

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА СПИНОВЫХ ВОЛН В ПОПЕРЕЧНО ОГРАНИЧЕННЫХ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДАХ С НЕОДНОРОДНЫМ ПРОФИЛЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

© 2024 г. Ю. В. Александрова^а, * , Е. Н. Бегинин^а, С. Е. Шешукова^а,
А. В. Садовников^а

^а ФГБОУ ВО «СГУ имени Н.Г. Чернышевского», ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Россия

* e-mail: jvaleksandrova@gmail.com

Поступила в редакцию 23.11.2023 г.

После доработки 20.12.2023 г.

Принята к публикации 22.12.2023 г.

Проведено исследование спектров спиновых волн в двухслойной структуре железо-иттриевого граната (ЖИГ) с различными величинами намагниченностями насыщения слоев. Исследованы различные режимы распространения спиновых волн (взаимный, невзаимный, одноволновой) в зависимости от типа структуры и ширины центрального волновода. Проведена классификация спектров спиновых волн, выделен класс направляемых, вытекающих и краевых спиновых мод. В частности, показано, что в системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов LS-типа ($M_{s1} < M_{s2}$) с периодическими граничными условиями при ширине w центрального волновода наблюдаются два не смежных частотных региона существования направляемых мод центрального волновода. В системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов HS-типа ($M_{s1} > M_{s2}$) при любых значениях ширины центрального волновода существуют два смежных частотных региона: в высокочастотном регионе реализуется режим с вытекающими модами структуры, в низкочастотном регионе реализуется режим с направляемыми модами центрального волновода. Показано, что в системах обоих типов в области сильно неоднородных магнитных полей могут существовать моды краевых волн, обладающие взаимным характером распространения. Полученные результаты могут быть использованы для расширения и уточнения физики волновых процессов в сложных магнитных структурах.

Ключевые слова: многослойные магнитные пленки, магноника, спиновые волны, ЖИГ, дисперсия спиновых волн, микромагнитное моделирование

DOI: 10.31857/S0015323024040028, EDN: WRZEUC

ВВЕДЕНИЕ

Исследование спин-волновых процессов в магнетиках является одним из важнейших направлений магноники [1]. Для создания устройств обработки информационных сигналов на принципах магноники используются спиновые волны (СВ) [2, 3] – распространяющиеся в магнетиках волны прецессии магнитного момента. Как правило, прецессия намагниченности в эффективном магнитном поле описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [4, 5]. При этом эффективное магнитное поле зависит от различных параметров, таких как приложенное статическое или зависящее от времени магнитное поле, поля анизотропии (например, поле кубической анизотропии, поле одноосной анизотропии), а также от обменного поля, описывающего обменное взаимодействие в исследуемом материале.

Обменные СВ рассматриваются в задачах о распространении СВ при их длине порядка длины обмена λ_{ex} , которая в типичных для магноники материалах достигает $\lambda_{ex} \sim (3–17)$ нм. Основной проблемой является процесс возбуждения локально сосредоточенными источниками обменных СВ, ведь при этом размеры источника должны быть не больше λ_{ex} .

Наибольшее число работ описывают результаты, полученные при возбуждении дипольных СВ, для которых длины волн могут быть гораздо больше длины обмена в магнитных материалах. При этом для описания таких волн часто пользуются магнитостатическим приближением и поэтому их называют магнитостатические спиновые волны (МСВ). Важно отметить, что длина распространения СВ, определяемая рас-

стоянием, на котором амплитуда СВ затухнет в e раз, варьируется от 300 нм в Ni до единиц миллиметров в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ). ЖИГ является технологически сложным и дорогостоящим для массового производства материалом. Поэтому продолжается поиск как новых функциональных материалов с низкими спин-волновыми потерями, так и эффективных методов компенсации затухания спиновых волн [6–10]. Частотный диапазон дипольных СВ в ферромагнитных структурах определяется в основном величиной намагниченности магнитного материала, которая может меняться от 140 кА/м для пленок ЖИГ до 1300 кА/м для сплавов CoFeV. Для практических применений обычно используются пленки ЖИГ, выращенные методами жидкофазной эпитаксии на подложках из галлий–гадолиниевого граната (ГГГ), поскольку рекордно низкие параметры потерь в таких структурах позволяют уже создавать, например, микроразмерные интерферометры и устройства магنونной логики [11–14]. Одной из важных задач на пути создания магнонных устройств является возбуждение СВ в структурах на основе тонкопленочных микроволноводов. Традиционный индуктивный метод возбуждения СВ заменяется методикой возбуждения волновых пакетов СВ и непрерывных сигналов в пленках с созданными неоднородностями [15, 16]. Для расширения частотного диапазона устройств магноники перспективными являются двуслойные магнитные пленки [17, 18].

В настоящей работе мы рассмотрим структуру микроволноводов на основе ферромагнитных пленок ЖИГ с разной величиной намагниченности насыщения, образованную схоже с гребенчатым волноводом в интегральной оптике. Для такой структуры методом микромагнитного моделирования будет рассмотрено решение задачи о возбуждении и распространении локализованных СВ.

ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА И МЕТОДИКА МИКРОМАГНИТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим модельную систему, представляющую собой образованную из слоистой структуры микроволновод ЖИГ(M_{s1})/ЖИГ(M_{s2}) / ГГГ, в дальнейшем будем считать, что слой M_{s1} , толщиной d_1 и шириной L_y выступает в роли подложки, а слой M_{s2} , толщиной d_2 – планарный магнитный микроволновод шириной w (рис. 1) [19, 20].

На рис. 1а схематически приведена полученная двуслойная ферромагнитная структура из

двух слоев ЖИГ с различными значениями толщин слоев $d_1=6.9$ мкм, $d_2=8.9$ мкм и намагниченностью насыщения $M_{s1}=72$ кА/м, $M_{s2}=138$ кА/м, каждого слоя соответственно.

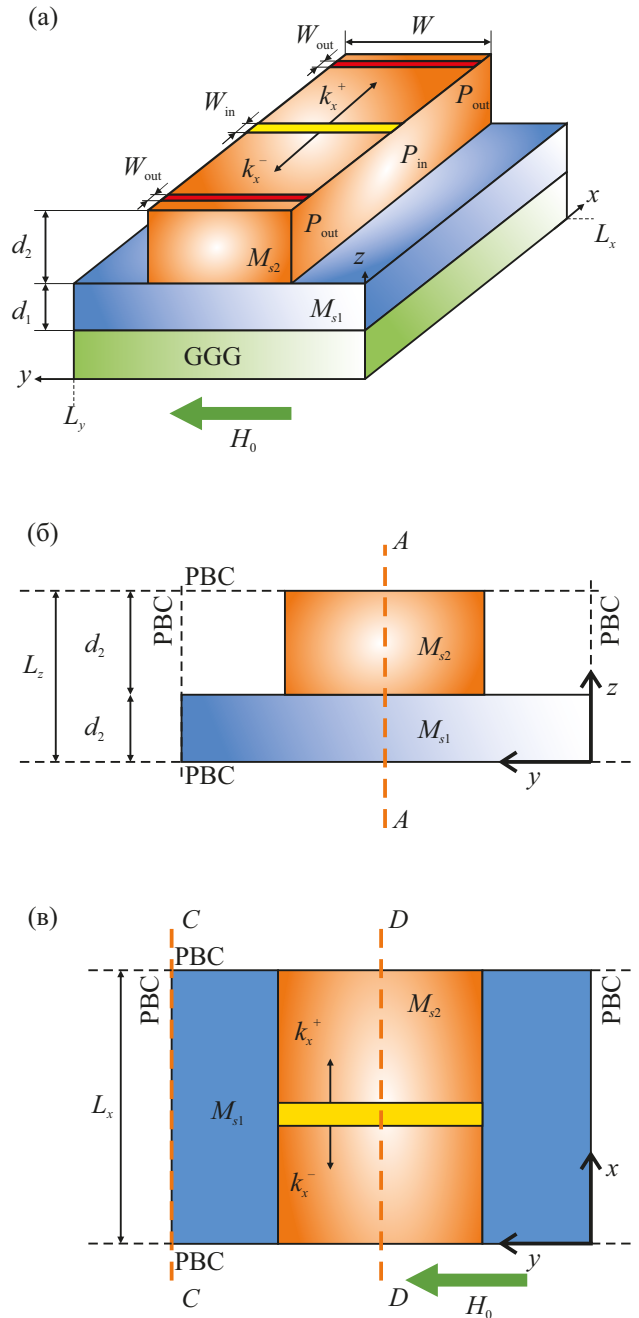


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры, состоящий из двух пленок ЖИГ (а); поперечное сечение структуры в плоскости (y, z) (б); вид сверху на структуру в плоскости (x, y) (в). Желтым цветом выделена область возбуждения при численном эксперименте. Красным цветом выделены области выходных антенн. Ориентация внешнего магнитного поля H_0 показана стрелкой на рисунке. Используемые обозначения даны в тексте.

При численном моделировании для устранения эффектов, связанных с конечными размерами системы в плоскости (xy) на соответствующих границах системы были заданы периодические граничные условия (periodic boundary conditions, PBC). В частности, проведено исследование двух типов структур: типа LS ($M_{s1} < M_{s2}$) и типа HS ($M_{s1} > M_{s2}$). Внешнее магнитное поле $B_0 = \mu_0 H_0 = 67$ мТ направлено вдоль оси y , в структуре будет распространяться поверхностная магнито-статическая волна (ПМСВ). На рис. 1а обозначены входная P_{in} и две выходных P_{out} антенны. Возбуждение СВ задавали временной зависимостью динамического поля следующего вида: $h_z(t) = h_0 \text{sinc}(2\pi f_0(t - t_0))$, (h_0 – амплитуда динамического поля, f_0 – частота среза, t_0 – временной сдвиг импульса), локализованным в пространственной области размером $w_{in} \times w \times L_z$, $L_z = d_1 + d_2$ и расположенным в сечении $x = L_x / 2$. В численном эксперименте расчетную область размером $L_x \times L_y \times L_z$ разбивали на $4096 \times 256 \times 32$ ячеек размером $1.22 \times 1.17 \times 0.49$ мкм³, другие параметры имели значения: общее время моделирования $t_s = 250$ нс, амплитуда возбуждающего поля $h_0 = 0.1$ мА/м, временной сдвиг $t_0 = t_s / 2$, частота среза $f_0 = 5$ ГГц, ширина входной и выходных антенн $w_{in} = w_{out} = 10$ мкм. Время моделирования t_s выбирали больше времени распространения СВ от входной до выходных антенн при заданной длине структуры. Для реализации линейного режима возбуждения и распространения СВ амплитуда возбуждающего поля должна удовлетворять условию $\mu_0 H_0 \ll B_0$. Выбранная ширина антенн w_{in} и w_{out} обеспечивает эффективное возбуждение и прием только магнито-статической части спектра СВ до максимальных значений волновых чисел порядка

$$k_{max} < \frac{\pi}{w_{in, out}}.$$

Далее методом микромагнитного моделирования спин-волновых возбуждений в магнитных волноведущих структурах, реализованным в свободно распространяемом программном комплексе MuMax3 [21], было проведено решение задачи о возбуждении и распространении СВ. В настоящее время микромагнитное моделирование фактически является стандартным методом изучения свойств магнитных микро- и наносистем, занимающая некоторое промежуточное положение между теорией и экспериментом (условно этот метод можно назвать численным экспериментом). Разработано несколько различных подходов для решения статических и динамических задач, при этом наиболее распространённым является под-

ход, основанный на численном решении уравнения движения намагниченности Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) для сплошной среды:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)),$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – безразмерный параметр затухания, M_s – намагниченность насыщения, \mathbf{M} – намагниченность единицы объема магнетика, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле. При этом граничные условия при $x = 0$ и $x = L_x$ задавали в виде периодических граничных условий.

При численном интегрировании уравнения ЛЛГ учитывают только следующие типы взаимодействий: зеемановское, обменное и магнито-статическое (диполь-дипольное). В этом случае эффективное магнитное поле имеет вид:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{ms} + \mathbf{H}_{ex},$$

где \mathbf{H}_0 – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_{ms} – магнито-статическое, \mathbf{H}_{ex} – обменное поле [22]. Обменным взаимодействием можно пренебречь в рассматриваемом случае толстых ферритовых пленок (порядка 10 мкм) и малых величин постоянных распространения спиновых волн ($< 10^4$ см⁻¹). В этом случае межслойное взаимодействие в наших структурах имеет только диполь-дипольный характер.

Рассмотрим трансформацию внутренних магнитных полей для LS - и HS -структур в сечении $x = L_x / 2$ (сечение А–А, рис.1б) вдоль оси z при $y = L_y / 2$ в зависимости от ширины волновода w (рис. 2). В случае $L_y = w$, т.е. двухслойной безграничной структуры, внутреннее поле однородно и его значение равно внешнему. При уменьшении ширины волновода до значения $w = 20$ мкм внутреннее поле остается практически однородным вдоль оси z , в области волновода и в области подложки. При этом вследствие большей намагниченности волновода в LS -структуре уменьшение внутреннего поля в ней происходит значительно быстрее (при изменении ширины антенны?), чем в HS -структуре. При $w < 20$ мкм распределение H_y^{eff} вдоль оси z становится существенно неоднородным: в области подложки $z = [0, d_1]$ внутреннее поле уменьшается практически по линейному закону, в области $z = [d_1, d_2]$ распределение соответствует квазиоднородному профилю. Таким образом, из анализа распределения полей можно сделать следующий вывод: существует критическое

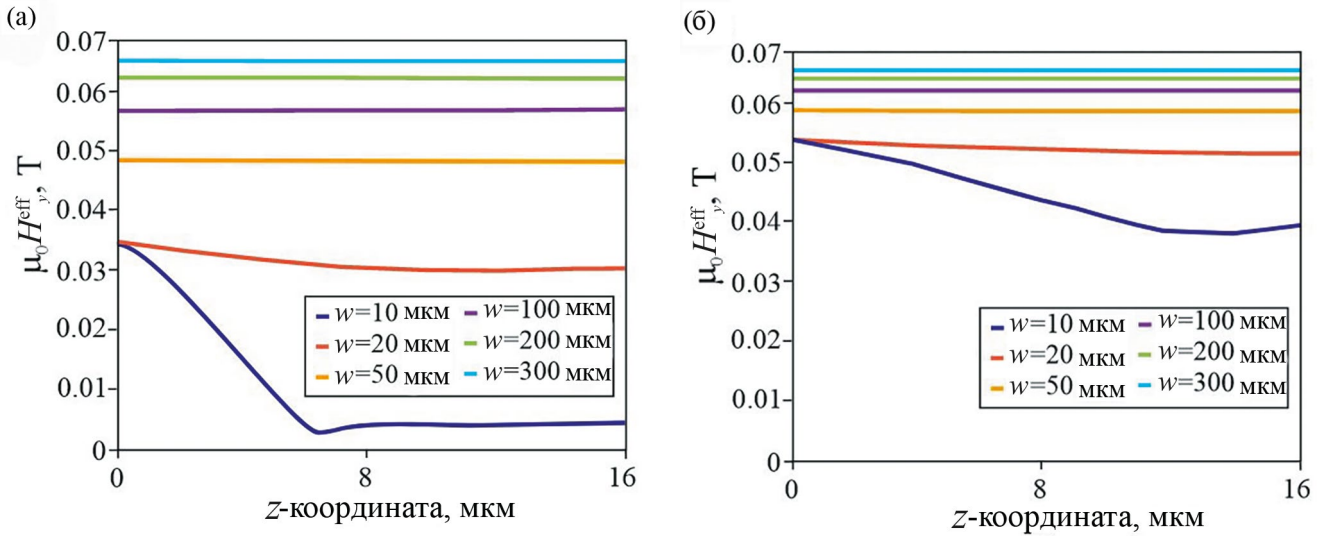


Рис. 2. Распределение $H_y^{\text{eff}}(z)$ в сечении $y = L_y / 2$ в зависимости от ширины волновода w : а) LS -структура, б) HS -структура.

значение ширины волновода $w \approx 20$ мкм, меньше которого внутренние поля подложки и волновода существенно различаются по величине и характеру пространственного распределения. В случае $w > w_c$ распределение H_y^{eff} вдоль оси z при $y = L_y / 2$ (сечение А–А) является практически однородным.

Проведем аналогичный анализ распределения H_y^{eff} в двух сечениях $z = 0$ и $z = d_1 + d_2$ структур LS и HS в зависимости от ширины волновода w (рис. 3). В случае $w > w_c$ и $w = 100$ мкм распределение внутренних полей описано ранее, т.е. оно имеет форму “вала” в области волновода и подложки, и форму “долины” вне волновода. Отметим только, что в силу большей намагниченности волновода в LS -структуре падение поля от центра волновода к его краям происходит быстрее и на большую величину. В случае $w < w_c$ (например, для $w = 10$ мкм, рис. 3) характер распределения полей существенно изменяется в области подложки ($z = 0$) для координаты y , лежащей в интервале $[(L_y - w) / 2, (L_y + w) / 2]$, и имеет форму “долины”. Вне этого интервала распределение полей практически однородно. Распределение поля в волноводе сечением $z = d_1 + d_2$ сохраняется в форме “вала”.

Таким образом, характер распределения внутренних статических полей в исследуемых структурах существенно зависит от ширины волновода w . При уменьшении w и приближении к критической ширине волновода $w_c \sim 20$ мкм распределение поля в форме “вала” сменяется на распределение в форме “долины”. Обобщая полученные результаты, можно утверждать, что при $d_2 \approx d_1$ и фиксированном w критическим значением является величина d_2 / w , зависящая в свою оче-

редь от соотношения намагниченностей насыщения подложки и волновода. Такие особенности трансформации внутреннего магнитного поля исследуемых структур в зависимости от ширины волновода отражаются и на спектре спин-волновых возбуждений, представляющих собой аналог гребенчатого волновода в интегрально оптических структурах. По сравнению с экспериментально и численно исследованной структурой гребенчатого волновода на основе пленки пермаллоя [23], в рассматриваемой структуре на основе двух слоев ЖИГ появляется возможность трансформации статических внутренних магнитных полей путем изменения намагниченности одного из слоев. В то же время двуслойные магнитные пленки можно использовать для создания меандровых волноводов для фильтрации спин-волновых сигналов [24]. При этом преимуществом гребенчатых двуслойных ЖИГ микроволноводов будет являться наличие двух разделенных рабочих диапазонов частот СВ [25]. Далее будут рассмотрены спектры СВ в таких структурах. При этом отдельное внимание будет уделено спектрам ширинных мод [26, 27].

СПЕКТРЫ СПИН-ВОЛНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ И РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

После решения статической задачи перейдем к динамической задаче, а именно моделированию процессов распространения СВ в исследуемой структуре (рис. 1). Антенна P_{in} возбуждает спиновые волны, распространяющиеся в общем случае в обе стороны от антенны вдоль

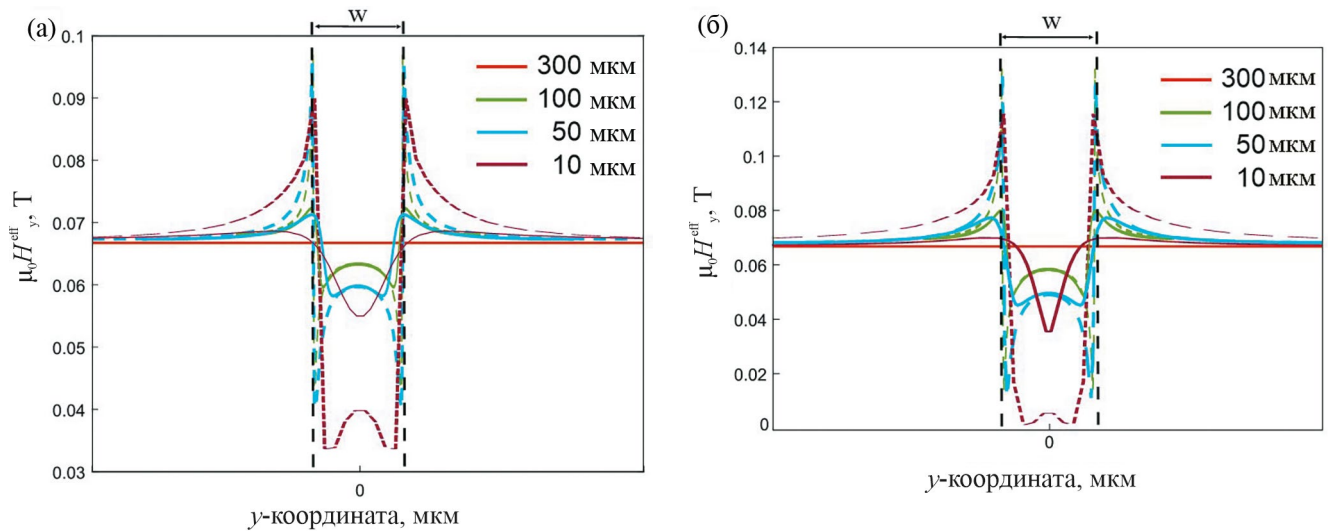


Рис. 3. Распределение $H_y^{\text{eff}}(y)$ в сечениях $z = 0$ (сплошная линия) и $z = d_1 + d_2$ (штриховая линия): а) LS -структура; б) HS -структура.

оси x с волновыми числами k_x , зависящими от направления распространения и от частоты f возбуждающего сигнала. Волны, распространяющиеся в сторону положительного направления оси x , будут характеризоваться волновыми числами k_+ , в противоположную сторону — k_- . Дисперсионные характеристики строили вдоль сечения С–С (боковое ребро структуры) D–D (сечение $L_y/2$).

Для начала рассмотрим результаты расчета дисперсионных характеристик спиновых волн для “референсной” безграничной двухслойной структуры, а именно LS .

Для интерпретации полученных результатов введем упрощенные модели структур. Заменяем волновод прямоугольного сечения $w \times d_2$ на волновод эллиптического сечения с осями w и d_2 и удалим полученный волновод от подложки на достаточно большое расстояние, чтобы исключить взаимное влияние магнитостатических полей. В этом случае внутренние магнитные поля подложки и волновода будут однородными и для их определения можно ввести соответствующие размагничивающие факторы N_x^d, N_y^d, N_z^d ($N_x^d + N_y^d + N_z^d = 1$). Размагничивающие факторы в общем случае определяются формой и соотношением геометрических размеров магнитной структуры. В частности, для подложки имеем $N_x^d = N_y^d = 0, N_z^d = 1$, для эллиптического волновода $N_x^d = 0$, а величины N_y^d, N_z^d определяются отношением d_2/w . Например, при $w = d_2$ размагничивающие факторы равны $N_y^d = N_z^d = 0.5$, а при $w = L_y$ выполняется условие $d_2/w \ll 1$ и $N_y^d \approx 0, N_z^d \approx 1$. При намагничивании структур до насыщения внутренние

магнитостатические поля могут быть найдены из выражения: $H_{\text{ms},i} = -N_i^d M_{s,i}$, $i = x, y, z$, где M_s — намагниченность насыщения подложки или волновода. Таким образом, при намагничивании подложки вдоль оси y магнитное поле внутри подложки будет однородно и равно внешнему. Аналогичная ситуация реализуется и для эллиптического волновода с размерами $d_2/w \ll 1$. В случае $w = d_2$ внутреннее поле волновода будет однородно и равно $H_{\text{eff},y} = H_{\text{ext},y} + H_{\text{ms},y} = H_{\text{ext}} - 0.5M_s$. Отметим, что внутреннее поле волновода с большей намагниченностью при одинаковых отношениях осей эллипсоида будет всегда меньше внутреннего поля волновода с меньшей намагниченностью. Возвращаясь к изолированному волноводу с прямоугольным поперечным сечением $w \times d_2$, отметим, что в этом случае внутреннее магнитное поле будет неоднородным вдоль оси y , за исключением случая $w = L_y$, и практически однородным вдоль осей x и z . При достаточно малых отношениях d_2/w можно перейти к усредненному вдоль оси y внутреннему магнитостатическому полю и ввести вдоль этого направления соответствующий эффективный размагничивающий фактор. При сближении подложки и волновода возникающее между ними магнитостатическое взаимодействие приводит к формированию неоднородных внутренних полей и в подложке. Очевидно, что область неоднородности внутри подложки будет иметь характерные размеры порядка ширины волновода w , если волновод находится на поверхности подложки.

Расчеты показали, что существуют две низкочастотные ветви (c, d) с началом спектра ($k=0$) на частоте f_{p1} и две высокочастотные ветви

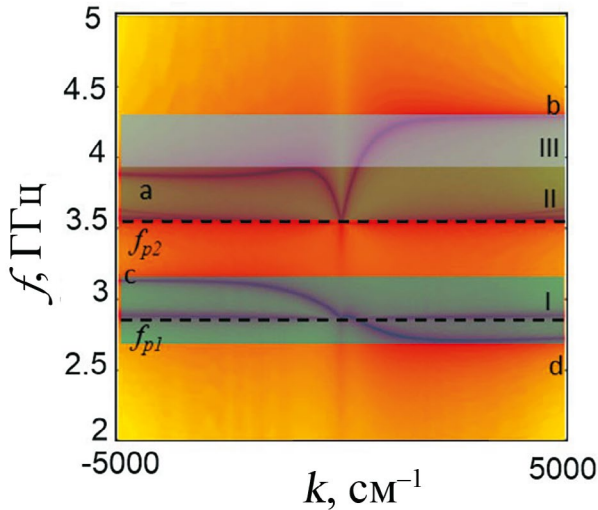


Рис. 4. Дисперсионная характеристика СВ в двухслойной безграничной референсной LS -структуре: пунктирными линиями показаны частоты f_{p1}, f_{p2} начала ветвей дисперсионных характеристик, символами (a, b, c, d) отмечены отдельные дисперсионные ветви, цифрами (I, II, III) отмечены характерные частотные области.

(a, b) с началом спектра на частоте f_{p2} (рис. 4). Как и в “референсной” структуре, внутреннее поле однородно и равно внешнему так как $N_x^d = N_y^d = 0, N_z^d = 1$, а частоты f_{p1}, f_{p2} являются частотами поперечного ФМР и приблизительно определяются формулами Киттеля:

$$f_{p1} = \mu_0 \gamma \sqrt{H_{\text{ext}} (H_{\text{ext}} + M_{s1})},$$

$$f_{p2} = \mu_0 \gamma \sqrt{H_{\text{ext}} (H_{\text{ext}} + M_{s2})}.$$

Анализ поперечного распределения волн показал, что ветви b и c относятся к спиновым волнам, распространяющимся по внешним поверхностям слоев. Ветвь a соответствует волне, распространяющейся по внутренней поверхности слоя с меньшей намагниченностью (т.е. подложки), ветвь d — волне, распространяющейся по внутренней поверхности слоя с большей намагниченностью (т.е. волновода). Кроме того, из анализа дисперсионных характеристик следует, что существуют различные режимы распространения спиновых волн. Частотная область I соответствует режиму одноволнового распространения (за исключением области малых волновых чисел вблизи f_{p1}) [28–32]. В этом режиме на частоте f из области I волна распространяется только в одну сторону. В частности, в области I на частоте $f < f_{p1}$ фазовая скорость положительна, а групповая скорость отрицательна (обратная волна). На частоте $f > f_{p1}$ фазовая скорость отрицательна, и групповая скорость отрицательна (прямая волна). Следовательно, в частотной области I

спиновая волна переносит энергию только в направлении $x = -\infty$.

Область II соответствует режиму невзаимного распространения спиновых волн, $k_+(f) \neq k_-(f)$. Область III соответствует одноволновому режиму распространения спиновых волн, фазовые и групповые скорости совпадают по знаку, и энергия переносится в направлении $x = +\infty$. Таким образом, в двухслойной “референсной” структуре существует две частотные области существования спиновых волн и несколько режимов их распространения.

Далее рассмотрим, как видоизменяется дисперсионная характеристика при изменении ширины волновода для LS - и HS - структур (рис. 5 и рис. 6) с периодическими граничными условиями при $y=0, y=L_y$, в зависимости от ширины волновода w при его возбуждении антенной длиной $L_a = w$. Сначала проведем классификацию спектров спиновых волн, полученных в сечениях D–D (рис. 5а) и C–C (рис. 5б), при ширине волновода w . В регионе R_1 находятся ветви объемных ширинных мод, в регионе R_2 присутствуют ветви как объемных, так и поверхностных ширинных мод, в регионе R_3 располагаются ветви поверхностных ширинных мод с невзаимным или одноволновым характером распространения. Как видно из рис. 5б, вдоль сечения C–C также распространяются волны в частотном регионе R_2 . Анализ показывает, что области подложки вне области волновода, т.е. в диапазоне значений координаты y $[0, L_y/2 - w/2]$ и $[L_y/2 + w/2, L_y/2]$ и в силу периодичности структуры их можно трактовать как два однослойных волновода с намагниченностью M_{s1} и толщиной d_1 , сформированных в подложке.

Будем называть их боковыми волноводами, а двухслойную область между ними шириной w и толщиной $d_1 + d_2$ — центральным волноводом. Каждый из боковых волноводов имеет ширину $w_s \approx L_y - w$. Как показывают результаты решения статической задачи, внутри этих волноводов внутреннее поле неоднородно и имеет распределение типа “долина”. Эти волноводы отделены друг от друга областью шириной w , в которой располагается антенна. Антенна шириной w перекрывает по толщине область волновода и подложки и возбуждает СВ, распространяющиеся в центральном и двух боковых волноводах.

В силу ограниченных поперечных размеров боковых волноводов спектр волн также будет дискретным и включать в себя ветви ширинных мод. Однако в боковых волноводах могут распространяться и вытекающие моды центрального волновода. Регион R_2 на рис. 5а и рис. 5б отмечает частотную область перекрытия дис-

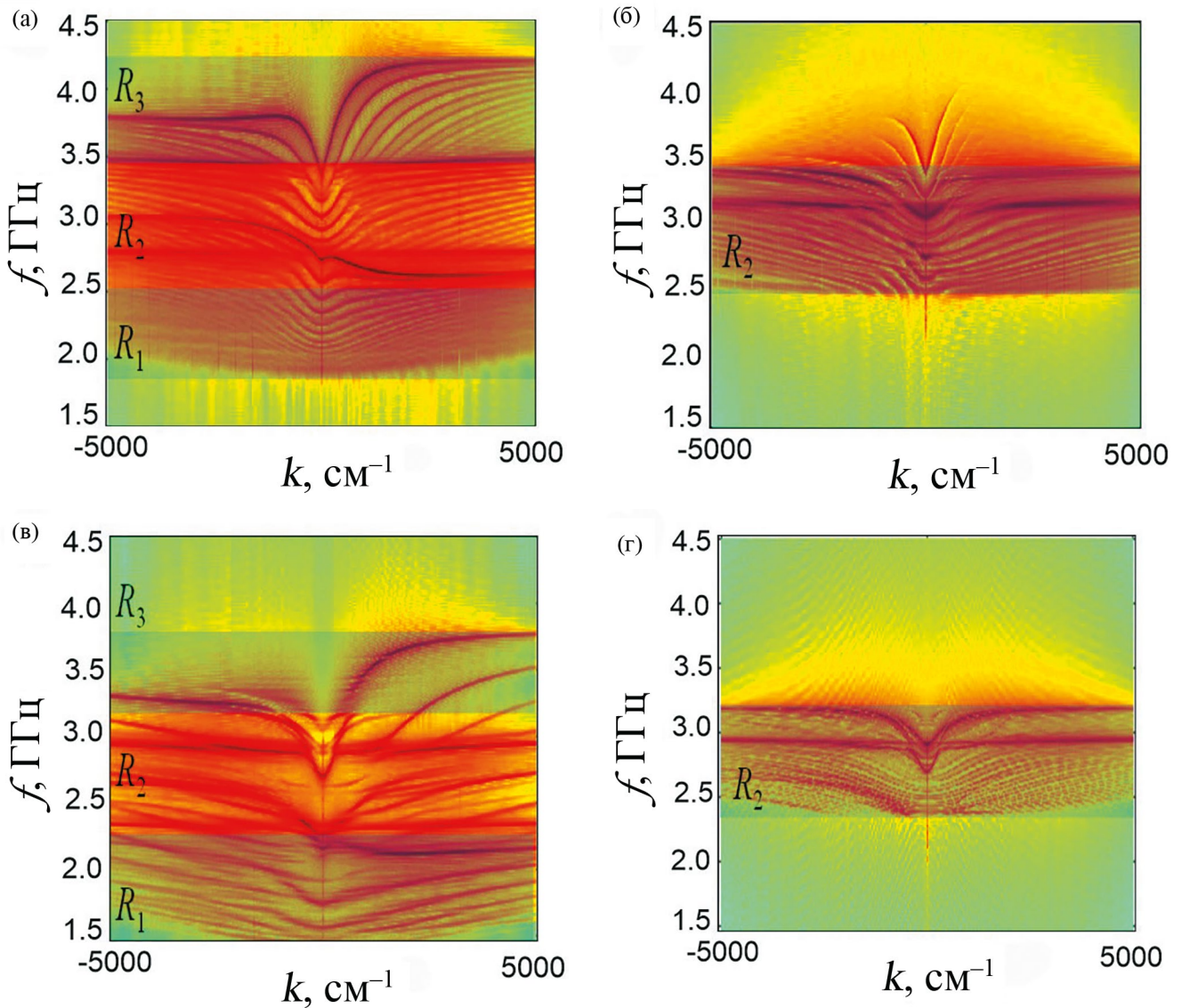


Рис. 5. Дисперсионные характеристики спиновых волн и частотные регионы различных режимов распространения в зависимости от ширины волновода w в различных сечениях периодической структуры LS -типа. а, в – сечение $D-D$, б, г – сечение $C-C$; а, б – $w=200$ мкм, в, г – $w=50$ мкм.

персионных характеристик волн центрального и боковых волноводов. Таким образом, регион R_2 рис. 5б включает в себя направляемые моды боковых и вытекающих мод центрального волновода. В регионах R_1 и R_3 находятся только направляемые моды центрального волновода, а в регионе R_2 как направляемые, так и вытекающие в боковые волноводы моды спиновых волн. С точки зрения практического применения наибольший интерес представляют направляемые моды центрального волновода, поэтому ограничимся анализом волн только такого типа.

Рассмотрим трансформацию спектров спиновых волн в соответствующих регионах при уменьшении ширины волновода w . Положение

и частотная ширина региона R_2 остаются практически неизменными, так как они определяются только величиной внутренних магнитных полей в боковых волноводах. Из решения статической задачи следует, что эти поля практически не зависят от ширины w . В случае центрального волновода при уменьшении ширины w его внутренние поля уменьшаются, регионы R_1 и R_3 сдвигаются вниз по частоте, при этом частотная ширина региона R_3 уменьшается, а R_1 увеличивается (рис. 5а, в). Спектр ширинных мод становится более разряженным и возможна реализация квази-одномодового одноволнового режима распространения в центральном волноводе, например, на частоте $f=3.5$ ГГц и выше (рис. 5в).

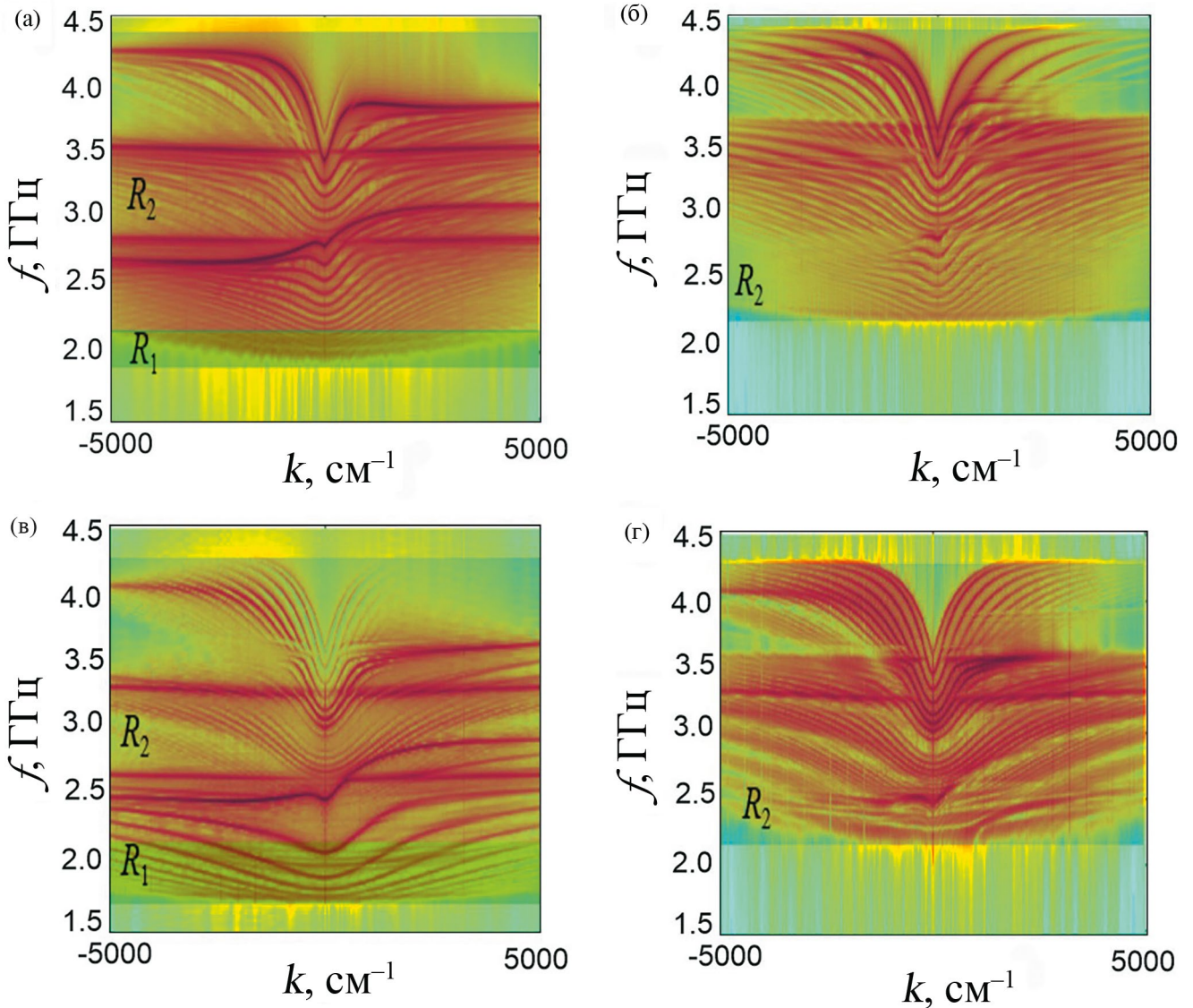


Рис. 6. Дисперсионные характеристики спиновых волн и частотные регионы различных режимов распространения в зависимости от ширины волновода w в различных сечениях периодической структуры HS -типа. а, в – сечение $D-D$, б, г – сечение $C-C$; а, б – $w=200$ мкм, в, г – $w=50$ мкм.

Рассмотрим трансформацию дисперсионных характеристик, режимов работы и проведем классификацию волн в системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов HS -типа с периодическими граничными условиями при $y=0$, $y=L_y$, в зависимости от ширины волновода w при его возбуждении антенной длиной $L_a=w$. Как видно из представленных результатов (рис. 6), при любой ширине w наблюдается перекрытие спектров спиновых волн в центральном и боковых волноводах в частотном регионе, обозначенном R_2 . В боковых волноводах и центральном волноводе дисперсионные характеристики в регионе R_2 представляют собой наложение ширинных мод, относящихся к различным волноводам, т.е. в этом регионе моды всех волноводов являются вытекающими. С уменьшением шири-

ны волновода w частотная ширина и положение региона R_2 для волн в центральном и боковых волноводах практически не изменяется (рис. 6).

К региону R_2 в низкочастотной области примыкает регион R_1 , в котором моды центрального волновода являются направляемыми (рис. 6а, в). При уменьшении ширины волновода частотный диапазон региона R_1 увеличивается и его нижняя граница смещается в область более низких частот. При этом до значений $w_c \sim 20$ мкм направляемыми модами центрального волновода являются только объемные моды спиновых волн с взаимным характером распространения (рис. 6а, б).

Таким образом, из анализа спин-волновых возбуждений в системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов HS -типа с периодическими граничными условиями можно сделать

вывод, что при любых значениях ширины w центрального волновода существуют два смежных частотных региона. В высокочастотном регионе реализуется режим с вытекающими модами структуры, а в низкочастотном регионе — режим с направляемыми модами центрального волновода. При этом частотный диапазон режима направляемых мод расширяется с уменьшением ширины центрального волновода и его нижняя граница сдвигается в сторону более низких частот.

ВЫВОДЫ

Выполнено теоретическое исследование спектров спин-волновых возбуждений в периодических системах планарных магнитных микроволноводов гребенчатого типа.

На основе метода микромагнитного моделирования проведена классификация спектров спиновых волн, выделен класс направляемых, вытекающих и краевых спиновых мод. Исследованы различные режимы распространения спиновых волн (взаимный, невзаимный, одноволновой).

Показана трансформация спектров СВ в зависимости от типа структуры и ширины центрального волновода. В частности, продемонстрировано, что в системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов LS -типа с периодическими граничными условиями при ширине центрального волновода $w > 10 \mu\text{m}$ наблюдаются два несмежных частотных региона существования направляемых мод центрального волновода. В высокочастотном регионе ширинные моды спиновых волн обладают свойствами невзаимности и возможна реализация одноволнового режима распространения.

В системе планарных магнитных гребенчатых микроволноводов HS -типа при любых значениях ширины центрального волновода существуют два смежных частотных региона: в высокочастотном регионе реализуется режим с вытекающими модами структуры, в низкочастотном регионе реализуется режим с направляемыми модами центрального волновода.

Показано, что в системах обоих типов в области сильно неоднородных магнитных полей могут существовать моды краевых волн, обладающие взаимным характером распространения.

Полученные результаты могут быть использованы для расширения и уточнения физики волновых процессов в сложных магнитных структурах, в том числе в системах спин-орбитроники на основе тонких магнитных пленок [33], а сами рассмотренные периодические системы планарных магнитных микроволноводов гребенчатого типа могут быть использованы для расширения

функциональных свойств элементов магноники и спинтроники, за счет возможности работы в двух диапазонах частот при заданном магнитном поле.

Результаты микромагнитного моделирования подтверждены сравнением с ранее полученными аналитическими и экспериментальными результатами для поперечно ограниченных двухслойных магнитных пленок.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-79-10191 (<https://rscf.ru/project/20-79-10191/>), ФГБОУ ВО “Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского”, Саратовская обл.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* Broadband injection and scattering of spin waves in lossy width-modulated magnonic crystal waveguides // *Magnonics. J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. No.26. P. 264001(14). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/13/135003>
2. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
3. *Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
4. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Ландау Л.Д. Собрание трудов в 2 т. Под ред. Е. М. Лифшица. М.: Наука, 1969. Т. 1. 512 с.
6. *Cherepanov V., Kolokolov I., and L'vov V.* The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet // *Phys. Rep.* 1993. V. 229. P. 81. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(93\)90107-0](https://doi.org/10.1016/0370-1573(93)90107-0)
7. *Glass H.L.* Ferrite films for microwave and millimeter-wave devices // *Proc. IEEE.* 1988. V. 76. P. 151. <https://doi.org/10.1109/5.4391>
8. *Geller S., Gilleo M.A.* Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth-iron garnets // *Acta Crystallogr.* 1957. V. 10. P. 239. <https://doi.org/10.1107/S0365110X57000729>
9. *Klingler S., Chumak A., Mewes T., Khodadadi B., Mewes C., Dubs C., Surzhenko O., Hillebrands B., and Conca A.* Measurements of the exchange stiffness of YIG films by microwave resonance techniques // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48. P. 015001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/1/015001>
10. *Serrao C.R., Sahu J.R., Ramesha K., and Rao C. N.R.* Magnetoelectric effect in rare earth ferrites // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 016102. <https://doi.org/10.1063/1.2946455>

11. *Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Grachev A.A., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* Nonlinear Spin Wave Effects in the System of Lateral Magnonic Structures // JETP Letters. 2018. V. 107(1). P. 25–29.
<https://doi.org/10.1134/S0021364018010113>
12. *Sadovnikov A.V., Bublikov K.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* Nonreciprocal propagation of hybrid electromagnetic waves in a layered ferrite–ferroelectric structure with a finite width // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 142–147.
<https://doi.org/10.1134/S0021364015150102>
13. *Kalyabin D.V., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Nikitov S.A.* Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 173907.
14. *Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sadovnikov A.V.* Reconfigurable Lateral Spin-Wave Transport in a Ring Magnonic Microwaveguide // JETP Lett. 2019. V. 110. P. 430–435.
<https://doi.org/10.1134/S0021364019180061>
15. *Davies C.S., Sadovnikov A.V., Grishin S.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A., Kruglyak V.V.* Generation of propagating spin waves from regions of increased dynamic demagnetising field near magnetic antidots // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 162401.
<https://doi.org/10.1063/1.4933263>
16. *Vysotskii S.L., Sadovnikov A.V., Dudko G.M., Kozhevnikov A.V., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Novitskii N.N., Stognij A.I., Filimonov Y.A.* Spin-waves generation at the thickness step of yttrium iron garnet film // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P. 102403.
<https://doi.org/10.1063/5.0018388>
17. *Chumak A.V., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelman C., Adeyeye A.O., Akerman J., Aliev A. et al.* Advances in Magnetics Roadmap on Spin-Wave Computing. Advances in Magnetics Roadmap on Spin-Wave Computing // IEEE Trans. Magn. 2022. V. 58 (6). Article 0800172.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664>
18. *Khitun A.* Multi-frequency magnonic logic circuits for parallel data processing // J. Appl. Phys. 2012. V. 111 (5). P. 054307.
<https://doi.org/10.1063/1.3689011>
19. *Одинцов С.А., Локк Э.Г., Бегинин Е.Н., Садовников А.В.* Эффекты нелинейности при распространении спиновых волн в двуслойном магнетонном волноводе // ФТТ. 2022. Т. 9. С. 1263–1266.
<https://doi.org/10.21883/ФТТ.2022.09.52813.06НН>
20. *Odintsov S.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Lock E.H., Beginin E.N., and Sadovnikov A.V.* Nonreciprocal spin wave propagation in bilayer magnonic waveguide // J. Magn. Mater. 2021. V. 546. P. 168736.
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-55-64>
21. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V.* The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. V. 4. (10). P. 107133.
22. *Demokritov S., Slavin A.* Magnonics: From Fundamentals to Applications // Topics in Applied Physics 2012. V. 125. Springer Berlin Heidelberg.
23. *Demidov V.E., Urazhdin S., Zholud A., Sadovnikov A.V., Demokritov S.O.* Dipolar field-induced spin-wave waveguides for spin-torque magnonics // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 022403.
24. *Gubbiotti G., Sadovnikov A., Beginin E., Sheshukova S., Nikitov S., Talmelli G., Asselberghs I., Radu I.P., Adelman C., and Ciubotaru F.* Magnonic band structure in CoFeB/Ta/NiFe meander-shaped magnetic bilayers // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. P. 014061.
25. *Филимонов Ю.А., Шеин И.В.* Внутренние магнито-статические волны в структуре с двумя анизотропными ферритовыми слоями // ЖТФ. 1992. Т. 62 (1). P. 187–196.
26. *O’Keeffe T.W., Patterson R.W.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4886–4895.
27. *Bajpai S.N.* Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 910–913.
<https://doi.org/10.1063/1.336164>
28. *Grassi M., Geilen M., Louis D., Mohseni M., Brächer T., Hehn M., Stoeffler D., Bailleul M., Pirro P., Henry Y.* Slow-Wave-based nanomagnonic diode // Phys. Rev. Appl. American Physical Society. 2020. V. 14. № 2. P. 1.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.024047>
29. *Kalinikos B.A., and Slavin A.N.* Ferromagnetic Films With Mixed Exchange Boundary // J. Phys. C. Solid State Phys. 1986. V. 19. P. 7013–7033.
30. *Damon R.W., Eshbach J.R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19 (3-4). P. 308–320.
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
31. *Stancil D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications. New York: Springer, 2009. 346 p.
32. *Lan J., Yu W., Wu R., Xiao J.* Spin-Wave Diode // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. № 4. P. 041049.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.5.041049>
33. *Самардак А.С., Колесников А.Г., Давыденко А.В., Стеблій М.Е., Ознев А.В.* Топологически нетривиальные спиновые текстуры в тонких магнитных пленках // Физика металлов и металловедение. 2022. Т. 123. № 3. С. 260–283.
<https://doi.org/10.31857/S0015323022030093>

Peculiarities of the Spin Wave Spectrum in Transversely Confined YIG Microwaveguides with Inhomogeneous Magnetization Profile

Y. V. Aleksandrova^{1, *}, E. N. Beginin¹, S. E. Sheshukova¹, A. V. Sadovnikov¹

¹Saratov State University, Saratov, 410012 Russia

*e-mail: jvaleksandrova@gmail.ru

A study of spin wave spectra in a two-layer structure of iron-yttrium garnet (YIG) with different magnitudes of the saturation magnetizations of the layers has been carried out. Different modes of spin wave propagation (reciprocal, nonreciprocal, single-wave) depending on the type of structure and width of the central waveguide are investigated. The classification of spin wave spectra is carried out, and the class of guided, outgoing, and edge spin modes is identified. In particular, it is shown that in a system of planar magnetic comb-type *LS*-type ($M_{s1} < M_{s2}$) microwave guide tubes with periodic boundary conditions, two non-contiguous frequency regions of existence of guided modes of the central waveguide are observed for a width w of the central waveguide. Two adjacent frequency regions exist in the system of planar magnetic comb-type *HS*-type ($M_{s1} > M_{s2}$) microwave guide tubes at any values of the width of the central waveguide: in the high-frequency region, the mode with outflowing modes of the structure is realized, while in the low-frequency region, the mode with guided modes of the central waveguide is realized. It is shown that in systems of both types in the region of strongly inhomogeneous magnetic fields there can exist modes of boundary waves having a mutual character of propagation. The results obtained can be used to expand and clarify the physics of wave processes in complicated magnetic structures.

Keywords: multilayer magnetic films, magnonics, spin waves, YIG, spin wave dispersion, micromagnetic modeling