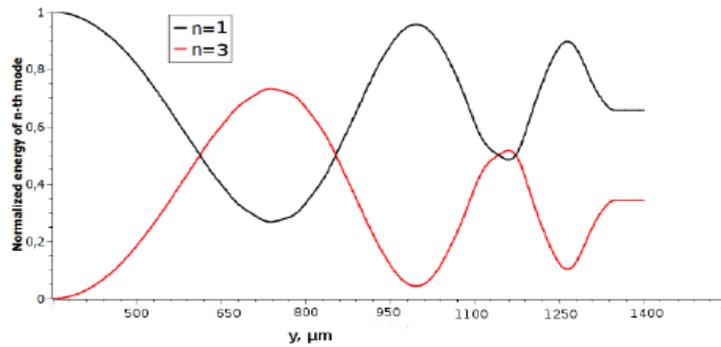


Рисунок 2 (взято из работы [12]) – Связанные моды ПМСВ в нерегулярном волноводе (черная и красная линия обозначает первую и третью моду, соответственно)

Из рисунка 2 видно, что довольно плавное уменьшение ширины волновода может привести к значительной связи мод (до 70% передачи энергии). Поэтому амплитуды ширинных мод могут быть сравнимы даже в случае возбуждения низших мод. Это означает, что в любом реальном волноводе эффект ограниченности структуры должен быть тщательно исследован из-за его влияния на распространение ПМСВ. Чтобы увидеть биения, вызванные интерференцией ширинных мод, было построено распределение магнитостатического потенциала ПМСВ (на рисунке 3, взятом из работы [12]) на двух частотах $f_1 = 2,24$ ГГц и $f_2 = 2,3$ ГГц. В обоих случаях ПМСВ в начале сужающейся области представляется модой $n = 1$, а $n = 3$ возбуждается только в нерегулярной области ($0,3 \text{ мм} < y < 1,3 \text{ мм}$). Поскольку рабочие частоты различаются, волновые числа мод также различаются, что приводит к изменению интерференционных картин. Хорошо видно, что на частоте f_1 в выходном сигнале доминирует мода $n = 3$, а на частоте f_2 большая часть энергии сосредоточена в моде $n = 1$. Аналогичный эффект может быть также получен при фиксировании определенной рабочей частоты и изменении внешнего магнитного поля \vec{H}_{ext} . Поэтому, становится важным рассмотрение микро- и наноразмерных структур, так как это может существенно влиять на динамику распространения ПМСВ.

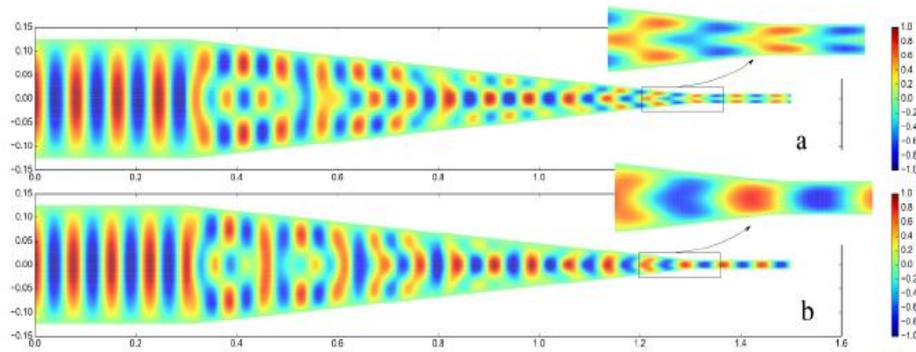


Рисунок 3 (взято из работы [12]) – Распределение магнитостатического потенциала ПМСВ в нерегулярном волноводе при рабочих частотах (а) $f_1 = 2.24$ ГГц , (б) $f_2 = 2.3$ ГГц

Для экспериментального исследования с помощью спектроскопии рассеяния Бриллюэна (БРС) использовалась монокристаллическая пленка ЖИГ толщиной $d = 10$ мкм и намагниченность насыщения $M_0 = 1350 / 4\pi$ Гс. Пленку ЖИГ выращивали на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм. Нерегулярный волновод для магнитостатических волн был изготовлен методом лазерной скрайбирования [13,14]. Этот нерегулярный волновод состоит из двух секций: регулярного волновода с шириной $w_1 = 2500$ мкм и $w_2 = 250$ мкм. Обе секции были соединены конусной областью с линейным изменением ширины, показанном на рисунке 4.

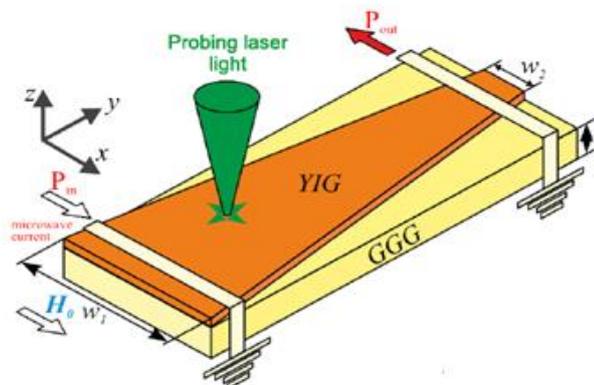


Рисунок 4 – Схема эксперимента БРС. Значение приложенного внешнего статического магнитного поля $H_0 = 320$ Ое. Профили внутреннего магнитного поля на различных расстояниях от ползка, возбуждающего МСВ

Экспериментальное измерение пространственного распределения амплитуд спиновых волн проводилось методом техники БРС [15]. Пространственное разрешение составляло $\Delta x = \Delta y = 25$ мкм. Микроволновые импульсы длительностью $T_d = 600$ нс, входная мощность $P_{in} = -30$ дБм и период повторения $T_i = 3,0$ мкс использовались для возбуждения волновода для предотвращения перегрева и нелинейного распада вследствие трехмагنونного расщепления [16]. Лазерный луч с длиной волны 532 нм фокусировался на пятно диаметром 20 мкм на поверхности структуры пленки ЖИГ. Использована конфигурация обратного рассеяния эксперимента БРС. Линейная масштабированная карта БРС на частоте 2,24 ГГц показана на рисунке 5 (б), взятом из работы [12]. Четко наблюдается распространение МСВ. Трансформация схемы разбиения первой и третьей поперечных мод может быть объяснена декомпозицией мод из карты БРС с амплитудной разрешающей способностью.

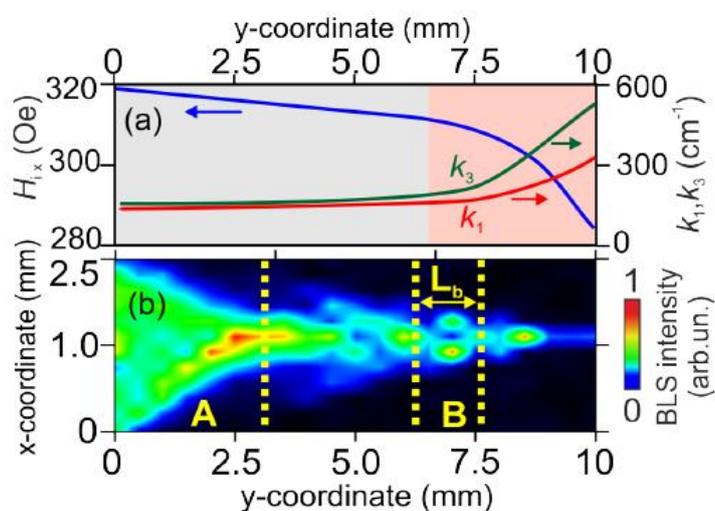


Рисунок 5 (взято из работы [12]) – (а) : Статичное внутреннее магнитное поле $H_x(y)$ в центре сужающегося волновода, направленное вдоль оси y (синяя линия), волновые числа первой (красная линия) и третьей поперечных мод в зависимости от координаты y .

(б) : Карта интенсивности спиновых волн на частоте возбуждения 2.24 ГГц. Сужающийся волновод возбуждался микрополосковой антенной на левом краю. Все приведенные данные были получены при $H_0 = 320$ Ое.

Поперечные моды с нечетным номером (1-й и 3-й) возбуждались

входным преобразователей [17]. Разбиение этих мод формирует карту распределения намагниченности в магнитной полосе. Область $0 \text{ мм} < y < 3 \text{ мм}$, изображенная на рисунке 5(б) под буквой «А». В этой области интерференция первой и третьей поперечных мод приводит к фокусировке пучка спиновых волн [18] на расстоянии 3 мм от начала отсчета координаты y . Это соответствует численному расчёту [19] половины длины разбиения $L_b = 2\pi / |k_3 - k_1|$. На частоте 2,24 ГГц величина L_b почти постоянна в области «А». Это также видно из результатов вычислений k_1 и k_3 и распределения H_i (на рисунке 5(а)). Можно оценить значение $L_b / 2 \approx 3 \text{ мм}$. При уменьшении ширины магнитной полосы величина L_b уменьшается из-за увеличения разности между значениями k_3 и k_1 . В области «В», показанной на рисунке 5(б), где $6,5 \text{ мм} < y < 7,6 \text{ мм}$, значение $L_b \approx 1,1 \text{ мм}$.

Таким образом, было показано, что из-за неоднородностей волновода возбуждаются также поперечные моды высшего порядка (фактически, они возбуждаются в любой реальной структуре из-за технологической неточности) и совместно распространяются вместе. Это приводит к неоднородному распределению интенсивности вдоль оси волновода.

Также в данном разделе рассказывалось о явлении частотной невязимности ПМСВ в структурах, на примере пленок пермаллоя, как показано в работе [20]. Изучая распространение ПМСВ в тонких пленках пермаллоя, можно пронаблюдать, при распространении спиновых волн в данной структуре в разных направлениях, частотную разницу порядка нескольких десятков МГц. Этот эффект частотной невязимности моделируется с использованием аналитической теории дипольного обмена, которая учитывает взаимное влияние модальных профилей невязимных спиновых волн и различия в магнитных анизотропиях на обеих поверхностях пленки. При использовании толщины пленки порядка 20 нм и ниже, величина частотной невязимности изменяется линейно по отношению к волновому вектору и квадратично по отношению к толщине пленки, тогда как при использовании больших значениях толщины пленки зависимость

частотной невязимности от соответствующих величин принимает более сложный вид. В работе [20] предполагается, что проявление частотной невязимности поверхностных спиновых волн может использоваться как проявление магнитных асимметрий в тонких ферромагнитных пленках. В работе [20] измеряют величины невязимности частоты спиновых волн в тонких пленках пермаллоя (Py). Эти измерения интерпретируются с помощью простой аналитической теории, учитывающей различные анизотропии поверхности на верхней и нижней поверхностях пленки. Результаты измерения представлены на рисунке 6 (взяты из работы [20]). Из этого рисунка наблюдается очень сильная зависимость f_{NR} от волнового вектора k и толщины пленки t . Для $t \leq 20$ нм частотная невязимность линейно возрастает с ростом k , тогда как при $t = 40$ нм она сначала увеличивается, а затем переходит в состояние насыщения при k выше $3,9$ $\mu\text{м}^{-1}$. Зависимость частотной невязимности f_{NR} от толщины пленки t также показана на рисунке 6 (сверху), где использовалось фиксированное значение волнового вектора $k = 7,8$ $\mu\text{м}^{-1}$. Также можно отметить, что при изменении значения ширины структуры или величины приложенного магнитного поля, частотная невязимность f_{NR} сильно изменяться не будет.

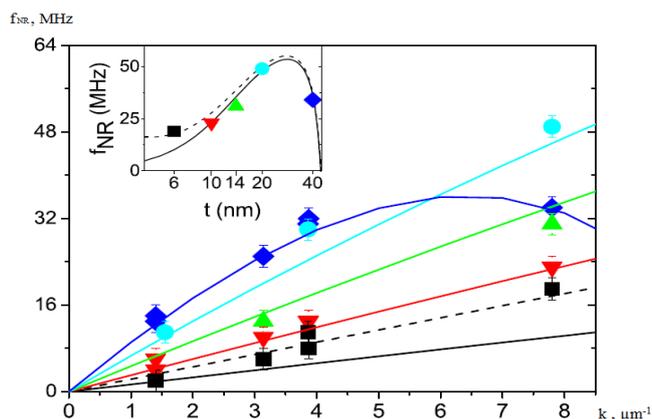


Рисунок 6 (взяты из работы [20]) – График зависимости частотной невязимности f_{NR} от волнового вектора k и толщины пленки t (сверху)

Вывод формулы значения величины частотной невязимности был представлен в данной работе и оно имеет вид:

$$f_{NR} \simeq \frac{8\gamma}{\pi^2} \frac{K_S^{bot} - K_S^{top}}{M_S} \frac{k}{1 + \frac{\Lambda^2 \pi^2}{t^2}} . \quad (4)$$

Эта асимптотическая формула наглядно показывает линейную зависимость величины частотной невязимности от волнового вектора и квадратичную зависимость от толщины пленки.

Также в работе [20] было рассмотрено какое сильное влияние оказывает ИВДМ в системах типа ферромагнетик / тяжелый металл на основе измерений невязимности частоты ПМСВ. Предполагается, что асимметричные поверхностные анизотропии всегда присутствуют в таких системах, потому что верхний и нижний интерфейсы обычно включают в себя очень разные материалы. Частотная невязимность ПМСВ, вызванная ИВДМ, вычисляется по формуле :

$$f_{NR}^{DMI} = 2\gamma D_s k / (\pi M_s t) \quad (5)$$

где D_s – микромагнитная константа ИВДМ, выраженная в Дж / м [21]. В уравнении такого вида имеется такая же зависимость от волнового вектора k , как и в уравнении, описывающем вклад магнитной асимметрии (уравнение (4)), но зависимость от толщины пленки t принимает другой вид ($f_{NR}^{DMI} \propto t^{-1}$ по сравнению с $f_{NR}^{DMI} \propto t^2$ в выражении (4) для вклада магнитной асимметрии в пределе тонкой пленки). Как следствие, измерения, проводимые на ультратонких пленках (толщиной порядка нескольких нм), в основном, будут зависеть от влияния ИВДМ, в то время как измерения на умеренно тонких пленках (толщиной порядка 20 нм), как правило, будут зависеть от влияния магнитной асимметрии, что подробно показано в работе [22].

В последней части второго раздела и в третьем разделе данной магистерской работы представлено теоретическое и экспериментальное изучение явления взаимодействия Дзялошинского-Мории (ВДМ) при распространении волн в различных гетероструктурах. Для примера брались структуры Ta(3)Pt(5)CoFeSiB(1.5)Ru(3)Ta(5) и Ta(3)Pt(5)CoFeSiB(2.1)Ru(0)/

/Ta(5) (*прим.* – здесь и далее в скобках указаны значения толщины данного материала в структуре, измеряемая в нм), а также структуры Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ta(5) и Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ru(3)/Ta(5).

Были произведены экспериментальные измерения спектров БРС для данных структур, а затем измерение из формулы (5) коэффициента ИВДМ D для каждой структуры. И было показано, как можно изменять величину ИВДМ, в зависимости от изменения значения толщины слоя некоторых материалов, входящих в состав в данные структуры, и сильно влияющих на значение величины ИВДМ. Например на рисунке 7 представлена зависимость коэффициента ИВДМ от значения толщины слоя Pd для структур Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ta(5) и Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ru(3)/Ta(5).

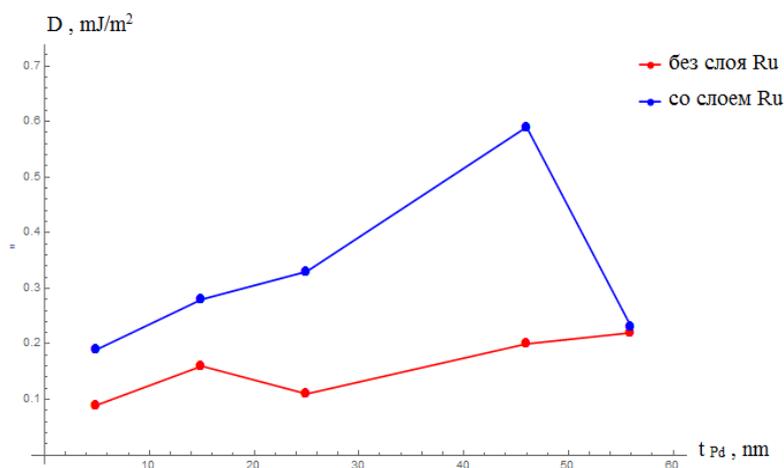


Рисунок 7 – Зависимость коэффициента ИВДМ от значения толщины слоя Pd для структур Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ta(5) и Si(111)/Cu_buffer/Pd/Pt(2)/CoFeSiB(1.5)/Ru(3)/Ta(5)

Из рисунка 7 видно, что за счет слоя Ru значительно увеличивается коэффициент ИВДМ.

Заключение. Таким образом, в данной магистерской работе были

рассмотрены особенности спектра спиновых волн в нерегулярных многослойных ферромагнитных структурах с асимметричным обменным взаимодействием на примере магнитных волноводов различной конфигурации.

Был произведен анализ свойств магнитостатических поверхностных спиновых волн, распространяющихся в нерегулярных ферромагнитных волноводах конечных размеров. Была исследована динамика распространения ПМСВ в волноводе ЖИГ с плавно изменяющейся шириной как теоретически, так и экспериментально. Было показано, что довольно плавное уменьшение ширины волновода может привести к значительной связи мод. И на участке с малой шириной волновода можно реализовать одномодовый режим.

Было показано, что, при изучении распространения поверхностных спиновых волн в разных направлениях в структурах, наблюдалась частотная разница порядка нескольких десятков МГц. Было показано, что проявление частотной невзаимности поверхностных спиновых волн вызвано магнитной асимметрией в тонких ферромагнитных пленках. Также было показано, что при измерениях, проводимых на ультратонких пленках (толщиной порядка нескольких нм), проявление частотной невзаимности поверхностных спиновых волн вызвана из-за влияния интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории. При этом зависимость величины частотной невзаимности от волнового вектора и от толщины пленки принимает другой вид ($f_{NR}^{DMI} \propto t^{-1}$ по сравнению с $f_{NR}^{DMI} \propto t^2$ в выражении для вклада магнитной асимметрии в тонкой пленки).

Также в данной магистерской работе было представлено теоретическое и экспериментальное изучение явления ВДМ при распространении спиновых волн в различных гетероструктурах. Для каждой структуры было измерено значение коэффициента ИВДМ D . И было показано, что при изменении значения толщины слоя некоторых материалов, входящих в состав в данные структуры, значительно меняется величина коэффициента ИВДМ D .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Giovanni. F., et.al., Magnetic skyrmions: from fundamental to applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016. 49(42): p. 423001.
2. Wang, K.L., et. al., Electric-Field Control of Spin-Orbit Interaction for Low-Power Spintronics. *Proceedings of the Ieee*, 2016. 104(10): p. 1974-2008.
3. Fert, A. and P.M. Levy, Role of Anisotropic Exchange Interactions in Determining the Properties of Spin-Glasses. *Physical Review Letters*, 1980. 44(23): p. 1538-1541.
4. Moon, J.H., et. al., Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Physical Review B*, 2013. 88(18).
5. Shiino, T., et. al., Antiferromagnetic Domain Wall Motion Driven by Spin-Orbit Torques. *Physical Review Letters*, 2016. 117(8).
6. Jungwirth, T., et. al., Antiferromagnetic spintronics. *Nature Nanotechnology*, 2016. 11(3): p. 231-241.
7. Zakeri, K., et. al., Magnon Lifetimes on the Fe(110) Surface: The Role of Spin-Orbit Coupling. *Physical Review Letters*, 2012. 108(19).
8. Soumyanarayanan, A., et. al., Emergent phenomena induced by spin-orbit coupling at surfaces and interfaces. *Nature*, 2016. 539(7630): p. 509-517.
9. Yang, H.X., et al., Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces. *Physical Review Letters*, 2015. 115(26).
10. Belabbes, A., et. al., Hund's Rule-Driven Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at 3d-5d Interfaces. *Physical Review Letters*, 2016. 117(24).
11. Калиникос Б.А. Спиновые волны в ферромагнитных пленках. *Соросовский образовательный журнал №5*, 1996. С.93-100
12. D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin and S.A. Nikitov . Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe. October 20, 2015
13. S.E. Sheshukova, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Y.P. Sharaevsky, and S.A. Nikitov. Multimode propagation of magnetostatic waves in a width-modulated yttrium-iron-garnet waveguide. *Magnetics Letters, IEEE*, 5:1_4, 2014.

14. E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Yu.P.Sharaevsky, and Nikitov. S.A. Multimode surface magnetostatic wave propagation in irregular planar yig waveguide. *Solid State Phenomena*, 215:389_393, 2014.
15. S.O. Demokritov, B. Hillebrands, and A.N. Slavin. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement. *Physics Reports*, 348(6):441_489, 2001.
16. A. G. Gurevich and G. A. Melkov. *Magnetization, Oscillations and Waves*. CRC Press New York, 1996.
17. S. N. Bajpai. Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width. *Journal of Applied Physics*, 58(2), 1985.
18. V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss. *Phys. Rev. B*, 77:064406, 2008.
19. T. W. O'Keefe and R. W. Patterson. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples. *Journal of Applied Physics*, 49(9):4886_4895, 1978.
20. O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev, and M. Bailleul . Frequency nonreciprocity of surface spin wave in permalloy thin films . *PhysRevB*.93.054430 (2016)
21. M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussign e, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S. M. Cherif, A. Stashkevich, and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* 91, 180405 (2015).
22. A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussign e, S. M. Cherif, M. Kostylev, M. Gabor, D. Lacour, C. Tiusan, and M. Hehn, *Phys. Rev. B* 91, 214409 (2015).