

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5  
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья  
УДК 537.62+538.6

DOI: 10.18500/0869-6632-003233  
EDN: JJFYRB

## Многопортовые ЖИГ-сети для реконфигурируемого демультиплексирования спиновых волн: роль ортогональности и симметрии волноводных топологий

А. А. Манышева<sup>✉</sup>, А. А. Солянов, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия  
E-mail: ✉aamsgmaam2006@gmail.com, solyanov555@gmail.com, sadovnikovav@gmail.com

Поступила в редакцию 9.07.2026, принята к публикации 12.08.2026,  
опубликована онлайн 21.08.2026, опубликована 30.09.2026

**Аннотация.** Цель. Исследование механизмов частотно-селективного демультиплексирования спиновых волн в многопортовых магнитных сетях на основе железо-иттриевого граната. Основной фокус сделан на влиянии геометрической симметрии крестообразных узлов и ортогональности волноводов на пространственное распределение сигнала, а также на разработке принципов реконфигурируемой логики без изменения топологии структуры. Методы. Микромагнитное моделирование выполнено путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта в пакете MuMax3 с учетом обменного взаимодействия и магнитостатики. Для верификации режимов изоляции каналов и выявления скрытых интерференционных зависимостей впервые применен корреляционный анализ Пирсона к временным рядам динамической намагниченности на выходных терминалах восьмиканальной структуры при варьировании угла подмагничивания. Результаты. Установлено, что эффективность межканальной передачи в ортогональных топологиях критически зависит от анизотропии внутреннего поля и частоты возбуждения. Обнаружено селективное перераспределение мощности портов, обусловленное модовой конверсией в узлах сочленения. Показано, что двухканальное когерентное возбуждение позволяет реализовывать интерференционное управление сигналом. Заключение. Продемонстрировано, что единая крестообразная архитектура способна выполнять функции, эквивалентные каскаду из 15 булевых вентилей (AND, OR, XOR и др.). Переключение логических состояний достигается исключительно вариацией параметров внешнего поля и фазы входных сигналов, что открывает перспективы для создания энергоэффективных процессоров типа Processing-in-Memory.

**Ключевые слова:** магнетика, спиновые волны, железо-иттриевый гранат, демультиплексирование, корреляционный анализ, реконфигурируемая логика, микромагнитное моделирование.

**Благодарности.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 26-19-00856).

**Для цитирования:** Манышева А. А., Солянов А. А., Садовников А. В. Многопортовые ЖИГ-сети для реконфигурируемого демультиплексирования спиновых волн: роль ортогональности и симметрии волноводных топологий // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 683–697. DOI: 10.18500/0869-6632-003233. EDN: JJFYRB

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

## Multiport YIG networks for reconfigurable spin wave demultiplexing: the role of orthogonality and symmetry of waveguide topologies

A. A. Manysheva<sup>✉</sup>, A. A. Solyanov, A. V. Sadovnikov

Saratov State University, Russia

E-mail: ✉aamsmaam2006@gmail.com, solyanov555@gmail.com, sadovnikovav@gmail.com

Received 9.07.2026, accepted 12.08.2026, available online 21.08.2026, published 30.09.2026

**Abstract.** *Purpose.* This study investigates the mechanisms of frequency-selective spin wave demultiplexing in multiport magnonic networks based on yttrium iron garnet. We focus on how the geometric symmetry of cross-shaped nodes and waveguide orthogonality affect signal spatial distribution, aiming to develop principles for reconfigurable logic without altering the structure's topology. *Methods.* Micromagnetic modeling was performed by numerically solving the Landau–Lifshitz–Gilbert equation in MuMax3, accounting for exchange interaction and magnetostatics. For the first time, Pearson correlation analysis was applied to dynamic magnetization time series at the output terminals of an eight-channel structure to verify channel isolation regimes and reveal hidden interference dependencies while varying the bias field angle. *Results.* We established that inter-channel transmission efficiency in orthogonal topologies critically depends on internal field anisotropy and excitation frequency. Selective power redistribution among ports, driven by mode conversion at junctions, was observed. Furthermore, coherent two-channel excitation was shown to enable interference-based signal control. *Conclusion.* It is demonstrated that a single cross-shaped architecture can perform functions equivalent to a cascade of 15 Boolean gates (AND, OR, XOR, etc.). Logical state switching is achieved exclusively by varying external field parameters and input signal phases, paving the way for energy-efficient Processing-in-Memory processors.

**Keywords:** magnonics, spin waves, YIG, demultiplexing, correlation analysis, reconfigurable logic, micromagnetic simulation.

**Acknowledgements.** This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. № 26-19-00856).

**For citation:** Manysheva AA, Solyanov AA, Sadovnikov AV. Multiport YIG networks for reconfigurable spin wave demultiplexing: the role of orthogonality and symmetry of waveguide topologies. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2026;34(5):683–697. DOI: 10.18500/0869-6632-003233

*This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).*

### Введение

Преодоление фундаментальных ограничений традиционной КМОП-электроники, связанных с джоулевыми потерями и тепловыделением, требует поиска альтернативных физических носителей информации. В этом контексте магноника, базирующаяся на распространении спиновых волн (СВ) в магнитных диэлектриках, предлагает способ вычислений без переноса электрического заряда [1–3]. Такой подход уменьшает потери энергии и обеспечивает возможность интеграции с существующими СВЧ-устройствами.

Основой для реализации магнонных устройств чаще всего являются плёнки железитриевого граната (ЖИГ), обладающие низким коэффициентом затухания СВ  $\alpha \sim 10^{-4}$  [4]. На базе плёнок ЖИГ разработан широкий спектр устройств: от интерферометров [5] и кольцевых резонаторов [6–8] до элементов памяти [9, 10]. Но масштабирование этих решений до уровня полноценных вычислительных схем сталкивается с проблемой управления в многопортовых архитектурах.

Большой интерес вызывают устройства, которые способны менять функционал без физической перестройки геометрии. Изменяя ориентацию внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , можно управлять распространением спиновых волн [11–13], добиваясь необходимых режимов работы устройства. Тем не менее роль скрытых корреляционных зависимостей в таких структурах ранее не исследовалась.

В данной работе рассмотрены два случая сопряжения волноведущих структур: ортогональное сочленение микроволноводов и радиальное сопряжение с интегрированным центральным резонатором и пересечением волноводов под непрямым углом. Методом микромагнитного моделирования выявлены механизмы распространения спиновых волн в рассматриваемых конфигурациях маггонных структур. С помощью метода, основанного на корреляционном анализе, проведено сравнительное исследование двух топологий и различных механизмов маршрутизации спиновых волн и устойчивости характеристик сигнала на выходных терминалах к малым отклонениям угла магнитного поля. Предложенный подход может лечь в основу проектирования энергоэффективных устройств, которые могли бы применяться в архитектурах Processing-in-Memory [14–16] на основе маггонных структур с различными топологиями и типами сочленения микроволноводов.

## 1. Методика микромагнитного моделирования многотерминальных маггонных структур

В данной работе рассмотрены две топологии многотерминальных маггонных устройств, созданных на основе плёнок ЖИГ ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ). Выбор этого ферромагнитного диэлектрика продиктован его уникальными свойствами: низким коэффициентом затухания Гильберта ( $\alpha \sim 10^{-4}$ ). Эти характеристики важны для возможности распространения СВ на макроскопические расстояния, что необходимо для реализации устройств обработки сигнала [1, 4].

Для описания пространственно-временной динамики вектора намагниченности  $\vec{M}(\mathbf{r}, t)$  использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение;  $M_s$  — величина намагниченности насыщения ЖИГ. Первый член в правой части уравнения отвечает за консервативную динамику и прецессию намагниченности вокруг равновесного состояния, второй — описывает релаксацию вектора намагниченности к состоянию равновесия, локально определяемому в каждой точке расчетной области перед началом решения задачи о возбуждении при микромагнитном моделировании.

Эффективное магнитное поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  представляется в виде

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_d + \vec{H}_{\text{an}}, \quad (2)$$

где  $\vec{H}_0$  — внешнее магнитное поле;  $\vec{H}_{\text{ex}}$  — обменное поле, которое определяет связь магнитных моментов и оказывается важным даже при рассмотрении дипольных волн в расчете основного состояния ферромагнитной структуры;  $\vec{H}_d$  — размагничивающее дипольное поле, которое возникает из-за диполь-дипольного взаимодействия;  $\vec{H}_{\text{an}}$  — поле анизотропии, которое в настоящем расчете полагалось равным нулю.

Численное решение уравнения ЛЛГ проводилось в специализированном пакете микромагнитного моделирования MuMax3 [17]. Для исключения отражения СВ от краев расчетной области в конце выходных плеч структуры (после области антенн) были добавлены поглощающие слои длиной 300 мкм. В них параметр затухания  $\alpha$  плавно нарастал от  $10^{-4}$  до 1.

При численном моделировании было рассмотрено два способа возбуждения системы. Для получения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) использовался широкополосный импульс внешнего магнитного поля, которое в области входной антенны принимало вид  $h \sim \sin(2\pi f_c t)/(2\pi f_c t)$ , где значение  $f_c$  определяло наибольшее значение в регистрируемом спектре выходного сигнала. Для анализа стационарных картин распределения применялось гармоническое возбуждение на фиксированных частотах  $h \sim \sin(2\pi f t)$ , где значение частоты  $f$

выбиралось из диапазона частот 4.8...5.6 ГГц, что согласовывается с условиями возбуждения и распространения поверхностных магнитостатических волн (волн Дамона–Эшбаха) при заданной величине подмагничивания. Параметры материала ЖИГ, которые использовались в моделировании:  $M_s = 139$  кА/м,  $A_{\text{ex}} = 3.614 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $\alpha = 10^{-4}$ .

Поскольку для монокристаллического ЖИГ вклад магнитной анизотропии пренебрежимо мал по сравнению с диполь-дипольным взаимодействием, дисперсионные свойства волн в рассматриваемых микроволноводах определялись в основном геометрией образца (через  $\vec{H}_d$ ) и ориентацией внешнего подмагничивания.

## 2. Геометрия исследуемых структур

Первая рассматриваемая структура образована пересечением четырех микроволноводов (рис. 1, *a*). Такая структура обладает симметрией четвертого порядка ( $C_4$ ) относительно центра.

Каждое плечо двойного креста имеет ширину  $w = 300$  мкм и длину  $L = 4000$  мкм. Толщина ферритовой пленки составляет  $d = 10$  мкм. Волноводы расположены вдоль осей  $x$  и  $y$ .

Входной сигнал подается на входной порт  $P_0$ , расположенный на одном из плеч структуры. Семь остальных портов ( $P_1 - P_7$ ) являются выходами, на которых регистрируется отклик. В плоскости структуры под углом  $\varphi$  к оси  $x$  приложено внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ . Рассматривался диапазон значений  $-15^\circ \leq \varphi \leq 105^\circ$ . Такая топология может быть использована для изучения условий модовой конверсии в местах пересечения ортогональных волноводов.

Вторая рассматриваемая структура составляет восьмиканальную радиальную топологию с интегрированным в центр круговым резонатором радиусом  $r = 500$  мкм (рис. 1, *b*). Расположение плеч асимметрично: четыре канала направлены вдоль главных осей ( $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ ), а остальные четыре смещены на угол  $\pm 33^\circ$  относительно волноводов, расположенных по оси  $x$ . Ширина всех каналов сохранена равной  $w = 300$  мкм для обеспечения идентичности модового состава с крестообразной структурой.

Центральный круг обладает непрерывной вращательной симметрией ( $C_\infty$ ). Это способствует формированию азимутальных мод с различными угловыми моментами. Наличие резонатора приводит к локализации энергии в центре. Общая симметрия структуры понижается до второго порядка ( $C_2$ ) из-за неравномерного расположения волноводов по окружности. Входной сигнал поступает через порт  $P_{\text{in}}$ , а регистрация ведется на семи выходах  $P_1 - P_7$ . Аналогично прошлой структуре внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  направлено в плоскости структуры под углом  $\varphi$  к оси  $x$ .

## 3. Пространственное распределение эффективного поля при различной ориентации внешнего магнитного поля

На первом этапе численного моделирования определялось основное состояние ферромагнитной структуры путем расчета задачи о распределении равновесной намагниченности в каждой точке расчетной области. Профиль внутреннего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$  непосредственно определяет локальные резонансные частоты и условия связи между волноводами. При приложении внешнего поля  $\mu_0 H_0 = 0.12$  Тл в плоскости пленки под углом  $\varphi$  на картах распределения (рис. 1, *c-f*) наблюдается неоднородность, вызванная граничными эффектами. В каналах, перпендикулярных вектору  $\mathbf{H}_0$ , велика роль размагничивающих факторов, что понижает локальную резонансную частоту. В продольных волноводах внутреннее поле близко к внешнему.

В узлах пересечения возникают сильные градиенты  $H_{\text{eff}}$ . Для крестообразной структуры характерны зоны пониженной намагниченности на внутренних углах. В радиальной топологии наличие центрального круга смягчает эти скачки, однако на стыке с наклонными волноводами ( $\pm 33^\circ$ ) формируется картина поля, модулирующая условия возбуждения резонатора.

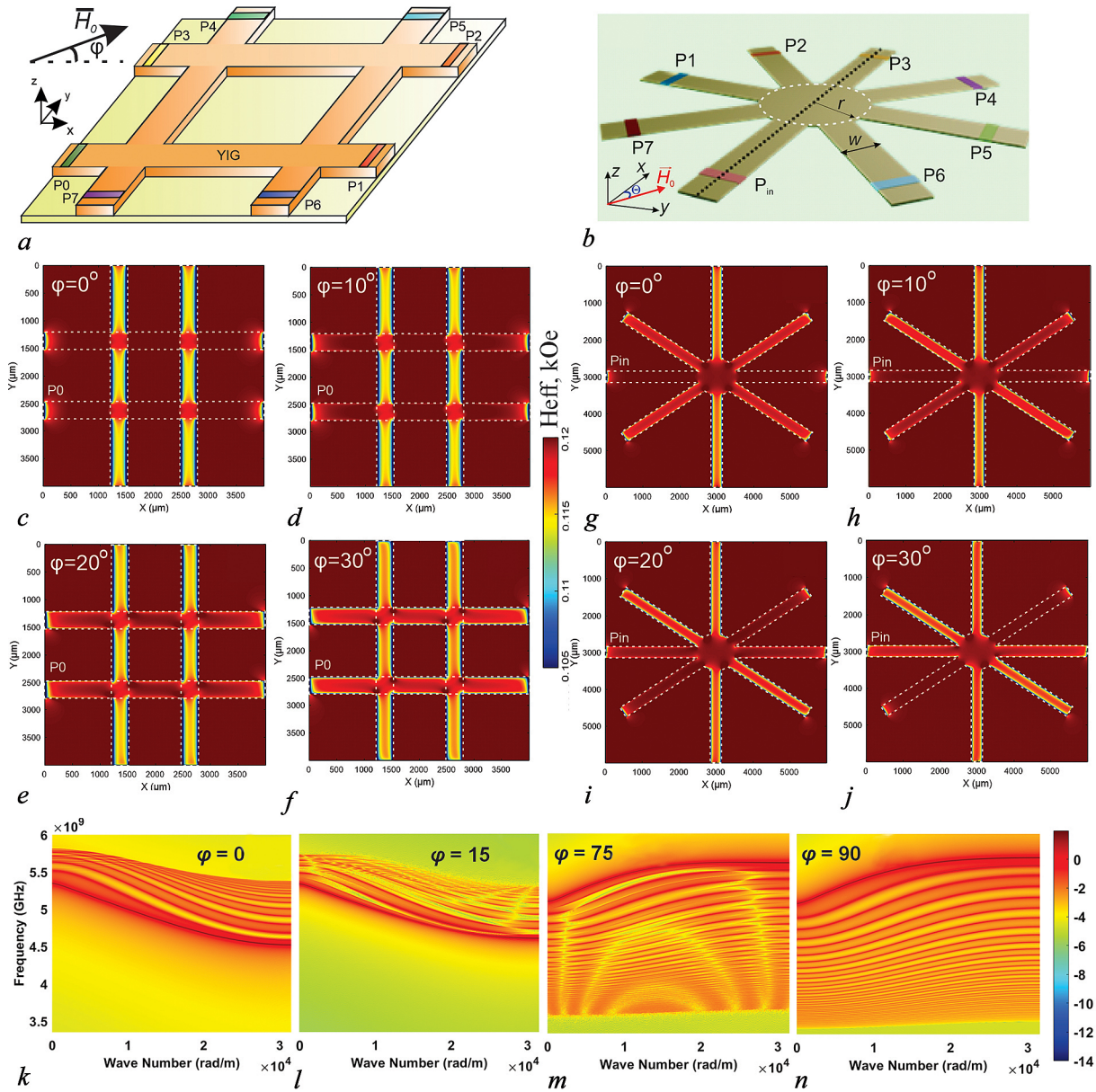


Рис. 1. Геометрия исследуемых магнетонных структур и профили внутреннего магнитного поля. *a* — Схема крестообразного соединения: входной порт  $P_0$ , выходные порты  $P_1$ – $P_7$ , угол приложения поля  $\varphi$ ; *b* — радиальная структура с центральным резонатором радиуса  $r$ : четыре основных плеча вдоль осей симметрии и четыре дополнительных, смещенных на  $\pm 33^\circ$ ; *c*–*f* — карты распределения модуля эффективного поля  $H_{\text{eff}}$  в крестообразной структуре при  $\varphi = 0^\circ$  (*c*),  $10^\circ$  (*d*),  $20^\circ$  (*e*),  $30^\circ$  (*f*); белые пунктирные линии обозначают границы волноводов; *g*–*j* — аналогичные распределения  $H_{\text{eff}}$  для радиальной топологии; *k*–*n* — дисперсионные зависимости для волноводов шириной  $w = 300$  мкм при различных углах подмагничивания:  $\varphi = 0^\circ$  (*k*),  $15^\circ$  (*l*),  $75^\circ$  (*m*),  $90^\circ$  (*n*). Цветовая шкала соответствует логарифму спектральной плотности мощности (цвет онлайн)

Fig. 1. Geometry of the studied magnonic structures and profiles of the internal magnetic field. *a* — Cross-shaped junction scheme: input port  $P_0$ , output ports  $P_1$ – $P_7$ , bias field angle  $\varphi$ ; *b* — radial structure with a central resonator of radius  $r$ : four main arms along symmetry axes and four additional ones shifted by  $\pm 33^\circ$ ; *c*–*f* — maps of the effective field modulus  $H_{\text{eff}}$  distribution in the cross-shaped structure at  $\varphi = 0^\circ$  (*c*),  $10^\circ$  (*d*),  $20^\circ$  (*e*),  $30^\circ$  (*f*); white dashed lines denote waveguide boundaries; *g*–*j* — analogous  $H_{\text{eff}}$  distributions for the radial topology; *k*–*n* — dispersion dependencies for waveguides of width  $w = 300$   $\mu\text{m}$  at different bias angles:  $\varphi = 0^\circ$  (*k*),  $15^\circ$  (*l*),  $75^\circ$  (*m*),  $90^\circ$  (*n*). Color scale corresponds to the logarithm of spectral power density (color online)

Поворот вектора  $\mathbf{H}_0$  перестраивает картину поля. При  $\varphi \in [0^\circ, 30^\circ]$  в крестообразной структуре проекции поля на оси плеч выравниваются, контраст размагничивающих факторов падает, и среда становится квазиоднородной. В радиальной системе, наоборот, отклонение от осей симметрии усиливает асимметрию поля, «перетягивая» максимумы  $H_{\text{eff}}$  к соседним каналам. Это создает условия для селективного ввода сигнала в конкретные выходы за счет улучшения согласования.

Далее был проведен расчет эффективных дисперсионных зависимостей на плоскости «частота – волновое число» путем двойного Фурье-преобразования от амплитуды сигнала в виде компоненты  $m_z$  намагниченности. Дисперсионные зависимости (рис. 1,  $k-n$ ) демонстрируют смену типа мод при изменении угла  $\varphi$ . При продольном подмагничивании ( $\varphi = 0^\circ$ ) возбуждаются обратно-объемные магнитостатические волны (ООМСВ) с отрицательной групповой скоростью. При повороте поля в поперечное направление ( $\varphi \rightarrow 90^\circ$ ) спектр перестраивается, и доминирующими становятся поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Смена типа дисперсии определяет условия фазового синхронизма и прохождения сигнала через области сочленения микроволноводов.

#### 4. Механизмы пространственно-частотного демультиплексирования спиновых волн

Для выявления различий в механизмах частотной селекции, обусловленных топологией, было проведено сравнение частотных откликов структур в выходных терминалах на широкополосное возбуждение в области входного терминала при фиксированном значении угла  $\varphi = 0^\circ$  и величине магнитного поля  $\mu_0 H_0 = 0.12$  Тл. Для получения АЧХ передачи осуществлялось быстрое преобразование Фурье (БПФ) временных зависимостей  $z$ -компоненты намагниченности  $m_z(t)$  в выходных портах. Коэффициент передачи при этом нормировался на спектр входного сигнала (в портах  $P_0$  или  $P_{\text{in}}$ ), что позволяло количественно оценить вносимые структурой потери.

На рис. 2 приведены АЧХ и пространственные карты распределения интенсивности и фазы для крестообразной и радиальной структур. На АЧХ радиальной структуры (рис. 2, *d*) видно, что структура имеет зеркальную симметрию относительно оси распространения входного сигнала. Это выражается в том, что пары портов  $P_1-P_5$ ,  $P_2-P_4$  и  $P_6-P_7$  показывают практически идентичные резонансные пики в диапазоне частот 4.8...5.6 ГГц. В противоположность этому, спектральный отклик крестообразной структуры (рис. 2, *a*) характеризуется выраженным нарушением зеркальности. Несмотря на геометрическую симметрию  $C_4$  самого узла, АЧХ для симметрично расположенных выходов существенно различаются по амплитуде и положению резонансов. Такое поведение обусловлено асимметрией входа  $P_0$  по отношению к оси симметрии структуры.

Карты распределения интенсивности СВ (рис. 2, *b, e*) позволяют выявить особенности модового состава СВ и предположить появление провалов и пиков в спектре выходного сигнала в различных терминалах. В радиальной структуре при  $f = 5.3031$  ГГц (рис. 2, *e*) наблюдается четкая локализация энергии в центральном резонаторе с последующим симметричным «разбеганием» сигнала по плечам. В крестообразной топологии при  $f = 5.3000$  ГГц (рис. 2, *b*) картина иная: мощность концентрируется в порте  $P_7$ , тогда как в геометрически симметричном ему порте  $P_4$  уровень сигнала подавлен более чем на 10 дБ, что видно по АЧХ.

Распределение фазы СВ можно визуализировать путем картирования  $m_z$ -компоненты (рис. 2, *c, f*) в расчетной области, что позволяет отметить различия в структуре волнового фронта СВ, распространяющихся в исследуемых топологиях. В радиальной структуре (рис. 2, *f*) в центральной области наблюдается круговое изменение фазы, а в выходных каналах симметричные порты имеют идентичный профиль, что указывает на согласованное прохождение сигнала.

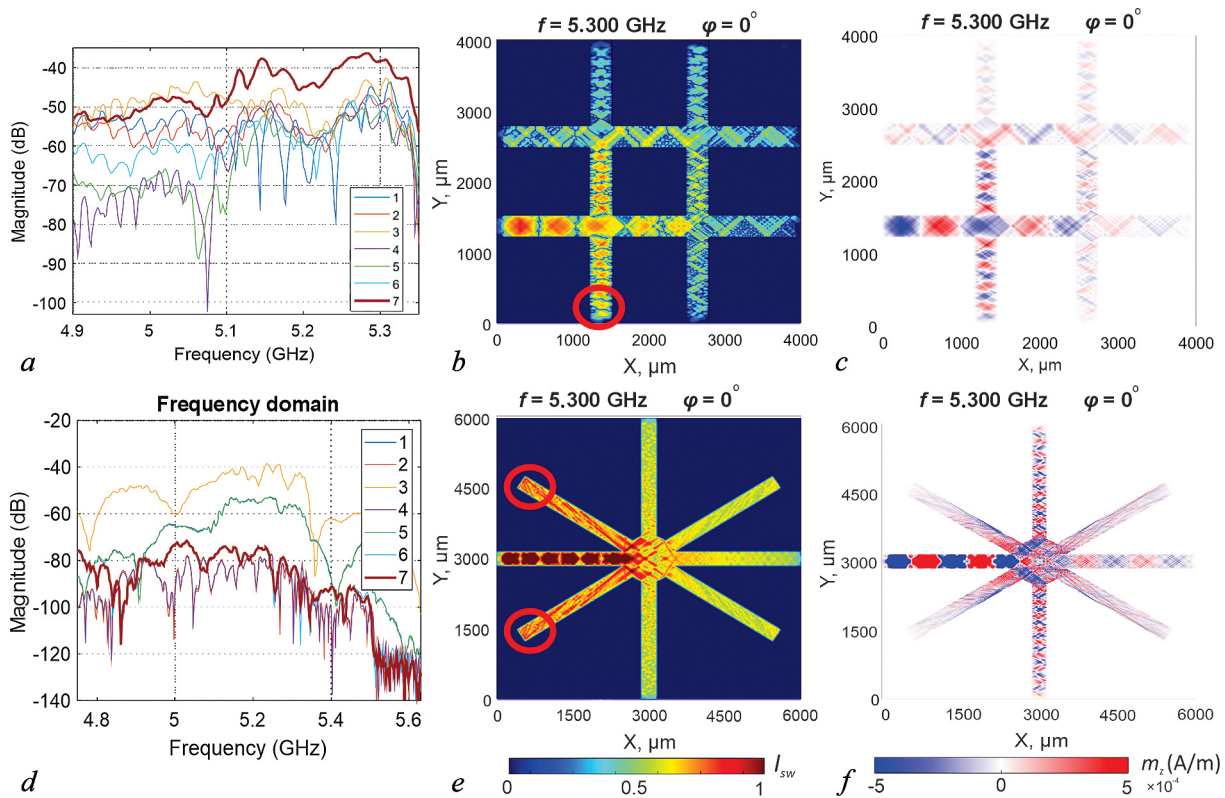


Рис. 2. Спектральные и пространственные характеристики исследуемых топологий при  $\varphi = 0^\circ$ . *a* — АЧХ передачи для портов  $P_1$ – $P_7$  крестообразной структуры; *d* — аналогичные зависимости для радиальной структуры с центральным резонатором; *b* — карта распределения интенсивности спиновых волн для крестообразной структуры при частоте 5.3000 ГГц; *e* — карта распределения интенсивности спиновых волн для радиальной структуры при частоте 5.3031 ГГц; *c* — распределение фазы  $m_z$ -компоненты намагниченности для крестообразной структуры при частоте 5.3000 ГГц; *f* — распределение фазы  $m_z$ -компоненты намагниченности для радиальной структуры при частоте 5.3031 ГГц. Интенсивность нормирована на максимальное значение в системе (цвет онлайн)

Fig. 2. Spectral and spatial characteristics of the studied topologies at  $\varphi = 0^\circ$ . *a* — Transmission frequency response for ports  $P_1$ – $P_7$  of the cross-shaped structure; *d* — analogous dependencies for the radial structure with a central resonator; *b* — spin wave intensity distribution map for the cross-shaped structure at frequency 5.3000 GHz; *e* — spin wave intensity distribution map for the radial structure at frequency 5.3031 GHz; *c* — phase distribution of the  $m_z$  magnetization component for the cross-shaped structure at frequency 5.3000 GHz; *f* — phase distribution of the  $m_z$  magnetization component for the radial structure at frequency 5.3031 GHz. Intensity is normalized to the maximum value in the system (color online)

В отличие от этого, в крестообразной структуре (рис. 2, *c*) фаза в симметричных плечах различается: в одном из каналов она меняется равномерно, а в другом фиксируются резкие скачки, что также проявляется в асимметрии амплитудных характеристик.

## 5. Сравнительный анализ пространственного распределения спиновых волн

Далее проведем сравнительный анализ пространственного распределения сигнала между выходными терминалами структуры, которые будем для удобства описания нумеровать по часовой стрелке от входа, как это изображено на рис. 3, *a*, *c*.

Для начала рассмотрим особенности распространения СВ в крестообразной топологии. В структуре с ортогональным сочленением микроволноводов перераспределение энергии обусловлено выполнением одновременно двух условий: СВ, распространяющаяся на частоте  $f$

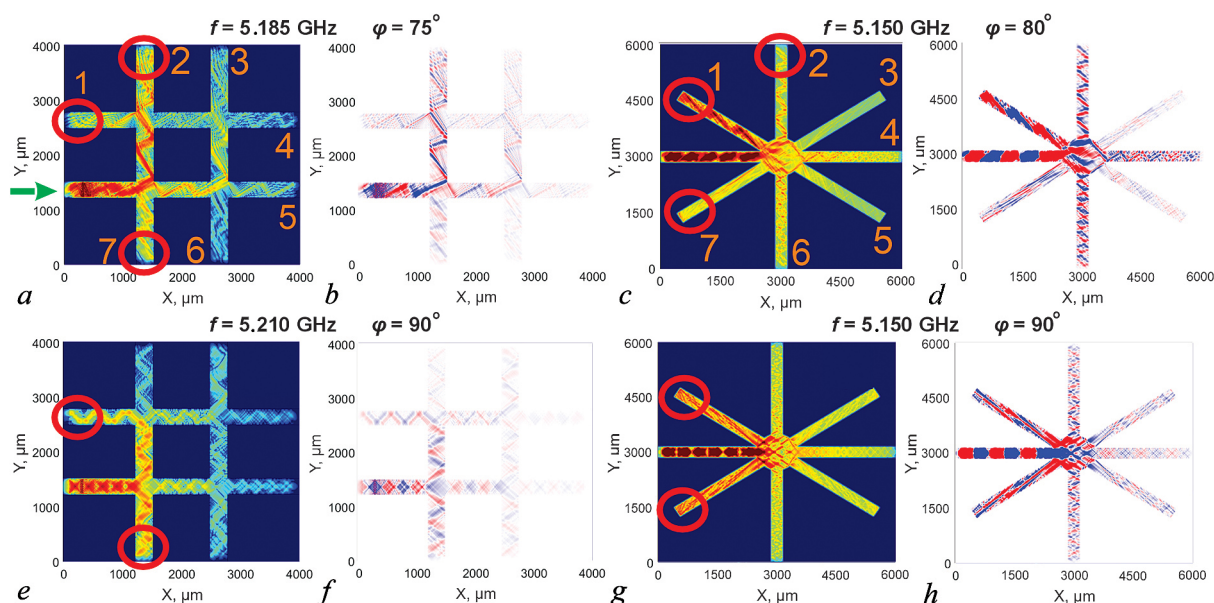


Рис. 3. Сравнение пространственных распределений интенсивности и фазы для крестообразной и радиальной структур. *a, b* — Интенсивность и фаза  $m_z$  в крестообразной структуре при  $\varphi = 75^\circ$ ,  $f = 5.1850$  ГГц; *c, d* — аналогичные карты для радиальной структуры при  $\varphi = 80^\circ$ ,  $f = 5.1500$  ГГц (перераспределение мощности в порты 1, 2 и 7); *e, f* — интенсивность и фаза для крестообразной структуры при  $\varphi = 90^\circ$ ,  $f = 5.2100$  ГГц; *g, h* — аналогичные карты для радиальной структуры при  $\varphi = 90^\circ$ ,  $f = 5.1500$  ГГц (направленная передача в порты 1 и 7). Красные окружности выделяют терминалы с максимальной амплитудой. Нумерация портов идет по часовой стрелке от входного канала (цвет онлайн)

Fig. 3. Comparison of spatial intensity and phase distributions for cross-shaped and radial structures. *a, b* — Intensity and phase of  $m_z$  in the cross-shaped structure at  $\varphi = 75^\circ$ ,  $f = 5.1850$  GHz; *c, d* — analogous maps for the radial structure at  $\varphi = 80^\circ$ ,  $f = 5.1500$  GHz (power redistribution to ports 1, 2, and 7); *e, f* — intensity and phase for the cross-shaped structure at  $\varphi = 90^\circ$ ,  $f = 5.2100$  GHz; *g, h* — analogous maps for the radial structure at  $\varphi = 90^\circ$ ,  $f = 5.1500$  GHz (directed transmission to ports 1 and 7). Red circles highlight terminals with maximum amplitude. Port numbering proceeds clockwise from the input channel (color online)

по одному из плеч структуры, должна сформировать распределение намагниченности, которое, в свою очередь, может возбудить СВ в другом плече, и одновременно с этим должно выполняться условие возможности существования на выбранной частоте  $f$  собственной моды сопряженного микроволновода. Это условие можно удовлетворить выбором частотного диапазона, в котором существует соответствующая мода СВ, что показано на эффективной дисперсионной характеристике для различных конфигураций намагничивания микроволновода (рис. 1,  $k-n$ ). Распределение энергии между плечами зависит от угла между волновым вектором СВ  $\mathbf{k}$  и направлением равновесной намагниченности  $\mathbf{M}_0$ . Расчитанные карты интенсивности СВ (рис. 3, *a, e*) показывают, что изменение частоты и угла подмагничивания  $\varphi$  может обеспечивать перераспределение сигнала между выходными портами структур: сигнал может преимущественно быть перенаправленным из терминалов 1, 2, 7 (рис. 3, *a*) в терминалы 1, 7 (рис. 3, *e*). Фазовые распределения (рис. 3, *b, f*) демонстрируют режим распределения излучения в виде суперпозиции собственных мод. При этом в области ортогонального сочленения наблюдается либо прохождение сигнала в канал с минимальными искажениями, либо отражение и фазовый сдвиг.

В радиальной структуре центральный элемент влияет на распределение сигнала между плечами. На картах интенсивности СВ (рис. 3, *c, g*) видно, что в области резонатора наблюдается высокая амплитуда колебаний, после чего сигнал расходится по выходным каналам. Распределение динамической намагниченности (рис. 3, *d, h*) свидетельствуют о том, что в центральной области

формируется собственная мода цилиндрического ферритового резонатора, профиль распределения намагниченности которой определяет условия возбуждения микроволноводов, сопряженных с резонатором. При этом в последних реализуются режимы распространения ширинных мод различной четности. Такое распределение отличается от картины в крестообразной структуре: здесь не наблюдается резких скачков фазы на стыках, и переход сигнала в разные каналы происходит более плавно. Таким образом, профили динамической намагниченности  $m_z(\mathbf{r}, t)$  позволяют проследить механизм перераспределения СВ в узлах соединения волноводов. При этом сравнение карт показывает, что обе топологии могут формировать практически одинаковые конфигурации сигнала на выходах, если правильно подобрать частоту и угол поля, а геометрические различия компенсируются настройкой внешних параметров.

Первый сценарий (рис. 3, *a–d*) соответствует ситуации, когда сигнал преимущественно выходит через порты 1, 2 и 7, а остальные подавлены. В крестообразной структуре это достигается при  $\varphi = 75^\circ$  и  $f = 5.1850$  ГГц. В радиальной структуре тот же результат получается при  $\varphi = 80^\circ$  и  $f = 5.1500$  ГГц. Второй сценарий (рис. 3, *e–h*) демонстрирует направленную передачу только в порты 1 и 7. Для креста это реализуется при  $\varphi = 90^\circ$  и  $f = 5.2100$  ГГц, а для радиальной структуры — при том же угле, но частоте  $f = 5.1500$  ГГц. Красные окружности на рисунке подтверждают совпадение активных каналов.

Это сходство говорит о том, что конкретная форма узла не является единственным определяющим фактором. Маршрутизацией можно управлять, изменяя профиль эффективного поля  $H_{\text{eff}}$ , что позволяет получать нужные выходные сигналы при разных методах сопряжения микроволноводов.

## 6. Корреляционный анализ и концепция реконфигурируемой магнной логики

Построение сложных вычислительных сетей на основе магнных устройств требует разработки алгоритмов для автоматизированного анализа поведения многопортовых структур. Для этого был проведён поиск статистических взаимосвязей между каналами рассматриваемых структур. Такие взаимосвязи не всегда очевидны при спектральном анализе.

Для количественного описания того, насколько согласованно ведут себя сигналы на разных выходах структуры, использовался коэффициент корреляции Пирсона. Он позволяет оценить степень линейной связи между реализациями  $m_z(t)$ , которые были получены в различных точках структуры. Коэффициент корреляции  $R_{ij}$  для пары портов под номерами  $i$  и  $j$  рассчитывается по формуле

$$R_{ij} = \frac{\sum (m_{z,i} - \bar{m}_{z,i})(m_{z,j} - \bar{m}_{z,j})}{\sqrt{\sum (m_{z,i} - \bar{m}_{z,i})^2 \sum (m_{z,j} - \bar{m}_{z,j})^2}}, \quad (3)$$

где  $m_{z,k}$  — динамическая намагниченность, регистрируемая на  $k$ -м выходном терминале,  $\bar{m}_{z,k}$  — среднее значение сигнала на  $k$ -м терминале.

На рис. 4 приведены построенные по полученным данным карты взаимных корреляций. Цветом на рис. 4 закодировано значение угла  $\varphi$  отклонения магнитного поля от оси  $y$ . Для крестообразной структуры можно выделить типичное поведение расположения точки на карте корреляций при вариации угла  $\varphi$ : видно хорошее разделение следования кривой  $R_{ij}(\varphi)$  при отклонении угла в разном направлении относительно оси  $y$  (рис. 4, *a–c*).

В то же время для радиальной структуры наблюдаются два характерных сценария вариации величины взаимной корреляции при изменении угла  $\varphi$ : осциллирующий характер  $R_{ij}(\varphi)$  (рис. 4, *d–f*) и облако точек вблизи нулевого значения (рис. 4, *g–i*).

Проведем анализ реакции структур на малое изменение направления внешнего магнитного поля ( $90^\circ \pm 5^\circ$ ), используя полученные карты корреляций.

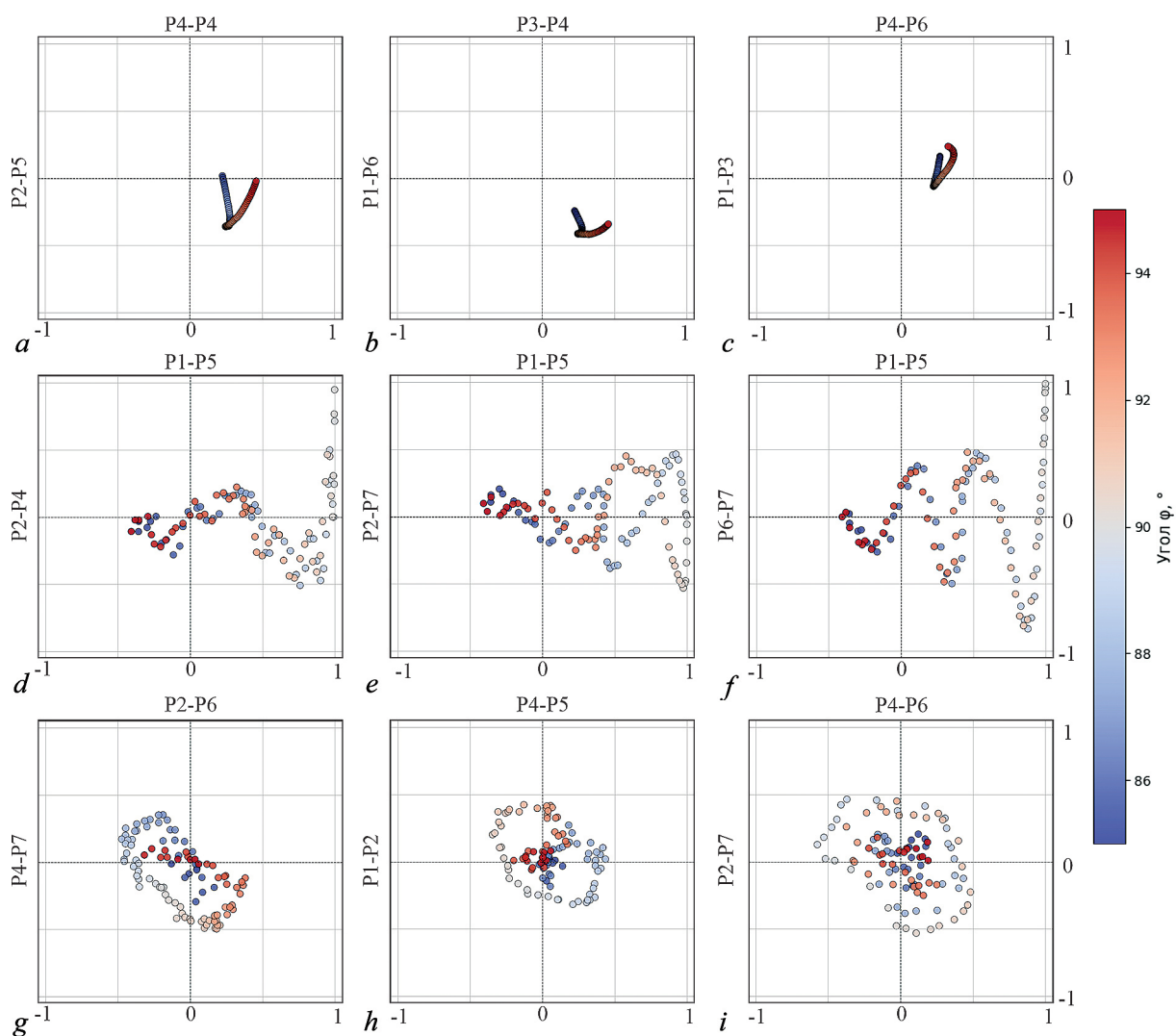


Рис. 4. Зависимости коэффициента корреляции Пирсона между различными парами выходных портов. Панели *a–c* соответствуют крестообразной топологии: *a* — пары P4–P4 и P2–P5, *b* — P3–P4 и P1–P6, *c* — P4–P6 и P1–P3. Панели *d–i* относятся к радиальной топологии: *d* — P1–P5 и P2–P4, *e* — P1–P5 и P2–P7, *f* — P1–P5 и P6–P7, *g* — P2–P6 и P4–P7, *h* — P4–P5 и P1–P2, *i* — P4–P6 и P2–P7. Цветовая кодировка точек отражает угол подмагничивания  $\varphi$  согласно шкале справа (цвет онлайн)

Fig. 4. Dependencies of the Pearson correlation coefficient between various pairs of output ports. Panels *a–c* correspond to the cross-shaped topology: *a* — pairs P4–P4 and P2–P5, *b* — P3–P4 and P1–P6, *c* — P4–P6 and P1–P3. Panels *d–i* relate to the radial topology: *d* — P1–P5 and P2–P4, *e* — P1–P5 and P2–P7, *f* — P1–P5 and P6–P7, *g* — P2–P6 and P4–P7, *h* — P4–P5 and P1–P2, *i* — P4–P6 and P2–P7. Color coding of points reflects the bias angle  $\varphi$  according to the scale on the right (color online)

Крестообразная структура (рис. 4, *a–c*) показывает устойчивость к отклонениям угла: коэффициент  $R_{ij}$  меняется монотонно, при этом резкие скачки на картах отсутствуют. Такие свойства крестообразной структуры позволяют применять ее в модулях обработки информации на основе коммутационных элементов, в которых важна устойчивость к вариации внешних параметров и высокая повторяемость результатов.

Поведение радиальной структуры с центральным резонатором демонстрирует чувствительность к ориентации поля (рис. 4, *d–i*). Отметим, что малые изменения направления вектора  $\mathbf{H}_0$  приводят к изменениям в связях между каналами, при этом видно режимы, в которых реализуются

быстрые переходы от сильной положительной корреляции ( $0.7 \leq R_{ij} \leq 1$ ) к статистической независимости ( $|R_{ij}| \leq 0.2$ ) и к антикорреляции ( $-0.4 \leq R_{ij} \leq -0.3$ ).

В случае, когда зависимость  $R_{ij}(\varphi)$  имеет немонотонный характер с переходами через значение нуля (рис. 4, *f*), в системе реализуется режим распространения волн, в котором отклонение угла подмагничивания нарушает симметрию в распределении величины внутреннего поля (рис. 4, *c-j*), что приводит к тому, что величина разности фаз между сигналами, регистрируемыми в разных терминалах, начинает увеличиваться.

Таким образом, оценка поведения функции взаимной корреляции при вариации угла подмагничивания может выявлять скрытые связи между выходами. Например, высокая положительная корреляция сигналов на двух выходных терминалах указывает на их функциональную эквивалентность, тогда как антикорреляция позволяет реализовывать операции логического отрицания на соответствующем терминале. Используя полученные особенности в зависимости корреляции от угла подмагничивания для разных топологий структур, можно перейти от частотно-селективного демультиплексирования и маршрутизации спин-волнового сигнала в многоканальных структурах к реализации на их основе логических элементов.

Рассмотрим случай двух входных каналов в крестообразной структуре. Логическое состояние системы определяется комбинацией трех параметров:  $A_0$ ,  $A_3$  и  $\psi$ , среди которых  $A_0$  и  $A_3$  соответствуют величине амплитуды сигналов на входах  $P_0$  и  $P_3$  соответственно. При этом  $A_0$  и  $A_3$  принимают значения логического «0» или «1» в зависимости от наличия на них входного сигнала.

Третий параметр  $\psi$  означает фазовый сдвиг между входными сигналами ( $\psi = 0$  для синфазного режима и  $\psi = 1$  для противофазного, соответствующего сдвигу на величину  $\pi$ ). Регистрация логического отклика производится на выходных портах ( $P_1, P_2, P_4, P_5, P_6, P_7$ ) по пороговому принципу: если амплитуда сигнала выше заданного значения, присваивается «1», иначе — «0», по аналогии с известными правилами установления логического уровня в транзисторно-транзисторной логике. Так, наличие в системе нескольких входов позволяет выполнять сложные функции, основанные на интерференции спин-волновых сигналов.

На рис. 5 показана концепция магнетонного логического элемента с двумя независимыми входами (отмечены зелёными стрелками на рисунке), на которые подается сигнал постоянной частоты и амплитуды. Карты интенсивности СВ визуализируют

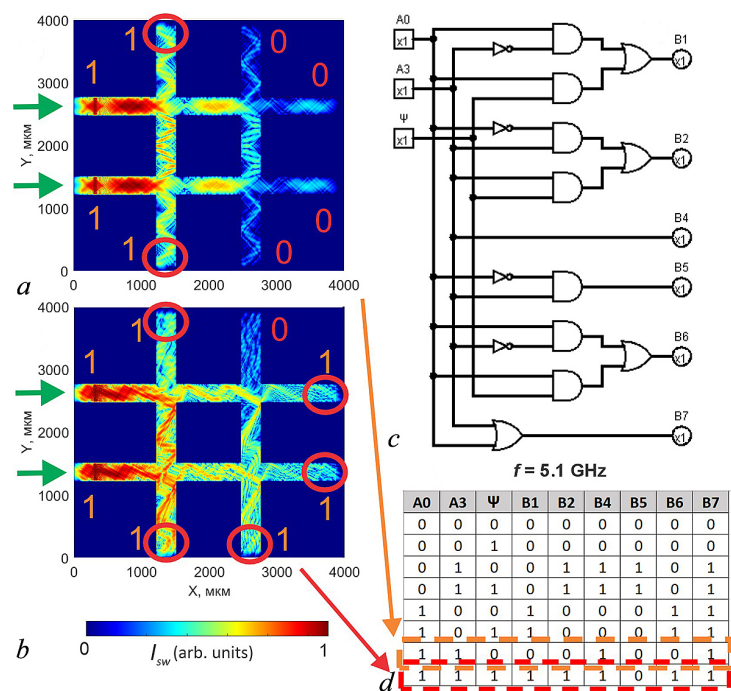


Рис. 5. Архитектура магнетонного логического элемента на базе крестообразной структуры. *a, b* — Карты распределения интенсивности спиновых волн при различных комбинациях входных воздействий (зеленые стрелки — активные входы, красные окружности — выходы с логической «1»); *c* — эквивалентная схема традиционных логических вентилей; *d* — таблица истинности отклика системы при  $f = 5.1$  ГГц (цвет онлайн)

Fig. 5. Architecture of a magnonic logic element based on a cross-shaped structure. *a, b* — Spin wave intensity distribution maps under various combinations of input excitations (green arrows — active inputs, red circles — outputs with logical “1”); *c* — equivalent circuit of conventional logic gates; *d* — truth table of the system response at  $f = 5.1$  GHz (color online)

пространственное распределение сигнала при комбинациях управляющих параметров. Рассмотрен случай синфазного и противофазного возбуждения сигнала на двух входных терминалах. При синфазном возбуждении входов ( $A_0 = 1$ ,  $A_3 = 1$ ,  $\psi = 0$ , рис. 5, *a*) наличие сигнала регистрируется на выходах  $B_4$  и  $B_7$ . При противофазном возбуждении ( $\psi = 1$ , рис. 5, *b*) сигнал регистрируется на выходах  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$ ,  $B_6$  и  $B_7$ , что показано символом логической единицы на рис. 5 *d*.

На основе логической таблицы (рис. 5, *d*) была построена эквивалентная ей логическая схема. Для этого для каждого из шести выходных терминалов ( $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_4$ ,  $B_5$ ,  $B_6$ ,  $B_7$ ) была записана булева функция от трех переменных ( $A_0$ ,  $A_3$ ,  $\psi$ ), после чего проведена минимизация этих функций методом карт Карно. Таким образом, получилось, что для реализации логической таблицы на рис. 5, *c* требуется каскад из 15 логических вентилях, включающий 2 вентиля AND, 2 вентиля OR, 2 вентиля XOR, 3 вентиля NAND, 3 вентиля NOR и 3 инвертора (NOT).

Таким образом, представленная система может использоваться в модулях обработки сигналов на основе пространственно-частотных демультиплексоров, являющихся узлами устройств обработки информации. Можно отметить, что предложенные многоканальные структуры перспективны для использования в качестве логических устройств, так как можно сочетать комбинации входных и выходных терминалов.

### Заключение

В работе методом численного микромагнитного моделирования исследованы различные механизмы маршрутизации сигнала, закодированного в виде амплитуды и/или фазы спиновой волны, в многопортовых магнонных структурах на основе микроволноводов. Рассмотрены два случая сопряжения волноведущих структур: крестообразная с ортогональными волноводами и радиальная с пересечением волноводов под непрямым углом и центральным резонатором. Путем анализа амплитудно-частотных характеристик установлено, что данные топологии реализуют различные механизмы маршрутизации сигнала. Крестообразный узел обеспечивает разделение каналов за счет интерференции в местах сочленения микроволноводов. В отличие от этого, радиальная структура позволяет плавно регулировать амплитуду и фазу сигнала на выходных терминалах посредством управления профилем эффективного поля в центральной области при вариации угла подмагничивания структуры. Применение корреляционного анализа Пирсона выявило различия в устойчивости характеристик спин-волнового сигнала на выходных терминалах к малым отклонениям угла магнитного поля. Крестообразная структура сохраняет стабильность отклика, а радиальная топология, напротив, демонстрирует высокую чувствительность к ориентации поля: незначительные повороты вектора  $\mathbf{H}_0$  приводят к быстрой смене режимов выходных портов вплоть до перехода от синфазных колебаний к противофазным на различных выходных терминалах структуры.

На базе крестообразной топологии предложен управляемый элемент, функциональность которого достигается использованием 15 логических вентилях. Переключение режимов работы происходит за счет вариации параметров входных сигналов и внешнего поля без изменения геометрии структуры. Полученные результаты закладывают основу для разработки магнонных сетей, совмещающих функции передачи, обработки и хранения информации. Дальнейшие исследования будут направлены на экспериментальную верификацию выявленных закономерностей, изучение нелинейных эффектов взаимодействия волн и разработку алгоритмов автоматизированного проектирования таких структур.

### Список литературы

1. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50, no. 24. P. 244001. DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.

2. Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelmann C., Cotozana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R. E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G. E. W., Back C., Uhrig G. S., Dobrovolskiy O. V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
3. Flebus B., Grundler D., Rana B., Otani Y., Barsukov I., Barman A., Gubbiotti G., Landeros P., Akerman J., Ebels U., Pirro Ph., Demidov V. E., Schultheiss K., Csaba G., Wang Q., Ciubotaru F., Nikonov D. E., Che P., Hertel R., Ono T., Afanasiev D., Mentink J., Rasing T., Hillebrands B., Kusminskiy S. V., Zhang W., Du Ch. R., Finco A., van der Sar T., Luo Yu. K., Shiota Y., Sklenar J., Yu T., Rao J. The 2024 magnonics roadmap // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2024. Vol. 36, no. 36. P. 363501. DOI: 10.1088/1361-648X/ad399c.
4. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264002. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
5. Balytsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Dudko G., Filimonov Y., Balandin A. A., Khitun A. A magnetometer based on a spin wave interferometer // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
6. Wang Q., Hamadeh A., Verba R., Lomakin V., Mohseni M., Hillebrands B., Chumak A. V., Pirro Ph. A nonlinear magnonic nano-ring resonator // *npj Computational Materials*. 2020. Vol. 6, no. 1. P. 192. DOI: 10.1038/s41524-020-00465-6.
7. Vilsmeier F., Taniguchi T., Lindner M., Riedel C., Back C. Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide // *Appl. Phys. Lett.* 2025. Vol. 127, no. 16. P. 162405. DOI: 10.1063/5.0287832.
8. Odintsov S. A., Sheshukova S. E., Nikitov S. A., Sadovnikov A. V. Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // *Phys. Rev. Applied*. 2024. Vol. 22, no. 1. P. 014042. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.014042.
9. Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., Filimonov Y., Khitun A. Pattern recognition with magnonic holographic memory device // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106, no. 14. P. 142402. DOI: 10.1063/1.4917507.
10. Khivintsev Y., Ranjbar M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Prime factorization using magnonic holographic devices // *J. Appl. Phys.* 2016. Vol. 120, no. 12. P. 123901. DOI: 10.1063/1.4962740.
11. Martyshkin A. A., Davies C. S., Sadovnikov A. V. Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes // *Phys. Rev. Applied*. 2022. Vol. 18, no. 6. P. 064093. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.064093.
12. Martyshkin A. A., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V. Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves // *Appl. Phys. Lett.* 2024. Vol. 124, no. 9. P. 092413. DOI: 10.1063/5.0190510.
13. Klíma J., Wojewoda O., Roučka V., Molnár T., Holobrádek J., Urbánek M. Zero-field spin wave turns // *Appl. Phys. Lett.* 2024. Vol. 124, no. 11. P. 112404. DOI: 10.1063/5.0189394.
14. Yang X., Hou Y., He H. A processing-in-memory architecture programming paradigm for wireless Internet-of-Things applications // *Sensors*. 2019. Vol. 19, no. 1. P. 140. DOI: 10.3390/s19010140.
15. Chen Z., Lim G. J., Ang C. C. I., Jin T., Tan F., Cheng B. W. H., Lew W. S. Voltage-controlled half adder via magnonic inverse design // *Appl. Phys. Lett.* 2025. Vol. 126, no. 13. P. 132406. DOI: 10.1063/5.0256599.

16. Zenbaa N., Abert C., Majcen F., Kerber M., Serha R. O., Knauer S., Wang Q., Schrefl T., Suess D., Chumak A. V. A universal inverse-design magnonic device // *Nat. Electron.* 2025. Vol. 8, no. 2. P. 106–115. DOI: 10.1038/s41928-024-01333-7.
17. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. Vol. 4, no. 10. P. 107133. DOI: 10.1063/1.4899186.

## References

1. Chumak AV, Serga AA, Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017;50(24):244001. DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.
2. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne J-Y, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov VE, Urazhdin S, Demokritov SO, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak VV, Poimanov VD, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo RA, Carlotti G, Kim J-V, Stamps RL, Camley RE, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer GEW, Back C, Uhrig GS, Dobrovolskiy OV, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak AV, Khitun A, Nikonov DE, Young IA, Zingsem BW, Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
3. Flebus B, Grundler D, Rana B, Otani Y, Barsukov I, Barman A, Gubbiotti G, Landeros P, Akerman J, Ebels U, Pirro Ph, Demidov VE, Schultheiss K, Csaba G, Wang Q, Ciubotaru F, Nikonov DE, Che P, Hertel R, Ono T, Afanasiev D, Mentink J, Rasing T, Hillebrands B, Kusminskiy SV, Zhang W, Du ChR, Finco A, van der Sar T, Luo YuK, Shiota Y, Sklenar J, Yu T, Rao J. The 2024 magnonics roadmap. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2024;36(36):363501. DOI: 10.1088/1361-648X/ad399c.
4. Serga AA, Chumak AV, Hillebrands B. YIG magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010;43(26):264002. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
5. Balynsky M, Gutierrez D, Chiang H, Kozhevnikov A, Dudko G, Filimonov Y, Balandin AA, Khitun A. A magnetometer based on a spin wave interferometer. *Sci. Rep.* 2017;7(1):11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
6. Wang Q, Hamadeh A, Verba R, Lomakin V, Mohseni M, Hillebrands B, Chumak AV, Pirro Ph. A nonlinear magnonic nano-ring resonator. *npj Computational Materials.* 2020;6(1):192. DOI: 10.1038/s41524-020-00465-6.
7. Vilsmeier F, Taniguchi T, Lindner M, Riedel C, Back C. Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide. *Appl. Phys. Lett.* 2025;127(16):162405. DOI: 10.1063/5.0287832.
8. Odintsov SA, Sheshukova SE, Nikitov SA, Sadovnikov AV. Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler. *Phys. Rev. Applied.* 2024;22(1):014042. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.014042.
9. Kozhevnikov A, Gertz F, Dudko G, Filimonov Y, Khitun A. Pattern recognition with magnonic holographic memory device. *Appl. Phys. Lett.* 2015;106(14):142402. DOI: 10.1063/1.4917507.
10. Khivintsev Y, Ranjbar M, Gutierrez D, Chiang H, Kozhevnikov A, Filimonov Y, Khitun A. Prime factorization using magnonic holographic devices. *J. Appl. Phys.* 2016;120(12):123901. DOI: 10.1063/1.4962740.
11. Martyshkin AA, Davies CS, Sadovnikov AV. Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes. *Phys. Rev. Applied.* 2022;18(6):064093. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.064093.
12. Martyshkin AA, Sheshukova SE, Sadovnikov AV. Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves. *Appl. Phys. Lett.* 2024;124(9):092413. DOI: 10.1063/5.0190510.

13. Klíma J, Wojewoda O, Roučka V, Molnár T, Holobrádek J, Urbánek M. Zero-field spin wave turns. Appl. Phys. Lett. 2024;124(11):112404. DOI: 10.1063/5.0189394.
14. Yang X, Hou Y, He H. A processing-in-memory architecture programming paradigm for wireless Internet-of-Things applications. Sensors. 2019;19(1):140. DOI: 10.3390/s19010140.
15. Chen Z, Lim GJ, Ang CCI, Jin T, Tan F, Cheng BWH, Lew WS. Voltage-controlled half adder via magnonic inverse design. Appl. Phys. Lett. 2025;126(13):132406. DOI: 10.1063/5.0256599.
16. Zenbaa N, Abert C, Majcen F, Kerber M, Serha RO, Knauer S, Wang Q, Schrefl T, Suess D, Chumak AV. A universal inverse-design magnonic device. Nat. Electron. 2025;8(2):106–115. DOI: 10.1038/s41928-024-01333-7.
17. Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3. AIP Advances. 2014;4(10):107133. DOI: 10.1063/1.4899186.



*Маньшьева Анна Андреевна* — лаборант-исследователь лаборатории «Метаматериалы» Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Научные интересы — магноники, спиновые волны, микромагнитное моделирование.

Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83  
 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского  
 E-mail: aamsgmaam2006@gmail.com  
 ORCID: 0009-0000-2735-814X  
 AuthorID (eLibrary.Ru): 1335019



*Солянов Алексей Александрович* — лаборант-исследователь лаборатории «Метаматериалы» Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Научные интересы — магноники, спиновые волны, корреляционный анализ.

Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83  
 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского  
 E-mail: solyanov555@gmail.com  
 ORCID: 0009-0002-1417-9227



*Садовников Александр Владимирович* — родился в Саратове (1987). Окончил с красным дипломом факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (2009). Кандидат физико-математических наук (2012, СГУ). С 2008 года работает в СГУ, в настоящее время — в должности доцента кафедры физики открытых систем. Имеет более 60 статей в реферируемых научных журналах.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского  
 E-mail: sadovnikovav@gmail.com  
 ORCID: 0000-0002-8847-2621  
 AuthorID (eLibrary.Ru): 601222