

Управление пространственной динамикой гибридных электромагнитно-спиновых волн в латеральной системе мультиферроидных микроструктур

А. В. Садовников^{+,*1)}, А. А. Грачев⁺, Е. Н. Бегинин⁺, С. А. Одинцов⁺, С. Е. Шешукова⁺,
Ю. П. Шараевский⁺, С. А. Никитов^{+,*}

⁺Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

^{*}Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 декабря 2016 г.

После переработки 26 января 2017 г.

Проведены экспериментальное и теоретическое исследования режимов формирования пространственных структур при распространении гибридных электромагнитно-спиновых волн (ЭМСВ) в системе латерально связанных мультиферроидов, образованных из параллельно ориентированных ферромагнитных микроволноводов с сегнетоэлектрическим слоем. При выполнении измерений методом Манделштам–Бриллюэновской спектроскопии на частотах вблизи ферромагнитного резонанса с помощью методики селекции модовых паттернов обнаружено резкое увеличение пространственных масштабов перекачки мощности между микроволноводами. Расчеты характеристик распространения ЭМСВ в латеральной мультиферроидной структуре конечной ширины показывают, что энергетический обмен между пленками обусловлен особенностями межмодовой связи волн. Исследованы механизмы гибридизации высших типов поперечных мод и трансформация спектров ЭМСВ в мультиферроидной структуре при изменении электрического поля, приложенного к слою сегнетоэлектрика.

DOI: 10.7868/S0370274X17060042

Развитие идей магноники [1, 2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне на новых физических принципах [3, 4]. В последнее время большой интерес представляет исследование волноведущих мультиферроидных структур типа феррит-сегнетоэлектрик (ФС), демонстрирующих электронную перестройку при изменении приложенного внешнего постоянного электрического и магнитного поля [4–9]. Большое число работ в этом направлении посвящено исследованию устройств на основе слоистых ФС-структур, состоящих из ферромагнитной пленки, например, железо-иттриевого граната (ЖИГ) [5] и сегнетоэлектрических (СЭ) слоев, например, титаната бария-стронция [5, 10–13]. В ряде работ показана возможность использования ФС-структур для создания перестраиваемых электрическим полем фазовращателей, работающих в сверхвы-

сокочастотном (СВЧ) диапазоне [6], фильтров, линий задержки и резонаторов [14]. Среди исследуемых структур можно выделить два основных типа – резонансные (фильтры) и волноведущие (волноводы, линии задержки, ответвители мощности). В последних управление характеристиками распространяющихся волн осуществляется путем изменения эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости слоистой мультиферроидной структуры при помощи вариации внешних электрического и магнитного полей соответственно. Это приводит к изменению дисперсионных характеристик волн, распространяющихся в структуре [15]. Также экспериментально показано, что связь между электрической и магнитной подсистемами дает возможность управлять электродинамическими характеристиками слоистых гетероструктур с помощью статических электрических и магнитных полей [8, 15]. При этом наиболее сильно влияние статических управляющих полей проявляется в области частот, где наблюдается эффективная связь парциальных волн сегнетоэлектрического и ферритового слоев [16]. Распространяющиеся в этом диапазоне частот электромагнитные волны являются гибридными. Для сло-

¹⁾e-mail: SadovnikovAV@gmail.com

истых структур, не ограниченных в одном из поперечных направлений, свойства гибридных волн подробно изучены в ряде работ [17, 18], в которых построена теория дипольно-обменных гибридных электромагнитно-спиновых волн (ЭМСВ), распространяющихся в мультиферроидных структурах и исследован спектр волн при вариации различных параметров. Использование латерально связанных (ЛС) магнитных микроструктур представляется важным для разработки элементов межсоединений в планарных топологиях магнонных сетей [19–22]. Использование сегнетоэлектрических слоев позволяет существенно расширить функциональность ЛС-микроволноводов за счет дополнительной возможности двойного управления их характеристиками. При создании ЛС-структур конечной ширины [19, 20, 23–25] необходимо рассчитывать спектр поперечных мод волн, распространяющихся в связанной структуре [22, 26]. В работах [5, 7–9] детально исследованы ФС-структуры конечной ширины. Однако задача об управлении спектром гибридных волн ЛС-мультиферроидных микроволноводов актуальна, поскольку с помощью изменения свойств СЭ-слоя возможным становится управление связью волн, распространяющихся в ЛС магнитных микроструктурах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследований пространственной динамики гибридных ЭМСВ в системе ЛС-мультиферроидов, образованных из параллельно ориентированных ферромагнитных микроволноводов с СЭ-слоем. Методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии исследованы режимы формирования пространственных структур при распространении гибридных ЭМСВ и обнаружено резкое увеличение пространственных масштабов перекачки мощности между микроволноводами на частотах вблизи ферромагнитного резонанса (ФМР). Предложена математическая модель для исследования спектров электромагнитных спиновых волн, распространяющихся в латеральных мультиферроидных структурах конечной ширины. Показана возможность гибридизации высших типов поперечных мод волн, распространяющихся в сегнетоэлектрическом слое, с симметричными и антисимметричными модами латеральной структуры, что обуславливает возможность трансформации дисперсионных характеристик мультиферроидной структуры при изменении электрического поля, приложенного к слою сегнетоэлектрика. Выявлены свойства симметрии гибридных ЭМСВ латерально связанных мультиферроидных структур. На основании сравнения полу-

ченных экспериментальных результатов с результатами численного моделирования предложена схема использования обнаруженного эффекта для создания ответвителя и делителя мощности спиновых сигналов с двойным управлением.

Рассматриваемая структура схематически показана на рис. 1: на подложке из галлий-гадолиниевого

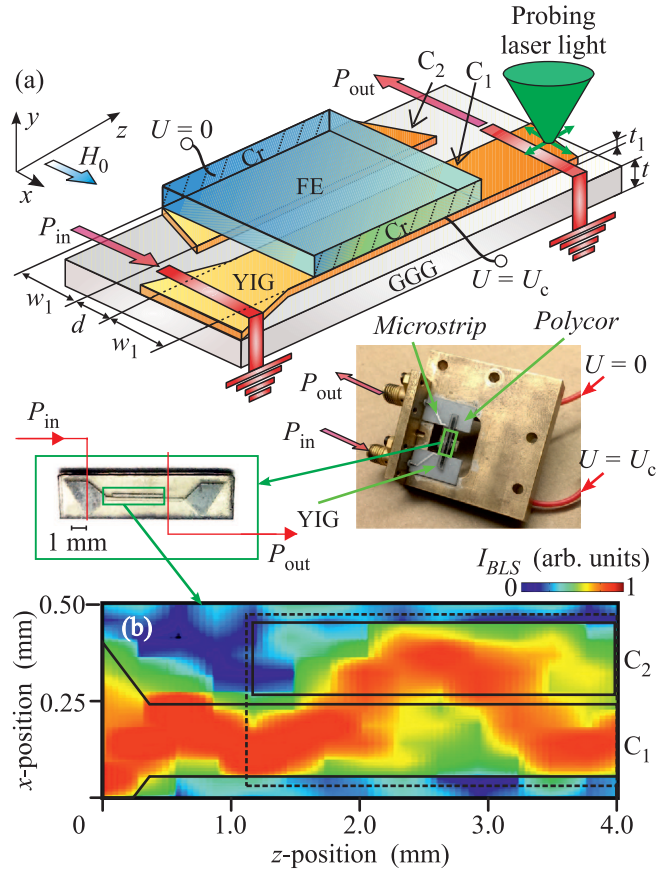


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение рассматриваемой структуры. YIG – полоски из железо-иттриевого граната, GGG – подложка галлий-гадолиниевый граната, FE – сегнетоэлектрический слой, Cr – электроды из хрома. На вставке показаны фотографии макета линии задержки и латеральных ЖИГ-микроволноводов со стороны СЭ-слоя. (б) – Результат измерений интенсивности неупруго рассеянного света на частоте 7.1 ГГц. Сплошными рамками указаны границы ЖИГ-полосок, пунктирными – СЭ-слоя

граната (ГГГ) толщиной $t = 500$ мкм, шириной $w = 440$ мкм и длиной 6 мм на расстоянии $d = 40$ мкм друг от друга расположены две ЖИГ-полоски (микроволноводы) толщиной $t_1 = 10$ мкм, шириной $w_1 = 200$ мкм и длиной 5.5 мм и 3 мм. На микроволноводах расположен СЭ-слой из пьезоэлектрического керамического материала на основе модифицированно-

го цирконата титаната свинца (“PI Ceramic”) с высокой температурной стабильностью, имеющий толщину 200 мкм, ширину 440 мкм и длину 3 мм. Величина диэлектрической проницаемости СЭ-слоя составляет 4200. На боковых гранях СЭ-слоя закреплены электроды из хрома толщиной 100 нм. Постоянное напряжение U_c прикладывают к электродам, что позволяет изменять свойства СЭ-слоя. Структура помещается во внешнее магнитное поле $H_0 = 1800$ Э, направленное вдоль оси x . Для возбуждения и приема волн в латеральной структуре используют антенны в виде закороченных отрезков микрополосковой линии передачи на поликоровой подложке с шириной и длиной антенн 30 мкм и 2 мм соответственно. Входная и выходная антенны находятся на расстоянии 5 мм друг от друга. Конфигурация антенн обеспечивает эффективное возбуждение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [27, 28], при распространении которых вдоль полоски ЖИГ происходит гибридизация с модами СЭ-слоя. Таким образом, в области СЭ вдоль параллельных полосок ЖИГ распространяется ЭМСВ. Для увеличения эффективности возбуждения волн в области входной антенны полоска ЖИГ была изготовлена с линейно уменьшающейся от 2 мм до размера w_1 шириной (см. вставку к рис. 1а).

Для исследования пространственной динамики ЭМСВ использовали метод Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии (МБС) [29], суть которого заключается в рассеянии света на когерентно возбуждаемых магнонах. Интенсивность оптического сигнала I_{BLS} при этом оказывается пропорциональна квадрату динамической намагниченности в пространственной области, где сфокусирован лазерный луч на поверхности пленки ЖИГ. Экспериментально наблюдаемая картина показана на рис. 1б, где градациями цвета закодирована интенсивность ЭМСВ $I_{BLS}(x, z)$ для значения частоты входного сигнала $f_{e1} = 7.1$ ГГц. Сканирование осуществлялось в области 4×0.5 мм, отмеченной прямоугольником на микрофотографии ЖИГ-волноводов на вставке к рис. 1а. Видно, что сигнал возбуждается в одной из полосок ЖИГ и затем в области СЭ-слоя энергия перекачивается во вторую ЖИГ-полоску. Численное моделирование проводили методом конечных элементов (МКЭ) [30–32]. Эффективные значения диэлектрической проницаемости СЭ-слоя в микроволновом диапазоне длин волн при отсутствии приложенного напряжения, ГГГ-слоя и ЖИГ-полосок полагали равными $\varepsilon = 4200$, $\varepsilon_g = 9$ и $\varepsilon_y = 14$ соответственно, а тензор магнитной прони-

цаемости $\hat{\mu}(f)$ ЖИГ-микроволноводов задавали в виде [27, 33]:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{vmatrix},$$

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2},$$

где $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$ ГГц, $f_H = \gamma H_0 = 5.04$ ГГц, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ, $M_0 = 139$ Гс – намагниченность насыщения пленки ЖИГ, $f_{\perp} = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 7.07$ ГГц – частота поперечного ФМР в касательно намагниченной ферритовой пленке [27]. Поперечное сечение исследуемой структуры и вид разбиения на элементы треугольной формы для расчета МКЭ показаны на вставке к рис. 2а, где изображен фрагмент расчетной области размером 440×100 мкм, содержащий ЛС ЖИГ-микроволноводы, СЭ-слой, ГГГ-слой. Между СЭ-слоем и верхней границей расчетной области расположена область с $\mu = 1$ и $\varepsilon = 1$. Для увеличения точности вычисления волновых чисел и оптимизации времени расчета пленок размер элементов сетки уменьшают в области ферромагнитных микроволноводов [30]. Граничные условия выбраны в виде “магнитных стенок” (касательная составляющая вектора напряженности магнитного поля равна нулю) на левой и правой границах расчетной области размером 1500×800 мкм, и “электрических стенок” (касательная составляющая вектора напряженности электрического поля равна нулю) на верхней и нижней границах.

Для определения эффективности гибридизации [7, 8, 17] волн в связанной мультиферроидной структуре проведен расчет дисперсионных характеристик ЭМСВ (см. рис. 2а) при $\varepsilon = 4200$ и $\varepsilon = 1$ (отсутствие СЭ-слоя). Известно, что в результате гибридизации в слоистой структуре распространяется электромагнитная волна, имеющая свойства как электромагнитных, так и спиновых волн [7, 14, 16]. В отличие от системы ЛС ЖИГ микроволноводов [19], в рассматриваемой мультиферроидной структуре влияние СЭ-слоя приводит к увеличению значений продольного волнового числа, при этом наблюдается пересечение дисперсионных характеристик гибридных симметричной и антисимметричной мод. Указанный эффект можно объяснить тем, что при уменьшении частоты гибридизированная симметричная мода k_{H1}^S (см. рис. 2а) асимптотически переходит в первую k_{FE1} быструю моду СЭ-слоя, а антисимметричная мода k_{H1}^A асимптотически переходит во вторую k_{FE2} быструю моду СЭ-слоя. Также

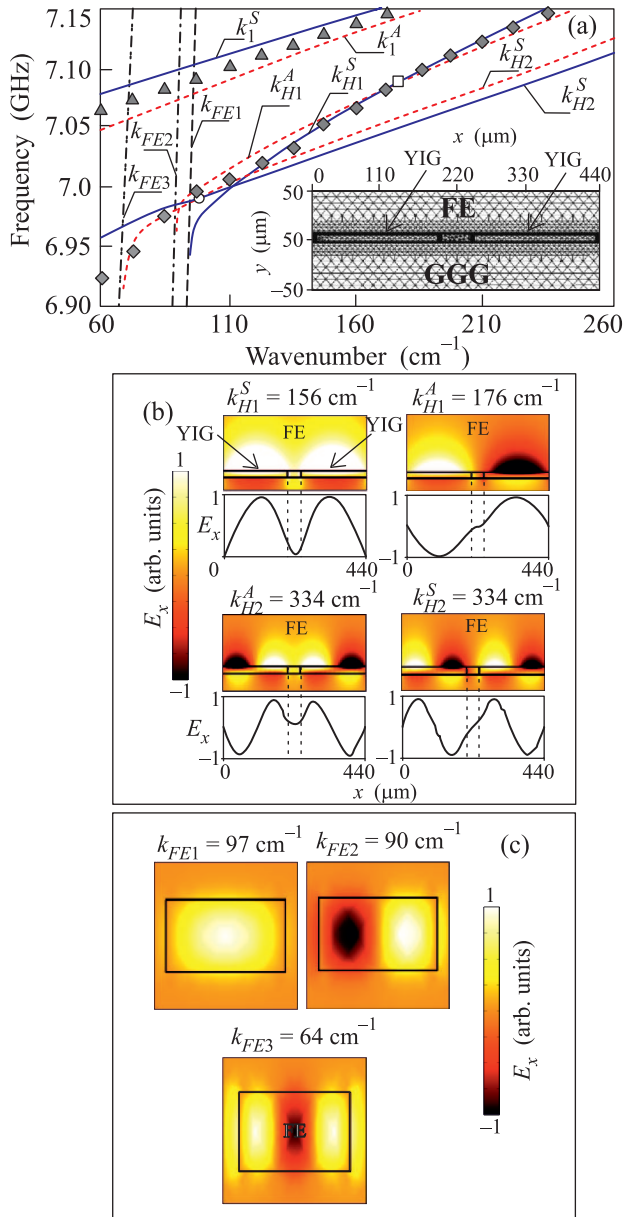


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментально полученная дисперсионная характеристика для структуры без СЭ (треугольники) и структуры с СЭ-слоем (ромбы); результат расчета дисперсионных характеристик первых двух симметричных (k_{H1}^S, k_{H2}^S) и антисимметричных (k_{H1}^A, k_{H2}^A) собственных мод гибридных ЭМСВ, волн для структуры без сегнетоэлектрика (k_1^S, k_1^A) и собственных мод сегнетоэлектрического слоя. На вставке: фрагмент расчетной области. (б) – Распределение компоненты E_x ЭМСВ для первой (сверху) и второй (снизу) симметричных и антисимметричных мод в латеральной структуре. (в) – Распределение компоненты E_x ЭМВ для сегнетоэлектрического слоя. Указаны значения волновых чисел соответствующих мод

видно, что вторая антисимметричная мода k_{H2}^A переходит в быструю ветвь третьей моды k_{FE3}^S СЭ-слоя, в то время как вторая симметричная мода ЭМСВ k_{H2}^S не связывается с модами СЭ-слоя, поскольку в спектре мод СЭ пластины выбранных размеров и в рассматриваемом диапазоне частот отсутствует четвертая поперечная мода. С помощью векторного анализатора цепей E8362C PNA Microwave Network Analyzer были получены фазочастотные характеристики и построены дисперсионные характеристики для латеральной структуры ЖИГ-полосок (треугольники на рис. 2а) и ЛС мультиферроидной структуры (ромбы на рис. 2а). Поскольку выходной сигнал P_{out} снимался с ЖИГ-полоски, на которую подавали входной сигнал P_{in} , то экспериментально измеренное значение волнового числа на частоте f должно соответствовать значению полусуммы длин волновых чисел симметричной и антисимметричной мод, что и наблюдается на рис. 2а. При этом видно, что для ЛС мультиферроидной структуры экспериментальные точки при $65 < k < 130$ см⁻¹ хорошо ложатся на дисперсионную ветвь для вторых поперечных мод (k_{H2}^S и k_{H2}^A), а при увеличении волнового числа – на ветвь для первых поперечных мод (k_{H1}^S и k_{H1}^A). Чтобы объяснить наблюдаемые картины пространственного распределения интенсивности ЭМСВ, приведем результаты расчета распределения E_x компоненты поля ЭМСВ (см. рис. 2б) на частоте $f = 7.1$ ГГц, находящейся вблизи частоты поперечного ФМР [31]. Видно, что из-за ограничения в поперечном направлении каждого ЖИГ-микроволновода спектр собственных мод ЭМСВ в ЛС-структуре состоит из симметричных и асимметричных мод. Для симметричных мод поперечные компоненты электрического поля одного знака в обоих микроволноводах, а для антисимметричной – знаки компонент противоположные. Введем обозначения k_m^S, k_m^A – волновые числа m -ой симметричной и антисимметричной моды парциальной системы – ЛС ферритовых микроволнопроводов [19], k_{Hm}^S, k_{Hm}^A – волновые числа m -ой симметричной и антисимметричной моды ЭМСВ. На рис. 2б отмечены значения волнового числа для первой (верхний ряд) и второй (нижний ряд) симметричных и антисимметричных мод ЭМСВ. Градациями цвета показаны значения E_x компоненты поля ЭМСВ, нормированные на максимум в каждом случае. Стоит отметить, что решение электродинамической задачи позволяет определять также полный спектр мод волн СЭ-слоя. На рис. 2в приведены результаты расчетов пространственного распределения E_x компоненты электромагнитной

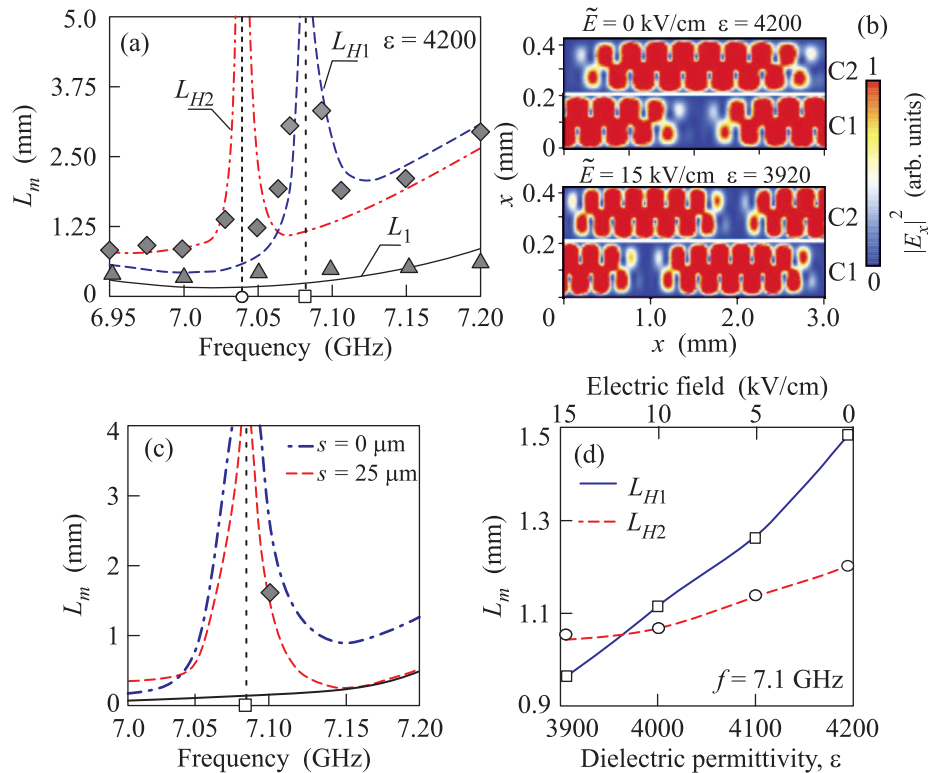


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Частотная зависимость длины связи ЭМСВ в латеральной мультиферроидной структуре (L_{H1} , L_{H2} – расчет, ромбы – эксперимент) и латеральной ферромагнитной структуре (L_1 – расчет, треугольники – эксперимент). (б) – Результат расчета распространения первой и второй поперечных мод ЭМСВ в латерально связанной структуре при различных значениях диэлектрической проницаемости слоя сегнетоэлектрика. (в) – Частотные зависимости длины перекачки для различных значений расстояния s между СЭ- и ферромагнитными слоями. (д) – Зависимость длины связи L_m для первой и второй гибридных мод ЭМСВ от диэлектрической проницаемости ϵ

волны (ЭМВ) для первой (k_{FE1}), второй (k_{FE2}) и третьей (k_{FE3}) моды СЭ-слоя на частоте $f = 7.1$ ГГц.

Экспериментально наблюдаемые методом МБС карты пространственного распределения намагниченности позволяют определять длину связи, равную расстоянию вдоль оси z , на котором энергия волны перекачивается из первой ЖИГ-полоски во вторую. Как известно [34], длина связи для поперечной моды с номером m гибридной волны определяется соотношением [19, 33]: $L_m = \pi/|k_{Hm}^S - k_{Hm}^A|$. На рис. 3а приведена частотная зависимость длины связи L_{H1} для первой и L_{H2} второй собственных мод ЭМСВ. В случае отсутствия СЭ-слоя (L_1 на рис. 3а) величина монотонно растет с ростом частоты при $f > 7.04$ ГГц. При внесении СЭ-нагрузки, при частоте ниже частоты поперечного ФМР, длина связи из одного микроволновода в другой резко увеличивается, как для первой, так и для второй моды. Это объясняется пересечением дисперсионных характеристик симметричных и антисимметричных мод первой и второй мод ЭМСВ (значения соответствую-

щих частот указаны символами квадрата и окружности на рис. 2а и рис. 3а). В отличие от ЛС магнитных микроволноводов [16], длина связи второй моды L_{H2} меньше длины связи L_{H1} первой моды. Таким образом, используя СЭ-слой, можно управлять длиной связи высших мод слоистой структуры. На рис. 3б показан результат численного моделирования процесса перекачки мощности в рассматриваемой структуре при возбуждении двух первых поперечных мод ферритовых микроволноводов на частоте $f = 7.1$ ГГц. Градациями цвета изображено значение величины $|E_x|^2$. Реализовался случай возбуждения микроволновода, обозначенного на рис. 3б “С1”, на левой границе расчетной области при $z = 0$ мм (начало СЭ-слоя в эксперименте). Значению диэлектрической проницаемости СЭ-слоя $\epsilon = 4200$ соответствует напряженность электрического поля $\tilde{E} = 0$ кВ/см. Видно, что при $z = 1.5$ мм энергия из первого микроволновода (“С1”) перекачивается во второй (“С2”). При этом, если предположить, что в плоскости $z = 3$ мм мощность выводится из структуры, напри-

мер, с помощью микрополосковой антенны, то окажется, что сигнал будет выходить из первого микроволновода (“С1”). При увеличении напряженности электрического поля до значения $\tilde{E} = 15$ кВ/см, а следовательно при уменьшении диэлектрической проницаемости до значения $\varepsilon = 3900$, длина связи уменьшается до значения 1.0 мм, и сигнал выходит с выходного порта второго микроволновода (“С2”). Стоит отметить что при расчетах не учитывается затухание ЭМСВ, поскольку исходя из результатов МБС видно, что ЭМСВ распространяется на расстояние 4 мм при частотах вблизи ФМР без существенного затухания (см. рис. 1b). Важно отметить, что при многомодовом распространении ЭМСВ на частотах вблизи частоты ФМР существуют режимы селективной (по номерам поперечных мод) перекачки мощности, характеризующиеся существенно различными пространственными масштабами. Расхождение экспериментальных данных и результатов численного моделирования на рис. 3а можно объяснить, если в расчетах учитывать расстояние s между поверхностью ЖИГ-полосок и СЭ. Частотные зависимости длины связи для значений $s = 0$ и $s = 25$ мкм приведены на рис. 3б штрих-пунктирной и пунктирной кривыми соответственно. Для наглядности сплошной кривой указана зависимость при отсутствии СЭ-слоя. Ромбом отмечено значение длины связи, измеренное экспериментально при частоте 7.1 ГГц. Видно, что при увеличении s сужается диапазон частот, в котором имеет место сильное возрастание величины L_m . Представляется важным провести оценку вариации длины связи в зависимости от диэлектрической проницаемости СЭ-слоя. На рис. 3д приведена данная зависимость для значения частоты $f = 7.1$ ГГц для первой и второй мод гибридной волны. Видно, что длина связи L_{H1} первой гибридной моды растет с увеличением величины ε быстрее, чем длина связи для второй моды L_{H2} . Как показано в работах [21, 23], значением длины перекачки можно управлять с помощью вариации приложенного магнитного поля, а поскольку диэлектрическая проницаемость СЭ-слоя изменяется при приложении внешнего постоянного электрического поля, то предлагаемая структура может быть использована в качестве управляемого ответвителя мощности с двойным управлением и селекцией по типу поперечных мод, ввиду того что $|dL_{H2}/dE| < |dL_{H1}/dE|$.

Таким образом, на основе экспериментального исследования и расчета электродинамических характеристик ЭМСВ выявлены особенности гибридизации мод в структурах из СЭ-слоя и связанных магнитных микроволноводов на частотах вблизи частоты

ферромагнитного резонанса касательно намагниченной ферромагнитной пленки. Исследованы механизмы трансформации дисперсионных характеристик при изменении напряженности постоянного электрического поля. Показано, что при многомодовом распространении ЭМСВ на частотах вблизи частоты ферромагнитного резонанса существуют режимы селективной перекачки мощности, характеризующиеся существенно различными пространственными масштабами. На основе разработанной модели показана возможность эффективного управления длиной связи ЭМСВ при изменении напряженности постоянного электрического поля, что позволяет рассматривать предложенную структуру в качестве управляемого магнитным и электрическим полями делителя мощности и ответвителя СВЧ-сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-60093, 16-37-00217, 16-29-14021, 16-29-03120) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта Президента РФ (МК-5837.2016.9).

1. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov et al. (Collaboration), Phys. Usp. **58**, 1099 (2015).
2. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholid, A. V. Sadovnikov, A. N. Slavin, and S. O. Demokritov, Sci. Rep. **5**, 8578 (2015).
3. C. S. Davies, A. Francis, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T. Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. V. Kruglyak, Phys. Rev. B **92**, 020408(R) (2015).
4. U. Ozgur, Y. Alivov, and H. Morkoc, J. Mater. Sci. **20**, 911 (2009).
5. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, K. V. Bublikov, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, J. Appl. Phys. **118**, 203906 (2015).
6. А. А. Никитин, А. Б. Устинов, А. А. Семенов, Б. А. Калиникос, Письма в ЖТФ **40**, 1 (2014).
7. К. В. Бубликов, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, Ю. П. Шараевский, С. А. Никитов, Письма в ЖТФ **42**, 88 (2016).
8. А. В. Садовников, К. В. Бубликов, Е. Н. Бегинин, С. Е. Шешукова, Ю. П. Шараевский, С. А. Никитов, Письма в ЖТФ **102**, 167 (2015).
9. А. В. Садовников, К. В. Бубликов, Е. Н. Бегинин, С. А. Никитов, Радиотехника и электроника **59**, 876 (2014).
10. A. Toprak and O. Tigli, Appl. Phys. Rev. **1**, 031104 (2014).
11. V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, and P. Edenhofer, J. Appl. Phys. **91**, 10007 (2002).
12. Y. K. Fetisov and G. Srinivasan, Appl. Phys. Lett. **87**, 103502 (2005).

13. С. Н. Мигунов, А. А. Волков, Г. А. Командин, А. Н. Лобанов, Б. П. Горшунов, Ю. И. Головки, В. М. Мухортов, Ю. И. Юзюк, Журнал технической физики **78**, 99 (2008).
14. C. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan, J. Appl. Phys. **103**, 031101 (2008).
15. A. A. Semenov, S. F. Karmanenko, V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, G. Srinivasan, A. N. Slavin, and J. V. Mantese, Appl. Phys. Lett. **88**, 033503 (2006).
16. В. Б. Анфиногенов, Т. Н. Вербицкая, П. Е. Зильберман, Письма в ЖТФ **12**, 454 (1986).
17. В. Е. Демидов, Б. А. Калиникос, Письма в ЖТФ **26**, 8 (2000).
18. В. Е. Демидов, Б. А. Калиникос, П. Эденхофер, Журнал технической физики **72**, 61 (2002).
19. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).
20. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **108**, 172411 (2016).
21. A. Y. Annenkov, S. V. Gerus, and S. I. Kovalev, J. Comm. Technology and Electronics **41**, 196 (1996).
22. А. Ю. Анненков, С. В. Герус, С. И. Ковалев, Журнал технической физики **68**, 91 (1998).
23. E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, Yu. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov, Solid State Phenomena **215**, 389 (2014).
24. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevskii, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **109**, 042407 (2016).
25. S. A. Odintsov, A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, JETP Lett. **104**, 563 (2016).
26. H. Sasaki and N. Mikoshiba, J. Appl. Phys. **52**, 3546 (1981).
27. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, New York (1996).
28. S. N. Bajpai, J. Appl. Phys. **58**, 910 (1985).
29. V. E. Demidov and S. O. Demokritov, IEEE Trans. Magn. **51**, 0800215 (2015).
30. А. В. Садовников, А. Г. Рожнев, Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика **20**, 143 (2012).
31. О. Зенкевич, К. Морган, *Конечные методы и аппроксимация*, Мир, М. (1986).
32. P. P. Silvester and R. L. Ferrari, *Finite Elements for Electrical Engineers*, Cambridge University Press (1996).
33. J. R. Pierce, J. Appl. Phys. **25**, 179 (1954).
34. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шаравский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, СГУ, Саратов (1993).