

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Магноника — новое направление спинтроники
и спин-волновой электроники**

С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин,
Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин,
М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев,
С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов

Представлены результаты недавних исследований в актуальной быстро развивающейся области спинтроники и магнитоэлектроники — магноники. Описаны экспериментальные методы исследования свойств и теоретические подходы к описанию результатов исследования физических процессов, связанных с распространением спиновых волн в сложных нано- и микроразмерных магнитных структурах. Приведены результаты применения магнитных структур для реализации их в элементной базе систем обработки и передачи информационных сигналов. В частности, рассмотрены результаты исследования распространения спиновых волн в распределённых магнитных периодических структурах, в сосредоточенных системах, в связанных волноведущих структурах и управляемых магнитных структурах. Обсуждаются конкретные примеры элементной базы на основе магнитных структур, а также возможность её дальнейшего развития.

Ключевые слова: магноника, спинтроника, спинволновая электроника, магнитные кристаллы, сверхвысокочастотная электроника, магнитные структуры, спиновые волны, волноводы, магнитные плёнки, магнитная логика, устройства обработки информации

PACS numbers: 75.30.Ds, **85.70. – w**, **85.75. – d**

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099

С.А. Никитов. Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11-7, 125009 Москва, Российская Федерация;
Московский физико-технический институт
(государственный университет),
Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация;
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская 83, 410012 Саратов, Российская Федерация
E-mail: nikitov@cplire.ru
Д.В. Калябин, С.А. Осокин. Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11-7, 125009 Москва, Российская Федерация;
Московский физико-технический институт
(государственный университет),
Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация
E-mail: dmitry.kalyabin@phystech.edu, osokinserg@gmail.com
И.В. Лисенков. Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11-7, 125009 Москва, Российская Федерация;
Московский физико-технический институт
(государственный университет),
Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация;
Oakland University, 2200 N. Squirrel Rd., Rochester, MI 48309, USA
E-mail: ivan.lisenkov@phystech.edu
А.Н. Славин. Oakland University,
2200 N. Squirrel Rd., Rochester, MI 48309, USA

Ю.Н. Барабаненков. Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11-7, 125009 Москва, Российская Федерация
E-mail: barab624@mail.ru
А.В. Садовников. Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11-7, 125009 Москва, Российская Федерация;
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская 83, 410012 Саратов, Российская Федерация
E-mail: sadovnikovav@gmail.com
Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский.
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская 83, 410012 Саратов, Российская Федерация
E-mail: egbegin@gmail.com, mamorozovama@yandex.ru,
SharaevskyYP@info.sgu.ru
Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий.
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская 83, 410012 Саратов, Российская Федерация;
Саратовский филиал института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зелёная 38, 410019 Саратов, Российская Федерация
E-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com, khivintsev@gmail.com,
vysotsl@gmail.com
В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. Саратовский филиал института
радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зелёная 38, 410019 Саратов, Российская Федерация
E-mail: valentin@sakharov.info, gekapavlov@gmail.com

Статья поступила 27 мая 2015 г.

Содержание

1. Введение (1100).
2. Экспериментальные и теоретические методы исследования волновых процессов (1100).
 - 2.1. Метод спектроскопии Бриллюэна–Мандельштама для исследования магнитных структур. 2.2. Теоретические методы.
3. Результаты применения магнитных структур для реализации систем обработки и передачи сигналов (1105).
 - 3.1. Распределённые периодические системы. 3.2. Сосредоточенные системы (резонаторы). 3.3. Нерегулярные волноведущие системы. 3.4. Связанные волноведущие системы. 3.5. Управляемые магнитные структуры.
4. Существующие устройства и перспективы применения (1123).
5. Заключение (1125).

Список литературы (1125).

1. Введение

Интенсивные исследования в области магнитных материалов, в особенности микро- и наномангнитных структур, в последние годы позволили получить интересные и важные научные результаты, которые легли в основу такого научного направления, как спинтроника. Спинтроника — это бурно развивающаяся область электроники, в которой, в частности, используются процессы переноса магнитного момента или спина электрическим током в структурах, содержащих магнитные материалы. Перенос спина может также осуществляться с помощью магнонов, или спиновых волн, в магнитных металлах и диэлектриках. В связи с этим возникло новое научное направление — магноника — область спинтроники, или в более общем смысле электроники, изучающая физические свойства магнитных микро- и наноструктур, свойства распространяющихся спиновых волн, а также возможность применения спиновых волн для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации на основе новых физических принципов [1–9].

2. Экспериментальные и теоретические методы исследования волновых процессов

2.1. Метод спектроскопии Бриллюэна–Мандельштама для исследования магнитных структур

В настоящее время для исследования пространственно-временной динамики спин-волновых возбуждений в магнитоупорядоченных средах широко применяются оптические зондовые методы, к которым относится метод, основанный на эффекте мандельштам-бриллюэновского рассеяния (МБР) света [10, 11]. Теоретические основы МБР в магнитоупорядоченных средах изложены во многих работах (см., например, [12–15]), и можно выделить два основных подхода к изучению данного явления: волновой и корпускулярный.

В основе волнового подхода лежит магнито-оптический механизм рассеяния световой волны в магнитоупорядоченной среде. Спиновые волны с частотой f и длиной λ , распространяющиеся в среде, создают динамическую и пространственную вариацию (малое отклонение от равновесного направления) намагниченности среды $\mathbf{m}(f, \mathbf{r})$ (где $\mathbf{r}$ — вектор пространственных координат), с которой связывается вариация диэлектрической

проницаемости ϵ . Для световой волны спиновыми волнами в среде создаётся движущаяся фазовая дифракционная решётка, и рассеяние света объясняется брэгговским отражением света от дифракционной решётки и доплеровским сдвигом частоты отражённого света.

Согласно закону Брэгга период решётки Λ (равный длине λ спиновой волны) связан с углом Брэгга φ_B и длиной волны падающего света соотношением

$$\sin \varphi_B = \frac{\lambda_0}{n\Lambda}, \quad (1)$$

где λ_0 — длина световой волны в вакууме, n — показатель преломления света в среде.

Эффект Доплера связан с рассеянием света на движущейся дифракционной решётке, при этом частота рассеянного света сдвинута относительно частоты f_0 падающего света на величину $\Delta f = f_0 \pm f$. Интенсивность рассеянного света на спиновой волне с частотой f определяется выражением [15]

$$I(f, \mathbf{r}) \sim |\mathbf{m}(f, \mathbf{r})|^2. \quad (2)$$

Из (2) следует, что интенсивность рассеянного света зависит также от величины отклонения намагниченности от равновесного положения, т.е. от амплитуды спиновых волн:

$$I(f, \mathbf{r}) \sim \varphi_0^2(f, \mathbf{r}). \quad (3)$$

С точки зрения корпускулярного подхода МБР рассматривается как процесс рассеяния фотонов на магнонах (рассеяние квазичастиц), к которому можно применить законы сохранения энергии и импульса. В этом случае основными соотношениями являются

$$f_s = f_0 + f, \quad (4)$$

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k},$$

где f_s — частота рассеянного света, $\mathbf{k}_s$, $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}$ — волновые векторы рассеянного, падающего света и спиновой волны соответственно. Интенсивность рассеянных фотонов на магнонах с частотой f определяется соотношением [16]

$$I(f) \sim D(f) n(f), \quad (5)$$

где $D(f)$, $n(f)$ — плотность состояния и функция распределения Бозе–Эйнштейна магнонов при данной температуре.

Спектр рассеянного света в общем случае содержит две компоненты: стоксову на частоте $f_0 - f$ и антистоксову на частоте $f_0 + f$. Интенсивности этих компонент, которые определяются физическими процессами в магнитоупорядоченных средах, различны [17].

Выбор конкретного подхода (корпускулярного или волнового) определяется условиями проведения экспериментов. В частности, волновой подход удобен, если интерес представляют только относительные величины интенсивности I рассеянного света.

Схема экспериментальной установки и основные характеристики. В лаборатории "Метаматериалы" Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского был создан и запущен в работу комплекс бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов.

Выделим некоторые области применения комплекса: материаловедение — измерение магнитных и акустиче-

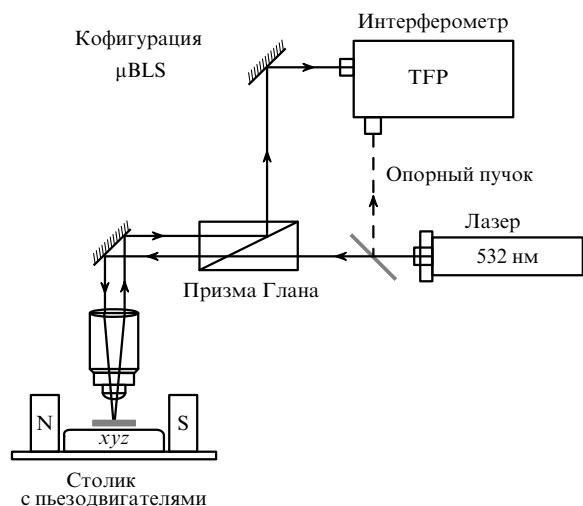


Рис. 1. Схема комплекса мандельштам-бриллюэновского рассеяния. TFP — Tandem Fabri-Perot interferometer, μ BLS (micro Brillouin Light Scattering) — бриллюэновское рассеяние света с пространственным разрешением 250 нм.

ских характеристик объёмных и плёночных образцов микрометровых и субмикрометровых размеров на основе неорганических и полупроводниковых сред, ферритовых и пермалловых плёнок, многослойных структур и композитных сред [18–22], физика линейных и нелинейных колебаний и волн [23–25], магноники [2, 26–29] и спинтроники [4, 5, 30–33].

Основное назначение комплекса — исследование пространственно-временных характеристик спин-волновых возбуждений в тонких магнитных плёнках и магнитных структурах в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне радиоволн. Основные характеристики комплекса: диапазон измерения частотных характеристик рассеянного оптического излучения 1–100 ГГц, частотный диапазон измерения характеристик магнитных материалов 1–20 ГГц, временное разрешение 1 нс, пространственное разрешение 250 нм–10 мкм, диапазон создаваемых магнитных полей 100–10000 Э. Схема комплекса показана на рис. 1.

Основой комплекса является многопроходный интерферометр Фабри–Перо [34] TFP с однофотонным детектором лазерного излучения (счётчиком фотонов). В качестве источника излучения используется одночастотный лазер, настроенный на длину волны 532 нм с линейной поляризацией. Лазерный пучок направляется на делитель пучка. Часть пучка используется в качестве опорного пучка для системы стабилизации интерферометра, другая часть (сигнальная) через систему зеркал и линз фокусируется на поверхности исследуемой магнитной структуры.

Структуры помещаются в систему пространственного микропозиционирования при постоянном однородном магнитном поле, направленном касательно к плоскости структуры. Система микропозиционирования обеспечивает сканирование поверхности структуры сфокусированным лазерным пучком.

На поверхности структуры формируется система микрополосковых антенн (МПА) для возбуждения и приёма спиновых волн. На антенны подаётся СВЧ-сигнал с заданной частотой f и мощностью, монохроматический или импульсно-модулированный.

В зависимости от частоты СВЧ-сигнала, величины и ориентации магнитного поля в магнитной структуре могут возбуждаться спиновые волны различного типа (поверхностные, объёмные) с разной дисперсией (прямой и обратной) [35–37]. Фотоны из сигнального луча, рассеянные на спиновых волнах под различными углами и частотами, проходят к интерферометру для дальнейшего спектрального анализа.

Необходимо сделать следующие уточнения: интенсивность рассеянных фотонов определяется мгновенными значениями амплитуд спин-волновых возбуждений; пространственное разрешение метода определяется минимальным диаметром пятна фокусировки лазерного излучения на поверхности магнитного образца и глубиной проникновения в него лазерного излучения, т.е. рассеянные фотоны несут информацию о пространственных характеристиках спин-волновых возбуждений, усреднённых по толщине образца и площади фокусного пятна.

2.2. Теоретические методы

2.2.1. Полуаналитические методы.

Метод связанных волн при исследовании нелинейных явлений в магнитном кристалле. При исследовании нелинейных явлений в периодических структурах в микроволновой электронике и оптике широко используется подход, основанный на методе связанных мод [37, 38]. Магнитный кристалл (МК) является периодической структурой с присущим ей волновым числом $k = 2\pi/L$, где L — период структуры, и решение волнового уравнения для спиновой волны можно представить в виде бесконечной суммы пространственных гармоник [39].

Идея метода связанных волн заключается в том, что в первой зоне Бриллюэна ($0 \leq k_i L \leq 2\pi$) можно учитывать только нулевые гармоники прямых волн ($i = 0$) и "–1-е" гармоники встречных волн ($i = -1$) и рассматривать взаимодействие только этих волн в полосе первого брэгговского резонанса [40]. В этом случае решение волнового уравнения в исследуемой структуре может быть представлено в виде суммы прямой и встречной волн:

$$m = A \exp [i(\omega t - k_0 y)] + B \exp [i(\omega t + k_{-1} y)], \quad (6)$$

где A — амплитуда прямой волны в МК, B — амплитуда встречной волны, $k_{-1} = k_0 - 2\pi/L$.

Подставляя (6) в волновое уравнение для высокочастотных составляющих намагниченности для периодической структуры и выделяя резонансные члены, можно получить следующую систему уравнений для амплитуд огибающих прямой и встречной волн:

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \eta_0 A + \chi_0 B + \gamma(|A|^2 + 2|B|^2) A &= 0, \\ i \left(\frac{\partial B}{\partial t} - V \frac{\partial B}{\partial y} \right) + \eta_{-1} B + \chi_{-1} A + \gamma(|B|^2 + 2|A|^2) B &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где γ — коэффициент нелинейности, V — групповая скорость, χ_0 — коэффициент связи между прямой волной и встречной волной, χ_{-1} — коэффициент связи между встречной волной и прямой волной, η_0 — отстройка от частоты моды с номером $i = 0$ в одиночной однородной плёнке, η_{-1} — отстройка от частоты моды с номером $i = -1$ в одиночной однородной плёнке. Система (7) представляет собой систему нелинейных уравнений Шрё-

дингера, описывающую линейную и нелинейную связи между волнами в МК. Значения коэффициентов зависят от типа магнитоэлектрической волны (МЭВ) и характера периодичности МК.

В качестве примера рассмотрим МК, который представляет собой ферромагнитную плёнку с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхность которой нанесены неоднородности в виде канавок [41]. Толщина исходной плёнки d_1 , глубина канавки $\Delta d = d_1 - d_2$, её ширина $a_2 = L - a_1$, период структуры L . Предположим, что в направлении осей x и y структура бесконечна. Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ приложено перпендикулярно к поверхности структуры, и в направлении оси y распространяется прямая объёмная МЭВ (ПОМЭВ).

В рассматриваемой периодической структуре толщина плёнки может быть представлена как $d = d_2 + \delta(y)$, где

$$\delta(y) = \delta(y + L) = \begin{cases} \Delta d = d_1 - d_2, & 0 \leq y \leq a_1, \\ 0, & a_1 \leq y \leq L. \end{cases}$$

Разлагая $\delta(y)$ в ряд Фурье и ограничиваясь членами разложения с $n = 0, \pm 1$, последнее соотношение можно представить в виде [41]

$$d = d_0 \left[1 + \delta d \cos \left(\frac{2\pi}{L} y \right) \right], \quad (8)$$

где $d_0 = d_2 + \Delta d a_1 / L$, $\delta d = 2\Delta d / (\pi d_0) \sin(\pi a_1 / L)$.

Тогда коэффициенты в (7) примут следующий вид [41]:

$$\gamma = \frac{\omega_H \omega_M}{2\omega} \left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right), \quad V = \frac{\omega_H \omega_M d_0}{4\omega},$$

$$\chi_{-1} = \delta d V \frac{k_{-1}^2}{k_0}, \quad \chi_0 = \delta d V \frac{k_0^2}{k_{-1}},$$

$$\eta_0 = \frac{1}{2\omega} \left(\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_H \omega_M \frac{k_0 d_0}{2} \right),$$

$$\eta_{-1} = \frac{1}{2\omega} \left(\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_H \omega_M \frac{k_{-1} d_0}{2} \right),$$

где $\omega_H = \hat{\gamma} H_0$, $\omega_M = 4\pi \hat{\gamma} M_0$, H_0 — величина внешнего магнитного поля, M_0 — намагниченность насыщения, $\hat{\gamma}$ — гиромагнитное отношение [37]. В частном случае при $k_0 = k_B$, где k_B — величина брэгговского волнового вектора, $\eta_0 = \eta_{-1} = \eta$, и тогда η_{-1} имеет смысл отстройки от центра запрещённой зоны одиночного МК, $\chi_0 = \chi_{-1} = \chi$ — коэффициент связи между противоположно направленными волноводами.

Из уравнений и значений коэффициентов видно, что волновая эволюция в МК определяется параметром δd , характеризующим связь между прямой и отражённой волнами. При $\delta d = 0$ из (7) получим уравнения для МЭВ в однородной плёнке [37].

Метод многократного рассеяния. Проиллюстрируем применение метода многократного рассеяния на примере распространения ПОМЭВ [36] в металлизированной ферромагнитной пластинке (матрице), содержащей массив из конечного числа ферромагнитных цилиндрических включений [42], хотя этот метод может быть обобщён и для случая неограниченного МК [43]. Рассматривается ферромагнитная матрица толщиной d с намагниченностью насыщения M_s^0 (рис. 2). Цилиндрические включения

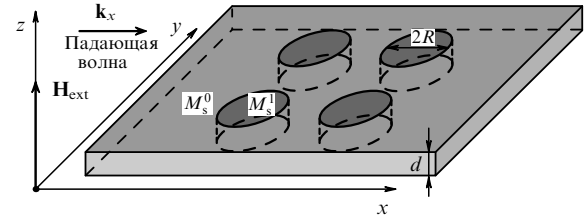


Рис. 2. Ферромагнитная матрица с системой включений.

радиусом R состоят из ферромагнитного материала с намагниченностью насыщения M_s^1 . Внешнее магнитное поле H_{ext} приложено вдоль оси z нормально к матрице. Пренебрегая кристаллической поверхностной анизотропией, эффективное поле внутри образца можно представить в виде $H = H_{ext} - H_{dm}$, где размагничивающее поле H_{dm} определено как $4\pi M_s^0$ и $4\pi M_s^1$ [43] для ферромагнетика в матрице и во включении соответственно. Для решения задачи используется полученное из уравнений Максвелла в магнитоэлектрическом приближении уравнение Уокера [36], имеющее вид

$$\mu_0' (\partial_x^2 + \partial_y^2) \Psi^t + \partial_z^2 \Psi^t = 0. \quad (9)$$

Здесь $\Psi^t(x, y, z)$ — магнитоэлектрический потенциал, связанный с вектором напряжённости магнитного поля $\mathbf{h}$ соотношением $\mathbf{h} = -\nabla \Psi^t$. Вектор магнитной индукции обозначим как $\mathbf{b} = \vec{\mu} \mathbf{h}$, где антисимметричный тензор магнитной проницаемости ферромагнетика $\vec{\mu}$ задаётся диагональной, μ_0 , и недиагональной, $i\mu_a$, компонентами. В уравнении (9) и далее индекс $t = 0$ присвоен переменным в ферромагнитной матрице (Ψ^0 , μ_0^0 , μ_a^0 , $\mathbf{b}^0$ описывают волновой процесс вне включений), индекс $t = 1$ — переменным внутри включений, а для описания в общем виде используется индекс t . Применяя граничные условия $b_z^t = 0$ на металлизированных поверхностях $z = 0$ и $z = d$ и разделяя переменные в магнитоэлектрическом потенциале, $\Psi^t(x, y, z) = \Psi^t(x, y) \cos(k_z z)$, где $k_z = n\pi/d$, $n = 0, 1, 2, \dots$, получим

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2) \Psi^t + (k_r^t)^2 \Psi^t = 0. \quad (10)$$

В этом уравнении определена планарная компонента волнового вектора $k_r^t = \sqrt{-1/\mu_0^t} k_z$. Решение уравнения (10) с граничными условиями на внутренних поверхностях включений даёт значение магнитоэлектрического потенциала $\Psi^t(x, y, z)$ внутри ферромагнитной матрицы и ферромагнитного включения.

Рассмотрим случай рассеяния плоской спиновой распространяющейся волны $\Psi^{inc}(r) = \exp(i\mathbf{k}_r^0 \mathbf{r})$ на системе из N цилиндрических включений. Каждое j -е включение относится к своей локальной системе координат, центр которой $\mathbf{R}_j$ совпадает с центром цилиндра и вычисляется относительно некоторой лабораторной системы координат (рис. 3). Все локальные системы координат получаются параллельным сдвигом лабораторной системы вдоль её осей x_0 и y_0 с единичными векторами $\hat{x}$ и $\hat{y}$, причём вектор $\mathbf{k}_r^0 = k_r^0 \hat{x}$. Распространяющуюся плоскую спиновую волну можно разложить по скалярным цилиндрическим волновым функциям:

$$\Psi^{inc}(r_j, \phi_j) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{jm} J_m(k_r^0 r_j) \exp(im\phi_j). \quad (11)$$

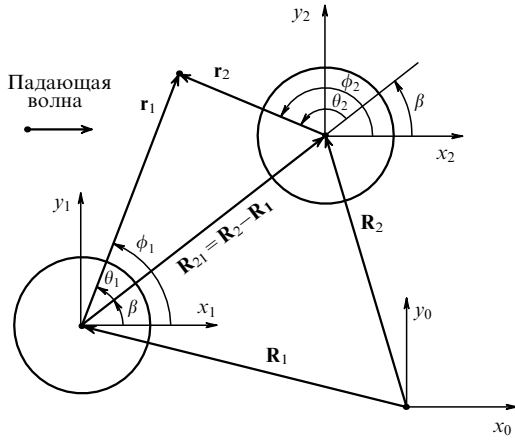


Рис. 3. Схема построения локальных систем координат для двух цилиндрических включений.

Здесь r_j, ϕ_j — локальные цилиндрические координаты точки наблюдения, $J_m(u)$ — функция Бесселя с цилиндрическим мультипольным индексом m . Коэффициент $A_{jm} = \varepsilon_j i^m$ содержит фазовый множитель $\varepsilon_j = \exp(i\mathbf{k}_r^0 \mathbf{R}_j)$, зависящий от положения центра j -го цилиндра в лабораторной системе координат. Вследствие рассеяния распространяющейся волны возникают рассеянное, Ψ^{scat} , и преломлённое, Ψ^{trans} , поля вокруг и внутри каждого включения соответственно:

$$\Psi_j^{\text{scat}}(r_j, \phi_j) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{jm} H_m(k_r^0 r_j) \exp(im\phi_j), \quad (12)$$

$$\Psi_j^{\text{trans}}(r_j, \phi_j) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_{jm} J_m(k_r^0 r_j) \exp(im\phi_j), \quad (13)$$

где B_{jm} и X_{jm} — коэффициенты рассеяния и преломления соответственно, $H_m(u)$ — функция Ханкеля. Для того чтобы определить граничные условия на внутренних поверхностях включений, которые описывают непрерывность нормальной компоненты вектора магнитной индукции и тангенциальной компоненты вектора магнитного поля, должно быть известно полное поле вблизи поверхности каждого включения. Например, для системы из двух включений полное поле вокруг первого включения выражается как

$$\Psi_1^{\text{scat+inc}}(r_1, \phi_1) = \Psi_1^{\text{scat}}(r_1, \phi_1) + \Psi_1^{\text{inc}}(r_1, \phi_1) + \Psi_{21}^{\text{scat}}(r_2, \phi_2). \quad (14)$$

Особенностью компоненты потенциала Ψ_{21}^{scat} падающей на первое включение спиновой волны, рассеянной вторым включением, является представление в системе координат второго включения. Для перехода в систему координат первого включения используется теорема сложения цилиндрических функций [44]:

$$\begin{aligned} \exp(in\theta_2) H_n(k_r^0 r_2) = \\ = (-1)^n \sum_{l=-\infty}^{\infty} H_{n+l}(k_r^0 R_{12}) J_l(k_r^0 r_1) \exp(-il\theta_1), \end{aligned} \quad (15)$$

где углы θ_1 и θ_2 изображены на рис. 3, $\mathbf{R}_{jj'} = \mathbf{R}_j - \mathbf{R}_{j'}$ — векторное расстояние между центрами j -го и j' -го

включений, $R_{jj'} = |\mathbf{R}_{jj'}|$. Применение теоремы сложения (15) к равенству (14) позволяет без принципиальных затруднений определить граничные условия на внутренней поверхности каждого включения и получить замкнутую систему уравнений для самосогласованных коэффициентов рассеяния B_{jm} включений в физически наглядном виде:

$$B_{jm} = B_m^{(j)} + \frac{B_m^{(j)}}{A_{jm}} \sum_{j \neq j'=1}^N \sum_{l=-\infty}^{\infty} G_{m-l}^{jj'} B_{jj'l}, \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (16)$$

$$G_{m-l}^{jj'} = \exp[i(l-m) \arg \mathbf{R}_{jj'}] H_{l-m}(k_r^0 R_{jj'}),$$

где $B_m^{(j)}$ — коэффициент рассеяния изолированного j -го включения, а отношение $T_m^{(j)} = B_m^{(j)} / A_{jm}$ определяет матрицу рассеяния изолированного j -го включения. В матричном ядре $G_{m-l}^{jj'}$ фазовый множитель $\arg \mathbf{R}_{jj'}$, обозначающий угол между вектором $\mathbf{R}_{jj'}$ и единичным вектором $\hat{x}$ (см. рис. 3), имеет смысл набега фазы спиновой волны на пути между j -м и j' -м включениями. Второй множитель в определении матричного ядра представляет собой компоненту функции Грина двумерного (2D) уравнения Уокера (10).

Для решения системы уравнений (16) методом итераций представим её в виде

$$B_{jm} - T_m^{(j)} \sum_{j \neq j'=1}^N B_{jj'm} H_0(k_r^0 R_{jj'}) = \tilde{B}_{jm}. \quad (17)$$

Левые части уравнений (17) содержат только m -мультипольные члены. Правые части, которые легко воспроизводятся, описывают эффект распространяющейся спиновой волны в члене $B_m^{(j)}$ и вклады всех остальных мультиполей $m \pm \delta m$, возникающих при рассеянии спиновой волны.

В данной статье интерес для нас представляет случай периодического расположения центров N цилиндрических включений вдоль окружности радиусом r . Мы вводим в рассмотрение вспомогательную задачу для собственных мод $U^{(j)}$ и собственных значений $\lambda_j^{(m)}$ в одномультипольном приближении, записывая

$$U^{(j)} - \sum_{j \neq j'=1}^N a_{jj'}^{(m)} U^{(j')} = \lambda_j^{(m)} U^{(j)}, \quad (18)$$

$$a_{jj'}^{(m)} = T_m^{(j)} H_0(k_r^0 R_{jj'}),$$

где $a_{jj'}^{(m)}$ — матрица связи между включениями. Собственные векторы $U^{(j)}$ системы (18) могут быть представлены в виде N -компонентных векторов:

$$U^{(j)} = (1, p_j, p_j^2, \dots, p_j^{N-1}), \quad (19)$$

$$p_j = \exp\left(i \frac{2\pi j}{N}\right), \quad j = 1, 2, \dots, N.$$

Компоненты $U_k^{(j)}$, $k = 1, 2, \dots, N$, каждого j -го собственного вектора равны по модулю единице, $|U_k^{(j)}| = 1$, и различаются значениями аргументов $\arg U_k^{(j)}$ (рис. 4). Собственные значения $\lambda_j^{(m)}$, соответствующие собственным векторам (19), выражаются в случае чётного числа

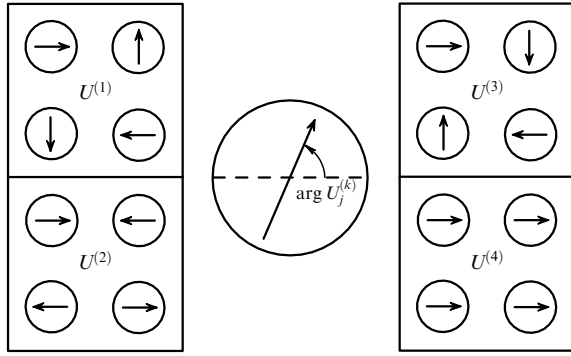


Рис. 4. Иллюстрация фазовых сдвигов, образованных k -м собственным вектором $U_j^{(k)}$ магнитостатического потенциала спиновой волны, рассеянной j -м цилиндром. Каждая стрелка обозначает $\arg U_j^{(k)}$.

включений $N = 2n$ суммами:

$$\begin{aligned} \lambda_j^{(m)} &= 1 - \sum_{j'=1}^n v_{jj'} a_{11+j'}^{(m)}, \\ v_{jj'} &= 2 \cos \frac{\pi j j'}{n}, \\ j' &= 1, \dots, n-1, \quad v_{jn} = (-1)^j. \end{aligned} \quad (20)$$

Собственные векторы (19) обладают свойством взаимной ортогональности $\langle U^{(j)} | U^{(j')} \rangle = N \delta_{jj'}$, что позволяет представить систему уравнений (17) в компактном виде:

$$B_{jm} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \langle \tilde{B} | U^{(k)} \rangle \frac{U_j^{(k)}}{\lambda_k^{(m)}}, \quad (21)$$

где суммирование в правой части проводится по номерам k собственных векторов, а индекс j — номер компоненты собственного вектора.

Система уравнений (21) открывает, в частности, прямой подход к решению проблемы возбуждения собственных мод (19) распространяющейся спиновой волной. Так, например, если длина спиновой волны велика по сравнению с радиусом кругового кластера из $N = 4$ включений, то при её распространении возбуждается в основном "изотропная" мода $U^{(4)} = (1, 1, 1, 1)$ (см. рис. 4) с одинаковыми фазовыми сдвигами потенциала при рассеянии спиновой волны на всех четырёх включениях.

Система уравнений (21) особенно удобна для применения метода итераций. Первым шагом итерационного решения будет подстановка $\tilde{B}_{jm} = B_{jm}^{(j)} = i^m T_m \varepsilon_j$, которая является очевидной, если принять во внимание систему уравнений (16). Для задачи с $N = 4$ цилиндрическими включениями первое итерационное приближение даёт следующее выражение для магнитостатического потенциала (12) спиновой волны, рассеянной j -м включением:

$$\begin{aligned} \Psi_j^{\text{scat}}(r_j, \phi_j) &= \sum_{k=1}^4 \Psi_{kj}^{\text{scat}}(r_j, \phi_j), \\ \Psi_{kj}^{\text{scat}}(r_j, \phi_j) &= \frac{1}{4} \varepsilon^{(k)} U_j^{(k)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \frac{T_m}{\lambda_k^{(m)}} H_m(k_r r_j) \exp(im\phi_j). \end{aligned} \quad (22)$$

Множители $\varepsilon^{(k)}$ состоят из линейных комбинаций фазовых факторов $\varepsilon_j = \exp(i\mathbf{k}_r^0 \mathbf{R}_j)$, которые зависят от положения j -го включения в лабораторной системе

координат:

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= \varepsilon_1 - \varepsilon_3 - i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4), \\ \varepsilon^{(2)} &= \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \varepsilon_4, \\ \varepsilon^{(3)} &= \varepsilon_1 - \varepsilon_3 + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4), \\ \varepsilon^{(4)} &= \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4. \end{aligned} \quad (23)$$

2.2.2. Численное моделирование. Задача численного моделирования распространения МСВ в периодических, квазипериодических и нерегулярных магнитных микроволноводах является весьма важной, поскольку аналитического решения уравнений, описывающих динамику МСВ в таких структурах без существенных упрощающих предположений, получить не удаётся.

Численный анализ распространения МСВ в периодических ферритовых волноведущих структурах с конечной шириной может быть проведён с помощью рассмотрения процессов, происходящих на фиксированной частоте, с использованием как методов, работающих в частотной области, например метода конечных элементов (МКЭ) [45–51], так и методов, работающих во временном представлении, например метода конечных разностей (МКР) во временной области [52–55].

Суть МКЭ заключается в том, что расчётная область разбивается на конечные элементы (в простейшем случае — треугольники). В пределах каждого конечного элемента компоненты поля аппроксимируются простыми полиномиальными функциями. Коэффициенты полиномов выражаются через значения компонент полей в конечном числе точек, лежащих на границе и внутри элемента. Дискретизация уравнений в частных производных осуществляется одним из подходящих для каждой конкретной задачи методов. В нашем случае используется вариационный подход. После дискретизации задача сводится к решению обобщённой задачи для собственных значений больших разрежённых матриц. После решения задачи поиска собственных значений оказываются вычисленными распределение поля собственной моды и её частота, т.е. точка на дисперсионной характеристике. Повторив вычисления для нужного числа точек в заданном диапазоне частот, можно рассчитать всю дисперсионную характеристику и соответствующие распределения полей. Подобный подход эффективен для расчёта собственных частот и полей собственных мод резонаторов, дисперсионных характеристик и полей собственных волн, распространяющихся в магнитных структурах.

Численное моделирование распространения спиновых волн в ферромагнитных волноведущих нерегулярных микроструктурах можно проводить на основе решения уравнения Ландау–Лифшица методом конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain, FDTD). Данный численный метод микромагнитного моделирования, хорошо зарекомендовавший себя при решении задач о возбуждении и распространении спиновых волн в регулярных и нерегулярных магнитных металлических и диэлектрических микроструктурах [6, 56, 57], является более эффективным при решении задач рассеяния, при исследовании распространения волновых пакетов в средах с дисперсией и нелинейных структурах. Свободно распространяемый программный код `mtax3` [54, 55] позволяет проводить вычисления на современных многоядерных процессорах и кластерных

компьютерных системах, включающих в себя графические процессоры и поддерживающих технологию CUDA (Compute Unified Device Architecture — Архитектура устройств с поддержкой универсальных вычислений), что существенно уменьшает время расчёта методом FDTD нестационарной динамики распространения спиновых волн в ферромагнитных микро- и наноразмерных структурах.

3. Результаты применения магнитных структур для реализации систем обработки и передачи сигналов

3.1. Распределённые периодические системы

3.1.1. Одномерные магнитные кристаллы.

Нелинейные явления в МК. Одним из основных моментов в рассмотрении нелинейных процессов в МК является исследование механизмов формирования солитонов [58, 59], которое представляется актуальным не только с точки зрения фундаментальной науки, но и с прикладной точки зрения, а именно для обработки и передачи информации в телекоммуникационных системах.

В известных работах [58, 59] приведены экспериментальные результаты и результаты численного моделирования на основе одиночного нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ), в котором коэффициенты дисперсии и нелинейности рассчитывались исходя из предположения, что в ферромагнитной плёнке распространяется одна магнитостатическая волна с дисперсией, зависящей от параметров периодической структуры.

Однако при исследовании волоконно-оптических решёток широко используется основанный на методе связанных мод подход (см. раздел 2.2.1), в котором предполагается, что нелинейные волновые процессы в таких периодических структурах вблизи запрещённой зоны в основном обусловлены суперпозицией падающей и отражённой волн и для их описания используется система связанных НУШ.

Стационарные решения в виде солитонов огибающей, полученные на основе системы связанных НУШ, получили название брэгговских солитонов [40]. Особый интерес представляют исследования солитонов нового типа (щелевых солитонов), которые могут распространяться в запрещённой зоне с групповой скоростью, намного меньшей скорости распространения солитона в однородной нелинейной среде [40, 60].

В приближении слабой нелинейности (см. раздел 2.2.1) систему НУШ для огибающих прямой и встречной волн можно представить в виде (7) [41, 61]. Уравнения (7) являются аналогичными системе двух связанных НУШ, описывающих распространение падающей и отражённой волн в брэгговских оптических решётках [40, 60], и представляют собой систему с некогерентной связью.

На основе численного решения полученной системы показана возможность формирования в МК солитонов, подобных брэгговским, с различными свойствами, в частности солитонов с нулевой скоростью и солитонов, локализованных на ограниченной длине структуры. Основным механизмом формирования таких солитонов является взаимный захват импульсов на прямой и встречной волнах, которые движутся с общей скоростью (скорость в свою очередь определяется относительной мощностью двух волн), и перекачка мощности между

прямой и встречной волнами, которая определяется величиной коэффициента связи между волнами.

На рисунке 5а показаны результаты, относящиеся к формированию в МК солитона, подобного брэгговскому, на основе численного решения системы связанных НУШ (6) методом Фурье с разделённым шагом (Split-Step Fourier Method, SSFM) для случая возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) при отстройке $\eta = 1$. В качестве начальных условий задавался импульс только на прямой волне в виде $\varphi_f(y, 0) = \varphi_0 \exp(-y^2/y_{\text{pulse}}^2)$, $\varphi_b(y, 0) = 0$, где y_{pulse} — ширина импульса, φ_0 — безразмерная амплитуда импульса в начальный момент времени. При выбранном значении коэффициента связи χ возникает полная перекачка мощности между прямой и встречной волнами с периодом T (рис. 5а). При этом на прямой волне сначала формируется импульс, движущийся в положительном направлении оси y (см. рис. 5в и серые кривые на рис. 5б). При этом мощность сразу перекачивается в импульс на встречной волне (см. рис. 5г и чёрные кривые на рис. 5б), движущийся в ту же сторону.

Через промежуток времени $T/2$ мощности импульсов на прямой и встречной волнах становятся равными между собой и импульсы останавливаются. Таким образом, с течением времени импульсы периодически меняют направление, двигаясь в сторону той волны, мощность которой больше, оставаясь, тем не менее, локализованными на некоторой длине структуры. В этом случае комбинация импульсов на прямой и встречной волнах образует единую структуру, которая движется с общей скоростью, подобно брэгговскому солитону [40].

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования особенностей формирования солитоноподобных импульсов в запрещённой зоне одномерного МК при распространении ПМСВ на частотах ниже 4 ГГц, при которых возможны трёхмагнитные (3М) процессы распада [62, 63]. Проведено сравнение характеристик импульсов, полученных на основе экспериментальных данных, с результатами численного расчёта щелевых солитонов по модели связанных НУШ для ограниченного МК.

Исследуемый МК представлял собой периодическую систему канавок с прямоугольным профилем, полученную методом фотолитографии на поверхности плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Геометрические размеры образца $4 \times 5 \times 0,5$ мм, параметры плёнки: намагничённость насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, толщина $d_1 = 4$ мкм. Параметры периодической структуры: глубина канавок $\Delta d = d_1 - d_2 = 0,7$ мкм, ширина $a_2 = 70$ мкм, период $L = 100$ мкм. Для исследования характеристик ПМСВ, распространяющихся в МК, использовалась установка, содержащая четырёхканальный осциллограф реального времени Agilent DSO81004B и генератор СВЧ-сигналов Anritsu MG3692C.

На рисунке 6 приведены результаты исследования прохождения через структуру прямоугольных СВЧ-импульсов с частотой несущей f_0 , совпадающей с центральной частотой первой запрещённой зоны МК, длительностью $T_{\text{pulse}} = 260$ нс и периодом следования $\tau_s = 4$ мкс. Временные реализации СВЧ-сигнала на выходе структуры при входном сигнале с различным уровнем мощности ($P_{\text{in}} = -5$ – -16 дБмВт) показаны на рис. 6а. Выходной сигнал представляет собой последо-

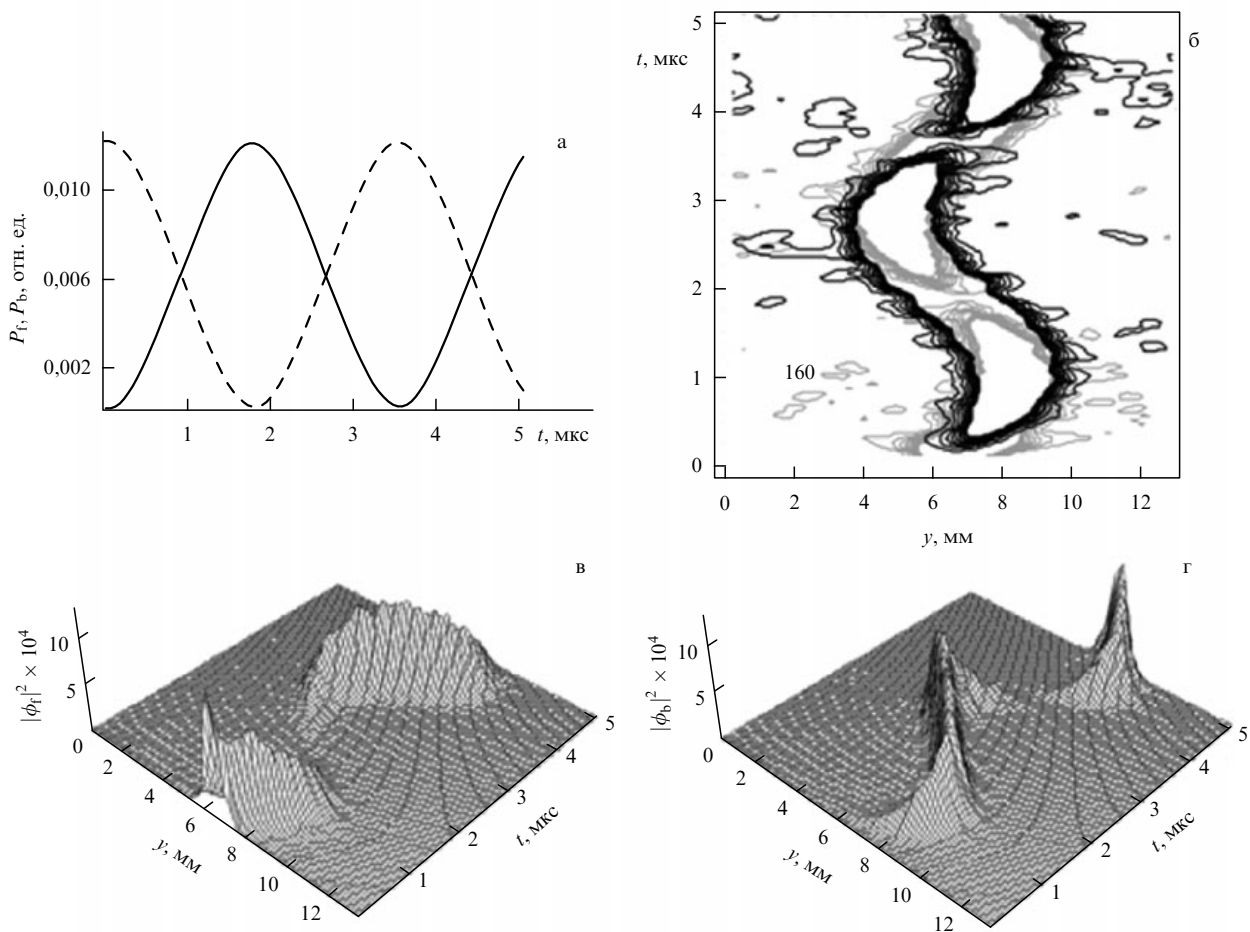


Рис. 5. (а) Изменение мощности прямой волны P_f (штриховая кривая) и встречной волны P_b (сплошная кривая) с течением времени. (б) Линии равного уровня амплитуд огибающей для ϕ_f (показаны серым цветом) и ϕ_b (показаны чёрным цветом). (в) Пространственно-временная эволюция огибающих ϕ_f (в) и ϕ_b (г) при $\chi = 2,5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $V = 0,3 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ ($\phi_{0f} = 0,04$, $\phi_{0b} = 0$).

вательность импульсов, причём их число и пиковая амплитуда зависят от P_{in} .

В линейном режиме (при $P_{\text{in}} = -5 \text{ дБмВт}$) наблюдаются два одинаковых по амплитуде всплеска, соответствующих фронту и срезу входного прямоугольного СВЧ-импульса, причём интервал между ними равен длительности входного импульса. При увеличении мощности входного сигнала между описанными выше импульсами выходного сигнала появляется дополнительный импульс. Поведение амплитуды и фазы огибающей выходного сигнала для трёх значений входной мощности показаны на рис. 6б–г, из которого видно, что при последовательном увеличении входной мощности наблюдается уменьшение угла наклона фазы внутри дополнительного импульса и при $P_{\text{in}} = 16 \text{ дБмВт}$ (рис. 6в) внутри дополнительного импульса фаза имеет характерную "полочку". В этом случае можно считать, что дополнительный импульс обладает свойствами щелевого солитона [40]. При дальнейшем увеличении мощности входного сигнала фаза внутри импульса меняет наклон и становится убывающей (рис. 6г).

На рисунке 7 представлены результаты численного решения системы уравнений (7) для ограниченного МК при различных амплитудах входного сигнала прямоугольной формы. Из рисунка видно, что динамика формирования выходного импульса аналогична наблюдаемой в эксперименте, т.е. при малой амплитуде входного

сигнала импульс практически полностью отражается от МК, как от линейной брэгговской решётки, т.е. в выходном сигнале наблюдается только два всплеска с интервалом, равным длительности входного импульса. Эти всплески являются результатом дифференцирования фронта и среза входного прямоугольного импульса. При увеличении входной амплитуды (при $\phi_0 = 0,037$) в выходном сигнале между всплесками формируется дополнительный импульс. При дальнейшем увеличении входной амплитуды образующийся между всплесками импульс приближается к переднему всплеску выходного сигнала, т.е. его скорость увеличивается.

Показана возможность генерации солитоноподобных импульсов в запрещённой зоне одномерного МК при распространении ПМСВ на частотах ниже 4 ГГц, при которых возможны 3М-процессы распада. Генерация импульсов наблюдается при увеличении входной мощности, скорость импульсов, которая меньше групповой скорости поверхностных волн в однородной плёнке, возрастает с увеличением амплитуды. Данный эффект генерации солитоноподобных импульсов в МК хорошо описывается в рамках теории связанных волн системой связанных НУШ для огибающих прямой и встречной волн в периодической структуре.

3.1.2. Магнитный кристалл с распределённым дефектом. Одним из способов управления запрещёнными зонами в

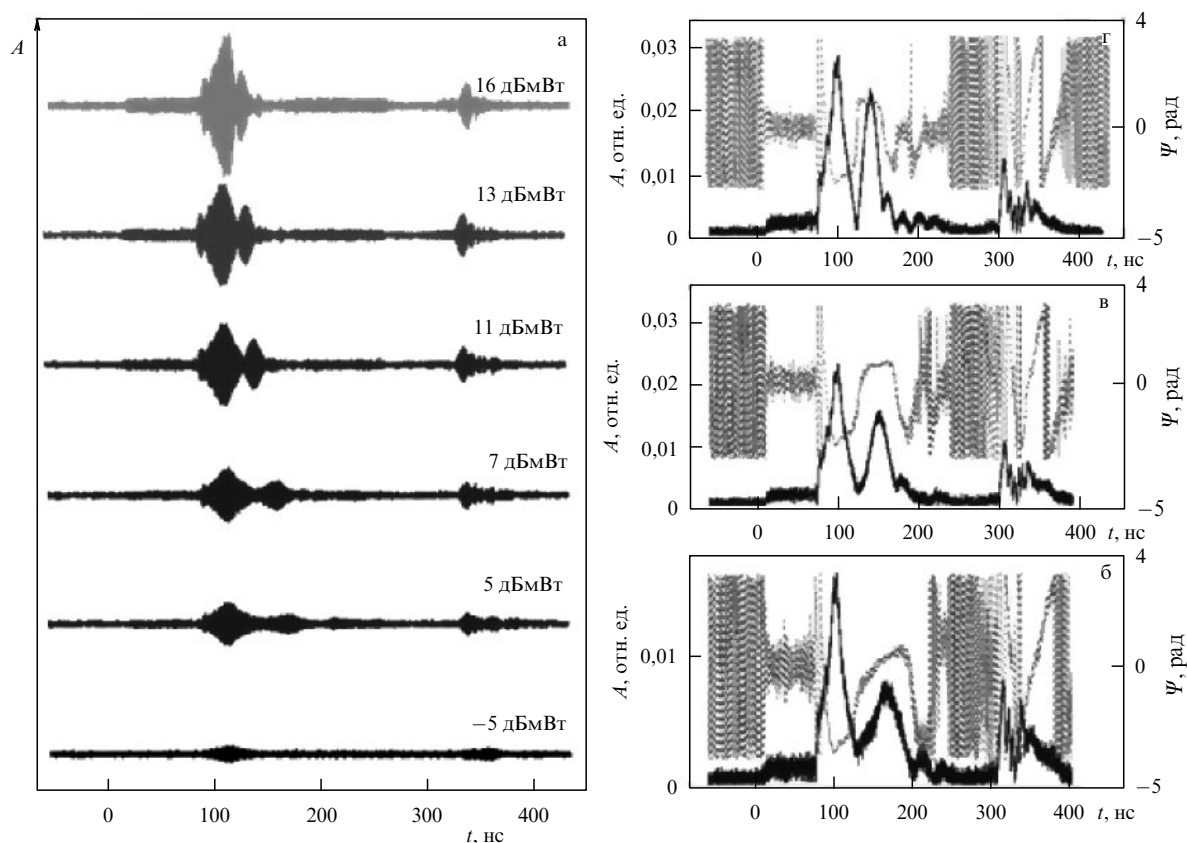


Рис. 6. (а) Временные реализации выходного сигнала при различных уровнях входной мощности. Амплитуда огибающей (чёрная кривая) и фаза (серая кривая) прошедшего сигнала при входной мощности $P_{\text{in}} = 14$ дБмВт (б), 16 дБмВт (в), 18 дБмВт (г).

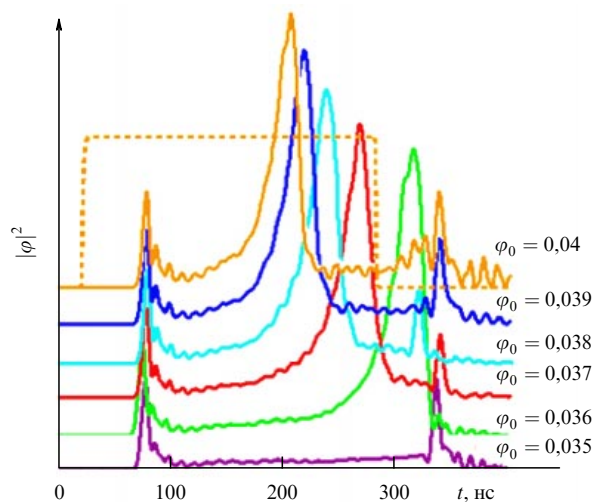


Рис. 7. Поведение огибающей выходного сигнала при $y = l$ с течением времени при различных амплитудах входного сигнала φ_0 прямоугольной формы (пунктирная кривая при $y = 0$).

МК является введение дефектов, которые создаются в периодической структуре посредством либо нарушения её периодичности в некоторой области с размерами, сопоставимыми с пространственным периодом МК, — локальные дефекты, либо создания однородной области с размерами, намного превышающими период МК, — распределённые дефекты или линейные дефекты (line defects).

К настоящему времени большое число работ посвящено исследованию влияния локальных дефектов на характеристики запрещённых зон МК (см., например, [64, 65] и приведённые там ссылки). В данных работах показано, что локальные дефекты могут быть созданы в одномерном (1D) МК посредством введения слоя с другими параметрами или дефектных канавок (столбиков) [67] в многослойный МК [64, 66] либо удалением одной или нескольких дырок (столбиков) в двумерном (2D) МК [65]. Наличие таких дефектов приводит к формированию узких полос пропускания внутри запрещённых зон. В отличие от МК с локальными дефектами, МК с распределёнными дефектами начали исследоваться сравнительно недавно, и сегодня известно всего две работы [65, 66], посвящённые исследованию МК с распределёнными дефектами. В этих работах показано, что наличие у периодической структуры распределённого дефекта приводит к исчезновению запрещённой зоны в спектре спиновых волн и к локализации сигнала в области распределённого дефекта в направлении распространения спиновой волны. Такая ситуация наблюдается в двумерном МК как микрометровых размеров на основе плёнки ЖИГ [68], так и нанометровых размеров в плёнке CoFe [69]. Однако представляет интерес исследование характеристик запрещённых зон в одномерном МК с распределённым дефектом. В этом случае волна будет распространяться по всей ширине периодической структуры в одном направлении. Запрещённая зона в этом случае должна сохраняться. Фазовая скорость спиновой волны в структуре будет определяться не только периодом структуры, но и геометрическими параметрами

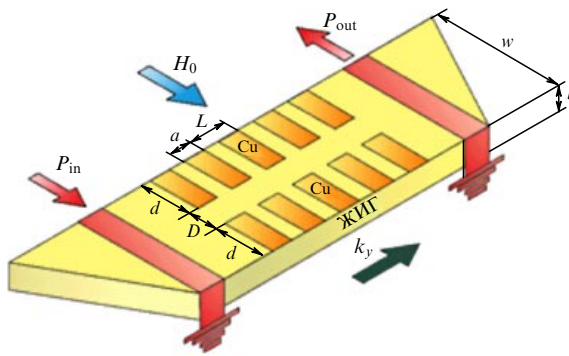


Рис. 8. Схема МК с распределённым дефектом.

распределённого дефекта, что приведёт к частотному сдвигу запрещённой зоны.

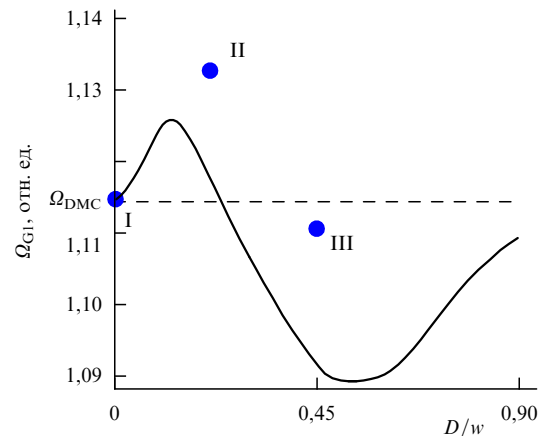
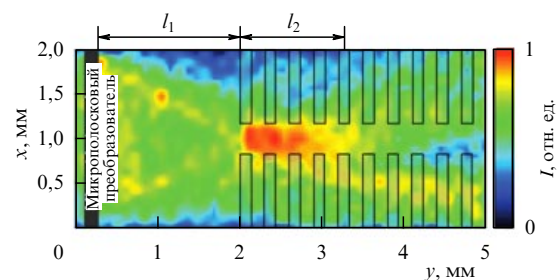
В этом разделе демонстрируется возможность управления запрещёнными зонами в 1D-МК с распределённым дефектом посредством изменения геометрических размеров распределённого дефекта. 1D-МК представляет собой МК с периодическими граничными условиями, созданный на основе однородной плёнки ЖИГ, на поверхности которой располагается периодическая система металлических полосок (рис. 8). Распределённый дефект представляет собой область плёнки ЖИГ шириной D с однородными граничными условиями, которая создаётся вдоль направления распространения спиновых волн и размеры которой много больше периода МК.

При проведении эксперимента использовались три образца МК. Образец I представлял собой МК без распределённого дефекта ($D = 0$). Образцы II и III представляли собой МК с распределёнными дефектами различной ширины: $D = 200$ мкм и $D = 1$ мм соответственно.

На рисунке 9 приведены результаты исследования влияния ширины распределённого дефекта D на положение запрещённой зоны. Кружками отмечены экспериментальные значения центральных частот запрещённых зон для трёх образцов структуры. При $D = 0$ (точка I на рис. 9) запрещённая зона расположена на частоте Ω_{DMC} . При увеличении D значение Ω_{G1} сначала сдвигается вверх по частоте и оказывается больше Ω_{DMC} (точка II), а затем Ω_{G1} сдвигается вниз по частоте и оказывается меньше Ω_{DMC} (точка III).

На основе экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы: 1) сдвиг запрещённой зоны в спектре возбуждаемых спиновых волн сложным образом зависит от геометрических параметров распределённого дефекта, в частности от ширины однородной области МК (см. рис. 9); 2) имеет место волновое распространение спиновой волны на некотором расстоянии вдоль распределённого дефекта (рис. 10). Следует ожидать, что если длину структуры ограничить значением $l_1 + l_2$, то сигнал пройдёт через МК с распределённым дефектом и на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) такой линии передач запрещённой зоны наблюдаться не будет.

При построении модели предполагалось, что исследуемую систему можно рассматривать как структуру, состоящую из двух одинаковых магнитных кристаллов (МК₁ и МК₂) шириной d , разделённых однородной плёнкой шириной D . На основе метода связанных

Рис. 9. Зависимость центральной частоты запрещённой зоны от D/w .Рис. 10. Двумерное распределение интенсивности I рассеянного света, пропорциональное квадрату амплитуды намагниченности, измеренное на центральной частоте запрещённой зоны образца III (получено с помощью метода, описанного в разделе 2.1).

волн (см. раздел 2.2.1), применённого для линейного случая, может быть построена модель, результаты которой хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На рисунке 9 представлена зависимость центральной частоты запрещённой зоны (кривая) от ширины распределённого дефекта D при параметрах модели, соответствующих экспериментальным данным.

3.1.3. Нерегулярный волновод с периодически изменяющейся шириной. В настоящее время активно исследуются спиновые волны, распространяющиеся в планарных ферромагнитных структурах различной размерности (одномерных и двумерных) с периодической пространственной модуляцией параметров [70]. Периодические структуры могут быть созданы различными способами: пространственной вариацией магнитных свойств материалов (например, намагниченности насыщения) [71], изменением толщины или ширины планарных волноводящих магнитных структур [72–74], созданием двумерных магнитных решёток [2], пространственной модуляцией статических магнитных полей [75] и др. Такие периодические структуры, называемые магнитными кристаллами [70, 72], характеризуются наличием запрещённых зон на частотах, для которых выполняется условие Брэгга $k_B = n\pi/L$ (где L — период структуры, k_B — брэгговское волновое число, n — порядковый номер зоны). Параметры запрещённых зон (глубина, частотная ширина) зависят, в частности, от относительной глубины модуляции пространственных параметров

$\xi = \Delta w/w_0$, где Δw — вариация параметра, w_0 — его среднее значение соответственно.

Магнонные кристаллы могут быть использованы в качестве элементной базы для создания различных функциональных устройств для обработки сигналов в СВЧ-диапазоне радиоволн: резонаторов, ответвителей, линий задержки, фильтров, фазовращателей и т.д. Теоретически и экспериментально наиболее хорошо изучены 1D-МК (вариация параметров среды или геометрических размеров вдоль одного из направлений) на основе волноводов постоянной ширины с характерными поперечными размерами 2–3 мм и малой величиной модуляции, $\xi < 0,1$. В таких МК распространение волн можно считать одномодовым и рассеяние волн на неоднородностях происходит без возбуждения высших мод.

Миниатюризация элементной базы и создание интегральных схем для систем обработки информации требуют перехода в область микрометровых и субмикрометровых пространственных масштабов МК с одновременным уменьшением длины распространяющихся волн. В этой области пространственных масштабов основным типом волноведущей структуры для создания 1D-МК являются волноводы на основе плёнок пермаллоя.

МК на основе волноводов с периодическим изменением ширины экспериментально и теоретически изучались в работах [76, 77]. Для МК этого типа величина ξ определяет относительную глубину модуляции ширины волновода. При малых значениях модуляции, $\xi < 0,1$, для анализа таких структур можно использовать одноволновое приближение. Однако даже в этом случае возбуждение и распространение волн в поперечно ограниченных МК являются существенно многомодовыми, спектр поперечных волновых чисел квантуется и в дисперсионных характеристиках $\omega(k)$ волн появляются ветви, соответствующие так называемым ширинным модам. С уменьшением ширины волновода w при фиксированной частоте ω межмодовое расстояние Δk по волновым числам между ветвями увеличивается. В регулярных волноводах эти моды распространяются независимо, однако в волноводах с модуляцией ширины увеличение глубины модуляции ξ может приводить к связи ширинных мод, рассеивающихся на неоднородных границах волновода. При большой величине модуляции ($\xi > 0,1$) необходимо учитывать межмодовое взаимодействие распространяющихся волн в формировании запрещённых зон [78].

Тонкие плёнки ЖИГ, которые по сравнению с пермаллоем обладают существенно меньшими параметрами диссипации, широко используются для создания МК и управляемых устройств спинтроники и магноники [2, 27]. При уменьшении поперечных размеров регулярных волноводов на основе ЖИГ до нескольких сотен микрометров характер распространения волн приобретает существенно многомодовый характер.

Представляет интерес изучение особенностей формирования запрещённых зон в МК на основе ЖИГ-волноводов с периодической модуляцией ширины и пространственного распределения интенсивности спин-волновых возбуждений на различных частотах. МК на основе волноводов, как правило, представляют собой соединение регулярной и периодической волноведущих структур, обладающих различными спектрами собственных волн, причём возбуждение волн осуществляется микро-

полосковыми антеннами, расположенными в регулярном волноводе.

Рассмотрим нерегулярный ЖИГ-волновод, состоящий из двух секций, соединённых ЖИГ-волноводом с линейно изменяющейся шириной. Первая секция представляет собой широкий волновод, в котором происходит возбуждение спиновых волн микрополосковой антенной. Вторая секция — это МК на основе узкого волновода с периодической модуляцией ширины. Волновод с изменяющейся шириной выступает в качестве согласующего элемента [79], и он может быть использован для управления модовым составом спиновых волн, распространяющихся в области МК [28, 80].

Экспериментальное измерение пространственного распределения амплитуд волн можно проводить различными методами, например с помощью СВЧ-зондов. Однако с уменьшением геометрических размеров волноводов (менее 500 мкм) пространственное разрешение зондовых методов становится недостаточным. В настоящее время для исследования пространственных и временных характеристик волн в волноводах микрометровых и субмикрометровых размеров широко используется метод бриллюэновского рассеяния света (Brillouin Light Scattering, BLS) на магнитных возбуждениях в ферромагнитных структурах [81].

Ниже представлены результаты исследования методом BLS особенностей формирования запрещённых зон и многомодового распространения МСВ в 1D-МК в различных частотных областях.

Для создания МК использовалась монокристаллическая плёнка ЖИГ с толщиной $d = 10$ мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1350$ Гс, выращенная на ГГГ-подложке толщиной 500 мкм. На поверхности плёнки ЖИГ методом лазерного скрайбирования [28] был создан нерегулярный волновод магнитостатических волн посредством соединения двух регулярных волноводов шириной $w_0 = 2000$ и 353 мкм через участок волновода с линейным изменением ширины (рис. 11). Лазерная резка осуществлялась с помощью иттербиевого волоконного лазера, генерирующего излучение с длиной волны 1060 нм. Лазер работал в импульсном режиме, длительность импульсов составляла 25 нс, мощность — 0,05 мДж, частота повторения импульсов — 20 кГц. В

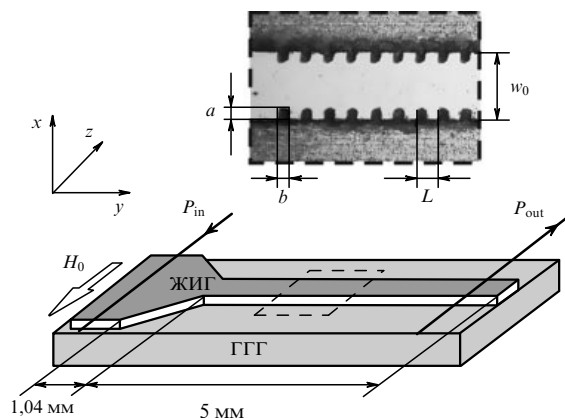


Рис. 11. Нерегулярный волновод с периодически изменяющейся шириной (1D-МК). В верхней части рисунка приведена фотография фрагмента структуры с размерами $a = 60$ мкм, $b = 60$ мкм, $L = 122$ мкм, $w_0 = 353$ мкм.

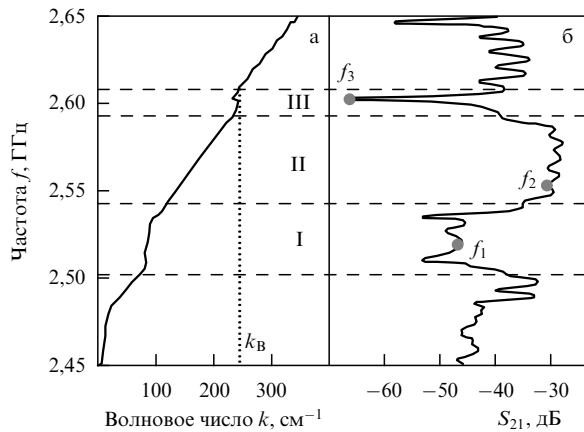


Рис. 12. Дисперсионная характеристика МСВ (а), частотный коэффициент передачи S_{21} (б). Серыми кружками отмечены характерные частоты, на которых проводились измерения: $f_1 = 2,519$ ГГц, $f_2 = 2,55$ ГГц, $f_3 = 2,608$ ГГц.

узком волноводе аналогичным способом был создан 1D-МК с периодической последовательностью вырезов прямоугольной формы на его краях и геометрическими размерами, показанными в верхней части рис. 11.

Общая длина нерегулярного волновода составляла 6 мм, длина узкого волновода с МК — 5 мм. Для возбуждения МСВ использовались микрополосковые антенны спиновых волн шириной 30 мкм и длиной 3 мм. Входная антенна располагалась в широкой части нерегулярного волновода на расстоянии 1,5 мм от плоскости, соответствующей началу периодической структуры в узком волноводе. Выходная антенна находилась в узкой части волновода на расстоянии $h = 5$ мм от входной антенны. Волновод с МК помещался во внешнее однородное магнитное поле величиной $H_0 = 440$ Э, ориентированное в плоскости волновода вдоль оси антенн. В нерегулярном волноводе с МК возбуждались поверхностные МСВ.

Измерение элементов матрицы рассеяния МК (S -параметры) в СВЧ-диапазоне радиоволн проводилось векторным анализатором цепей. На рисунке 12 представлены результаты измерения S -параметров МК при входной мощности СВЧ-сигнала $P_{in} = -30$ дБ для исключения влияния трёхмагнитных процессов распада спиновых волн. Дисперсионная характеристика МСВ (рис. 12а) находилась по измеренной величине фазового набега $\varphi(f)$ МСВ между микрополосковыми антеннами из соотношения $k(f) = \varphi(f)/h$. На рисунке 12б представлены результаты измерения модуля частотного коэффициента передачи $S_{21}(f)$.

На зависимости $S_{21}(f)$ можно выделить три характерные частотные области с различными уровнями ослабления МСВ. Область I с большим уровнем ослабления, -50 дБ, находится вблизи начала спектра МСВ с волновыми числами $k \approx 100$ см $^{-1}$. Область III с центральной частотой $f_3 = 2,608$ ГГц и уровнем ослабления -60 дБ соответствует МСВ с волновым числом $k \approx 240$ см $^{-1}$. Области I и III разделены областью II, в которой МСВ распространяются со сравнительно малым ослаблением ($S_{21} \approx -30$ дБ). Из измеренной дисперсионной характеристики МК следует, что область III соответствует МСВ с волновыми числами, близкими к величине волнового числа k_B первой брэгговской запре-

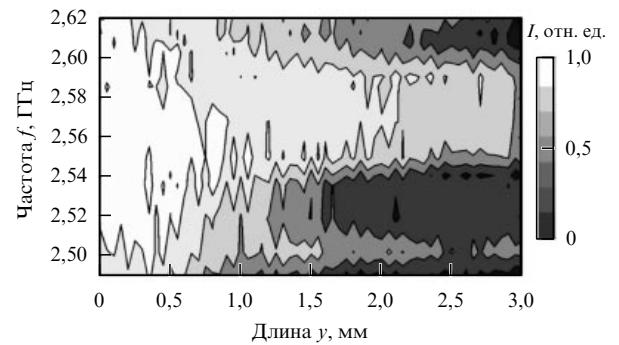


Рис. 13. Пространственно-частотное распределение интенсивности $I(y, f)$ МСВ в МК.

щённой зоны $k \approx k_B = \pi/L = 257$ см $^{-1}$. Механизм возникновения зоны непропускания МСВ в области I обусловлен многомодовым составом распространяющейся МСВ.

Методом BLS было исследовано пространственное распределение интенсивности МСВ в МК на различных частотах при возбуждении структуры импульсными СВЧ-сигналами с длительностью $\tau = 200$ нс, периодом повторения $T_i = 1,5$ мкс и различной мощностью. Сканирование исследуемого нерегулярного волновода проводилось с различным пространственным разрешением, $\Delta y \Delta z = 0,05 \times 0,03$ мм. Интенсивность рассеянного света на спиновых волнах определяется выражением [15] $I(y, z, t) \propto |m(y, z, t)|^2$, где $m(y, z, t)$ — амплитуда МСВ.

На рисунке 13 показано пространственно-частотное распределение интегральной интенсивности

$$I(f, y) = \int_0^{T_i} \int_0^{w_0} \frac{I(f, y, z, t)}{I_0(f)} dz dt,$$

где $I_0(f)$ — интегральная интенсивность, измеренная в сечении $y = 0$ на заданной частоте f . Отметим, что началу МК в узком волноводе соответствует координата $y_{MC} = 0,25$ мм. На рисунке 13 видны две частотные области с сильным пространственным затуханием МСВ, причём положения этих областей на оси частот соответствуют областям I, III на рис. 12б. Формирование запрещённых зон при этом происходит на расстоянии порядка 1 мм от начала МК, на котором укладывается около 10 периодов структуры. Таким образом, происходит пространственное формирование запрещённых зон в результате рассеяния МСВ на периодических краях волновода.

Пространственное распределение спиновых волн в МК характеризуется интегральной интенсивностью

$$I(y, z) = \int_0^{T_i} I(y, z, t) dt.$$

Распределение $I(y, z)$ показало, что на всех частотах в регулярной части узкого волновода до начала МК ($y < y_{MC}$) распространяются моды МСВ с поперечным распределением амплитуд по закону $\sin(n\pi z/w_0)$, $n = 1, 3, \dots$. Основной вклад в формирование картины пространственного распределения интенсивности спиновых волн вносят моды с $n = 1$ и $n = 3$. В рассматриваемом волноводе реализуется многомодовый режим возбуждения и распространения МСВ в МК [82].

На рисунке 14а–в представлены пространственные распределения интегральной интенсивности $I(y, z)$ МСВ,

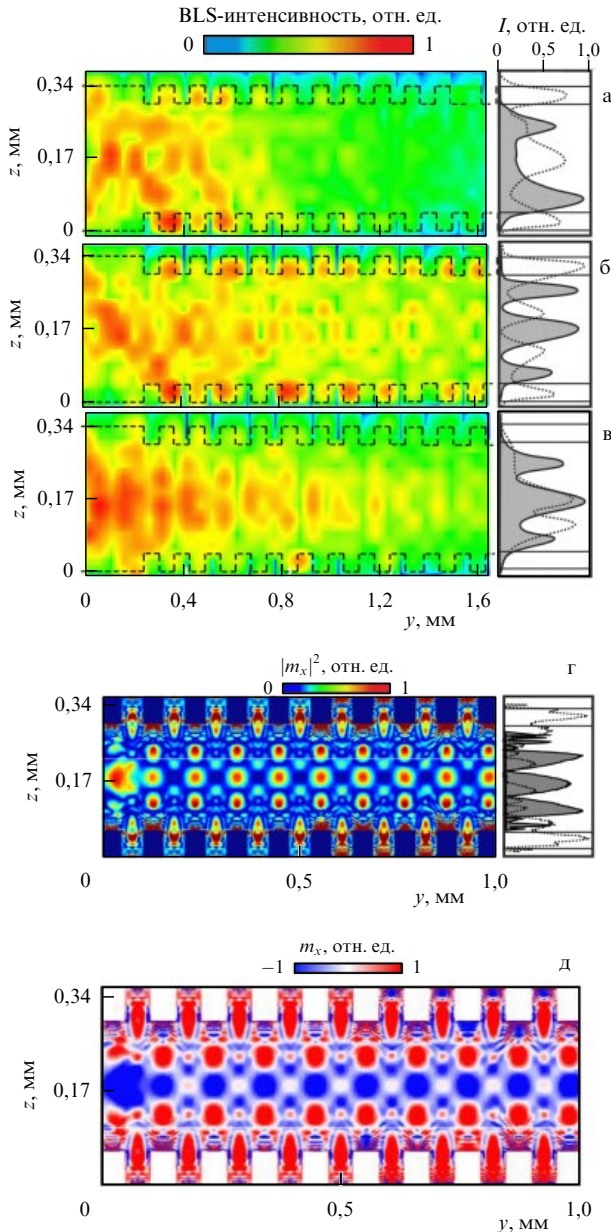


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Пространственное распределение $I(y, z)$ МСВ в МК при различных частотах входного СВЧ-сигнала: f_1 (а), f_2 (б), f_3 (в) и поперечные распределения $I(z)$ в широкой ($y = 0,70$ мм, пунктирная кривая) и узкой частях волновода ($0,76$ мм, сплошная кривая). Пространственные распределения квадрата компоненты m_x (г) и компоненты m_x (д) намагниченности спиновой волны, полученные в результате численного моделирования. Частота входного сигнала $f = 2,55$ ГГц, величина постоянного магнитного поля $H_0 = 440$ Э.

измеренные на частотах f_1, f_2, f_3 . В правой части рисунка показаны поперечные распределения интенсивности в широкой и узкой частях волновода (в сечениях $y = 0,70$ мм и $y = 0,76$ мм соответственно).

На всех частотах в области МК формируется регулярное пространственное распределение интенсивности МСВ вследствие суперпозиции падающих и рассеянных на краях МК мод с различными модовыми индексами n . Распределение интенсивности практически симметрично относительно продольной оси МК, т.е. n принимает нечётные значения.

Стоит отметить, что, изменяя ширину волноводящей структуры, можно управлять модовым составом распространяющихся МСВ: нарушение осевой симметрии структуры приводит к формированию чётных ширинных мод. Однако если осевая симметрия сохраняется при изменении ширины плёночного волновода, то модовый состав распространяющихся МСВ остаётся неизменным.

Вначале рассмотрим области I и III, соответствующие запрещённым зонам (рис. 14а, в). Введём коэффициент отражения волны с номером n от одного периода МК вида $\Gamma_n = (k_{0n} - k_{1n}) / (k_{0n} + k_{1n})$, где k_{0n}, k_{1n} — волновые числа МСВ на частоте f с номером n в волноводе со значениями ширины w_0 и $w_1 = w_0 - 2a$ соответственно. Оценки величин Γ_n для исследуемого МК, проведённые по дисперсионным характеристикам МСВ для ограниченных по ширине волноводов [76, 77], показывают, что в области I (рис. 14а) пространственную модуляцию краёв волновода нельзя считать малой. В формировании пространственной картины распределения интенсивности существенный вклад вносят межмодовое взаимодействие волн с различными индексами n и их рассеяние на границах волновода. Данные механизмы приводят к быстрому пространственному затуханию МСВ и формированию широкой запрещённой зоны.

В области частот III (рис. 14в) коэффициент отражения Γ_n уменьшается и наблюдается перераспределение интенсивности МСВ от краёв МК к его продольной оси.

Эффективность рассеяния МСВ на периодических краях волновода уменьшается, в процессе распространения волны профиль поперечного распределения интенсивности $I(y, z)$ приближается к распределению вида $\sin^2(\pi z/w_0)$ для фундаментальной моды и реализуется брэгговская запрещённая зона.

В области частот II (рис. 14б) реализуется режим распространения МСВ с малым затуханием и многомодовым характером поперечного распределения.

Отметим, что с возрастанием частоты сигнала от f_1 до f_3 происходит трансформация поперечного распределения интенсивности МСВ $I(z)$ в волноводе с изменением числа и положения максимумов относительно продольной оси волновода, что свидетельствует о смене модового состава распространяющихся волн.

На рисунке 14г, д приведены результаты численного расчёта характеристик распространения спиновой волны в ЖИГ-волноводе с периодически модулированными границами при частоте входного сигнала 2,5 ГГц. Численное моделирование проводилось решением уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом конечных разностей во временной области [55]. Параметр затухания для уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта полагался равным $\alpha = 5 \times 10^{-5}$ [83, 84]. Обменная константа для плёнки ЖИГ устанавливалась равной $A_{ex} = 3,614 \times 10^{-12}$ Дж м⁻¹. Амплитуда динамической компоненты намагниченности в области возбуждения (на левой границе расчётной области) $B_{ext} = 10^{-7}$ Тл была ниже порога возникновения нелинейных эффектов [36]. Вблизи правой границы расчётной области при численном моделировании задавалась зона с плавным увеличением параметра затухания для уменьшения влияния отражённой спиновой волны на динамику распространения сигнала в ЖИГ-волноводе.

Градиентами цвета на рис. 14г показано распределение $|m_x|^2$ в расчётной области в установившемся режиме в

момент $t = 250$ нс. Характер распределения $|m_x|^2$ довольно хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований (рис. 14б). Приведена зависимость $|m_x|^2$ в широкой и узкой частях нерегулярного волновода. Можно выделить три максимума в поперечном распределении $|m_x|^2$ внутри узкой области (шириной 233 мкм) и четыре максимума в широкой области (шириной 353 мкм).

Таким образом, с помощью метода бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов были исследованы особенности многомодового распространения МСВ в нерегулярном ЖИГ-волноводе с периодически модулированной шириной, сформированного из плёнки ЖИГ методом лазерного скрайбирования. Показано, что с помощью изменения ширины волноведущей структуры можно управлять модовым составом распространяющихся МСВ: нарушение осевой симметрии структуры приводит к формированию чётных ширинных мод, если же осевая симметрия сохраняется при изменении ширины плёночного волновода, то модовый состав распространяющихся МСВ не изменяется.

В результате проведённого численного эксперимента удалось установить характер модового состава МСВ, распространяющейся в нерегулярном волноводе. Запрещённая зона в низкочастотной области формируется вследствие межмодового взаимодействия МСВ. Вторая полоса непропускания соответствует брэгговской запрещённой зоне МК со слабой периодической модуляцией границы. Эффекты модового взаимодействия необходимо учитывать при построении математических моделей данного типа 1D-МК и изготовлении частотно-селективных устройств на их основе.

3.2. Сосредоточенные системы (резонаторы)

3.2.1. Дефектные моды. Одним из важных вопросов практического применения МК является связь параметров запрещённых зон в спектре спиновых волн с различными видами неидеальности периодической структуры, которые могут быть созданы специально или возникают случайно по технологическим причинам. Теоретическое рассмотрение свойств МК, периодичность которых нарушалась случайными изменениями параметров МК [85], модуляцией не одного, а сразу нескольких параметров [86], неоднородностью распределения диссипативных параметров [87], качеством, профилем и конечной толщиной границ между участками МК с различными магнитными параметрами [88, 89], показало влияние перечисленных факторов на ширину полос непропускания. Также теоретически показано, что локальное изменение толщины одного из слоёв 1D-МК приводит к возникновению в полосе непропускания дискретных уровней на частотах, соответствующих длине спиновой волны, кратной удвоенной толщине дефектного слоя [72, 90, 91]. Экспериментально дефектные моды наблюдались как для одномерного [92], так и для двумерного [93] магнитных кристаллов со структурными дефектами.

На рисунке 15 приведены фотографии дефектных участков и профили поверхности таких кристаллов. В целом условия формирования дефектных мод согласуются с условием возбуждения брэгговских резонаторов [94], которое связывает длину волны с характерным размером дефектной области в направлении распространения волны.

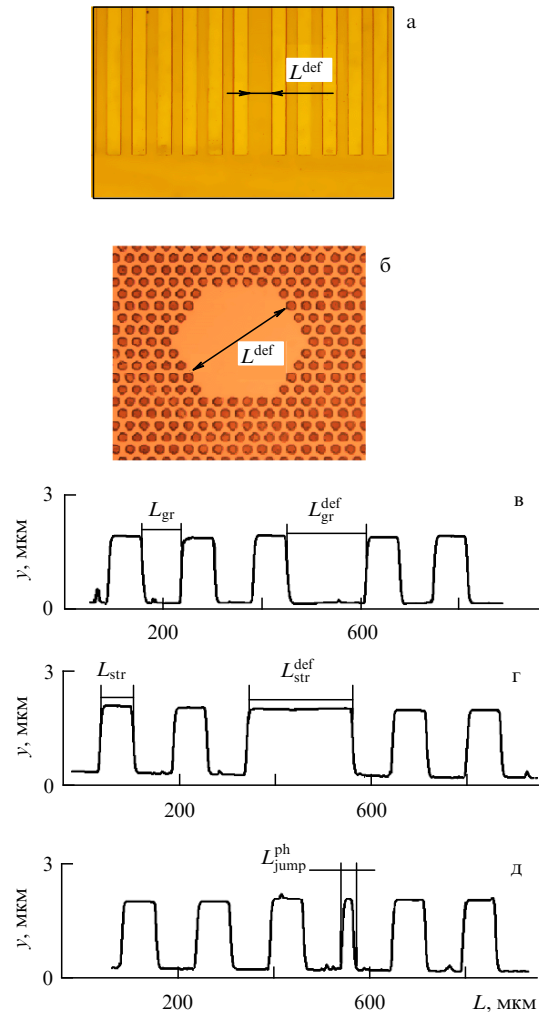


Рис. 15. Фотографии поверхности одномерного (а) и двумерного (б) МК. Профили поверхности МК с дефектами периодической структуры в виде (в) канавки (L_{gr}^{def}), (г) полосы (L_{str}^{def}) и (д) скачка фазы (L_{jump}^{ph}).

На рисунке 16 приведён типичный вид спектра передачи $S_{21}(f)$ макета линии задержки спиновых волн на основе бездефектного 1D-МК. В случае, когда продольный размер дефекта L^{def} кратен периоду Λ поверхностной структуры, дефектные моды проявляются в виде уменьшения потерь спиновых волн (относительно таковых в случае бездефектного МК) в узкой области частот в пределах полосы непропускания B_1 (см. вставку 1 на рис. 16) и менее отчётливо в полосе B_2 . При этом тип дефекта — канавка или выступ (рис. 15в, г) — существенного влияния на положение дефектной моды не оказывал. Вместе с тем в случае структурного дефекта типа "скачок фазы" (рис. 15д) дефектная мода появлялась только в полосе B_2 (см. вставку 3 на рис. 16).

Было показано, что в условиях параметрической неустойчивости дефектные моды демонстрируют бистабильность [95], которая проявляется в неоднозначности спектра передачи $S_{21}(f)$ или отражённого сигнала $S_{11}(f)$ в зависимости от направления изменения мощности входного сигнала P_{in} (рис. 17). При этом пороги развития параметрической неустойчивости и формирования бистабильности на частоте дефектной моды оказываются ниже порогов параметрической неустойчивости

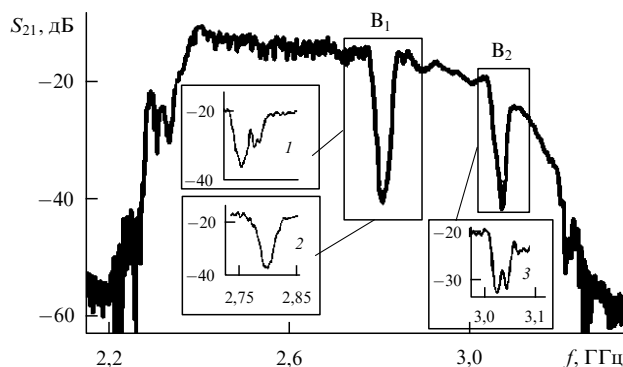


Рис. 16. Зависимость $S_{21}(f)$ для случая распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн в бездефектной области 1D-МК (толщина плёнки ЖИГ 14,7 мкм, $A = 150$ мкм, ширина и глубина канавки 80 мкм и 1,8 мкм соответственно). На вставках 1 и 2 приведён вид полосы B_1 для случаев расположения между преобразователями "дефектной полосы" ($L_{\text{str}}^{\text{def}} = 150$ мкм) и "дефектной канавки" ($L_{\text{gr}}^{\text{def}} = 225$ мкм) соответственно, на вставке 3 — вид полосы B_2 для дефекта "скачок фазы", $H = 320$ Э.

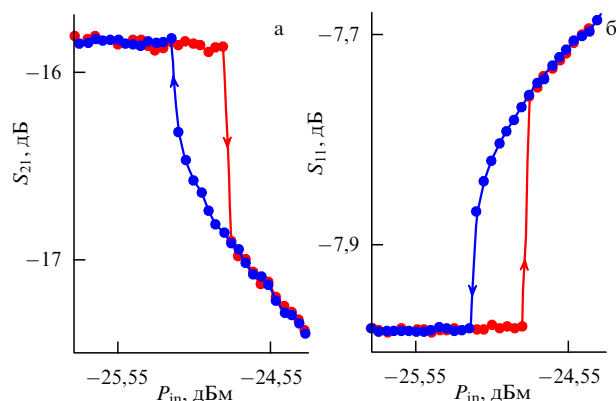


Рис. 17. Вид зависимостей коэффициента передачи S_{21} (а) и отражённого сигнала S_{11} (б) от мощности накачки при распространении поверхностных магнитостатических спиновых волн в 2D-МК (толщина плёнки ЖИГ 14,7 мкм, гексагональная решётка из ямок диаметром 75 мкм и глубиной 1,4 мкм, период решётки 150 мкм) с дефектом в виде отсутствия 18 периодов решётки на частоте дефектной моды 2637 МГц при $H = 290$ Э.

спиновых волн в МК на всех других частотах, что отражает эффект усиления поля на дефектной моде. Отметим, что с возрастанием надкритичности накачки

дефектная мода не формируется (рис. 18), а при дальнейшем увеличении мощности накачки происходит разрушение брэгговских резонансов [96].

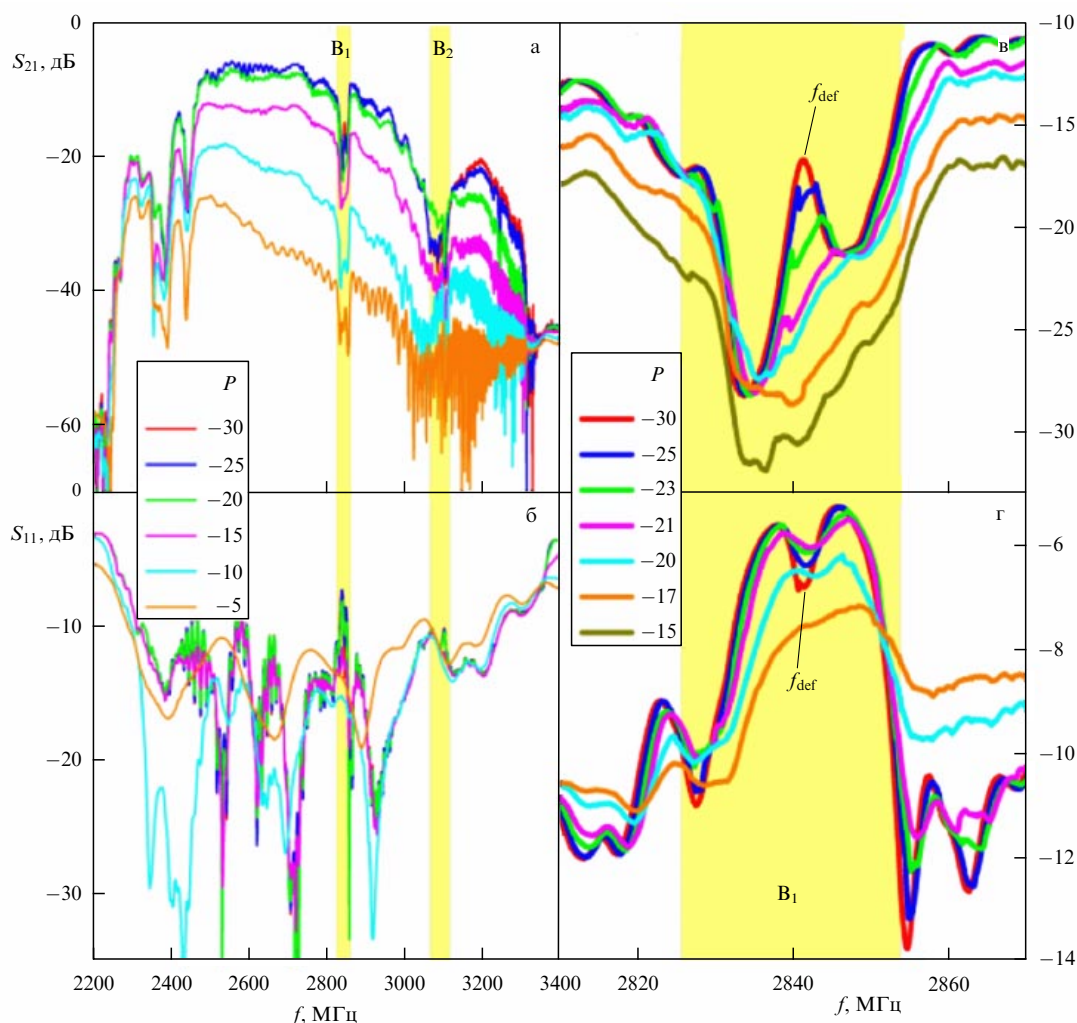


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Зависимости спектра передачи $S_{21}(f)$ (а), (в) и отражённого сигнала $S_{11}(f)$ (б), (г) 2D-МК, параметры которого приведены в подписи к рис. 17, при различных значениях мощности накачки P (в единицах дБм). $H = 312$ Э.

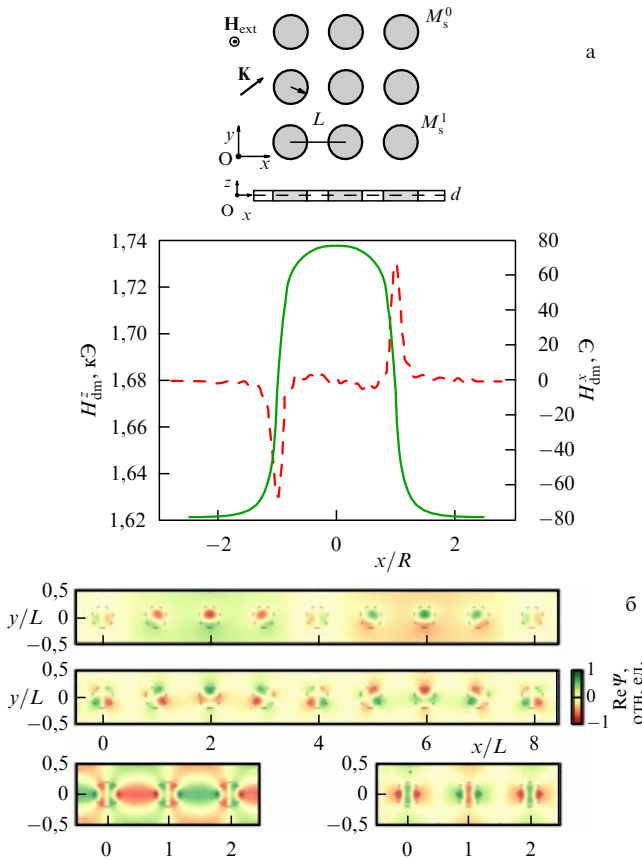


Рис. 19. (В цвете онлайн.) (а) Схема рассматриваемого МК и профиль поля размагничивания в нём. (б) Распределение действительной части магнитостатического потенциала спиновой волны, возбуждающей асимметричные локальные вращательные моды [43].

3.2.2. Конечный массив осцилляторов. Изучению различных магнитных микро- и наноструктур с целью их применения в спинтронике и магнитной логике уделяется большое внимание [8, 9, 97–101]. Динамика намагничивания таких структур зависит от параметров МК, являющегося "проводящей" средой для спиновой волны. Такие магнитные кристаллы [102, 103] могут быть

образованы, например, нанесением периодических структур, таких как магнитные точки, полосы и диэлектрические включения [2, 104–106].

Задача рассеяния спиновой волны бесконечной системой магнитных и немагнитных цилиндрических включений рассмотрена в работах [43, 107–113]. В частности, показано, что при определённых условиях на границе включений возбуждаются краевые спиновые волны, обладающие невзаимностью распространения относительно внешнего магнитного поля и направления намагничивания (рис. 19). Предсказана возможность существования краевых спиновых волн в различных магнитных структурах: в ферромагнитных островках, дисках и кольцах, полубесконечных системах дипольно-связанных магнитных столбиков [114–118]. В указанных работах рассматриваются системы с бесконечными и полубесконечными возмущениями, поэтому исследование свойств систем из ограниченных в пространстве возмущений представляет особый интерес.

Данный раздел посвящён теоретическому изучению распространения прямой объёмной магнитостатической волны [36] в металлизированной ферромагнитной пластине (матрице), содержащей массив из конечного числа ферромагнитных цилиндрических включений [42]. Рассматривается ферромагнитная матрица толщиной d с намагниченностью насыщения M_s^0 (см. рис. 2). Цилиндрические включения радиусом R состоят из ферромагнитного материала с намагниченностью насыщения M_s^1 . Внешнее магнитное поле H_{ext} приложено вдоль оси z нормально к матрице.

Решение получено с помощью метода многократного рассеяния, описанного в разделе 2.2.1. Распределение действительной части магнитостатического потенциала рассеянной на системе включений спиновой волны, изображённое на рис. 20, зависит от волнового параметра $k_r^0 R_{12}$, размера кластера включений. При малом значении волнового параметра, $k_r^0 R_{12} \lesssim \pi$, распределение имеет вид спирали (рис. 20а). При большом значении волнового параметра $k_r^0 R_{12} \gtrsim \pi$ (рис. 20б) проявляются эффекты брэгговской интерференции между потенциалами, рассеянными разными включениями. Спиральный характер распределения потенциала рассеянной спиновой волны на рис. 20 является следствием антисиммет-

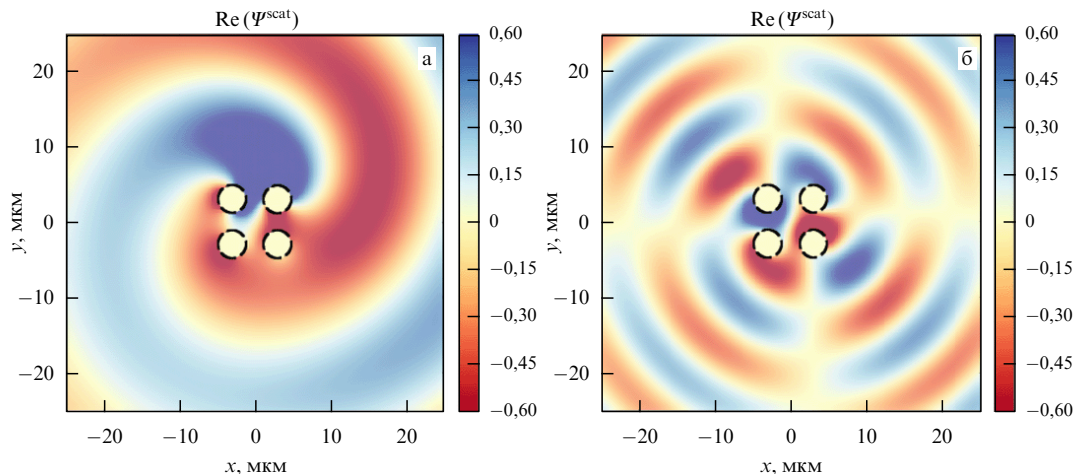


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Спиральное распределение действительной части суммарного магнитостатического потенциала спиновой волны, рассеянной на четырёх включениях, при волновых параметрах $k_r^0 R_{12} = 2,1$ (а) и $k_r^0 R_{12} = 4,3$ (б).

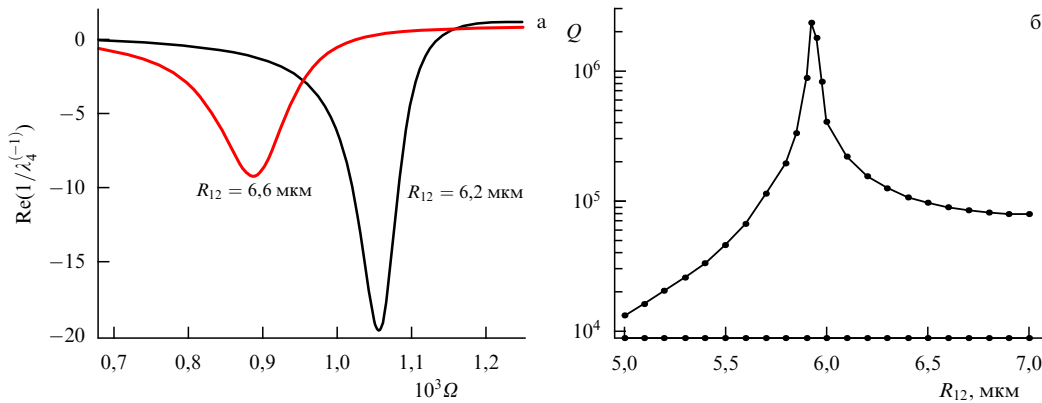


Рис. 21. (а) Зависимость $\text{Re}(1/\lambda_4^{(-1)})$ от нормированной частоты $\Omega = \omega/\omega_{H_0} - 1$ (где ω_{H_0} — частота ферромагнитного резонанса в матрице) в плотноупакованной системе включений с параметрами $R_{12} = 6,2$ мкм (более острый пик) и $R_{12} = 6,6$ мкм (менее острый пик) с радиусом включения $R = 1,8$ мкм. (б) Параметр добротности Q пика в зависимости от расстояния между цилиндрами R_{12} .

ричности тензора магнитной проницаемости $\vec{\mu}(\omega)$ ферромагнетика, выражающейся в нарушении взаимности матрицы рассеяния, $T_m(\omega) \neq T_{-m}(\omega)$, изолированного включения. Опуская громоздкие выкладки, выражение для компоненты магнитного потенциала $\Psi_{kj}^{\text{scat}}(r_j, \phi_j)$ рассеянной спиновой волны удобно представить в виде

$$\Psi_{kj}^{\text{scat}}(r_j, \phi_j) \approx \frac{1}{4} \varepsilon^{(k)} U_j^{(k)} H_1(k_r^0 r_j) \times (\Psi_k^{\text{scat(c)}} \cos \phi_j + \Psi_k^{\text{scat(s)}} \sin \phi_j), \quad (24)$$

где амплитуды при косинусе и синусе имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_k^{\text{scat(c)}} &= i \left(\frac{T_1}{\lambda_k^{(1)}} + \frac{T_{-1}}{\lambda_k^{(-1)}} \right) \\ \Psi_k^{\text{scat(s)}} &= - \left(\frac{T_1}{\lambda_k^{(1)}} - \frac{T_{-1}}{\lambda_k^{(-1)}} \right). \end{aligned} \quad (25)$$

За спиральность распределения потенциала рассеянной спиновой волны ответственно в основном синус-амплитуда. Это особенно отчётливо проявляется при рассеянии спиновой волны на одном изолированном включении, когда синус-амплитуда пропорциональна разности $T_1 - T_{-1}$.

Исследование частотных характеристик кругового расположения четырёх включений показывает, что амплитуда $1/\lambda_k^{(m)}$ некоторой k -й собственной моды может иметь несколько резонансов, позиция которых на оси частот и добротность могут сильно зависеть от радиуса кластера включений при плотной или почти плотной упаковке включений внутри кластера. Такие резонансные особенности делают круговой кластер из четырёх ферромагнитных включений внутри ферромагнитной матрицы специфическим интерферометром-фильтром Фабри–Перо для спиновых волн. Резонансное поведение величины $\text{Re}(1/\lambda_4^{(-1)})$ при радиусе включений $R = 1,8$ мкм и двух значениях, $R_{12} = 6,2$ мкм и $R_{12} = 6,6$ мкм, расстояния между ближайшими включениями представлено на рис. 21а. На рисунке 21б изображена зависимость добротности Q резонанса от расстояния R_{12} между ближайшими включениями, достигающая в пике значения $Q = 10^6$ при $R = 1,8$ мкм и $R_{12} = 5,9$ мкм. Для сравнения укажем, что пиковое значение добротности резонанса собственной моды $U^{(4)}$ с индексом мультипольности $m = 0$ составляет $Q = 5000$.

Таким образом, в данном разделе представлены результаты теории для расчёта многократного рассеяния магнитостатической спиновой волны, распространяющейся в металлизированной ферромагнитной плёнке с конечным числом цилиндрических ферромагнитных включений. Мы ограничились случаем, в котором внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности металлизированной плёнки-матрицы, а намагниченности насыщения матрицы и включений различны. Используемый метод многократного рассеяния позволяет рассмотреть произвольные расположение и размер включений. Аналитическое решение для случая четырёх одинаковых включений с центрами, расположенными периодически вдоль окружности, показало наличие собственных мод типа волн Блоха, добротность которых достигает 10^6 , что делает данную структуру интерферометром-фильтром Фабри–Перо для спиновых волн. Теория может быть распространена на другие типы включений, например металлические или диэлектрические.

3.3. Нерегулярные волноведущие системы

Планарные волноведущие структуры на основе тонких плёнок ЖИГ используются как базовые элементы различных устройств функциональной магнитоэлектроники [7]. В настоящее время для исследования в таких структурах пространственно-временной динамики волн намагниченности, трёхмагнитных процессов распада магнитостатических волн и параметрического возбуждения спиновых волн (СВ) широко используется метод бриллюэновской спектроскопии (БС) [15, 119, 120]. Однако в продольно нерегулярных поперечно ограниченных структурах динамика данных процессов практически не изучена. Именно исследованиям методом БС при возбуждении поверхностной МСВ в таких структурах посвящён этот раздел.

Для проведения исследований был разработан планарный продольно нерегулярный ферритовый волновод (рис. 22а), представляющий собой соединение двух продольно регулярных волноводов с различной шириной через согласующие области с линейным законом изменения ширины. Волновод был изготовлен методом лазерного скрайбирования из плёнки ЖИГ толщиной $d = 10$ мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1350$ Гс. Для возбуждения ПМСВ использовались две выполненные на подложке Al_2O_3 параллельные микро-

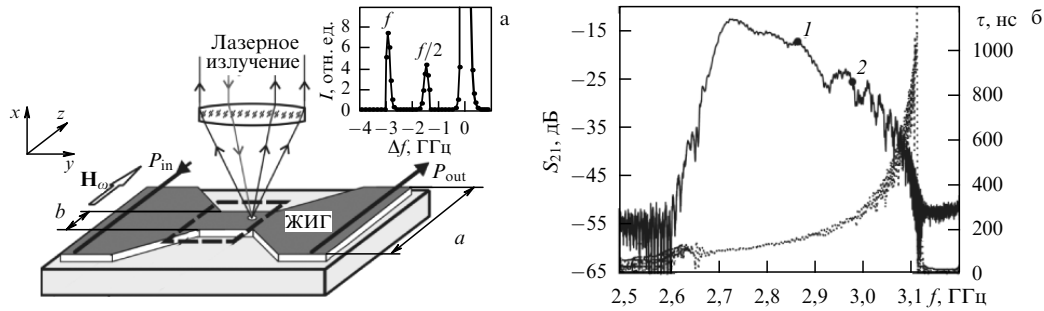


Рис. 22. (а) Исследуемый волновод ($a = 1,97$ мм, $b = 0,25$ мм) и схема эксперимента. На вставке — спектр бриллюэновского рассеяния, полученный в точке внутри узкого волновода. (б) Частотные зависимости коэффициента прохождения S_{21} (сплошная кривая) и группового времени задержки τ (пунктирная кривая) ПМСВ ($P_{in} = -30$ дБмВт).

полосковые антенны (МПА) толщиной 0,25 мм, длиной 4 мм и шириной 30 мкм, разнесённые на расстояние 5 мм. Волновод размещался сверху МПА так, чтобы антенны находились в широких частях волновода на расстоянии 1 мм от областей сужения. Полученная структура помещалась во внешнее однородное магнитное поле $H_0 = 490$ Э. Размеры волновода, система координат, взаимная ориентация магнитного поля и МПА показаны на рис. 22а. На входную МПА подавались СВЧ-импульсы мощностью P_{in} с частотой несущей f и длительностью $t_i = 200$ нс. Для исключения разогрева волновода СВЧ-сигналом период повторения импульсов составлял $T = 1$ мкс. Компоненты матрицы рассеяния волновода и частотные зависимости группового времени запаздывания ПМСВ измерялись анализатором СВЧ-цепей.

Выбор продольно нерегулярного волновода и размещение антенн в широких частях волновода обусловлены стремлением пространственно разделить два параметрических процесса возбуждения СВ: возбуждение СВ на частоте $f/2$ полями входной МПА и возбуждение СВ в ходе 3М-процессов распада ПМСВ. Для пространственно неоднородных полей накачки развитие параметрических процессов определяется пороговой величиной плотности мощности ПМСВ W_{th} [36] в данной области волновода. Для нерегулярного волновода плотность мощности W при фиксированной входной мощности P_{in} и возбуждении ПМСВ в его широкой части будет увеличиваться при распространении ПМСВ от широкого волновода к узкому (в отсутствие затухания волн).

Пространственно-временное распределение амплитуды высокочастотных намагниченностей $m(t, y, z)$ ПМСВ и СВ на различных частотах исследовалось методом БС сканированием сфокусированного лазерного пучка диаметром 20–30 мкм по поверхности волновода и измерением частотного спектра и интенсивности неупруго рассеянного света $I(t, y, z) \sim |m(t, y, z)|^2$ [15]. Сканирование проводилось с шагом 0,1 мм вдоль оси y (24 точки) и с шагом 0,03 мм вдоль оси z (13 точек). На рисунке 22а показана конфигурация метода БС, отмечена область сканирования (штриховая линия) и на вставке приведён спектр рассеянного света, включающего в себя только стоксову компоненту.

На рисунке 22б представлены частотные зависимости коэффициента передачи S_{21} и группового времени запаздывания τ ПМСВ при мощности P_{in} , значительно меньшей порогового уровня 3М-процессов распада. Возбуждение ПМСВ происходило в диапазоне частот от

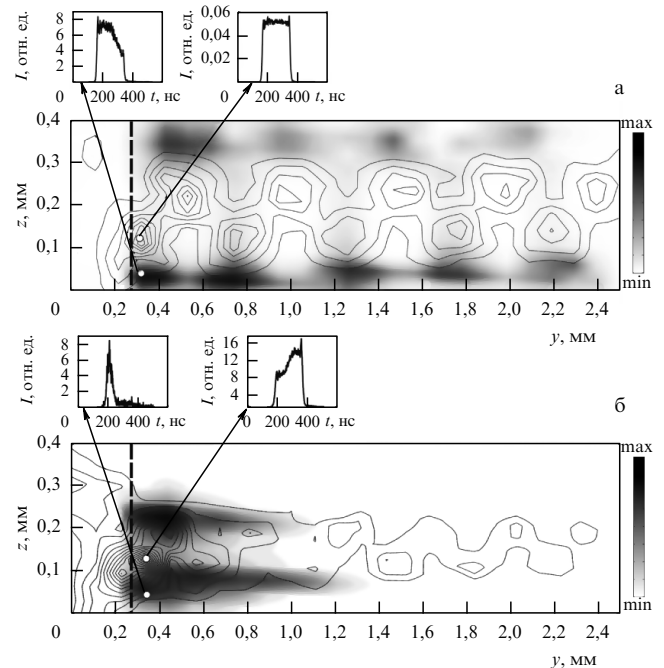


Рис. 23. Пространственное распределение $I(y, z)$ в продольно нерегулярном волноводе на частотах: (а) $f = 2,872$ ГГц, (б) $f = 2,981$ ГГц. $P_{in} = 0$ дБмВт, ПМСВ — линии равной интенсивности, СВ — области с градиентной заливкой. Приведены также зависимости $I(t)$ в указанных светлыми кружками точках волновода.

$f_{\perp} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_0)} = 2,66$ ГГц до $f_m = \gamma(H_0 + 2\pi M_0) = 3,26$ ГГц, где $\gamma = 2,8$ ГГц кЭ $^{-1}$ — гиромагнитное отношение. Низкий уровень ослабления сигнала (–13 дБ) и отсутствие резонансных пиков свидетельствуют о хорошем согласовании отдельных частей продольно нерегулярного волновода. Цифрами 1 и 2 на зависимости S_{21} отмечены частоты f , на которых проводились дальнейшие измерения (1 — $f = 2,872$ ГГц, 2 — $f = 2,981$ ГГц).

На рисунке 23 представлены пространственные распределения интенсивности света $I(y, z) = \int_0^T I(t, y, z) dt$, полученные совмещением результатов измерений на частоте f (ПМСВ) и на частоте $f/2$ (СВ). Штриховой прямой отмечено начало узкого волновода.

В узком регулярном волноводе на частоте f намагниченность $m(t, y, z)$ является суперпозицией n -мод ПМСВ с волновыми числами k_n и амплитудами, зависящими от z по закону $\alpha_n(z) = A_n \sin(n\pi z/b)$, где A_n — коэффициент, определяемый конфигурацией возбуждающего поля на

входе узкого волновода [121, 122]. Анализ экспериментально наблюдаемого пространственного распределения интенсивности на частоте $f = 2,872$ ГГц (рис. 23а) показал, что оно соответствует суперпозиции мод ПМСВ с $n = 1$ и $n = 2$ и длиной биений $L = 0,55$ мм. Расчёт собственных мод и соответствующих им волновых чисел [121] для однородно намагниченного узкого регулярного волновода дал значения волновых чисел 260 см^{-1} , 378 см^{-1} и длину биений $L = 2\pi/|k_1 - k_2| = 0,56$ мм, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Пространственное распределение $I(y, z)$ для параметрически возбуждаемых СВ на частоте $f/2$ показано на рис. 23а. При $P_{\text{in}} = 0$ плотность мощности W не превышает пороговой величины в области слева от входа узкого волновода и СВ не возбуждаются. Внутри узкого волновода возбуждение СВ происходит вблизи его боковых границ и максимумы пространственного распределения СВ не совпадают с максимумами пространственного распределения ПМСВ. В верхней части рис. 23а показаны временные зависимости $I(t)$ на частоте f , снятые в двух пространственных точках: в области локального максимума пространственного распределения ПМСВ и в области локального максимума пространственного распределения СВ (вблизи края волновода). Видно, что при данных входной мощности и длительности СВЧ-импульса характерный "скол" на временной зависимости наблюдается только в пространственной области возбуждения СВ.

На наш взгляд, данный эффект объясняется следующими факторами. Для широкой ферритовой плёнки ($d/b \ll 1$), намагниченной внешним магнитным полем H_0 вдоль оси z , внутреннее магнитное поле H_i совпадает с H_0 и является однородным. С увеличением отношения d/b необходимо учитывать неоднородность H_i вблизи краёв волновода. Размер Δ пространственной области вдоль оси z , где магнитное поле H_i зависит от z и существенно уменьшается при приближении к краям волновода, можно оценить из решения соответствующей магнитостатической задачи [123]. При отношении $d/b = 0,04$ оценки дают значение $\Delta \approx 25$ мкм. Размеры этих областей по сравнению с шириной b узкого волновода малы ($2\Delta/b \ll 1$), и они практически не будут влиять на характеристики мод ПМСВ. Для СВ, распространяющихся вдоль оси z с волновыми числами $k = 10^4 \text{ см}^{-1}$ [119], выполняется условие $k\Delta \ll 1$, и в этой области в первом приближении дисперсионные характеристики и граничные частоты существования СВ будут определяться величиной магнитного поля $H_i(z)$ в данной точке пространства. В этой пространственной области происходит смещение граничных частот спектра СВ в более низкочастотную область относительно граничных частот в остальной части узкого волновода, где $H_i = H_0$. Это приводит к уменьшению волновых чисел k СВ на частоте $f/2$, уменьшению их затухания и, следовательно, к снижению пороговых уровней плотности мощности W_{th} [36] 3М-процессов распада ПМСВ вблизи краёв узкого волновода.

На частоте $f = 2,981$ ГГц (рис. 23б) пространственное распределение намагниченности при $y > 1,4$ мм соответствует суперпозиции мод ПМСВ с $n = 1$ и $n = 2$ и длиной биений $L = 0,4$ мм. В начале узкого волновода ($0,2 \text{ мм} < y < 1,4 \text{ мм}$) наблюдается область, в которой распределение намагниченности имеет более сложный

характер. Расчёт волновых чисел даёт $k_1 = 411 \text{ см}^{-1}$, $k_2 = 535 \text{ см}^{-1}$ и длину биений $L = 0,5$ мм. Наблюдается смещение пространственного распределения намагниченности к продольной оси волновода; при $y < 1,4$ мм ПМСВ испытывает дополнительное нелинейное затухание вследствие 3М-процессов распада. Для пространственного распределения СВ на частоте $f/2$ наблюдается сдвиг двух пространственных областей эффективного возбуждения СВ от краёв волновода к его продольной оси. Локальные максимумы СВ также не совпадают с локальными максимумами распределения ПМСВ. В верхней части рис. 23б показаны зависимости $I(t)$ на частоте f для двух пространственных точек, выбранных, как описано ранее. Видно, что в точке у края волновода 3М-процессы распада ПМСВ протекают также при меньших пороговых уровнях плотности мощности. При $y > 1,4$ мм плотность мощности ПМСВ ниже порогового уровня в любой точке волновода, возбуждения СВ не происходит и ПМСВ распространяется с линейным затуханием.

Таким образом, методом бриллюэновской спектроскопии получено пространственное распределение намагниченностей ПМСВ и СВ на различных частотах. Показано, что в продольно нерегулярном плёночном ферритовом волноводе ПМСВ на частотах, на которых трёхмагнитные процессы распада разрешены, распад ПМСВ наиболее эффективно происходит вблизи краёв узкого волновода, где пороговые уровни минимальны. Пространственное положение локальных максимумов ПМСВ в узком волноводе определяется пространственными биениями двух низших мод, а положение локальных максимумов СВ — распределением неоднородного внутреннего магнитного поля $H_i(z)$ узкого волновода.

3.4. Связанные волноведущие системы

3.4.1. Латерально связанные волноводы. Связанные планарные ферритовые волноводы на основе тонких плёнок ЖИГ представляют интерес ввиду возможности управления характеристиками распространения в них волн различных типов (поверхностных и объёмных) и наличия в них различных линейных и нелинейных явлений [26]. Связанные структуры на основе ЖИГ исследовались, например, в работах [124–126]. Устройствами для функциональной обработки СВЧ-сигналов являются, в частности, устройства, обеспечивающие мультиплексирование и демultipлексирование потока данных на основе направленных ответвителей различного исполнения: волноводных, микрополосковых и т.д. Аналогом таких устройств в магнитоэлектронике являются системы, построенные на основе двух или более латерально связанных ферритовых волноводов. Основными характеристиками ответвителей являются диапазон рабочих частот, коэффициент перекачки мощности, длина связи. Далее будем рассматривать состоящие из латерально связанных ЖИГ-волноводов структуры [127], которые могут быть использованы в качестве базовых элементов для различных управляемых с помощью внешнего постоянного магнитного поля устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, фильтров, ответвителей [7].

Структура, показанная на рис. 24, представляет собой два связанных ЖИГ-волновода толщиной 10 мкм на подложке из ГГГ толщиной 500 мкм. Ширина каждого волновода $a = 200$ мкм, расстояние между волноводами

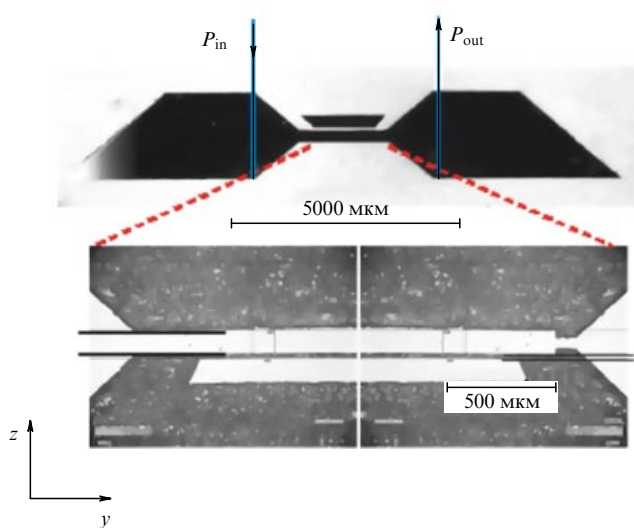


Рис. 24. Система двух латерально связанных ферритовых волноводов.

$d = 40$ мкм. Рассмотрены возбуждение и распространение ПМСВ в плёнке в направлении оси z . Внешнее магнитное поле, ориентированное вдоль положительного направления оси y , составляет 600 Э.

С помощью модификации методики численного расчёта электродинамических характеристик ферритовых структур со сложным поперечным сечением [47] были вычислены дисперсионные кривые для первых трёх симметричных и асимметричных ширинных мод рассматриваемой структуры. Была исследована зависимость дисперсионных характеристик от расстояния между волноводами d . Наблюдается различие при небольшом изменении параметра d при относительно небольших его абсолютных величинах, а именно некоторое расхождение дисперсионных кривых в области малых частот и соответственно малых волновых чисел как для симметричной моды, так и для асимметричной моды связанной ферритовой структуры. Показано, что при увеличении d до значений, сравнимых с шириной самих волноводов и больших, дисперсионные характеристики приближаются к таковым для одиночного волновода шириной 200 мкм. С возрастанием частоты поле всё сильнее локализуется на поверхности плёнки.

Методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии получены пространственно-временные характеристики прохождения сигнала через рассматриваемую структуру. Показана возможность полной перекачки сигнала из одной плёнки в другую на частотах, близких к частоте ферромагнитного резонанса касательно намагниченной плёнки (рис. 25). Результаты численного моделирования находятся в хорошем согласии с результатами экспериментального исследования.

3.4.2. Связанные структуры на основе магнитных кристаллов. Наличие запрещённых зон (ЗЗ) в спектре спиновых волн позволяет создавать на основе МК перестраиваемые магнитным полем устройства для обработки и генерации сигналов в микроволновом диапазоне [128, 129]. Один из эффективных способов управления характеристиками запрещённых зон в таких устройствах может быть основан на использовании периодических структур из связанных магнитных кристаллов [130, 131].

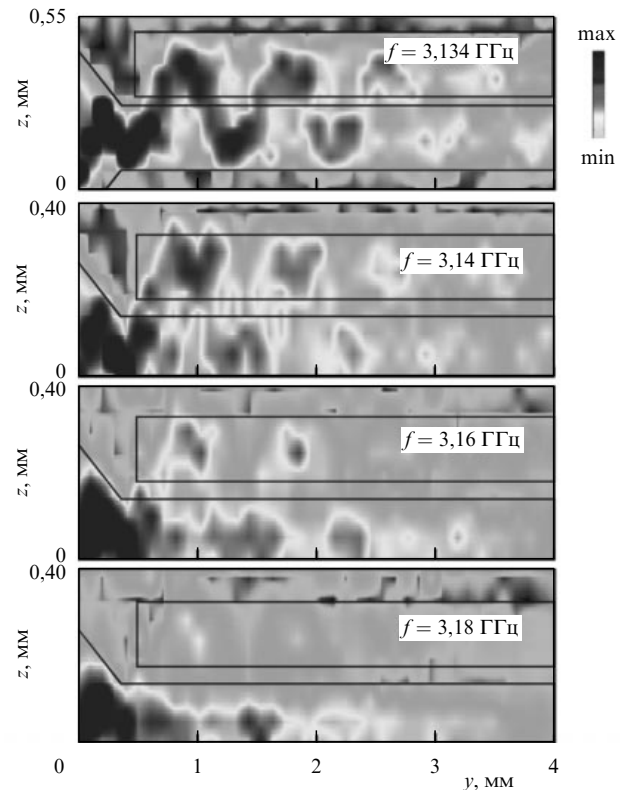


Рис. 25. Пространственное распределение квадрата намагниченности, измеренное с помощью установки мандельштам-бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов в системе двух латерально связанных ферритовых волноводов для различных значений частот входного сигнала, указанных на рисунке.

В случае двух волноведущих ферромагнитных структур их связь приводит к появлению быстрой и медленной волн, распространяющихся с различными групповыми и фазовыми скоростями, характеристиками которых можно управлять, изменяя величину связи [132, 133].

С использованием метода связанных волн (см. раздел 2.2.1) был развит подход, позволяющий на основе волновых уравнений для каждого МК рассчитать дисперсионные зависимости для МСВ в связанных структурах, таких как два магнитных кристалла и магнитный кристалл–ферритовая плёнка. В качестве примера на рис. 26а приведены рассчитанные зависимости ширины и положения запрещённых зон в спектре МСВ в структуре на основе двух связанных МК от параметра $\psi = (2\pi/L)\theta$ — фазового сдвига между МК в направлении распространения волн (L — период структуры, θ — сдвиг между периодами).

Из результатов, представленных на рис. 26а, следует, что при $\psi > 0$ в системе в полосе первого брэгговского резонанса присутствуют три ЗЗ: G_1 , G_2 , G_3 . Причём при $0 < \psi < 0,5$ верхняя, G_1 , и нижняя, G_2 , зоны с возрастанием ψ сужаются, а средняя, G_3 , расширяется. В диапазоне $0,5 < \psi < 1$ верхняя G_1 и нижняя G_2 зоны расширяются, а средняя G_3 сужается. Своего максимума ширины G_1 и G_2 достигают при $\psi = 0$ и $\psi = 1$, а ширина G_3 достигает максимума при $\psi = 0,5$. Центральные частоты ЗЗ не смещаются.

На рисунке 26б приведена экспериментальная АЧХ для структуры МК–МК, в которой периоды сдвинуты относительно друг друга. Как видно из рис. 26б, в диапазоне частот $2,2$ – $2,4$ ГГц на АЧХ наблюдаются

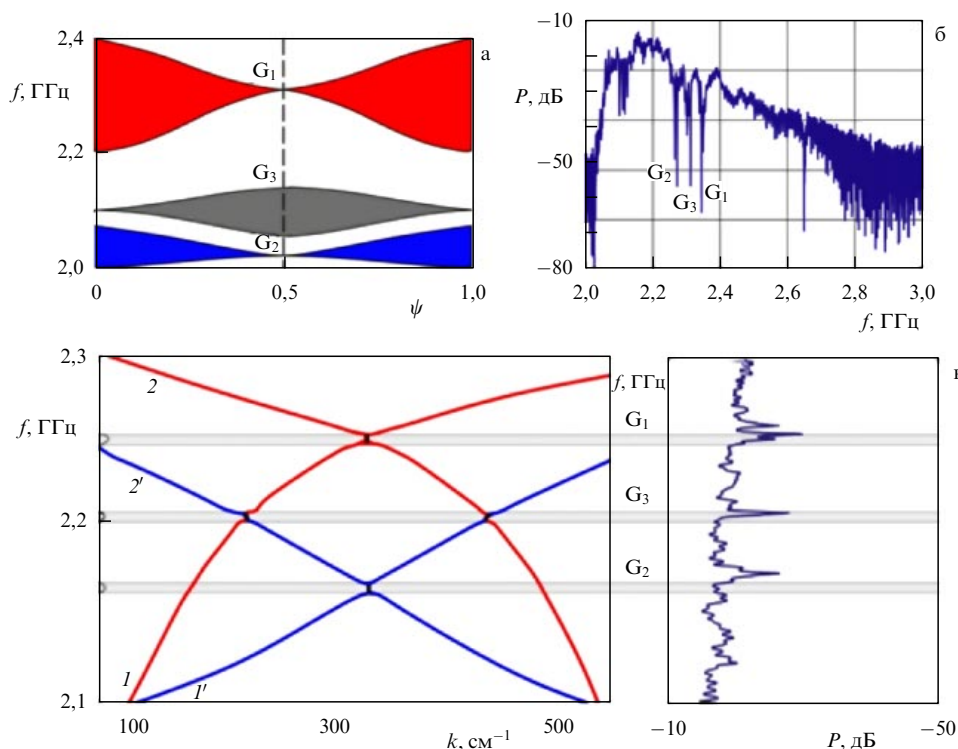


Рис. 26. (а) Зависимость ширины запрещённых зон от сдвига ψ между МК. (б) АЧХ структуры, снятая с анализатора спектра. (в) Дисперсионные кривые МСВ в структуре МК – плёнка и экспериментальная АЧХ линии передачи.

три характерных области затухания (G_1, G_2, G_3), которые соответствуют ЗЗ на рис. 26а. Отметим, что в случае одного МК в этом диапазоне существует только одна ЗЗ.

На рисунке 26в представлены результаты численного расчёта дисперсионных кривых с использованием программного продукта COMSOL (в левой части рисунка) и измеренная АЧХ для связанной структуры МК – ферромагнитная плёнка (в правой части рисунка). Кривые 1', 2' соответствуют медленным прямой и встречной волнам, а кривые 1, 2 — быстрым прямой и встречной волнам соответственно. При сравнении результатов численного моделирования с экспериментальными данными на рис. 26в отметим, что области затухания на АЧХ (в правой части рисунка) хорошо согласуются по частотам с результатами расчёта центральных частот запрещённых зон G_1, G_2, G_3 . Есть небольшое расхождение порядка 20 МГц для низкочастотной зоны G_2 .

Нелинейные эффекты в структуре связанных МК представляют собой совокупность нелинейных эффектов в связанных однородных плёнках [132, 133] и в одиночном МК. При возбуждении обеих нормальных волн на частоте ЗЗ имеет место эффект "двойного нелинейного переключения". Если амплитуда импульса на входе МК1 $A_{01} < A_{n1}$, то импульс отражается, а импульс с большой амплитудой, $A_{01} > A_{n1}$, проходит через МК – МК (как и в случае одиночного МК). Если $A_{01} < A_{n2}$, то этот импульс может быть перекачан в МК2, а при $A_{01} > A_{n2}$ он не будет перекачиваться в МК2, а будет выходить из МК1 (аналогично тому, как это происходит в случае связанных однородных плёнок) [133, 134]. Значения амплитуд A_{n1}, A_{n2} , соответствующих точкам переключения, зависят от параметра связи в такой структуре.

Эффект двойного нелинейного переключения, наблюдающийся в связанных МК, может быть положен в

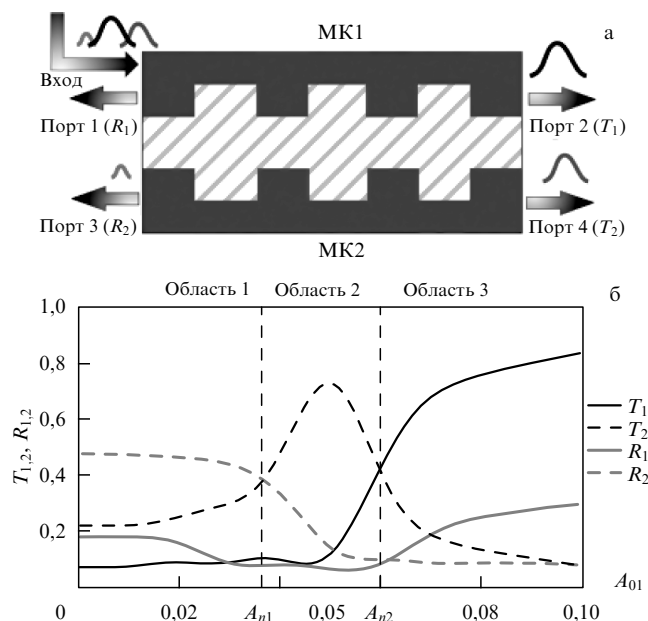


Рис. 27. (а) Схема нелинейного ответвителя на основе структуры МК – МК. $R_{1,2}$ и $T_{1,2}$ — коэффициенты отражения и пропускания для МК1 и МК2 соответственно. (б) Передаточные характеристики в зависимости от амплитуды входного сигнала A_{01} для МК – МК при $\eta = 0$.

основу создания многофункционального устройства на базе структуры МК – МК. В частности, линия передачи, содержащая связанные МК, может функционировать как нелинейный направленный ответвитель, принцип действия которого заключается в следующем: в зависимости от входной мощности импульс выйдет через один из четырёх портов связанной структуры (рис. 27а). На рисунке 27б приведены передаточные характеристики

волн в МК1 и МК2 для частоты, лежащей в центре одной из 33. Можно выделить три характерные области: область 1 — большая часть мощности выходит через порт 3; область 2 — большая часть мощности выходит через порт 4; область 3 — большая часть мощности выходит через порт 2.

Таким образом, показана возможность управлять резонансными свойствами структур на основе связанных МК, которая может быть реализована при создании устройств в виде режекторных и полосовых фильтров, фильтров для выделения каналов, нелинейных ответвителей и мультиплексоров.

3.5. Управляемые магнитные структуры

3.5.1. Мультиферроидные структуры на основе магнитных кристаллов и сегнетоэлектриков. Другим способом управления характеристиками запрещённых зон в МК, наряду с приложением магнитного поля, является использование мультиферроидных структур типа МК — сегнетоэлектрик (МК — СЭ) [135, 136]. Поведение дисперсионных характеристик в такой структуре будет определяться не только связью между прямой и встречной магнитостатическими волнами в МК, что приводит к появлению запрещённых зон, но и связью между МСВ и электромагнитной волной (ЭМВ) в СЭ, которая зависит от величины приложенного к СЭ электрического поля. В этом случае появляется возможность двойного — электрического и магнитного — управления характеристиками запрещённых зон [135, 136].

Необходимо отметить, что первые работы по исследованию волн, распространяющихся в слоистой мультиферроидной структуре ферромагнитная плёнка — сегнетоэлектрик (ФП — СЭ), относятся к 1980-м годам [137, 138]. При больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны в СЭ оказываются сильно замедленными, и в этом случае в структуре ФП — СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между ЭМВ и МСВ, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ). Интерес к таким структурам вновь возник в последние годы [139–141] в связи с развитием технологий производства керамических сегнетоэлектриков (титаната бария (BaTiO_3), титаната стронция (SrTiO_3)) с широким диапазоном перестраиваемой диэлектрической проницаемости.

Необходимо отметить, что к настоящему времени эффекты гибридизации волн в структурах ФП — СЭ исследованы достаточно подробно при возбуждении различных типов МСВ [137, 140], а также показана возможность создания на их основе СВЧ-устройств с двойным управлением [137, 142].

Рассматриваемая структура состоит из одномерного МК и слоя СЭ. Магнитный кристалл представляет собой ферромагнитную плёнку с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхность которой нанесены неоднородности в виде канавок. Постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно к поверхности плёнки. Слой СЭ с диэлектрической проницаемостью ϵ помещён во внешнее электрическое поле напряжённостью E .

Применяя подход, описанный в разделе 2.2.1 для линейного случая, можно получить дисперсионное уравнение для гибридных волн в структуре МК — СЭ [136]. На рисунке 28а представлено решение дисперсионного урав-

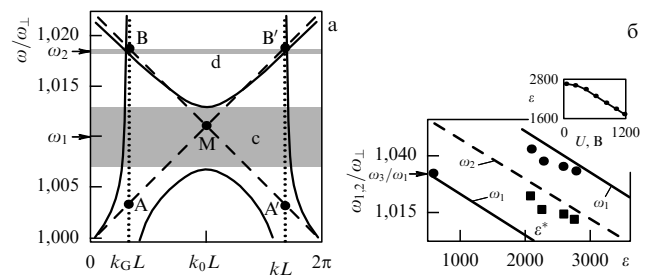


Рис. 28. Результаты расчёта характеристик ГЭМСВ в структуре МК — СЭ: (а) дисперсионные характеристики при диэлектрической проницаемости $\epsilon = 1500$; (б) экспериментальная и теоретическая зависимости центральных частот запрещённых зон от ϵ ($L = 200$ мкм, $d/L = 0,06$, $a/L = 2,5$, $b_1/L = 0,5$, $\Delta d/L = 0,03$, $4\pi M_0 = 1825$ Гс, $H_0 = 1080$ Э).

нения для прямой и встречной ЭМВ в СЭ в отсутствие связи между этими волнами (пунктирные кривые); прямой и встречной МСВ в МК в отсутствие связи между этими волнами (штриховые кривые); ГЭМСВ в структуре МК — СЭ (сплошные кривые).

Видно, что существует пять точек пересечения представленных кривых (точки А, В, А', В', М), в которых может наблюдаться гибридизация указанных типов волн. Вследствие гибридизации волн в точках В, В' и М образуются две запрещённые зоны (в отличие от одной 33 в области первого брэгговского резонанса для одиночного МК). Первая 33 (зона с, показанная заливкой на рис. 28а) образуется вблизи точки М. При малых значениях диэлектрической проницаемости ϵ центральная частота и ширина первой 33 совпадают с соответствующими характеристиками 33 одиночного МК. Вторая 33 образуется вблизи точек В, В' (зона d, выделенная заливкой на рис. 28а).

При проведении эксперимента в качестве МК использовалась пластина ЖИГ, на поверхности которой была сформирована система канавок [143]. Сегнетоэлектрическим слоем служила пластина ВК-8. На обе стороны пластины были напылены хромовые электроды для подачи управляющего напряжения. Сравнение экспериментальных данных с результатами модельного расчёта при изменении ϵ представлены на рис. 28б. Символами показаны экспериментальные значения центральных частот запрещённых зон с (кружки) и d (квадраты). На вставке рис. 28б приведена измеренная зависимость ϵ от приложенного напряжения U .

Представляет интерес рассмотреть структуру из двух связанных МК, аналогичную описанной в разделе 3.4.2, но отличающуюся тем, что пространство между МК заполнено слоем СЭ. В этом случае связь между МК оказывается электрически управляемой. В структуре МК — СЭ — МК формируются пять 33, три из которых образованы взаимодействием МСВ и ЭМВ, а две — взаимодействием только МСВ. На рисунке 29 показана зависимость ширины и положения всех запрещённых зон от диэлектрической проницаемости ϵ . Из рисунка видно, что при малых значениях ϵ имеет место формирование двух запрещённых зон, с и е (светлые области), аналогичных 33 в толстом и тонком МК, и ширина этих зон не зависит от ϵ . С увеличением ϵ при фиксированной напряжённости магнитного поля появляются ещё три запрещённые зоны, d, f и g (тёмные области), ширина которых с возрастанием ϵ увеличивается. Отметим, что в

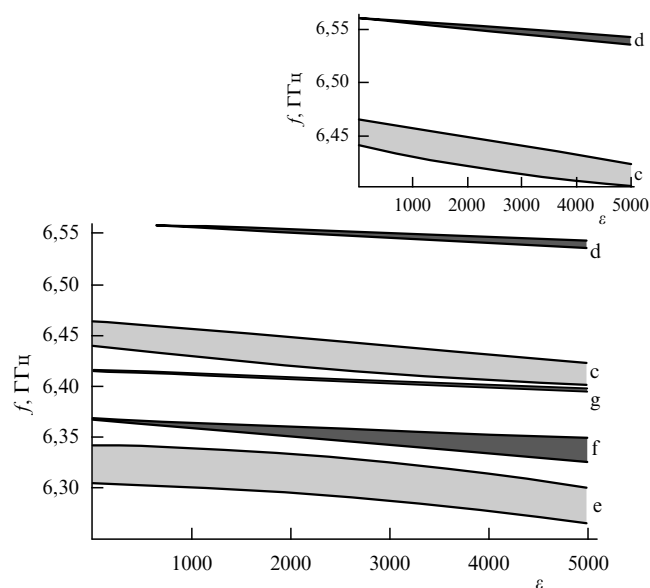


Рис. 29. Зависимость положения и ширины запрещённых зон в структуре МК–СЭ–МК от ε при $H_0 = 1500$ Э. На вставке приведены аналогичные зависимости в структуре МК–СЭ.

случае структуры МК–СЭ формируются только две запрещённые зоны, с и d (см. в в верхней части рис. 29).

3.5.2. Делитель мощности на основе Т-образной структуры. Для передачи информационных сигналов в телекоммуникационных системах используются волноводы сложной конфигурации. Так, например, в оптике волноведущие структуры Т-образной формы выполняются в виде дефекта в двумерной фотонно-кристаллической структуре [144]. Основным преимуществом такой структуры является возможность её использования в качестве оптического переключателя с малыми потерями на излучение из-за неоднородности в направлении распространения электромагнитной волны [145]. Структуры Т-образной формы, выполненные в виде дефекта в двумерном магнотонном кристалле, рассмотрены в работе [146]. Однако авторами [146] было проведено лишь численное исследование распространения в такой структуре электромагнитной волны. Экспериментальное исследование Т-образного волновода из ферромагнитного материала проведено в работе [147], где рассмотрена конфигурация Т-образного волновода из металлического ферромагнетика (пермаллоя) и показана возможность генерации в такой структуре обратных объёмных спиновых волн. Однако ввиду сильного затухания спиновых волн в пермаллое использование подобных структур для систем обработки и генерации сигналов представляется затруднительным.

Т-образный ферромагнитный волновод был вырезан из плёнки ЖИГ с использованием технологии лазерного скрайбирования. Плёнка ЖИГ, выращенная на подложке из ГГГ методом жидкофазной эпитаксии, имеет толщину $d = 7,7$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс и ширину линии ферромагнитного резонанса $\Delta = 0,5$ Э, измеренную на частоте 5 ГГц. Изображённый на рис. 30а Т-образный ЖИГ-волновод имеет следующие размеры: ширина $w = 470$ мкм, длина "ножки" $l_1 = 4$ мм и длина "балки" $l_2 = 10$ мм. Для возбуждения в плёнке ЖИГ волн намагниченности, известных в литературе как

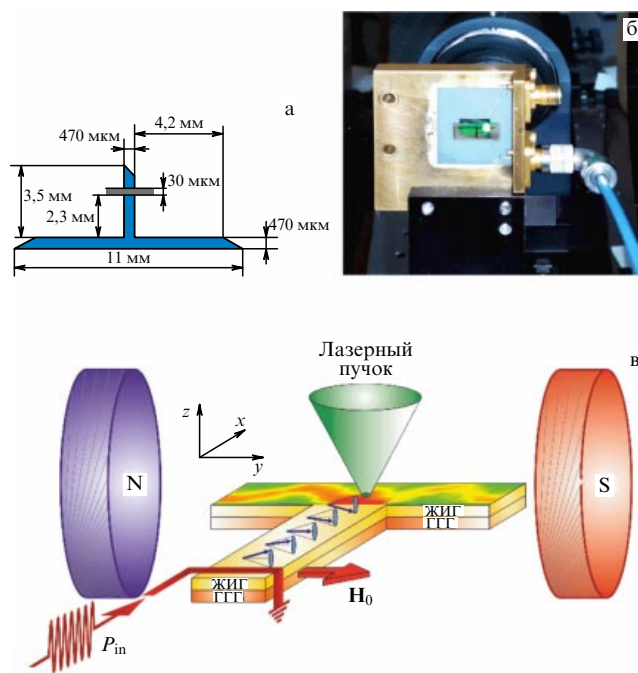


Рис. 30. (а) Геометрические размеры Т-образного волновода и расположение микрополоскового преобразователя в ножке структуры. (б) Фотография структуры на микрополосковой линии. (в) Схема проведения BLS-эксперимента.

спиновые волны, используется микрополосковый преобразователь шириной $w = 30$ мкм, один конец которого заземлён, а другой подсоединён к генератору СВЧ-сигналов. Микрополосковый преобразователь создаёт пучность переменного СВЧ-магнитного поля, которое является неоднородным для ЖИГ-волновода. При данной ширине микрополоскового преобразователя в плёнке ЖИГ возбуждаются магнитостатические спиновые волны, возникновение которых обусловлено наличием в ферромагнетике далекодействующего диполь-дипольного взаимодействия. Т-образный ЖИГ-волновод помещается между полюсами электромагнита, который создаёт пространственно однородное постоянное магнитное поле H_0 напряжённостью 1160 Э.

Для исследования пространственно-временного распределения намагниченности $\mathbf{m}$ в Т-образном ЖИГ-волноводе используется установка бриллюэновского рассеяния света. Лазерный луч с шириной фокусного пятна 20–30 мкм (макро-BLS) сканирует поверхность плёнки ЖИГ с шагом $s_1 = 0,05$ мм в продольном направлении (вдоль оси x) и с шагом $s_2 = 0,05$ мм в поперечном направлении (вдоль оси y) (рис. 30в). В результате неупругого рассеяния света на магнонах изменяется интенсивность светового потока I отражённого от волновода светового пучка. Измеренная величина I пропорциональна квадрату модуля амплитуды намагниченности, $I(t, x, y) \sim |\mathbf{m}(t, x, y)|^2$. Возбуждение МСВ в ЖИГ-волноводе осуществляется СВЧ-импульсами длительностью $T_d = 500$ нс, поступающими на микрополосковый преобразователь. Одновременно с этим СВЧ-импульсы поступают на установку BLS для запуска процесса измерения интенсивности светового потока. Во избежание разогрева ЖИГ-волновода сигналом СВЧ период следования импульсов выбирается равным $T_r = 1,1$ мкс. Пиковая мощность выбирается величиной

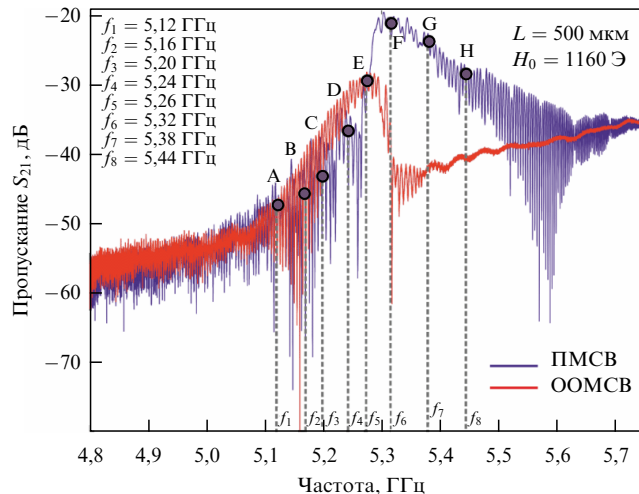


Рис. 31. Амплитудно-частотные характеристики поверхностной и обратной объёмной магнито-статической волны в ЖИГ-волноводе шириной 500 мкм. Точками А, В, С, D, E, F, G, H отмечены значения частот входного сигнала для BLS-экспериментов (f_1 – f_8 соответственно).

$P_p = -30 \text{ дБмВт}$, что исключает возникновение в ЖИГ-волноводе нелинейных процессов.

На первом этапе были измерены АЧХ при двух ориентациях внешнего постоянного магнитного поля. В обоих случаях это поле было направлено касательно к поверхности Т-образного ЖИГ-волновода. При поперечном намагничивании, когда $\mathbf{H}_0$ параллельно оси y и перпендикулярно направлению продольного волнового вектора $\mathbf{k}_x$ волн намагнитченности, в плёнке ЖИГ возбуждается поверхностная МСВ. При продольном намагничивании, когда $\mathbf{H}_0 \parallel x \parallel \mathbf{k}_x$, в плёнке ЖИГ возбуждаются обратные объёмные МСВ (ООМСВ).

На рисунке 31 приведены амплитудно-частотные характеристики, измеренные при двух ориентациях поля $\mathbf{H}_0$. Из рисунка видно, что в случае ограниченного ЖИГ-волновода полосы частот ПМСВ и ООМСВ перекрываются в окрестности частоты $f_\perp$, которая является верхней (нижней) граничной частотой спектра ООМСВ (ПМСВ) в безграничной ферромагнитной среде. Как следует из анализа АЧХ ферритовых волноводов конечной ширины, спектры АЧХ поверхностных и объёмных волн перекрываются. Аналогичная ситуация возникает и в Т-образном ферритовом волноводе.

Для анализа данных эффектов были созданы Т-образные волноводы шириной 1000 мкм и 250 мкм (результаты измерений АЧХ таких структур здесь не приводятся). Установлено, что при изменении ширины Т-образного ЖИГ-волновода наблюдается изменение полосы частот, в которой АЧХ ПМСВ и ООМСВ перекрываются. Увеличение ширины Т-образного волновода приводит к уменьшению области перекрытия спектров волн обоих типов, а уменьшение ширины волновода — к увеличению этой области. Перекрытие спектров ПМСВ и ООМСВ обусловлено возникновением на частотах, близких к частоте $f_\perp$, спектра прямых объёмных МСВ (ПОМСВ). Появление ПОМСВ при касательном намагничивании связано с ограничением ЖИГ-волновода по ширине.

Впервые существование ПОМСВ на частотах, находящихся в области малых волновых чисел спектра

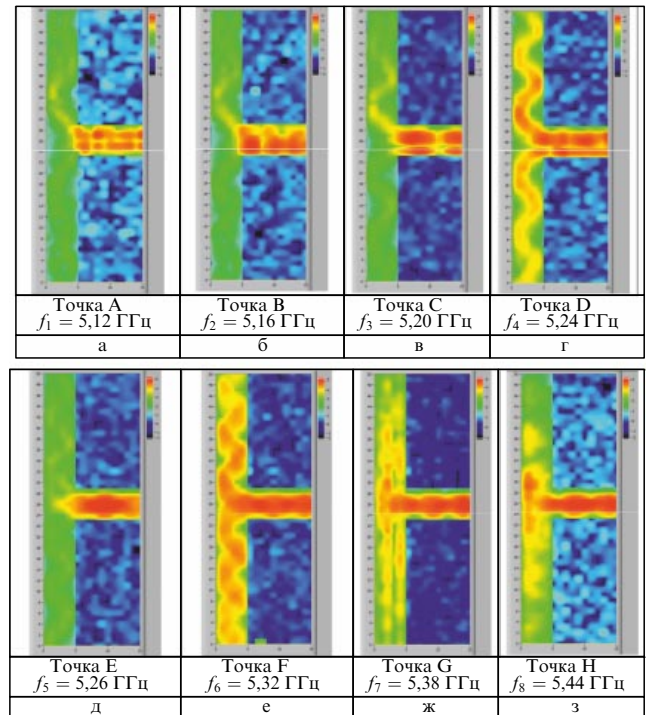


Рис. 32. Пространственные распределения квадрата амплитуды намагнитченности, измеренные в Т-образном ЖИГ-волноводе на частотах, указанных на рис. 31. Размер области сканирования 5 мм по вертикали и 1,5 мм по горизонтали. Разрешение сканирования 0,1 мм по каждой оси. В ножке Т-образной структуры возбуждалась ПМСВ (в правой части каждого изображения на рисунке).

ПМСВ, теоретически было предсказано в работе [121] для ЖИГ-волновода конечной ширины. Спектр существования ПОМСВ не исчезает при повороте магнитного поля на 90° (случай продольного намагничивания).

Таким образом, ограничение ЖИГ-волновода по ширине приводит к формированию в спектре ПМСВ частотной области, в которой существуют объёмные волны с нормальной дисперсией. При этом ПОМСВ существуют в случаях как поперечного, так и продольного намагничивания ограниченного ЖИГ-волновода.

Таким образом, благодаря наличию анизотропии формы [36] в Т-образной структуре оказывается возможным управлять величиной частотного диапазона перекрытия ПМСВ и ПОМСВ [27].

Далее приведём результаты измерения пространственного распределения квадрата амплитуды намагнитченности на различных частотах при параллельной оси y ориентации поля $\mathbf{H}_0$. Мощность входного импульсного сигнала задавалась равной $P_{in} = 5 \text{ дБм}$. Длительность импульса $\tau = 500 \text{ нс}$, период повторения импульсов при BLS-сканировании $T = 1000 \text{ нс}$. На рисунке 32 изображены пространственные распределения квадрата амплитуды намагнитченности, измеренные в Т-образном ЖИГ-волноводе на частотах f_1 – f_8 , указанных на рис. 31 на АЧХ точками А, В, С, D, E, F, G и H соответственно.

В случае, когда частота входного сигнала устанавливалась равной $f_1 = 5,12 \text{ ГГц}$, $f_2 = 5,16 \text{ ГГц}$ и $f_3 = 5,20 \text{ ГГц}$, сигнал вдоль подводящей секции Т-образного волновода распространялся до области сочленения волноводов, при этом распространения волны в ножки Т-образного волновода после участка сочленения не происходило (рис. 32а–в). Данный эффект можно объяс-

нить тем, что эффективность возбуждения ПМСВ на частотах f_1, f_2 и f_3 довольно низка (что видно по АЧХ на рис. 31). Поэтому, несмотря на то что в этой области частот возможно возбуждение ООМСВ, распространения сигнала в ножки Т-образного волновода не происходит.

При значении частоты входного сигнала $f_4 = 5,24$ ГГц начинается распространение сигнала вдоль обеих ножек Т-образной структуры. При этом видно, что волна от места сочленения секций волновода проходит путь не менее 2,5 мм (рис. 32г). При детальном сканировании данной области при проведении эксперимента с помощью BLS удаётся выяснить модовый состав излучения в подводящем участке Т-образного волновода. В подводящей секции формируется суперпозиция первой и третьей мод, возбуждаемых микрополосковой антенной. В ножках Т-образной структуры наблюдается волноводный характер распространения излучения, при этом имеет место биение между первой и второй ширинными модами ЖИГ-волновода шириной 470 мкм [27, 28, 80–82, 121]. При дальнейшем увеличении частоты входного сигнала наблюдается режим, в котором снова не происходит распространения волны в ножки Т-образного волновода (рис. 32д). Анализируя АЧХ ПМСВ (точка Е на рис. 31), можно увидеть, что значение частоты $f_5 = 5,26$ ГГц попадает в начало области существования ПМСВ.

В случае, когда частота входного сигнала задаётся в области, где при данном значении внешнего постоянного магнитного поля возможно возбуждение ПМСВ, например, при частоте $f_6 = 5,32$ ГГц (точка F на рис. 31), снова наблюдается эффект ответвления волны в ножки Т-образного волновода (рис. 32е). При этом модовый состав остаётся таким же, как и в случае частоты $f_4 = 5,24$ ГГц. Однако в данном случае при частоте входного сигнала $f_6 = 5,32$ ГГц поперечный размер поля волны увеличивается как в подводящей секции, так и в области ножек Т-образной структуры.

Увеличение частоты входного сигнала приводит к прекращению ответвления волны в ножки Т-образного волновода. Так, в случае, когда частота входного сигнала составляет $f_7 = 5,38$ ГГц (точка G на рис. 31), волноводного характера распространения волны в ножки структуры не наблюдается (рис. 32ж) — волна быстро затухает по мере проникновения в ножку структуры. При увеличении частоты возбуждаемой ПМСВ расстояние, на которое распространяется поле в ножке структуры, уменьшается, что видно из рис. 32з, на котором представлен случай, в котором частота входного сигнала $f_8 = 5,44$ ГГц.

Из приведённых на рис. 32 результатов видно, что при строго параллельной ориентации поля $\mathbf{H}_0$ относительно оси y наблюдается распространение волн намагнитченности в обе ножки Т-образной структуры. При такой конфигурации поля в подводящей области Т-образного волновода формируются первая и третья ширинные моды ПМСВ, которые возбуждают первую и вторую ширинные моды в ножках структуры [27]. Установлено, что когда частота сигнала находится выше полосы пересечения спектров ПМСВ и ООМСВ, то возбуждения волн намагнитченности в обеих ножках структуры не наблюдается. В этом случае в подводящей области Т-образного ЖИГ-волновода формируются только ширинные моды ПМСВ, которые при достижении плоскости нару-

шения трансляционной симметрии не возбуждают волновых пакетов в обеих ножках структуры. При повороте всего макета вместе с исследуемой структурой относительно неизменного направления внешнего постоянного магнитного поля удаётся наблюдать однонаправленное ответвление спиновых волн в ножки Т-образного ЖИГ-волновода. Данный факт открывает возможности применения микроразмерных ЖИГ-волноводов для создания перестраиваемых ответвителей и устройств магнотронной логики.

4. Существующие устройства и перспективы применения

История создания физико-технологической базы устройств обработки информации СВЧ на основе эффектов распространения спиновых волн в ферромагнитных плёнках, насчитывающая несколько десятилетий, подробно отражена в обзорах [148–158]. Диапазон рабочих частот таких устройств, который определяется выбором материала и полем подмагничивания, занимает область частот от нескольких десятков МГц до нескольких десятков ГГц. На основе эффектов распространения спиновых волн предложен широкий ряд полосно-пропускающих и полосно-заграждающих фильтров с низким уровнем вносимых потерь (≈ 2 дБ) и перестройкой полосы фильтрации до нескольких гигагерц [148, 150, 153–155, 158]. С использованием блоков фильтров МСВ могут быть созданы многоканальные приёмники на частотах от 0,5 до 18 ГГц [150].

Отметим, что на основе эффектов анизотропного распространения МСВ могут быть созданы фильтры с пространственно-частотной селекцией и высокой прямоугольностью [155].

На основе спиновых волн разработаны перестраиваемые линии задержки, как дисперсионные, так и бездисперсионные [148, 150, 155, 159], причём в случае линий задержки с использованием гибридных магнитоупругих волн задержка может перестраиваться в диапазоне от 100 нс до нескольких микросекунд [155, 156], что ранее было возможным лишь в объёмных ферритовых образцах с существенно неоднородным распределением поля [160]. Линии задержки на основе МСВ могут найти применение в фазированных антенных решётках, устройствах сжатия импульсов, запоминания сигналов и разделения совпадающих импульсов [150].

Разработаны резонаторы на брэгговских решётках [149, 151] и прямоугольные резонаторы [151], которые могут использоваться как для задач фильтрации, так и в качестве частотно-задающих устройств в перестраиваемых СВЧ-генераторах. Показана возможность подавления уровня сигнала вне полосы фильтрации брэгговского резонатора посредством аподизации [161].

Рассматривается возможность построения на основе МСВ магнитооптических устройств, действующих по принципу дифракции света на МСВ, для применения в интегральной оптике [151]. Благодаря существенной нелинейности спиновых волн на их основе могут быть построены конвольеры, частотно-избирательные ограничители и корректоры отношения сигнал–шум [150, 151]. Существенные усилия прикладываются для исследования возможности использования в информационных системах спин-волновых солитонов в ферритовых плёнках [162–164]. Хотя разработанные устройства на-

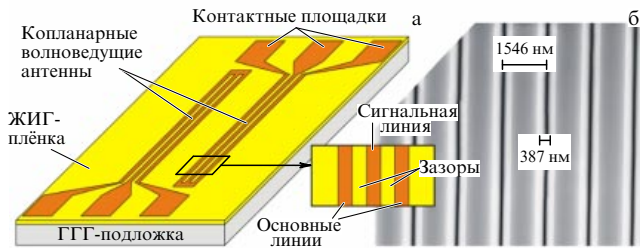


Рис. 33. (а) Топология возбуждающих антенн, сформированных с помощью фотолитографии на поверхности эпитаксиальной плёнки ЖИГ толщиной $d \approx 500$ нм. Ширина сигнального и заземлённого проводников 2 мкм, расстояние между ними 1,6 мкм. (б) Изображение поверхности плёнки ЖИГ между антеннами с решёткой из канавок, сформированных травлением сфокусированным ионным пучком [166].

ходят применение в специализированных устройствах и измерительной технике, они пока ещё очень далеки от использования в устройствах мобильной связи, стремительно развивающихся на протяжении последних десятилетий. Это связано как с трудностями совмещения спин-волновых устройств с существующими интегральными технологиями, так и с весьма значительными габаритами спин-волновых устройств, размеры которых, например, на несколько порядков превосходят размеры ($1,6 \times 1,2 \times 0,13$ мм) дуплексных фильтров на поверхностных акустических волнах (ПАВ) [165], используемых в смартфонах.

Внушительные габариты существующих устройств на основе СВ связаны отчасти с тем, что в большинстве разработок используются эффекты распространения СВ с длиной λ не менее нескольких десятков или даже сотен микрон. Поэтому задача разработки физико-технологических основ спин-волновых устройств, в которых в качестве носителя выступают СВ нанометрового масштаба, является крайне актуальной. В связи с этим ключевую роль приобретает разработка методов возбуждения и приёма субмикрометровых или нанометровых СВ. Одним из путей является использование шлемановского механизма [167], который позволяет возбуждать волны длиной $\lambda < 1$ мкм в структурах с неоднородным внутренним полем [79, 156, 160].

Недавно была показана возможность возбуждения СВ в области размером от 1 мкм до 0,1 мкм с помощью копланарных антенн, сформированных методом литографии непосредственно на поверхности ферритовой плёночного волновода субмикрометровой толщины [166, 168–170] (рис. 33).

Необходимость использования волноводов субмикрометровых толщин для наблюдения распространения СВ с $\lambda < 1$ мкм диктуется дисперсионными свойствами СВ, которые приводят к резкому убыванию групповой скорости в области длин волн $\lambda < d$ [152]. Отметим, что использование индуктивных антенн для возбуждения и приёма СВ в волноводах на основе ферромагнитных металлов требует размещения между антеннами и волноводом диэлектрической прокладки толщиной t в несколько десятков нанометров [171–173], что приводит к ограничению на возбуждение волн длиной $\lambda < t$. К этому следует добавить, что за последнее время технологиями достигнут определённый прогресс в разработке методов осаждения плёнок ЖИГ, не связанных с жидкофазной эпитаксией [170, 174–178], что открывает перспективу

для разработки на основе ЖИГ интегральных СВ-устройств.

В работах [179–185] показана возможность создания модуляторов СВЧ на основе односторонне металлизированных магнитных кристаллов. Такие структуры являются примером среды с нарушенной инвариантностью относительно преобразования времени и координат и могут поддерживать распространение волн с невязанным законом дисперсии. Из-за различия законов дисперсии падающей и отражённой волн в МК запрещённые зоны возникают на частотах, удовлетворяющих обобщённому условию Брэгга [182]. При этом, в зависимости от величины диэлектрического зазора между металлом и МК и параметров структуры, могут наблюдаться эффекты как подавления [179–181], так и сдвига [183, 184] частот запрещённых зон в спектре МК, которые могут быть использованы для управления параметрами СВЧ-сигнала [185].

В последние годы активно исследуется возможность создания магнитной логики [186–199] и памяти [199–202] на основе эффектов интерференции спиновых волн. При разработке логических элементов основным конструктивным элементом выступают интерферометры типа Маха–Цендера [186–192], в которых результат интерференции СВ на выходе определяется разностью набега фаз СВ при проходе через каждое плечо интерферометра. При этом рассматриваются механизмы манипулирования фазой СВ посредством нелинейного сдвига при мощности выше порога параметрической неустойчивости [186, 187] или с помощью изменения поля подмагничивания волновода [188–190], или локальной вариацией поля анизотропии [191], или за счёт рассеяния СВ на доменных стенках [192]. Был также рассмотрен подход к управлению фазой и амплитудой выходного сигнала за счёт взаимодействия СВ с расположенными вблизи поверхности волновода нанорезонаторами [193], а также использования в плечах интерферометра волн с невязанным характером дисперсии [194].

В работе [195] рассмотрена возможность построения логических элементов на основе системы ортогональных волноводов, при этом выходной сигнал определялся условиями интерференции сигналов в области пересечения волноводов.

Отметим, что вопросы архитектуры магнитных процессоров обсуждаются весьма активно [196–198]. При этом особо подчёркивается, что их разработка может быть осуществлена лишь на основе СВ нанометрового масштаба, для возбуждения и приёма которых (а также для записи информации) используются магнитоэлектрические наноструктуры, расположенные на поверхности волновода.

Ещё одним перспективным направлением использования нанометровых СВ является магнитная голографическая память [199–201]. В работе [199] предложена концепция создания такой памяти на основе зависимости результата интерференции СВ на выходах матрицы из ортогональных волноводов как от фазы на входе, так и от состояния намагниченности магнитных наноструктур, размещённых в узлах пересечения волноводов. Прототипы в виде 6- и 8-портовых (рис. 34) решёток из ортогональных плёночных ЖИГ-волноводов, исследованные в работах [200–202], показали связь амплитуд сигналов на выходе с ориентацией кобальтовых микро-частиц в узлах решётки. Показано, что уровень выход-

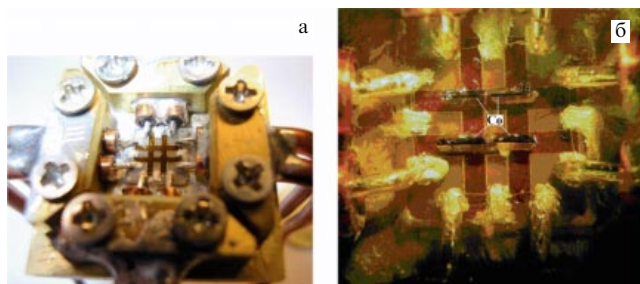


Рис. 34. Экспериментальный макет решётки на основе ортогональных плёночных ЖИГ-волноводов (а) с кобальтовыми микрочастицами в узлах решётки (б).

ного сигнала определяется как фазами сигналов на входе, так и ориентацией частиц кобальта.

Разумеется, для построения такого рода магнонных сетей предстоит решить большой комплекс как технологических, так и физических проблем. Прежде всего необходимо решить проблему выбора материала и технологий создания таких разветвлённых волноводов СВ нанометрового размера с низким уровнем потерь на СВЧ. Предстоит также изучить особенности распространения СВ в волноводных матрицах, обусловленные наличием изгибов и поворотов волноводов [203–206], существенной неоднородности основного состояния из-за влияния полей размагничивания, которое приводит к обогащению спектра СВ [104, 207, 208] и эффектам преобразования мод [81], а также исследовать эффекты, связанные с квантованием спектра по ширине волновода [121] и анизотропией дисперсионных характеристик СВ [209], которые для СВ нанометрового масштаба требуют отдельного рассмотрения [210–212].

5. Заключение

В последние несколько лет стал бурно развиваться новый раздел магнетизма, в частности магнитной спинтроники, а именно магноники. Фактически магноники изучает явления, связанные с динамикой квантов магнитных возбуждений — магнонов — в тонких магнитных слоях и многослойных микро- и наноструктурах.

Настоящая статья посвящена систематизации и описанию недавних работ авторов в области магноники. Приведены и детально обсуждены основные теоретические и экспериментальные методы, применяемые для исследования волновых явлений, связанных с распространением спиновых волн (магнонов) в магнитных плёнках, гетероструктурах и микро- и нанобразцах. Одним из наиболее эффективных экспериментальных методов является метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии с субмикрометровым пространственным разрешением. Кроме того, эффективно применяются методы спектроскопии, связанные с возбуждением, распространением спиновых волн микрополосковыми преобразователями и копланарными линиями. Для описания явлений распространения, отражения и рассеяния магнонов магнитными микро- и наноструктурами применяются эффективные полуаналитические методы, такие как метод связанных волн, метод многократного рассеяния, и численные методы.

Приведены результаты исследования разнообразных магнитных микро-, нано- и гетероструктур, таких как

распределённые периодические системы, сосредоточенные системы, нерегулярные и связанные волноведущие системы, управляемые магнитные структуры. Помимо описания многих физических явлений, на которые делается упор при исследовании таких структур, предложены конкретные разнообразные устройства обработки и хранения информации в СВЧ-диапазоне. Обсуждены также перспективы дальнейшего исследования рассматриваемых структур и их применения в спинтронных устройствах.

Результаты, представленные в настоящей статье, получены при поддержке Российским научным фондом (грант 14-19-00760), Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 15-07-08152 А, 15-07-05901, 14-07-00896-а, 13-07-00941-а, 14-07-90001-Бел_а, 13-07-12421-офи-м, 14-02-00577, 13-07-12409, 15-37-51253, 14-07-00273, 14-02-00577, 14-02-00976), Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (Ф14Р-017) и стипендией Президента РФ №313.2015.5.

Список литературы

1. Chumak A V et al. *Nature Phys.* **11** 453 (2015)
2. Kruglyak V V, Demokritov S O, Grundler D J. *Phys. D Appl. Phys.* **43** 264001 (2010)
3. Krawczyk M, Grundler D J. *Phys. Condens. Matter* **26** 123202 (2014)
4. Wolf S A et al. *Science* **294** 1488 (2001)
5. Žutić I, Fuhrer M *Nature Phys.* **1** 85 (2005)
6. Neusser S, Grundler D *Adv. Mater.* **21** 2927 (2009)
7. Lenk B et al. *Phys. Rep.* **507** 107 (2011)
8. Pulizzi F *Nature Mater.* **11** 367 (2012)
9. Stamps R L et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **47** 333001 (2014)
10. Мандельштам Л И *Журн. Русск. физ.-хим. общ.-ва. Ч. физ.* **58** 381 (1926); *Полное собрание трудов Т. 1* (М.: Изд-во АН СССР, 1948) с. 280
11. Brillouin L *Ann. Physique* **17** 88 (1922)
12. Боровик-Романов А С, Крейнс Н М, Жотиков В Г *УФН* **125** 355 (1978); Borovik-Romanov A S, Kreines N M, Zhotikov V G *Sov. Phys. Usp.* **21** 538 (1978)
13. Camley R E, Mills D L *J. Appl. Phys.* **50** 7779 (1979)
14. Rojdestvenski I V, Cottam M G, Slavin A N *J. Appl. Phys.* **73** 7001 (1993)
15. Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N *Phys. Rep.* **348** 441 (2001)
16. Cottam M G, Lockwood D J *Light Scattering in Magnetic Solids* (New York: Wiley, 1986)
17. Patton C E *Phys. Rep.* **103** 251 (1984)
18. Griffin A *Rev. Mod. Phys.* **40** 167 (1968)
19. Chu P, Mills D L *Phys. Rev. B* **75** 054405 (2007)
20. Stashkevich A A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **321** 876 (2009)
21. Forrest J A, Dalnoki-Veress K, Dutcher J R *Phys. Rev. E* **58** 6109 (1998)
22. Воронин Д В и др. *Письма в ЖТФ* **39** (16) 6 (2013); Voronin D V et al. *Tech. Phys. Lett.* **39** 715 (2013)
23. Belmeguenai M et al. *Phys. Rev. B* **79** 024419 (2009)
24. Büttner O et al. *Phys. Rev. B* **61** 11576 (2000)
25. Romanenko D V et al. *IEEE Trans. Magn.* **50** 4006304 (2014)
26. Serga A A, Chumak A V, Hillebrands B J. *Phys. D Appl. Phys.* **43** 264002 (2010)
27. Sadovnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 192406 (2015)
28. Beginin E N, Sadovnikov A V, Sharaevsky Yu P, Nikitov S A *Solid State Phenomena* **215** 389 (2014)
29. Sheshukova S E et al. *IEEE Magn. Lett.* **5** 1 (2014)
30. Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
31. Demidov V E et al. *Sci. Rep.* **5** 8578 (2015)
32. Demidov V E et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 172410 (2014)

33. Demidov V E et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 022403 (2015)
34. Sandercock J R, Wettling W J. *Appl. Phys.* **50** 7784 (1979)
35. Stancil D D, Prabhakar A *Spin Waves: Theory and Applications* (New York: Springer, 2009)
36. Gurevich A G, Melkov G A *Magnetization Oscillations and Waves* (New York: CRC Press, 1996)
37. Вашковский А В, Стальмахов В С, Шараевский Ю П *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот* (Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1993)
38. Marcuse D *Light Transmission Optics* (New York: Van Nostrand Reinhold, 1972); Маркузе Д *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974)
39. Brillouin L, Parodi M *Propagation des ondes dans les Milieux Périodiques* (Paris: Masson-Dunod, 1956); Бриллюэн Л, Пароди М *Распространение волн в периодических структурах* (М.: ИЛ, 1959)
40. Kivshar Yu S, Agrawal G P *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Amsterdam: Academic Press, 2003); Кившарь Ю С, Агравал Г П *Оптические солитоны. От световодов до фотонных кристаллов* (М.: Физматлит, 2005)
41. Морозова М А, Шешукова С Е, Шараевский Ю П *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **18** (5) 113 (2010)
42. Varabanenkov Yu, Osokin S, Kalyabin D, Nikitov S *Phys. Rev. B* **91** 214419 (2015)
43. Lisenkov I, Kalyabin D, Nikitov S *Appl. Phys. Lett.* **103** 202402 (2013)
44. Stratton J A *Electromagnetic Theory* (New York: McGraw-Hill, 1941)
45. Zienkiewicz O C, Morgan K *Finite Elements and Approximation* (New York: Wiley, 1983); Зенкевич О, Морган К *Конечные элементы и аппроксимация* (М.: Мир, 1986)
46. Silvester P P, Ferrari R L *Finite Elements for Electrical Engineers* 3rd ed. (New York: Cambridge Univ. Press, 1996)
47. Садовников А В, Рожнев А Г *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **20** (1) 143 (2012)
48. Васильев И В, Ковалев С И *Радиотехника и электроника* **38** 2174 (1993)
49. Vasil'ev I V, Kovalev S I *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **42** 1238 (1994)
50. Long Y, Koshida M, Suzuki M *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **35** 731 (1987)
51. Садовников А В и др. *Радиотехника и электроника* **59** 876 (2014); Sadovnikov A V et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **59** 914 (2014)
52. Taflov A, Hagness S C *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston, MA: Artech House, 2005)
53. Donahue M J, Porter D G "Oomf user's guide, version 1.0", NIST Interagency/Internal Report (NISTIR) 6376 (Gaithersburg, MD: NIST, 1999)
54. Vansteenkiste A, Van de Wiele B J. *Magn. Magn. Mater.* **323** 2585 (2011)
55. Vansteenkiste A et al. *AIP Adv.* **4** 107133 (2014)
56. Kumar D et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **45** 015001 (2012)
57. Kim S-K *J. Phys. D Appl. Phys.* **43** 264004 (2010)
58. Guslienko K Yu, Slavin A N *Phys. Rev. B* **72** 014463 (2005)
59. Ustinov A B et al. *Phys. Rev. B* **81** 180406 (2010)
60. Akhmediev N N, Ankiewicz A *Solitons: Nonlinear Pulses and Beams* (London: Chapman and Hall, 1997); Ахмедиев Н Н, Анкевич А *Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки* (М.: Физматлит, 2003)
61. Morozova M A, Nikitov S A, Sharaevskii Yu P, Sheshukova S E *Acta Phys. Polon. A* **121** 1173 (2012)
62. Sheshukova S E et al. *Phys. Wave Phenom.* **21** 304 (2013)
63. Sheshukova S E et al. *Solid State Phenom.* **215** 394 (2014)
64. Kruglyak V V et al. *J. Appl. Phys.* **99** 08C906 (2006)
65. Yang H, Yun G, Cao Y J. *Appl. Phys.* **112** 103911 (2012)
66. Kuchko A N, Sokolovskii M L, Kruglyak V V *Physica B* **370** 73 (2005)
67. Filimonov Y, Pavlov E, Vystostkii S, Nikitov S *Appl. Phys. Lett.* **101** 242408 (2012)
68. Chi K H, Zhu Y, Tsai C S J. *Appl. Phys.* **115** 17D125 (2014)
69. Schwarze T, Grundler D *Appl. Phys. Lett.* **102** 222412 (2013)
70. Гуляев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 670 (2003); Gulyaev Yu V et al. *JETP Lett.* **77** 567 (2003)
71. Obry B et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 202403 (2013); *Appl. Phys. Lett.* **102** 022409 (2013)
72. Nikitov S A, Tailhades Ph, Tsai C S J. *Magn. Magn. Mater.* **236** 320 (2001)
73. Chumak A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 262508 (2009)
74. Arikan M et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **46** 135003 (2013)
75. Chumak A V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** 205005 (2009)
76. Chumak A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 262508 (2009)
77. Ciubotaru F et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **45** 255002 (2012)
78. Lee K-S, Han D-S, Kim S-K *Phys. Rev. Lett.* **102** 127202 (2009)
79. Demidov V E et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 172501 (2011)
80. Бегинин Е Н и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **77** 1735 (2013); Beginin E N et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **77** 1429 (2013)
81. Demidov V E et al. *Phys. Rev. B* **79** 054417 (2009)
82. Demidov V E et al. *Phys. Rev. B* **77** 064406 (2008)
83. Wolf W P, Rodrigue G P J. *Appl. Phys.* **29** 105 (1958)
84. Cherepanov V, Kolokolov I, L'vov V *Phys. Rep.* **229** 81 (1993)
85. Ignatchenko V A, Mankov Yu I, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **59** 42 (1999)
86. Kruglyak V V, Kuchko A N *Physica B* **339** 130 (2003)
87. Kruglyak V V, Kuchko A N *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276** 302 (2004); in *Proc. of the Intern. Conf. on Magnetism (ICM 2003) Rome, Italy, 27 July–1 August 2003*
88. Tkachenko V S, Kruglyak V V, Kuchko A N *J. Magn. Magn. Mater.* **307** 48 (2006)
89. Ignatchenko V A, Mankov Yu I, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **62** 2181 (2000)
90. Гуляев Ю В, Никитов С А, Докл. РАН **380** 469 (2001); Gulyaev Yu V, Nikitov S A *Dokl. Phys.* **46** 687 (2001)
91. Кучко А Н, Соколовский М Л, Кругляк В В *ФММ* **101** 565 (2006); Kuchko A N, Sokolovskii M L, Kruglyak V V *Phys. Met. Metallogr.* **101** 513 (2006)
92. Filimonov Yu A, Nikitov S A, Pavlov E S, Vysotsky S L, in *Nanostructures: Physics and Technology. Proc. of the 20th Intern. Symp., Nizhny Novgorod, Russia, June 24–30, 2012* (St. Petersburg: Academic Univ. Publ., 2012) p. 43
93. Pavlov E S, Filimonov Yu A, in *Intern. Symp. Spin Waves, St. Petersburg, Russia, June 7–13 2015, Abstracts* (St. Petersburg: Ioffe Physical-Technical Institute, 2015) p. 122
94. Гуляев Ю В, Никитов С А, Плесский В П *Радиотехника и электроника* **26** 2282 (1981)
95. Павлов Е С, Филимонов Ю А *Нелинейный мир* (2) 35 (2015)
96. Высоцкий С Л и др. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **20** (2) 3 (2012)
97. Schneider C M, in *Spintronics — from GMR to Quantum Information: Lecture Notes of the 40th IFF Spring School, March 9–20, 2009, Jülich, Germany* (Eds St Blügel et al.) (Jülich: Forschungszentrum Jülich GmbH, 2009)
98. Žutić I, Fuhrer M *Nature Phys.* **1** 85 (2005)
99. Morris D H et al. *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **21** 1250005 (2012)
100. Kruglyak V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 027201 (2010)
101. Ding J, Adeyeye A O *Appl. Phys. Lett.* **101** 103117 (2012)
102. Гуляев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 670 (2003); Gulyaev Yu V et al. *JETP Lett.* **77** 567 (2003)
103. Высоцкий С Л, Никитов С А, Филимонов Ю А *ЖЭТФ* **128** 636 (2005); Vysotskii S L, Nikitov S A, Filimonov Yu A *JETP* **101** 547 (2005)
104. Jorczik J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 047204 (2002)
105. Gubbiotti G et al. *J. Phys. Condens. Matter* **16** 7709 (2004)
106. Ciubotaru F et al. *Phys. Rev. B* **88** 134406 (2013)
107. Guslienko K Yu, Slavin A N *J. Appl. Phys.* **87** 6337 (2000)
108. Krawczyk M et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **46** 495003 (2013)

109. Zivieri R et al. *Phys. Rev. B* **85** 012403 (2012)
110. Chi K H, Zhu Y, Tsai C S *IEEE Trans. Magn.* **49** 1000 (2013)
111. Neusser S, Botters B, Grundler D *Phys. Rev. B* **78** 054406 (2008)
112. Neusser S et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 122501 (2008)
113. Neusser S et al. *Phys. Rev. B* **84** 094454 (2011)
114. Shindou R et al. *Phys. Rev. B* **87** 174402 (2013)
115. Shindou R, Ohe J *Phys. Rev. B* **89** 054412 (2014)
116. Lisenkov I et al. *Phys. Rev. B* **90** 104417 (2014)
117. Shindou R et al. *Phys. Rev. B* **87** 174427 (2013)
118. Sebastian T et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 067201 (2013)
119. Mathieu Ch, Synogatch V T, Patton C E *Phys. Rev. B* **67** 104402 (2003)
120. Ordóñez-Romero C L et al. *Phys. Rev. B* **79** 144428 (2009)
121. O'Keeffe T W, Patterson R W *J. Appl. Phys.* **49** 4886 (1978)
122. Bajpai S N *J. Appl. Phys.* **58** 910 (1985)
123. Joseph R I, Schlömann E J. *Appl. Phys.* **36** 1579 (1965)
124. Fjerstad R L *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **18** 205 (1970)
125. Helszajn J *Microwave J.* **21** 53 (1978)
126. Sasaki H, Mikoshiba N J. *Appl. Phys.* **52** 3546 (1981)
127. Анненков А Ю, Герус С В, Ковалев С И *ЖТФ* **68** (2) 91 (1998); Annenkov A Yu, Gerus S V, Kovalev S I *Tech. Phys.* **43** 216 (1998)
128. Kim S-K, Lee K-S, Han D-S *Appl. Phys. Lett.* **95** 082507 (2009)
129. Grishin S V et al. *J. Appl. Phys.* **115** 053908 (2014)
130. Morozova M A et al. *IEEE Trans. Magn.* **50** 4007204 (2014)
131. Morozova M A, Matveev O V *Phys. Wave Phenom.* **23** 114 (2015)
132. Бегинин Е Н, Морозова М А, Шараевский Ю П *ФТТ* **52** 76 (2010); Beginin E N, Morozova M A, Sharaevskii Yu P *Phys. Solid State* **52** 79 (2010)
133. Шараевский Ю П, Гришин С В, Малогино А М *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **14** (8) 45 (2006)
134. Морозова М А и др. *ФТТ* **54** 1478 (2012); Morozova M A et al. *Phys. Solid State* **54** 1575 (2012)
135. Устинов А Б, Калинин Б А *Письма в ЖТФ* **40** (13) 58 (2014); Ustinov A B, Kalinikos B A *Tech. Phys. Lett.* **40** 568 (2014)
136. Морозова М А, Шараевский Ю П, Никитов С А *Радиотехника и электроника* **59** 510 (2014); Morozova M A, Sharaevskii Yu P, Nikitov S A *J. Commun. Technol. Electron.* **59** 467 (2014)
137. Анфиногенов В Б и др. *Письма в ЖТФ* **12** 938 (1986); Anfinogenov V B et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **12** 389 (1986)
138. Гуляев Ю В, Зильберман П Е *Спинволновая электроника* (Новое в жизни, науке, технике. Радиотехника и связь, Вып. 6/1988) (М.: Знание, 1988)
139. Демидов В Е, Калинин Б А, Эденхофер П *ЖТФ* **72** (3) 61 (2002); Demidov V E, Kalinikos B A, Edenhofer P *Tech. Phys.* **47** 343 (2002)
140. Ustinov A B, Srinivasan G, Kalinikos B A *Appl. Phys. Lett.* **90** 031913 (2007)
141. Nikitin A A et al., in *Proc. of the 42nd European Microwave Conf., Amsterdam, Netherlands, 29 October–01 November 2012*, p. 783
142. Ustinov A B et al. *J. Appl. Phys.* **100** 093905 (2006)
143. Morozova M et al. *IEEE Trans. Magn.* **PP** (99) 1 (2015)
144. Fan S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 162 (2001)
145. Djavid M et al. *Physica E* **40** 3151 (2008)
146. He C et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 111111 (2010)
147. Brächer T et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 132411 (2013)
148. Ваппнэ Г М *Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ* (8) 1060 (1984)
149. Reed K W, Owens J M, Carter R L *Circuits Syst. Signal Proces.* **4** (1–2) 157 (1985)
150. Adam J D *Proc. IEEE* **76** 159 (1988); Адам Дж Д *ТНЭЭР* **76** (2) 73 (1988)
151. Ishak W S *Proc. IEEE* **76** 171 (1988); Исхак В С *ТНЭЭР* **76** (2) 86 (1988)
152. Morgentaler F R *Proc. IEEE* **76** (2) 138 (1988); Моргенталер Ф Р *ТНЭЭР* **76** (2) 324 (1988)
153. Вендик О Г, Калинин Б А (Ред.) "Физика спинволновых процессов в ферромагнитных пленках и слоистых структурах" *Изв. вузов. Физика* **31** (11) 124 (1988), тематический выпуск
154. Вашковский А В, Локк Э Г *УФН* **176** 557 (2006); Vashkovsky A V, Lohk E H *Phys. Usp.* **49** 537 (2006)
155. Анфиногенов В Б и др. *Радиотехника* (8) 6 (2000)
156. Зильберман П Е, Темирязов А Г, Тихомирова М П *УФН* **165** 1219 (1995); Zil'berman P E, Temiryazev A G, Tikhomirova M P *Phys. Usp.* **38** 1173 (1995)
157. Adam J D et al. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50** 721 (2002)
158. Uher J, Hofer W J R *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **39** 643 (1991)
159. Высоцкий С Л и др. *Письма в ЖТФ* **32** (15) 45 (2006); Vysotskii S L et al. *Tech. Phys. Lett.* **32** 667 (2006)
160. Eshbach J R *J. Appl. Phys.* **34** 1298 (1963)
161. Maeda A, Susaki M *IEEE Trans. Magn.* **42** 3096 (2006)
162. Калинин Б А, Ковшиков Н Г, Славин А Н *Письма в ЖЭТФ* **38** 343 (1983); Kalinikos B A, Kovshikov N G, Slavina A N *JETP Lett.* **38** 413 (1983)
163. Kalinikos B A, Kovshikov N G, Patton C E *Phys. Rev. Lett.* **80** 4301 (1998)
164. Marcelli R et al. *IEEE Trans. Magn.* **42** 1785 (2006)
165. Bauer T et al. *IEEE Microwave Mag.* **16** (7) 73 (2015)
166. Khivintsev Y et al., in *IEEE Intern. Magnetism Conf. INTERMAG Europe 2014, Dresden, Germany, May 4–8 2014, Digest Book*, p. 1120
167. Singer J R (Ed.) *Advances in Quantum Electronics* (New York: Columbia Univ. Press, 1961)
168. Khivintsev Y V et al., in *Intern. Symp. on Spin Waves 2013, St. Petersburg, Russia, June 9–15, 2013, Abstracts Book* (St. Petersburg: Ioffe Physical-Technical Institute, 2013) p. 67
169. Khivintsev Y V, Filimonov Y A, Nikitov S A *Appl. Phys. Lett.* **106** 052407 (2015)
170. Haiming Yu et al. *Sci. Rep.* **4** 6848 (2014)
171. Fallarino L et al. *IEEE Trans. Magn.* **49** 1033 (2013)
172. Huber R et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 012403 (2013)
173. Chang C S et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 032408 (2014)
174. Manuilov S A et al. *J. Appl. Phys.* **105** 033917 (2009)
175. Stognij A I et al. *J. Appl. Phys.* **118** 023905 (2015)
176. Boudiar T et al. *Phys. Status Solidi C* **1** 3347 (2004)
177. Yamamoto S et al. *Phys. Status Solidi A* **201** 1810 (2004)
178. Sun Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 152405 (2012)
179. Высоцкий С Л и др. *Письма в ЖТФ* **37** (21) 76 (2011); Vysotskii S L et al. *Tech. Phys. Lett.* **37** 1024 (2011)
180. Beginin E N et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 252412 (2012)
181. Высоцкий С Л и др. *Радиотехника и электроника* **58** 389 (2013); Vysotskii S L et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **58** 347 (2013)
182. Mruczkiewicz M et al. *New J. Phys.* **15** 113023 (2013)
183. Mruczkiewicz M et al. *IEEE Trans. Magn.* **50** (11) 2304103 (2014)
184. Mruczkiewicz M et al. *Phys. Rev. B* **90** 174416 (2014)
185. Никитов С А и др., Патент РФ 2454788 (2012)
186. Fetisov Y K, Patton C E *IEEE Trans. Magn.* **35** 1024 (1999)
187. Устинов А Б, Калинин Б А *Письма в ЖТФ* **27** (10) 20 (2001); Ustinov A B, Kalinikos B A *Tech. Phys. Lett.* **27** 403 (2001)
188. Kostylev M P et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 153501 (2005)
189. Schneider T et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 022505 (2008)
190. Lee K-S, Kim S-K *J. Appl. Phys.* **104** 053909 (2008)
191. Vasiliev S V et al. *J. Appl. Phys.* **101** 113919 (2007)
192. Hertel R, Wulffhekel W, Kirschner J *Phys. Rev. Lett.* **93** 257202 (2004)
193. Au Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 172408 (2012)
194. Jamali M et al. *Sci. Rep.* **3** 3160 (2013)
195. Nanayakkara K et al. *IEEE Trans. Magn.* **50** (11) 3402204 (2014)
196. Khitun A, Wang K L *Superlat. Microstruct.* **37** 55 (2005)
197. Khitun A, Wang K L *J. Appl. Phys.* **110** 034306 (2011)
198. Khitun A *J. Appl. Phys.* **111** 054307 (2012)
199. Khitun A *J. Appl. Phys.* **113** 164503 (2013)
200. Gertz F et al. *IEEE Trans. Magn.* **51** 4002905 (2015)
201. Kozhevnikov A et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 142409 (2015)
202. Kozhevnikov A et al., in *Spin Waves 2015 Intern. Symp. SW2015, St. Petersburg, Russia, June 7–13, 2015, Abstracts* (2015) p. 75
203. Clausen P et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 162505 (2011)

204. Vogt K et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 042410 (2012)
205. Tkachenko V S et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 152402 (2012)
206. Xing X et al. *Sci. Rep.* **3** 2958 (2013)
207. Bayer C et al. *Phys. Rev. B* **69** 134401 (2004)
208. Высоцкий С Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 534 (2008); Vysotskii S L et al. *JETP Lett.* **88** 461 (2008)
209. Гречушкин К В, Стальмахов А В, Тюлюкин В А *Письма в ЖТФ* **14** 1973 (1988)
210. Pirro Ph et al. *Phys. Status Solidi B* **248** 2404 (2011)
211. Demidov V E et al. *J. Appl. Phys.* **97** 10A717 (2005)
212. Demidov V E et al. *Phys. Rev. B* **80** 014429 (2009)

Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics

S.A. Nikitov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11-7, 125009 Moscow, Russian Federation;
Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation;
N.G. Chernyshevskii Saratov State University,
ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation
E-mail: nikitov@cplire.ru

D.V. Kalyabin, S.A. Osokin

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11-7, 125009 Moscow, Russian Federation;
Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation
E-mail: dmitry.kalyabin@phystech.edu, osokinserg@gmail.com

I.V. Lisenkov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11-7, 125009 Moscow, Russian Federation;
Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation;
Oakland University, 2200 N. Squirrel Rd., Rochester, MI 48309, USA
E-mail: ivan.lisenkov@phystech.edu

A.N. Slavin

Oakland University, 2200 N. Squirrel Rd., Rochester, MI 48309, USA

Yu.N. Barabanenkov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11-7, 125009 Moscow, Russian Federation
E-mail: barab624@mail.ru

A.V. Sadovnikov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11-7, 125009 Moscow, Russian Federation;
N.G. Chernyshevskii Saratov State University,
ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation
E-mail: sadovnikovav@gmail.com

E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky

N.G. Chernyshevskii Saratov State University,
ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation
E-mail: egbegin@gmail.com, mamorozovama@yandex.ru, SharaevskyYP@info.sgu.ru

Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky

N.G. Chernyshevskii Saratov State University,
ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation;
Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Zelenaya 38, 410019 Saratov, Russian Federation
E-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com, khivintsev@gmail.com, vysotsl@gmail.com

V.K. Sakharov, E.S. Pavlov

Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Zelenaya 38, 410019 Saratov, Russian Federation
E-mail: valentin@sakharov.info, gekapavlov@gmail.com

Recent results in the topical and rapidly developing branch of spintronics and magnetoelectronics called magnonics are presented in this paper. The paper describes measurement techniques and theoretical approaches used to explore physical processes associated with the spin-wave propagation in complex nano- and micro-dimensional magnetic structures. The results of the application of magnetic structures as circuitry in signal processing and transmission systems are discussed. In particular, results on spin wave propagation in distributed magnetic periodic structures, lumped systems, coupled waveguide structures and controllable magnonic structures are considered. Specific examples of circuitry based on magnonic structures are discussed, and possibilities for further development of this circuitry are explored.

Keywords: magnonics, spintronics, spin wave electronics, magnonic crystals, microwave electronics, magnetic structures, spin waves, waveguides, magnetic films, magnonic logic, data processing devices

PACS numbers: 75.30.Ds, **85.70. – w**, **85.75. – d**

Bibliography — 212 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (10) 1099 – 1128 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099

Received 27 May 2015

Physics – Uspekhi **58** (10) (2015)