

*На правах рукописи*

**Пойманов Владислав Дмитриевич**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ, РАССЕЙЯНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ  
СПИНОВЫХ ВОЛН  
В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.11 – физика магнитных явлений

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Донецк 2018

Работа выполнена на кафедре теоретической физики и нанотехнологий государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Донецкий национальный университет»

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук, профессор,  
**Шавров Владимир Григорьевич**

**Официальные оппоненты:** **Грановский Александр Борисович**, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», профессор кафедры магнетизма физического факультета

**Садовников Александр Владимирович**, кандидат физико-математических наук, ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского», доцент кафедры открытых систем

**Ведущая организация:** федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН»

Защита состоится 22 февраля 2019 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д 212.263.09 при ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет» по адресу: 170002, г. Тверь, Садовый переулок, 35, ауд. 226.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Тверского государственного университета по адресу: 170100, г. Тверь, ул. Трехсвятская, д. 16/31 и в сети Интернет на сайте Тверского государственного университета <http://dissertations.tversu.ru/>

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.263.09

Е.В. Барабанова

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** В настоящее время технологии, использующие для передачи сигналов фотоны, магныны и другие квазичастицы, могут конкурировать с классической электроникой. В этом случае отсутствует явление переноса заряда, что позволяет существенно снизить потери на тепло и уменьшить энергозатраты. Одним из таких направлений является исследование малых возмущений магнитного момента – спиновых волн (СВ). Эти волны являются предметом изучения магноники, получившей название от магнона – кванта спиновой волны. СВ имеют очень богатую и своеобразную дисперсию, которой присуща нелинейность и анизотропия, что открывает большие возможности в получении магنونных волноводов. Кроме того, уже разработаны и другие магنونные устройства – вентили, фазовращатели и генераторы СВ, которые являются основой работы устройств магنونной логики [1,2].

Однако, несмотря на интенсивное развитие магноники в последнее время, ряд принципиальных вопросов в ней еще остается решенными не полностью. В частности, не в достаточной мере исследованы механизмы рассеяния СВ на границе раздела даже обычных ферромагнетиков, не говоря уже о более сложных (например – киральных) структурах.

В связи с возможным внедрением магنونных технологий в логические устройства актуальной является возможность проявления в них не взаимных свойств, когда условия распространения волн в прямом и обратном направлении отличаются. В последнее время исследование структур с неоднородным и нелокальным обменом получило новый импульс, несмотря на то, что взаимодействие Дзялошинского-Мория известно уже почти шестьдесят лет. Распространение и рассеяние СВ, которые для таких структур ранее не рассматривались, как ожидается, обладает не взаимностью из-за выделенного направления вращения равновесной спиновой геликоида.

Для исследования процессов распространения СВ в пленках их необходимо вначале сгенерировать. Поэтому в настоящее время актуальна проблема генерации СВ, в особенности малой длины, поскольку ее решение является ключом к миниатюризации и повышению быстродействия магنونных устройств. До настоящего времени указанная проблема решалась с использованием неоднородного СВЧ поля или шлемановского механизма возбуждения на неоднородностях магнитной среды, что существенно ограничивало длины генерируемых волн снизу несколькими десятками нанометров. Такие значения как раз соответствуют

размерам неоднородностей, которыми генерируются СВ. Один из способов решения данной проблемы – генерация СВ магнитными интерфейсами, т.е. – границами раздела двух магнетиков, имеющими толщину порядка постоянной решетки, в которой указанный шлемановский механизм можно реализовать воздействием однородного поля накачки.

Кроме того, в связи с развитием технологии производства современных жестких дисков возрастает актуальность изучения свойств спиновых клапанов – устройств, применяющихся для записи и хранения информации на жестких дисках. В частности – влияние даже малого межслойного взаимодействия может приводить к существенному изменению динамических магнитных параметров слоев. В связи с этим понимание влияния обменного поля на динамику намагниченности в многослойных магнитных структурах важно для развития наноразмерных высокочастотных устройств.

**Цель работы.** Исследование особенностей процессов распространения, рассеяния и генерации спиновых волн в неоднородных магнитных структурах, обусловленных как магнитными взаимодействиями, так и геометрией задачи.

Для достижения цели сформулированы и решены следующие **задачи:**

1. Вывести граничные условия для компонент динамической намагниченности с учетом однородного межслойного обменного взаимодействия и антисимметричного обмена Дзялошинского.
2. Получить коэффициенты отражения и прохождения СВ от границы раздела двуосных ферромагнетиков и неоднородных (геликоидальных) магнитных сред.
3. Теоретически обосновать и рассчитать эффективность генерации СВ границей раздела двух магнитных сред и магнитным слоем при воздействии однородного в/ч поля накачки.
4. Рассчитать взаимное влияние межслойного обменного взаимодействия элементов спинового клапана на их динамику намагниченности и обусловленное этим уширение линии поглощения свободного слоя.

**Объект исследования** - Спиновые волны, распространяющиеся в магнитных средах, в частности - магнитных кристаллах, с однородным и неоднородным основным состоянием.

**Предмет исследования** – процессы распространения, рассеяния и генерации СВ на границе раздела однородных и неоднородных магнитных структур.

**Методы исследования.** Аналитические расчеты и численное моделирование с использованием современных методов

теоретической физики и математического анализа. Для описания динамики магнитного момента использовалось уравнение Ландау-Лифшица.

**Научная новизна полученных результатов.**

1. Установлены граничные условия для намагниченности с учетом как конечного межслойного обмена, так и антисимметричного обмена Дзялошинского.
2. Получены коэффициенты рассеяния СВ для границы раздела двуосных ферромагнетиков и неоднородных киральных магнитных структур, возникающих при наличии антисимметричного обмена Дзялошинского.
3. Предложен метод генерации спиновых волн в пленке пространственно однородным полем накачки при наличии обменной связи между слоями для изолированного интерфейса и магнитного слоя. Показано, что в каждом случае эффективность генерации определяется различием в магнитных восприимчивостях граничащих сред.
4. Рассчитано уширение линий поглощения для слоев спинового клапана вблизи поля переключения свободного слоя.

**Обоснование и достоверность полученных результатов, выводов и рекомендаций.** Достоверность полученных результатов обеспечивается тем, что для их получения в работе использовались хорошо известные и развитые методы теоретической физики и теории дифференциальных уравнений.

**Теоретическая значимость.** Для описания процесса рассеяния обменной СВ введено понятие импеданса границы раздела магнетиков. Мнимые корни характеристического уравнения, построенного по уравнению Ландау-Лифшица, соответствуют неоднородным СВ, локализованным вблизи границы. Генерируемая интерфейсом волна при накачке однородным в/ч полем отождествлена с решением однородного дифференциального уравнения, подчиняющегося неоднородным граничным условиям. При исследовании влияния обменного взаимодействия на характер прецессии свободного и закрепленного слоев спинового клапана динамика намагниченности интерпретируется в рамках теории коллективных мод.

**Практическая значимость.** Основной областью применения полученных результатов являются магнетика и спинтроника, где они могут быть использованы при проектировании магнитных кристаллов с заданными свойствами и для создания логических спин-волновых устройств. Геликоидальные магнитные структуры можно использовать в качестве невзаимных волноводов с контролируемыми

параметрами.

Предложенный в диссертационной работе метод генерации СВ имеет большую практическую значимость, так как, во-первых, позволяет генерировать волны однородным полем, а во-вторых – получать волны малой длины, что делает магнонику более конкурентоспособной в сравнении с электроникой.

Рассчитанное уширение линий поглощения позволяет сделать вывод о необходимости учета межслойной связи при проектировании спиновых клапанов.

#### **Научные положения, выносимые на защиту:**

Учет неоднородного обмена Дзялошинского приводит к появлению в граничных условиях слагаемого, содержащего волновой вектор длиннопериодической структуры, которым обусловлены невзаимные эффекты при рассеянии.

Для нахождения амплитуд обменных спиновых волн при рассеянии границей раздела двуосных ферромагнетиков или геликоидальных структур система граничных условий будет совместной только при учете мнимых корней характеристического уравнения, соответствующим неоднородным локализованным вблизи границы волнам. В одноосных ферромагнетиках такие волны отсутствуют.

При воздействии пространственно однородного в/ч поля накачки неоднородность пленки в виде изолированной границы раздела обменно-связанных ферромагнетиков или магнитного слоя может генерировать когерентные спиновые волны. Использование интерфейсов с толщиной порядка постоянной решетки дает возможность генерации относительно коротких длин волн, амплитуда которых ограничена лишь параметрами затухания материала. Необходимым условием генерации является различие в восприимчивостях граничащих сред.

Наличие даже слабой обменной связи между слоями спинового клапана приводит к существенному уширению линии поглощения свободного слоя вблизи поля переключения поляризации.

#### **Связь работы с научными программами, планами, темами.**

Диссертационная работа выполнялась в рамках проектов "MagIC – Magnonics, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics" (funded by the European Community under contract no. 644348) и "Novel Wave Phenomena in Magnetic Nanostructures" (funded by the European Community grant agreement No: PIRSES-GA-2009-247556) и кафедральной бюджетной темы № 01170000245.

**Личный вклад соискателя.** В диссертации изложены

результаты исследований, выполненных соискателем самостоятельно и в соавторстве с другими авторами. В работах, вошедших в диссертацию, соискатель принимал непосредственное участие в выполнении всех этапов этого исследования: формулировании целей и задач исследований, выборе теоретических моделей и методов исследования, анализе результатов расчетов, а также в написании научных статей и подготовке докладов на конференциях.

**Апробация результатов диссертации.** Основные результаты исследований, представленных в данной диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих международных научных конференциях: “EastMag-2016” (Красноярск 2016), “JEMS-2016” (Glasgow, (Scotland) 2016), “MISM-2017” (Moscow, 2017), “IcAUMS-2018” (Jeju (Korea) 2018), “ICMM” (Exeter (England) 2018), “Spin Waves-2018” (Saint-Petersburg, 2018).

**Публикации.** Основное содержание диссертационной работы отражено в 10 научных публикациях, в том числе в 3 статьях, рекомендованных ВАК РФ, 6 тезисах докладов и одной главе монографии.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация изложена на 116 страницах, из которых 9 стр. введение, 84 стр. – основная часть, 11 стр. – список литературы и 7 стр. приложений. Содержит 26 рисунков и 4 таблицы. Работа состоит из введения, теоретической части, включающей три раздела, заключения, списка цитируемой литературы, включающего 109 наименований, и двух приложений.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цель исследований и задачи, решаемые в работе. Показаны научная новизна и практическая значимость полученных результатов, описана методология исследования. Представлены основные научные положения, выносимые на защиту. Приведены сведения об апробации работы, публикациях по теме диссертации, личном вкладе автора, даны сведения о структуре и содержании работы.

В **первой главе** рассмотрены основные уравнения и методы спиновой динамики, описаны основные виды взаимодействий, влияющие на спектр, характер распространения и рассеяния СВ. Представлен обзор литературы, в котором собраны, обобщены и проанализированы материалы о теоретических и экспериментальных исследованиях процессов распространения СВ в магнитных средах. Дан обзор проблематики, связанной с разработкой, исследованием и возможным применением простейших устройств магной логики.

В настоящее время магнетика предсказывает техническую возможность реализации устройств на обменных и магнитоэлектрических спиновых волнах, которые могут составлять конкуренцию устройствам классической электроники [1-3]. В частности – уже описаны и промоделированы простейшие устройства на основе магнетики – вентили, генераторы и фазовращатели для СВ, представленные на рисунках 1-4.

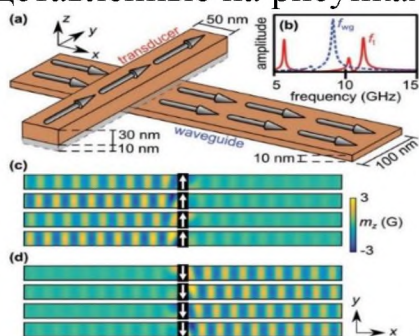


Рисунок 1. (a) Геометрия преобразователя. (b) Частотный спектр. (c, d) Распределение внеплоскостной составляющей намагниченности в волноводе [1]

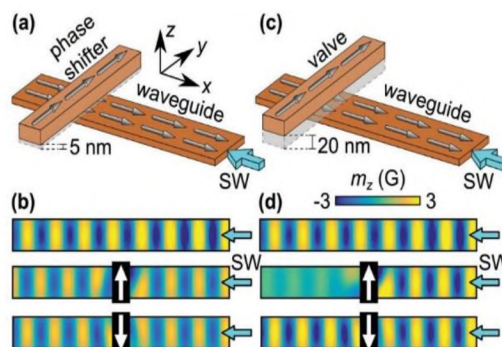


Рисунок 2. (a) Геометрия фазовращателя (зазор 5 нм) и клапана (зазор 20 нм) (c). (b, d) Распределение внеплоскостной намагниченности в них [1]

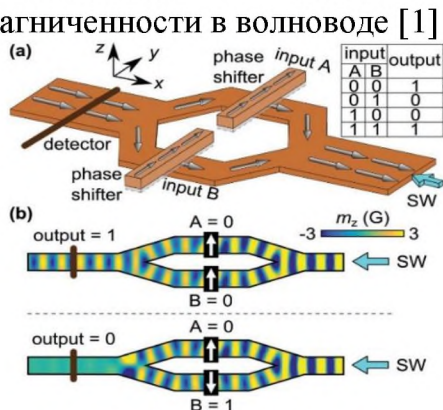


Рисунок 3. Принципиальная схема действия логического магнетонного вентиля [2]

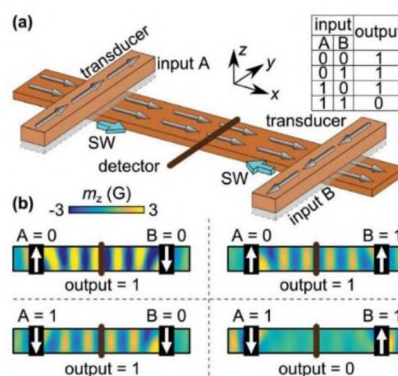


Рисунок 4. Принципиальная схема действия вентиля на двух преобразователях [2]

Так, на рисунке 1 изображен спин-волновой преобразователь Фано, в котором за счет магнитодипольного взаимодействия переключением равновесной намагниченности в верхнем элементе можно добиться генерации СВ в нижнем (волноводе) в строго определенном направлении (для величины зазора 10 нм) [1]. Как показывают результаты моделирования (рисунок 2), данная схема в зависимости от величины зазора может работать и наоборот – либо полностью поглощать СВ (20 нм, клапан), либо переизлучать их обратно в волновод, но с фазовым сдвигом на 180 градусов (5 нм, фазовращатель). На рисунках 3 и 4 представлены магнетонные вентили.



По аналогии с оптикой в литературе уже введено понятие магнотного показателя преломления (МПП, или магнотного индекса), связанного с локальной частотой ФМР и определяющего условия распространения СВ в данной точке образца. Определив поле локальных частот в магнитной структуре, можно сделать выводы о возможности резонансного возбуждения СВ в определенных областях пленки, из которых затем СВ эмитируются в соседние области.

В качестве примера на рисунках 5 и 6 представлены результаты моделирования локальной частоты ФМР и компонент тензора размагничивающих факторов для изолированного антидота.

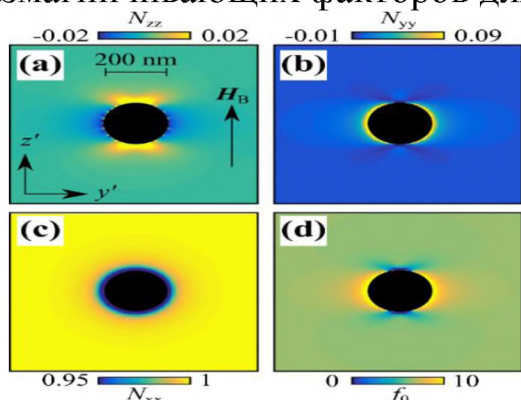


Рисунок 5. Пространственное распределение компонент тензора размагничивающих факторов вблизи изолированного антидота (OOMMF) [3]

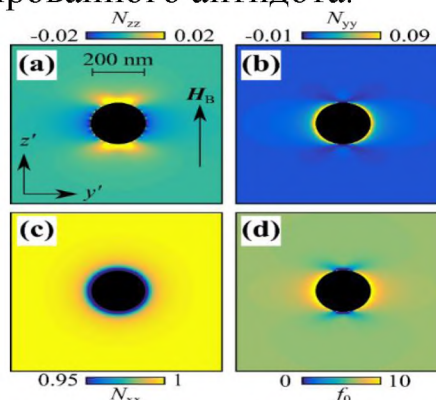


Рисунок 6. Пространственное распределение компонент динамической восприимчивости вблизи изолированного антидота (OOMMF) [3]

Однако, как показал анализ литературных данных, несмотря на интенсивное развитие магноники, не в полной мере остаются освещенными следующие вопросы динамики намагниченности:

- выражения для коэффициентов рассеяния коротких СВ границей раздела магнетиков получены только в приближении, не учитывающем особенности спектра и эллиптичность СВ. Однако для СВ эллиптической поляризации вопрос рассеяния не поднимался. Поэтому данная область магноники требует получения выражения для коэффициентов рассеяния и их анализа.

- геликоидальные магнитные структуры исследованы только на предмет распространения в них СВ. Выражения для коэффициентов рассеяния и граничные условия, учитывающие неоднородный обмен Дзялошинского в литературе отсутствуют.

- перспектива миниатюризации магнотных устройств требует генерации СВ с как можно меньшей длиной волны. Известные механизмы ограничивают диапазон генерируемых СВ либо периодом меандра, либо размером неоднородности.

- отсутствует теоретическое обоснование уширения линий свободного слоя спинового клапана вблизи поля переключения, обусловленное обменным взаимодействием.

**Вторая глава** посвящена исследованию процессов рассеяния обменных СВ плоской границей раздела магнетиков при нормальном падении.

**В разделе 2.1** получены граничные условия при учете однородного и межслойного обмена, объемного и межслойного антисимметричного обмена Дзялошинского, одноионной и поверхностной анизотропии, необходимые при решении задачи рассеяния СВ неоднородной структурой.

При выводе используется решеточный гамильтониан одномерной цепочки спинов вида:

$$\begin{aligned}
-W = & A_- \sum_{n=-\infty}^{-1} \vec{S}_n^{(-)} \cdot \vec{S}_{n+1}^{(-)} + A_+ \sum_{n=1}^{\infty} \vec{S}_n^{(+)} \cdot \vec{S}_{n+1}^{(+)} + J \cdot \vec{S}_1^{(+)} \cdot \vec{S}_{-1}^{(-)} + \\
& \vec{D}_- \cdot \sum_{n=-\infty}^{-1} \vec{S}_n^{(-)} \times \vec{S}_{n+1}^{(-)} + \vec{D}_+ \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \vec{S}_n^{(+)} \times \vec{S}_{n+1}^{(+)} + \vec{D} \cdot \vec{S}_{-1}^{(-)} \times \vec{S}_1^{(+)} \quad (1) \\
& + \frac{B_-}{2} \sum_{n=-\infty}^{-1} (\vec{S}_n^{(-)} \vec{e}_-)^2 + \frac{B_+}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{S}_n^{(+)} \vec{e}_+)^2 + \frac{\Sigma_-}{2} (\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_{s-})^2 + \\
& \frac{\Sigma_+}{2} (\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_{s+})^2,
\end{aligned}$$

Для получения искоемых граничных условий с учетом (1) следует записать уравнение Ландау-Лифшица, для двух граничных спинов  $\vec{S}_{\pm 1}^{(\pm)}$ . Благодаря наличию обменного взаимодействия такая система оказывается не замкнутой, а содержащей и соседние с ними спины  $\vec{S}_{\pm 2}^{(\pm)}$ , которые представляются в виде разложения в ряд по постоянной решетки и содержат  $\vec{S}_{\pm 1}^{(\pm)}$  с их первыми производными. После подстановки разложений необходимо осуществить предельный переход к континууму. В результате искоемые граничные условия принимают вид:

$$\begin{aligned}
-\alpha_- \left[ \vec{M}^{(-)} \times \left( \frac{d\vec{M}^{(-)}}{dz} - [\vec{K}_- \times \vec{M}^{(-)}] \right) \right] + G [\vec{M}^{(-)} \times \vec{M}^{(+)}] - \left[ \vec{M}^{(-)} \times \right. \\
\left. [\vec{d} \times \vec{M}^{(+)}] \right] + \sigma_- (\vec{M}^{(-)} \vec{e}_{s-}) [\vec{M}^{(-)} \times \vec{e}_{s-}] = 0, \\
\alpha_+ \left[ \vec{M}^{(+)} \times \left( \frac{d\vec{M}^{(+)}}{dz} - [\vec{K}_+ \times \vec{M}^{(+)}] \right) \right] + G [\vec{M}^{(+)} \times \vec{M}^{(-)}] + \left[ \vec{M}^{(+)} \times \right. \\
\left. [\vec{d} \times \vec{M}^{(-)}] \right] + \sigma_+ (\vec{M}^{(+)} \vec{e}_{s+}) [\vec{M}^{(+)} \times \vec{e}_{s+}] = 0, \quad (2)
\end{aligned}$$

где  $\vec{K} = \frac{\vec{d}}{\alpha}$  – ВВ геликоидальной структуры,  $\vec{M}^{(\pm)}$  – граничные значения намагниченностей по обе стороны,  $G$  – константа межслойного обмена.

Наличие обмена в граничных условиях обеспечивает динамическую связь между колебаниями намагниченности в

граничащих средах. В случае идеально жесткой связи  $G \rightarrow \infty$  эти условия упрощаются. Полагая  $\vec{d} = 0, \sigma_{\pm} = 0$ , получаем:

$$\begin{aligned} [\vec{M}^{(-)} \times \vec{M}^{(+)}] &= 0, \\ \alpha_- \left[ \vec{M}^{(-)} \times \left( \frac{d\vec{M}^{(-)}}{dz} - [\vec{K}_- \times \vec{M}^{(-)}] \right) \right] &= \alpha_+ \left[ \vec{M}^{(+)} \times \left( \frac{d\vec{M}^{(+)}}{dz} - [\vec{K}_+ \times \vec{M}^{(+)}] \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Наличие волнового вектора геликоидальной структуры учитывает вращение системы координат вместе с равновесной намагниченностью.

**В разделе 2.2** рассмотрено рассеяние СВ границей раздела двуосных полубесконечных ферромагнетиков с сонаправленными осями анизотропии при нормальном падении. Получены амплитудные коэффициенты отражения и прохождения СВ для рассеяния плоской границей раздела.

Так как рассеянная и отраженная СВ имеют две динамические компоненты намагниченности, то их амплитуды не являются независимыми, а связаны через соответствующие им эллиптичности, определяемые магнитными параметрами материала. В то же время – система граничных условий содержит четыре скалярных уравнения и, таким образом, оказывается переопределенной. Исключение составляет случай круговой поляризации, имеющий место в одноосных ферромагнетиках, когда указанная система вырождается. В случае же эллиптически поляризованных волн граничные условия для различных компонент не идентичны.

Решения дисперсионного уравнения для СВ имеет четыре корня – волновых вектора, из которых два являются мнимыми, т.е. соответствуют пространственно неоднородным решениям  $k_p = \pm k_{pv}, \pm ik_{ps}$ , где

$$\begin{aligned} k_{p,s/v} &= \sqrt{\frac{M_p}{\gamma\alpha_p} (\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} \pm \omega_p)}, \\ \omega_p &= \beta_p \gamma M_p, \quad \delta\omega_p = \delta\beta_p \gamma M_p, \quad \beta_p = \frac{\beta_{pz} + \beta_{py}}{2}, \quad \delta\beta_p = \frac{\beta_{pz} - \beta_{py}}{2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Мнимые решения не могут существовать в неограниченной среде, однако при наличии хотя бы одной границы они описывают локализованные вблизи нее СВ. Поэтому в задаче рассеяния необходим учет этих волн, что приводит к соответствию между числом неизвестных амплитуд волн и уравнений. Из линеаризованных граничных условий (3), следует система для определения амплитуд:

$$\begin{aligned} 1 + r_v + r_s &= t_v + t_s \\ \eta_r(1 + r_v) - \eta_r^{-1}r_s &= \eta_t t_v - \eta_t^{-1}t_s \\ D_r(\chi_{rv}(1 - r_v) - i\chi_{rs}r_s) &= D_t(\chi_{tv}t_v + i\chi_{ts}t_s) \end{aligned}$$

$$D_r(\chi_{rv}\eta_r(1-r_v) + i\chi_{rs}\eta_r^{-1}r_s) = D_t(\chi_{tv}\eta_t t_v - i\chi_{ts}\eta_t^{-1}t_s), \quad (5)$$

Предполагается, что СВ единичной амплитуды падает из среды  $r$  в  $t$ . Проекция динамической намагниченности в каждой среде для каждой из волн связаны параметром эллиптичности  $A_{pz} = \eta_p A_{py}$ :

$$\eta_{pv} = i\eta_p, \quad \eta_{ps} = -i\eta_p^{-1}, \quad \eta_p = \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} - \delta\omega_p}{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} + \delta\omega_p}} \quad (6)$$

Анализ показывает, что объемные волны имеют правую поляризацию, а локализованные – левую, причем эллипсы этих волн одинаковы, но ориентированы взаимно перпендикулярно. В предельном случае одноосных сред второе и четвертое уравнения (5) приводят к однородной системе, и, таким образом, для границы раздела одноосных ферромагнетиков неоднородные СВ отсутствуют. Амплитуды объемных СВ в этом приближении определяются из оставшихся уравнений (5) и дают значения амплитуд отраженной и прошедшей СВ в одноосной среде:

$$A_{a-}^{(0)} = \frac{1-Z_{ab}}{1+Z_{ab}}, \quad A_{b+}^{(0)} = \frac{M_b}{M_a} \frac{2}{1+Z_{ab}} \quad (7)$$

где  $Z_{ab}$  – относительный импеданс границы раздела магнетиков:

$$Z_{ab} = \frac{\alpha_b k_{bv}}{\alpha_a k_{av}} = D_{ab} \sqrt{\frac{\omega - \omega_b}{\omega - \omega_a}}, \quad D_{ab} = \sqrt{\frac{\alpha_b M_b}{\alpha_a M_a}}$$

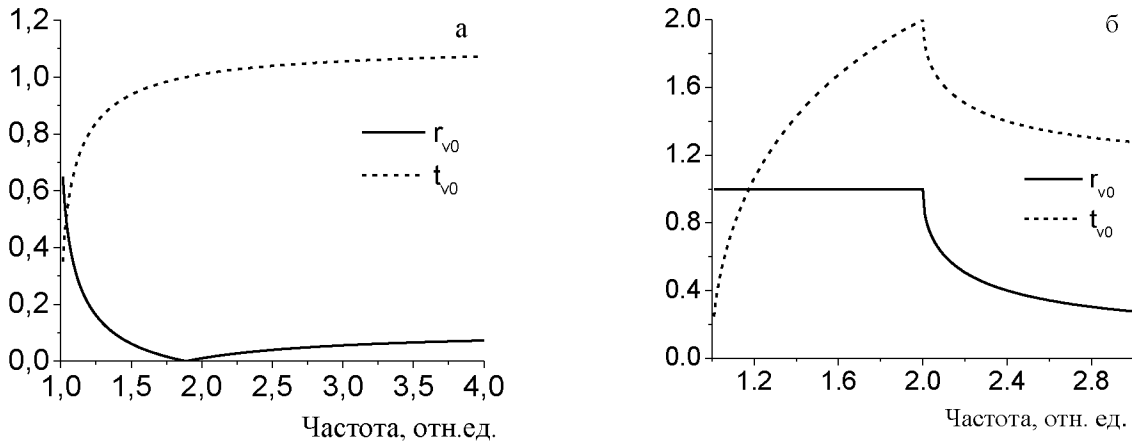


Рисунок 7. Зависимости модулей амплитудных коэффициентов отражения (сплошная кривая) и прохождения (пунктир) для а)  $\omega_a = 10$  е. е.,  $\omega_b = 0.50$  е. е.,  $D_{ab} = 0.8$ . б)  $\omega_a = 10$  е. е.,  $\omega_b = 20$  е. е.,  $D_{ab} = 0.8$ .

Частота, при которой коэффициент отражения обращается в нуль, соответствует равенству импедансов граничащих сред.

В первом приближении по  $\delta\beta$  решение системы (5) для неоднородных СВ имеет вид:

$$r_{s1} = \varphi_r(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r}, \quad t_{s1} = \varphi_t(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r} \quad (8)$$

$$\varphi_r(\omega) = \frac{D\sqrt{\omega-\omega_r}(i\sqrt{\omega-\omega_t}+\sqrt{\omega+\omega_t})\omega_r}{\omega(\sqrt{\omega-\omega_r}+D\sqrt{\omega-\omega_t})(\sqrt{\omega+\omega_r}+D\sqrt{\omega+\omega_t})},$$

$$\varphi_t(\omega) = \frac{\sqrt{\omega-\omega_r}(iD\sqrt{\omega-\omega_t}-\sqrt{\omega+\omega_r})\omega_r}{\omega(\sqrt{\omega-\omega_r}+D\sqrt{\omega-\omega_t})(\sqrt{\omega+\omega_r}+D\sqrt{\omega+\omega_t})}$$

Как следует из (8) неоднородные волны в двуосном ферромагнетике отсутствуют при условии  $\omega_t\delta\beta_t - \omega_r\delta\beta_r = 0$ .

Результаты расчета частотных зависимостей коэффициентов рассеяния объемных СВ и НОСВ представлены на рисунке 8.

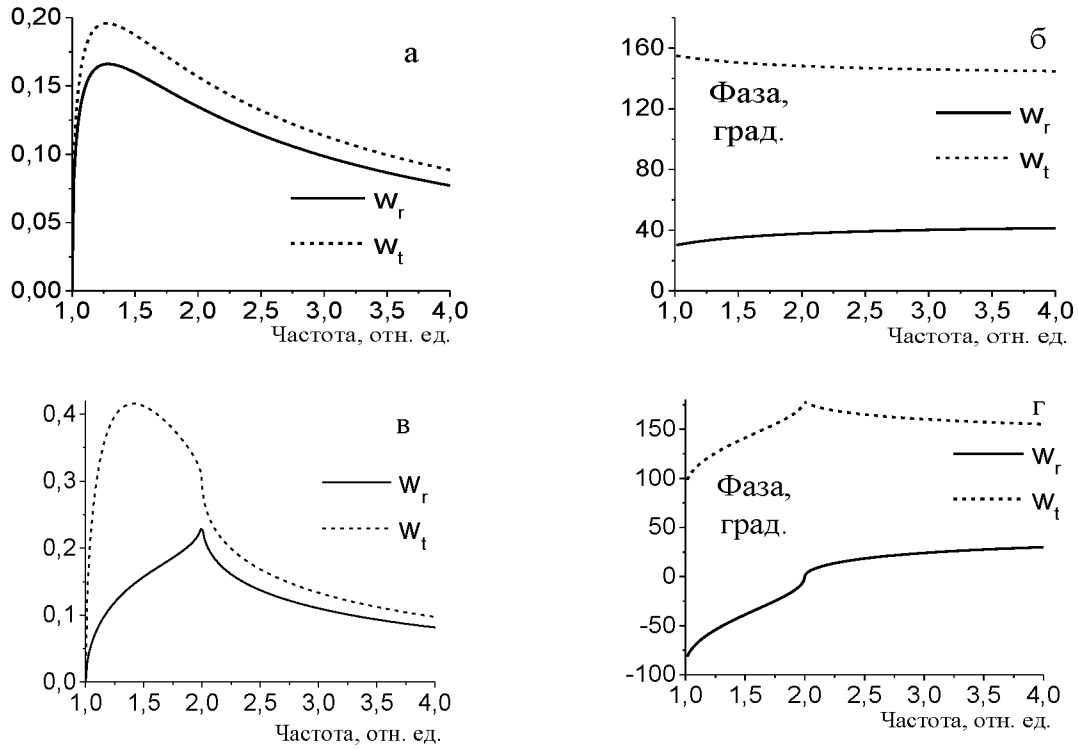


Рисунок 8. Частотные зависимости амплитуд (а,в) и фаз (б,г) функций  $\varphi_r(\omega)$  (сплошная линия) и  $\varphi_t(\omega)$  (пунктирная линия), определяемых выражением (2.42), для  $D = 0.8$ ,  $\omega_t = 0.5\omega_r$  (а,б) и  $\omega_t = 2\omega_r$  (в,г). По оси абсцисс – частота в единицах  $\omega_r$ .

**В разделе 2.3** рассматривается рассеяние СВ, при нормальном падении из одноосного ферромагнетика с легкой осью  $x$  в плоскости границы на геликоидальную магнитную структуру (ГМС). Гамильтониан ГМС с учетом антисимметричного обмена Дзялошинского и анизотропии с осью  $\vec{n}_z$  вдоль нормали к границе, имеет вид:

$$\Phi_g = \frac{1}{2} \int \left( \alpha_g (\vec{\nabla} \vec{M})^2 + D_g \vec{M} \cdot [\vec{\nabla}_z \times \vec{M}] + \beta_g (\vec{n}_z \vec{M})^2 \right) dV. \quad (9)$$

Основное состояние, как следует из (9), определяется выражениями:

$$M_{0gx} = M_g \cos(K_g z), \quad M_{0gy} = M_g \sin(K_g z), \quad M_{0gz} = 0, \quad (10)$$

где  $K_g = \frac{D_g}{\alpha_g}$  – волновой вектор геликоиды, а компоненты динамической намагниченности следует искать в виде:

$$\begin{aligned}
m_x &= iA_g \cdot \sin(K_g z) \cdot \exp(i(\chi_g z - \omega t)), \\
m_y &= -iA_g \cdot \cos(K_g z) \exp(i(\chi_g z - \omega t)), \\
m_z &= B_g \cdot \exp(i(\chi_g z - \omega t)).
\end{aligned}
\tag{11}$$

где  $\chi_g = k_g - K_g$  – волновой вектор в сопутствующей геликоиде системе координат, который определяется из дисперсионного уравнения:

$$\chi_{g,s/v} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\gamma M_g \alpha_g}\right)^2 + \left(\frac{\beta_g}{2\alpha_g}\right)^2} \pm \frac{\beta_g}{2\alpha_g}
\tag{12}$$

Эллиптичности волн в ГМС даются формулой (6), если в ней положить  $\beta_{py} = 0, \beta_{pz} = \beta_g$ , а динамическая намагниченность является суперпозицией нормальных мод (11) с волновыми векторами (12).

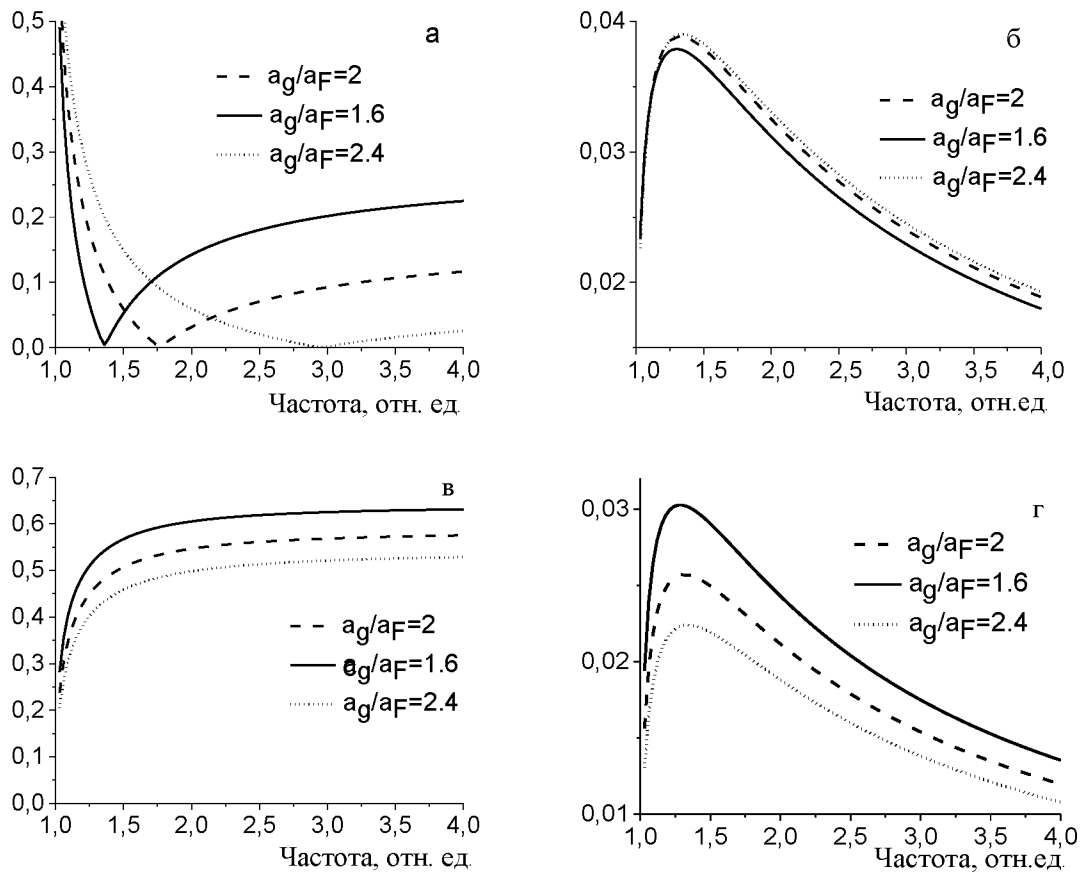


Рисунок 9. Абсолютные значения коэффициентов отражения (а,б) и рассеяния (с,д) объемных (а,с) и неоднородных (б,д) волн. Значения параметров  $\beta_F = \beta_g = 0.1, M_F = 2M_g, \alpha_g = 1.6\alpha_m$  (сплошная линия),  $\alpha_g = 2\alpha_m$  (штриховая линия),  $\alpha_g = 2.4\alpha_m$  (пунктирная линия). По оси абсцисс – циклическая частота, нормированная на  $\gamma M_F$ .



Аналогично находятся волны в ферромагнетике с легкой осью  $x$ :

$$k_{Fv\pm} = \pm\chi_{Fv}, \quad k_{FS\pm} = \pm i\chi_{FS},$$

$$\chi_{Fv} = \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F} - \frac{\beta_F}{\alpha_F}}, \quad \chi_{FS} = \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F} + \frac{\beta_F}{\alpha_F}}, \quad (13)$$

Система граничных условий (2) имеет вид (5), где следует заменить индексы волн  $a \rightarrow F, b \rightarrow g, k_b \rightarrow \chi_g$  и учесть, что эллиптичности в одноосном ферромагнетике равны  $\pm 1$  для бегущей и неоднородной СВ соответственно.

**В третьей главе** рассмотрено влияние межслойного обмена на динамические свойства двуслойных магнитных систем.

В **разделе 3.1** предложен метод генерации спиновых волн границей раздела (интерфейсом) двух магнитных сред (рисунок 10 а).

Моделью задачи являются две обменно связанные магнитные среды, являющиеся одноосными ферромагнетиками. Их легкие оси и внешнее поле направлены вдоль нормали к границе. Тогда эффективное магнитное поле в каждой среде имеет вид:

$$H_{A(B)} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{2A_{A(B)}}{M_{A(B)}^2} \frac{\partial M_{A(B)}}{\partial z} \right) + H_{A(B),v} + H_{A(B),c} + h_i, \quad (14)$$

где  $h_i$  – высокочастотное поле накачки,  $A$  – обменная константа, индексы “ $c$ ” и “ $v$ ” обозначают межслойную связь и объемные параметры магнитного поля.

Поле межслойной связи имеет вид:

$$H_{A,c} = \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \delta \left( z + \frac{a}{2} \right) M_B(z + a), \quad H_{B,c} = \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \delta(z - a/2) M_A(z - a), \quad (15)$$

где  $A_{AB}$  – константа связи.

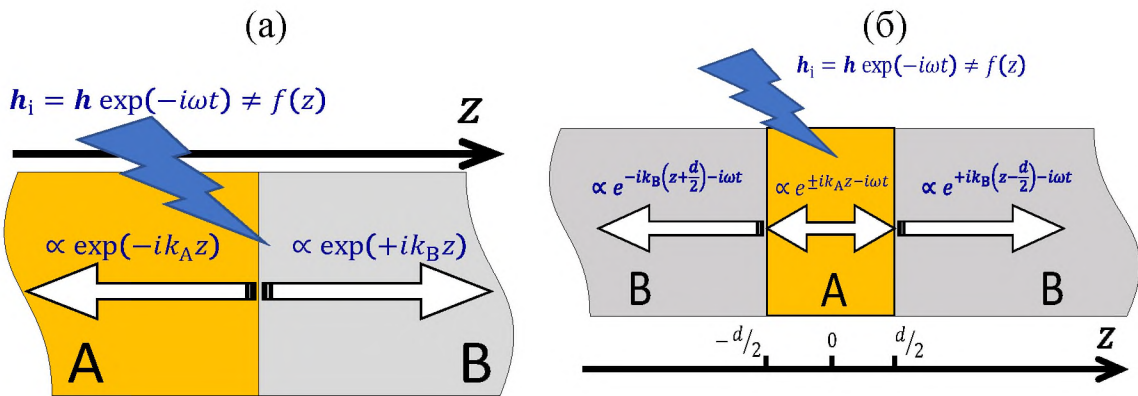


Рисунок 10. Геометрия задачи: а) Случай изолированного интерфейса – границы раздела полубесконечных магнитных сред, б) случай слоя А в обкладках из полубесконечных сред В. В обоих случаях система облучается однородным в/ч магнитным полем  $\vec{h}_i$ , что приводит к эмиссии СВ.

Для нахождения амплитуд генерируемых волн следует представить решение уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности в виде двух частей:

$$\vec{m}(t) = \vec{m}_U \exp(-i\omega t) + \vec{\mu} \exp(-i\omega t). \quad (16)$$

Первая из них описывает динамику намагниченности под действием однородного поля и является решением неоднородного уравнения с однородными граничными условиями:

$$\begin{aligned} i\omega m_U &= \gamma [m_U \times H_{v,0}] + \gamma \left[ M_0 \times \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{2A}{M^2} \frac{\partial m_U}{\partial z} \right) + h_v(m_U) + h \right) \right] + \\ &\frac{i\alpha\omega}{M} [M_0 \times m_U], \\ \left[ M_0 \times \frac{\partial m_U}{\partial z} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

В этом случае можно считать, что  $m_U$  однородно в каждом слое. Тогда между ним и внешним полем справедливо соотношение:

$$m_{A(B),U} = \hat{\chi}_{A(B)} h, \quad (18)$$

где  $\hat{\chi}_{A(B)}$  – тензор восприимчивости соответствующей среды.

СВ, эмитируемые интерфейсом, описываются функцией  $\mu$ , удовлетворяющей *однородному* линейному дифференциальному уравнению

$$i\omega\mu = \gamma [\mu \times H_{v,0}] + \gamma \left[ M_0 \times \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{2A}{M^2} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) + h_v(\mu) \right) \right] + \frac{i\alpha\omega}{M} [M_0 \times \mu], \quad (19)$$

с *неоднородными* граничными условиями (20)

$$\frac{A_{AB}}{M_B} ([\mu_A \times M_{B,0}] + [M_{A,0} \times \mu_B]) - \frac{A_A}{M_A} [M_{A,0} \times \frac{\partial \mu_A}{\partial z}] = \frac{A_{AB}}{M_B} ([M_{B,0} \times \hat{\chi}_A h] + [\hat{\chi}_B h \times M_{A,0}]),$$

$$\frac{A_{AB}}{M_A} ([\mu_B \times M_{A,0}] + [M_{B,0} \times \mu_A]) + \frac{A_B}{M_B} [M_{B,0} \times \frac{\partial \mu_B}{\partial z}] = \frac{A_{AB}}{M_A} ([M_{A,0} \times \hat{\chi}_B h] + [\hat{\chi}_A h \times M_{B,0}]).$$

Эти граничные условия используются для нахождения двух СВ, распространяющихся или убывающих от границы раздела с обеих сторон. Неоднородность в правой части уравнений (20) приводит к двум волнам, имеющим отличные от нуля амплитуды при испускании СВ границей раздела. Подобные граничные условия могут быть применены к целому ряду задач, помимо предполагаемого здесь обменного приближения.

Рассмотрим случай статических намагниченностей сред, параллельных нормали к границе. В этом случае волны будут поляризованы циркулярно, и решение системы (20) в виде плоских волн приводит к амплитудам:

$$C_A = \frac{k_{BABA} A_{AB} M_A \left( \frac{\chi_B}{M_B} - \frac{\chi_A}{M_A} \right)}{(k_{AAA} + k_{BAB}) A_{AB} - i k_{AA} k_{BAB}} h, \quad C_B = \frac{k_{AAAA} A_{AB} M_B \left( \frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B} \right)}{(k_{AAA} + k_{BAB}) A_{AB} - i k_{AA} k_{BAB}} h \quad (21)$$



где  $h$  - амплитуда падающего поляризованного по кругу СВЧ поля, а скалярные СВЧ-восприимчивости среды

$$\chi_{A(B)} = -\frac{M_{A(B)}^2}{2A_{A(B)}k_{A(B)}^2} = \frac{\gamma M_{A(B)}}{\omega - \omega_{0,A(B)} + i\alpha\omega}. \quad (22)$$

Если одна из двух сред (например, среда А) близка к резонансу, а другая (среда В) - относительно далека, можно приближенно считать  $\frac{\chi_A}{M_A} \gg \frac{\chi_B}{M_B}, k_B \gg k_A$ . Это приводит к приближенным выражениям:

$$C_A \cong -\chi_A h, \quad C_B \cong \frac{k_{AA}M_B}{k_{BA}M_A} \chi_A h. \quad (23)$$

Суммарная амплитуда прецессии вблизи границы раздела в среде А тогда равна  $m_{A,U} + C_A \cong 0$ , что соответствует динамическому пиннингу. Комбинируя уравнения (21) и (22), получаем, что амплитуда СВ, эмитируемых в среду В может быть записана в окончательном виде как  $C_B \cong -\frac{M_A M_B}{2k_A k_{BA}} h$ , что является достаточно большой величиной, поскольку  $k_A$  мало.

В *разделе 3.2* рассчитаны амплитуды генерации СВ слоем А в окружении полубесконечных сред В и проведен сравнительный анализ эффективности со случаем изолированного интерфейса (рисунок 10 б).

Как и в разделе (3.1), условия (20), записанные для каждой границы, приводят к выражениям для амплитуд генерируемых волн:

$$C_A = \frac{1}{2} \frac{M_A}{\cos\left(\frac{k_A d}{2}\right) - i \frac{k_{AA}}{k_{BA}} \sin\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left( \frac{M_A}{A_A k_A^2} - \frac{M_B}{A_B k_B^2} \right),$$

$$C_B = \frac{1}{2} \frac{M_B}{1 + i \frac{k_{BA}}{k_{AA}} \operatorname{ctg}\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left( \frac{M_B}{A_B k_B^2} - \frac{M_A}{A_A k_A^2} \right) \quad (24)$$

Отметим, что многократные отражения от двух границ СВ и их интерференция в слое А приводит к появлению тригонометрических функций, имеющих определенную периодичность.

Сравним эффективность эмиссии СВ рассматриваемой системы с эффективностью излучения для изолированного магнитного интерфейса. Амплитуды СВ  $C_{B,1}$  (21) для изолированного интерфейса, эмитируемые в среду В, изображены на рисунке 11.

На рисунке 12 показана зависимость отношения  $C_B/C_{B,1}(k)$  для различных толщин слоя А. Верхняя панель, соответствующая случаю  $\omega_{0,B} > \omega_{0,A}$ , показывает биения, период которых уменьшается с увеличением толщины слоя А. Это связано с изменением фазы суммарного волнового поля в слое А на границах раздела, как обсуждалось ранее. Напротив, на нижней панели на рисунке 12,

соответствующая  $\omega_{0,B} < \omega_{0,A}$ , видны биения только для  $k > k_{0,A} = 0.6$ .

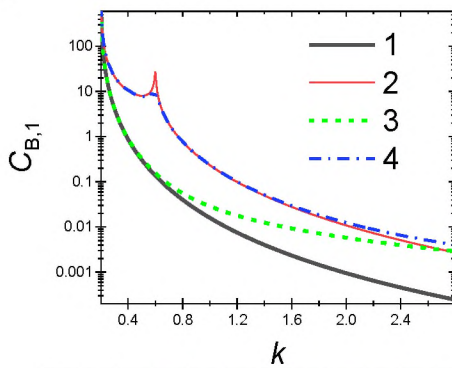


Рисунок 11. Зависимость амплитуды генерируемой СВ от  $k$   $C_{B,1}$  изолированным интерфейсом A/B в среде В для 1.  $k_{A,0} = 0.1$ ,  $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$ ; 2.  $k_{A,0} = 0.6$ ,  $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$ ; 3.  $k_{A,0} = 0.1$ ,  $\alpha_A = 0.05$ ,  $\alpha_B = 0.005$ ; 4.  $k_{A,0} = 0.6$ ,  $\alpha_A = 0.05$ ,  $\alpha_B = 0.005$ . В каждом случае  $k_{B,0} = 0.2$

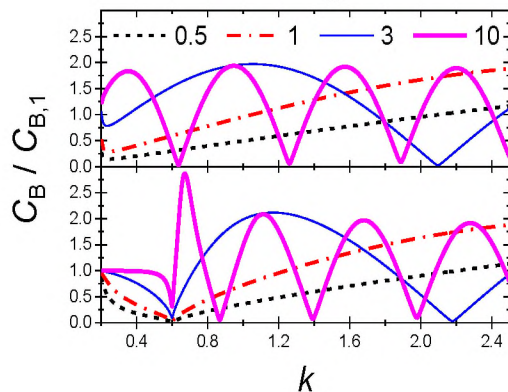


Рисунок 12. Зависимость отношения амплитуд  $C_B/C_{B,1}$  эмитируемой СВ от  $k$  для слоя ( $C_B$ ) и изолированного интерфейса A/B ( $C_{B,1}$ ) показана для значений  $\delta = d/\sigma = 0.5, 1, 3, 10$  – безразмерных толщин слоя А. Верхняя и нижняя панели соответствуют  $k_{A,0} = 0.1$  и  $k_{A,0} = 0.6$ . Для обоих случаев  $k_{B,0} = 0.2$ ,  $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$

При меньших значениях  $k$ , обе СВ из слоя А не распространяются, а экспоненциально затухают. СВ, излучаемые в противоположных направлениях от изолированного интерфейса, имеют противоположные фазы и экспоненциальное затухание (туннелирование) не приводит к изменению фазы. Используя это можно ожидать, что эмитируемые двумя интерфейсами волны в одном направлении в среде В интерферируют деструктивно. Это можно увидеть на нижней панели рисунка 12 как резкий провал  $C_B/C_{B,1}$  при значениях  $k$  чуть меньших  $k_{0,A}$  для  $\delta = d/\sigma = 10$  ( $\sigma$  – обменная длина материала А), и как подавление излучения СВ при малых  $k$  для малых толщин слоя А ( $\delta = 0.5$  или 1). Для  $\delta = 10$  можно увидеть что, при  $k$  значительно меньших  $k_{0,A}$ , это убывание очень быстрое, так что отношение  $C_B/C_{B,1}$  порядка единицы, т.е. – амплитуды СВ, эмитируемых изолированным интерфейсом и слоем практически одинаковы.

В случае частоты в/ч поля, большей, чем частота ФМР слоя, эффективность излучения СВ от слоя определяется характером суммарного поля СВ вблизи границ слоя с внешней средой. Эффективность имеет периодическую зависимость от  $k$ , характеризующуюся наличием как минимумов (которые становятся равными нулю в отсутствие затухания), так и максимумов. В последнем случае слой может быть более чем вдвое более

эффективным источником СВ, чем изолированный магнитный интерфейс. При значениях частоты в/ч поля, меньших частоты ФМР слоя, эффективность эмиссии спиновых волн ограничена значением, которое наблюдается для изолированной магнитной границы. В целом полученные результаты подтверждают разность динамических магнитных восприимчивостей как основного физического механизма шлемановского излучения СВ. В то же время близость частоты в/ч поля к частоте ФМР в любом материале способствует излучению СВ за счет повышения разности восприимчивостей при ее селективном увеличении для резонирующего материала. Наконец, полученные результаты показывают сложную связь между свойствами рассеяния СВ и шлемановской эмиссией СВ магнитными неоднородностями.

В *разделе 3.3* исследовано влияние межслойной связи свободного и закрепленного слоев (СС и ЗС) магнитного спинового клапана (МСК) на их динамику намагниченности. Данные эксперимента свидетельствуют о значительном уширении линии поглощения свободного слоя вблизи поля переключения поляризации.

Для подтверждения этих данных была построена теория обменно взаимодействующих слоев МСК, используя данные эксперимента. Динамика намагниченности в слоях с учетом затухания описывается уравнением Ландау-Лифшица:

$$\dot{\vec{M}}_k - \frac{\gamma_k}{d_k} [\vec{M}_k \times \vec{\nabla}_{\vec{M}_k} U] + \frac{\alpha_k}{|\vec{M}_k|} [\dot{\vec{M}}_k \times \vec{M}_k] = 0, \quad (25)$$

$$\text{где поверхностная плотность энергии:} \quad (26)$$

$$U = \sum d_k [K_k (n_{ky}^2 + n_{kz}^2) + 2\pi M_{0k}^2 n_{kz}^2 - M_{0k} (\vec{H} + \vec{H}_{(ebf)k})] + A \cdot (\vec{n}_P \cdot \vec{n}_F).$$

включает энергию одноосной анизотропии и анизотропии формы слоев, межслойное взаимодействие, а также внешнее поле и однонаправленное поля. В результате решения уравнений (25), получены зависимости резонансных частот и полуширины линии ФМР каждого слоя, согласующиеся с данными эксперимента, представленные на рисунках.

Эксперименты проводились как на изолированных дисках, так и для системы «спиновый клапан», где они взаимодействовали обменно. Моделирование в приближении макроспина и учет затухания показывают, что ширины линий СС и ЗС становятся сравнимыми (порядка 2 ГГц) вблизи поля переключения ЗС.

Сходство в ширине их линий можно объяснить в терминах коллективных мод связанной системы СС-ЗС. В МСК диске каждая из прецессионных мод СС и ЗС вносит вклад в ширину линии. Вдали от области переключения частоты двух мод отличаются на порядок (400 МГц и 4 ГГц соответственно) и каждый режим имеет

индивидуальный характер, поскольку либо СС, либо ЗС обеспечивают доминирующий вклад в динамику. Вблизи поля переключения ЗС частота ЗС-режима становится сравнимой с частотой СС. Это позволяет модам смешиваться и вносить вклад в коллективную ширину линии, которая может быть дополнительно усилена неоднородным уширением в области переключения, связанным с микромагнитными неоднородностями.

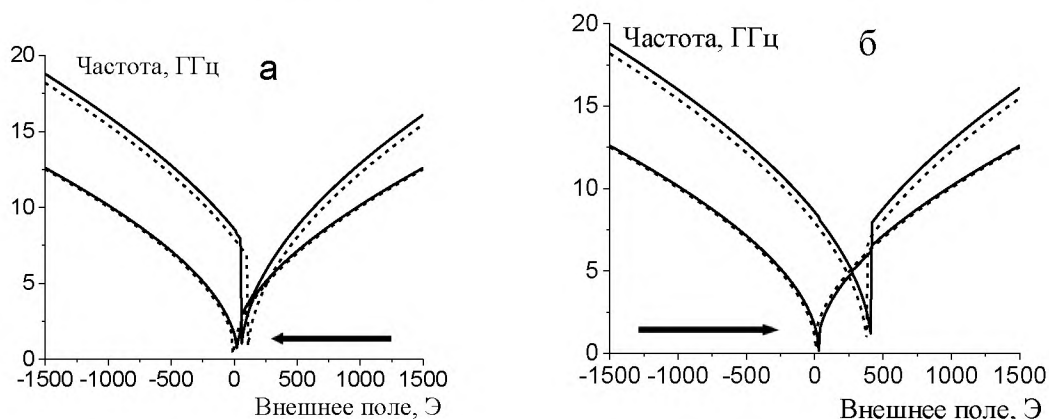


Рисунок 13. Полевая зависимость резонансных частот свободного (нижняя ветвь) и закрепленного (верхняя) слоев при перемагничивании со стороны положительных (а) и отрицательных (б) внешних полей. Пунктирные линии – зависимости для изолированных слоев, сплошные – при учете межслойного взаимодействия.

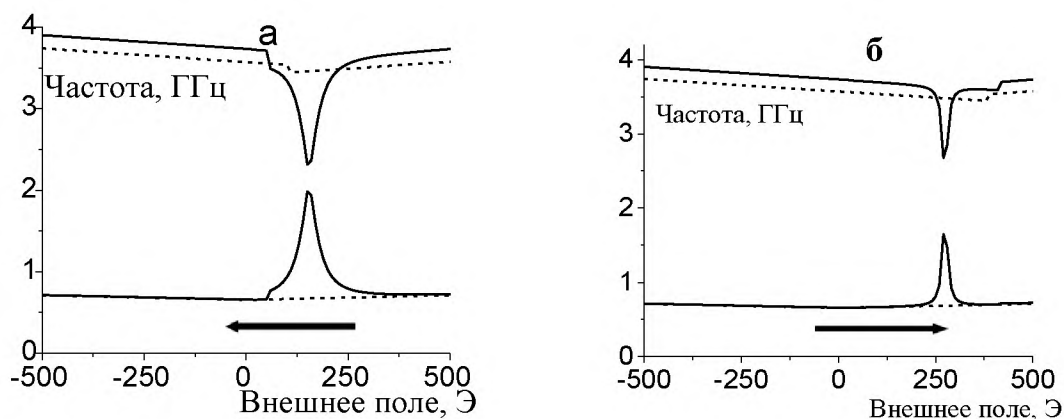


Рисунок 14. Зависимости ширины линии поглощения при намагничении со стороны положительных (а) и отрицательных (б) полей для значений параметров затухания слоев  $\alpha_P = 0.06$ ,  $\alpha_F = 0.02$ . Пунктирные линии – зависимости для изолированных слоев, сплошные – при учете межслойного взаимодействия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выполнении диссертационной работы проведены теоретические исследования динамики намагниченности в виде малых возмущений основного состояния – обменных и

магнитостатических спиновых волн. Дан обзор возможных направлений внедрения магنونных технологий на примере простейших устройств – магنونных генераторов, вентиляей и фазовращателей.

На основе динамических уравнений были уточнены граничные условия для компонент намагниченности при наличии антисимметричного обмена Дзялошинского и поверхностной анизотропии, в которых ранее учитывался лишь межслойный обмен. Учет неоднородных СВ с мнимым значением волнового вектора, привел к замыканию системы граничных условий для двуосного ферромагнетика и геликоидальной структуры. Это позволило получить выражения для амплитуд СВ в указанных случаях.

Изложена аналитическая теория излучения СВ, индуцированного однородным в/ч магнитным полем, действующим на изолированный интерфейс и ферромагнитный слой, который заключен между двумя полубесконечными средами из другого ферромагнитного материала. Такой слой можно рассматривать как комбинацию двух магнитных интерфейсов. Анализ уравнений динамики намагниченности обменной связанных магнитных структур во внешнем однородном поле накачки позволил выделить в них две части. Первая подчиняется неоднородному уравнению с однородными граничными условиями и описывает отклик на внешнее поле. Вторая подчиняется однородному уравнению с неоднородными граничными условиями и описывает генерируемые волны.

По сравнению данных эксперимента по измерению ширины линии и частоты однородного ФМР изолированных и обменно связанных слоев спинового клапана теоретически была учтена межслойная связь добавлением соответствующего обменного слагаемого в уравнения динамики. Вблизи поля переключения поляризации на графиках в согласии с экспериментом в рамках выбранной модели было получено существенное уширение линии свободного слоя.

По результатам работы можно сделать следующие **выводы**:

1. Наличие неоднородного обмена Дзялошинского приводит к появлению дополнительных слагаемых в граничных условиях для магнитных структур с неоднородным основным состоянием, чем обусловлена невзаимность в направлениях распространения спиновых волн.
2. В задаче рассеяния спиновых волн на границе раздела двуосных ферромагнетиков либо киральных структур система граничных условий будет определена только при учете неоднородных волн -

решений дисперсионного уравнения, соответствующих его мнимым корням. В одноосных ферромагнетиках такие волны отсутствуют.

3. Граница раздела двух магнитных структур при воздействии однородного в/ч поля накачки является источником когерентных спиновых волн при условии наличия межслойного обмена и разности магнитных восприимчивостей сред. Использование вместо изолированного интерфейса неоднородности в виде магнитного слоя за счет конструктивной интерференции от двух границ позволяет увеличить эффективность более чем в два раза.

4. В магнитной системе «спиновый клапан» благодаря межслойному взаимодействию происходит существенное уширение линии поглощения свободного слоя. Вблизи поля переключения закрепленного слоя 400 Э ширина линий поглощения свободного и закрепленного слоев практически одинаковы и равны 2 ГГц, в то время как вдали они существенно отличаются – 400 МГц для свободного и 4 ГГц – для закрепленного слоев.

### **СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

#### **В изданиях, рекомендованных ВАК:**

A1. Poimanov, V.D. Resonant enhancement of damping within the free layer of a microscale magnetic tunnel valve / P.S. Keatley, V.V. Kruglyak, A. Neudert, R.J. Hicken, V.D. Poimanov, J.R. Childress, J.A. Katine // *J. Appl. Phys.* – 2015. - Vol. 117. – P. 17B301.

A2. Poimanov, V.D. Magnetic interfaces as sources of coherent spin waves / V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak // - *Physical Review B.* - 2018. - Vol. 98. – P. 104418.

A3. Пойманов, В.Д. Неоднородные спиновые волны в задачах рассеяния / В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк, В.Г. Шавров // - *Журнал Радиоэлектроники.* – 2018. – No. 11.

#### **В других изданиях:**

A4. Poimanov, V.D. In book: *Spin Wave Confinement (Second Edition) - Propagating Waves*, Chapter: Graded magnonic index and spin wave Fano resonances in magnetic structures: Excite, direct, capture / V.V. Kruglyak, C.S. Davies, Y. Au, F.B. Mushenok, G. Hrkac, N.J. Whitehead, S.A.R. Horsley, T.G. Philbin, V.D. Poimanov, R. Dost, D.A. Allwood, B.J. Inkson, A.N. Kuchko. - Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., Editors: S.O. Demokritov. - 2017. - pp.11-46.

### **ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА**

1. Au, Y. Nanoscale spin wave valve and phase shifter / Y. Au, M. Dvornik, O. Dmytriiev, V.V. Kruglyak // - *Appl. Phys. Lett.* - 2012. - Vol. 100. - P. 172408.

2. Davies, C.S., Au Y., Kruglyak V.V. Prototype magnonic device

development, in *Magnetics Technology International* (UKIP Media, Surrey); <http://www.ukipme.com/pub-magnetics.php> - 2015. - P. 54.

3. Davies, C.S. Generation of propagating spin waves from regions of increased dynamic demagnetising field near magnetic antidots / C.S. Davies, A.V. Sadovnikov, S.V. Grishin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov, V.V. Kruglyak // - *Appl. Phys. Lett.* - 2015. - Vol. 107. - P. 162401.

Подписано в печать 20.12.2018. Формат 60 x 84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Усл. печ. л. 1,2. Тираж 100 экз. Заказ № 672.  
Редакционно-издательское управление  
Тверского государственного университета.  
Адрес: 170100, г. Тверь, Студенческий пер. 12, корпус Б.  
Тел. РИУ (4822) 35-60-63.