

07

Микромагнитное моделирование логического ключа „большинства“ на основе интерференции каустик спиновых волн

© Г.М. Дудко,¹ А.В. Кожевников,¹ В.К. Сахаров,¹ М.Е. Селезнев,¹ Ю.В. Хивинцев,¹ Ю.В. Никулин,¹ С.Л. Высоцкий,¹ Ю.А. Филимонов,¹ С.А. Никитов,² А. Khitun³

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

³ Electrical Engineering Department, University of California — Riverside, 92521 Riverside, CA, USA

e-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com

Поступило в Редакцию 1 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 1 апреля 2022 г.

Принято к публикации 1 апреля 2022 г.

Методом микромагнитного моделирования показана возможность создания устройств спиновой логики на основе пленок железиттриевого граната и пермаллоя, где канализация энергии спиновых волн достигается за счет возбуждения антеннами сфокусированных или узконаправленных волновых пучков. Исследованы способы построения логического ключа „большинства“ на основе интерференции каустик спиновых волн, возбуждаемых прямолинейными преобразователями, ориентированными под углом к направлению касательного к пленке магнитного поля. Предложен подход, когда добавление к трем информационным сигналам опорного сигнала с фиксированной начальной фазой позволяет использовать на выходе устройства амплитудный детектор для составления таблицы истинности. Показана возможность масштабирования устройства на примере его работы в области длин спиновых волн микронных и субмикронных размеров.

Ключевые слова: спиновые волны, магнитное поле, ферромагнитные пленки, пермаллой.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52776.79-22

Введение

Эффекты распространения и интерференции спиновых волн (СВ) в магнитных микроструктурах перспективны для построения на их основе энергоэффективных информационных технологий [1,2]. Был предложен ряд прототипов устройств обработки информации и спиновой логики на эффектах интерференции СВ, распространяющихся в структурах на основе волноводов конечной ширины [1–7] порядка единиц миллиметров.

Современная тенденция разработки устройств на СВ и их способность конкурировать с КМОП технологиями предполагает уменьшение латеральных размеров элементов до микронных и субмикронных величин, однако при этом существенно вырастают потери на возбуждение, распространение и прием СВ [8–10]. Это связано с усложнением спектра СВ из-за его латерального квантования [11], а также ростом влияния обменного взаимодействия и полей размагничивания [12], с одной стороны, и с влиянием технологических факторов на параметры микроволноводов [13], с другой. Кроме того, в узлах магнитных сетей на основе микроволноводов происходит перераспределение мощности СВ, существенно меняющее соотношение амплитуд на выходных антеннах [14]. Одним из возможных подходов, позволяющих исключить влияние перечисленных факторов, может оказаться переход к интегральным устройствам

спиновой логики на основе ферромагнитных пленок, в которых канализация энергии СВ достигается не за счет их распространения в ограниченных по ширине волноводах, а за счет возбуждения антеннами, обеспечивающими формирование сфокусированных или узконаправленных волновых пучков СВ [15–18]. Цель настоящей работы — показать, что такой подход может быть положен в основу работы логического ключа „большинства“.

Отметим, что мажоритарный элемент (majority gate) — это логический элемент из класса пороговых [19] с четным или нечетным числом входов и одним выходным сигналом, значение которого совпадает со значением на большинстве входов. Если на большинстве входов будет сигнал, эквивалентный логической „1“ (или „0“), то и на выходе установится сигнал „1“ или „0“. Мажоритарные вентили на спиновых волнах представляют особый интерес, поскольку простой спин-волновой сумматор заменяет несколько десятков транзисторов, а трех мажоритарных вентилях достаточно для создания полного сумматора [20,21]. Кроме того, мажоритарный ключ на СВ потенциально позволяет выполнять параллельную обработку данных в многочастотном режиме [22].

На сегодняшний день было рассмотрено несколько прототипов спин-волновых мажоритарных логических элементов, где в качестве логических „1“ и „0“ выступала фаза СВ [1,2,23–29]. Были рассмотрены прототи-

пы мажоритарного ключа на основе нормально [27] и касательно [28] намагниченных Ψ -образно сочлененных волноводов миллиметровой длины из пленок железиттриевого граната (ЖИГ) с тремя входными и одним выходным преобразователями СВ на концах волноводов. В работе [29] была предложена компактная конструкция ключа большинства на основе пленочного волновода из CoFeB микронных размеров, где преобразователи СВ размещались вдоль оси волновода. При этом во всех случаях предполагалось, что с помощью аттенюаторов и фазовращателей, установленных перед входными антеннами, удастся обеспечить на выходном преобразователе интерференцию СВ с одинаковыми длинами волн λ и амплитудами, а также соотношением фаз, которые необходимы для конструктивной и деструктивной интерференции. Выходной сигнал обрабатывался фазочувствительным детектором [28,29], за счет чего фаза выходной волны выделяется из измерений во временной области и используется для составления полной таблицы истинности функции большинства. В настоящей работе методом микромагнитного моделирования исследуется возможность построения ключа „большинства“ на основе интерференции каустик СВ, сформированных в касательно намагниченной ферромагнитной пленке антеннами СВ. Мы также покажем, что добавление в предлагаемую конструкцию ключа „большинства“ дополнительного опорного сигнала с фиксированной фазой „0“ или „ π “ и определенным уровнем амплитуды позволяет использовать на выходе амплитудный детектор для составления таблицы истинности.

1. Результаты микромагнитного моделирования

Будем рассматривать мажоритарный элемент на СВ, схематично показанный на рис. 1, *a*. В качестве волноводной среды СВ будем рассматривать ферромагнитную пленку I , намагниченную в поле \mathbf{H} , лежащем в плоскости пленки. На поверхности пленки расположены входные 2–5 и выходная 6 антенны. Считаем, что центры входных антенн СВ размещены в вершинах прямоугольника размерами $a \times b$ под некоторыми углами $\pm\varphi$ к полю \mathbf{H} , что обеспечивает [15–18] распространение потоков 7–10 СВ на некоторой фиксированной частоте f в виде каустик, групповая скорость которых совпадает с направлением диагоналей прямоугольника. Центр выходной антенны располагается в точке пересечения диагоналей, а сама выходная антенна ориентируется либо параллельно, либо перпендикулярно направлению магнитного поля. Для моделирования распространения и интерференции волновых пучков СВ в структуре использовался пакет ООММФ [30]. Считалось, что возбуждение СВ осуществляется полем $h_z(t)$, направленным по оси Oz , локализованным под входной антенной и однородным по толщине пленки: $h_z(t) = h_z \cdot \sin(2\pi ft + \varphi_0)$, где h_z — амплитуда возбуждающего магнитного по-

ля, f — частота СВЧ сигнала; t — текущее время; φ_0 — начальная фаза входного сигнала. Рассчитывались двумерные карты распределения фурье-амплитуды волнового поля СВ, в качестве характеристики которого бралась компонента СВЧ намагниченности m_z . Карты получались обработкой в программе Semargl [31] временной выборки данных $m_z(x, y, z, t_i)$ с шагом по времени 0.1 ns, где длительность выборки зависела от времени пробега СВ по пленке и составляла от 8 до 100 ns.

Отметим, что характеристики каустик СВ существенно определяются величиной поля \mathbf{H} и значением частоты СВ, а также толщиной d , скоростью релаксации α и намагниченностью $4\pi M$ ферромагнитной пленки [15–18]. Чтобы показать возможности масштабирования предлагаемого подхода в субмикронную область длин волн, будем обращаться к случаям пленок ЖИГ толщиной 3.9 μm и 50 nm, а также пленки пермаллоя (Py) с $d = 100$ nm.

1.1. Случай пленок ЖИГ микронных толщин

Рассмотрим сначала интерференцию каустик в пленке ЖИГ с параметрами $d = 3.9 \mu\text{m}$, $4\pi M = 1750$ G, обменной жесткостью $A = 3.5 \cdot 10^{-12}$ J/m, $\alpha = 10^{-3}$, гиромангнитным отношением $\gamma = 2.8$ GHz/kOe и плоскостными размерами 1.5×1.5 mm, для которых интерференцию СВ можно экспериментально исследовать методом микрофокусированной сканирующей манделъштамм-бриллоэновской спектроскопии [18]. На рис. 1, *b, c* приведены результаты расчета интенсивности и распределения компоненты намагниченности m_z волновых пучков СВ в момент времени $t = 81$ ns после подачи на входные преобразователи 2–5 СВЧ сигнала на частоте $f = 5.6$ GHz. Моделирование проводилось для размера элементарной ячейки $2 \times 2 \times 0.78 \mu\text{m}$. При этом считалось, что амплитуды всех входных сигналов равны $h_z = 5$ Oe, а магнитное поле $H = 1.5$ kOe направлено вдоль оси Oy . Входные антенны СВ длиной 80 μm и шириной 20 μm размещены в вершинах прямоугольника с размерами сторон $a = 376 \mu\text{m}$ и $b = 337 \mu\text{m}$ под углами $\varphi = \pm 55^\circ$ к полю H , что обеспечивает распространение волновых пучков обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) на частоте $f = 5.6$ GHz в виде каустик, групповая скорость которых совпадает с направлением диагонали. Яркость тона на рис. 1, *b, c* отражает интенсивность СВ, а красный и синий цвета (в онлайн версии) на рис. 1, *c* отражают соответственно максимумы и минимумы величины m_z . Видно, что волновые пучки пересекаются в месте расположения выходной антенны, размеры которой идентичны размерам входных антенн.

Зависимости $m_z(t)$ с выходной антенны 6 при различных комбинациях начальных фаз сигналов на входе показаны на рис. 2, *a*. На вставке показаны комбинации фаз сигналов на входных антеннах 2, 4, 5, где фаза „0“ или „ π “ соответствует логическому „0“ или „1“. Можно видеть, что фаза выходного сигнала совпадает с фазой

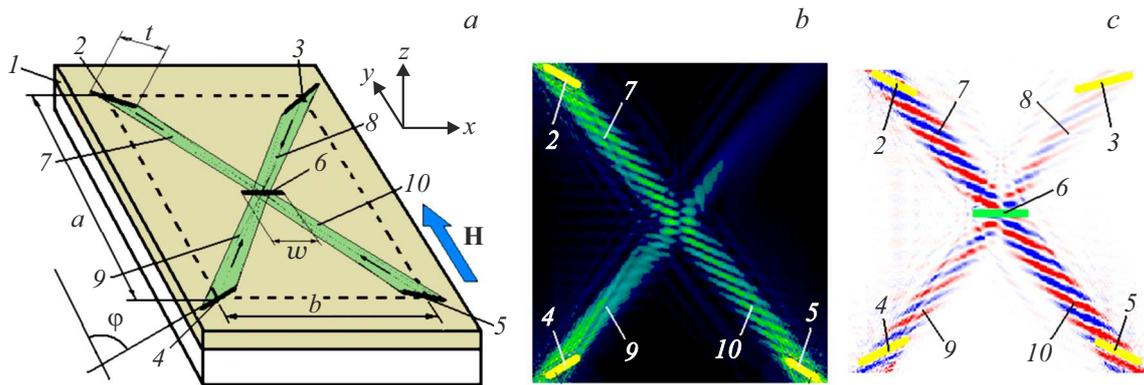


Рис. 1. *a* — схема мажоритарного элемента; *b* — интенсивности волновых пучков СВ, возбуждаемых в пленке ЖИГ толщиной $3.9 \mu\text{m}$ на частоте $f = 5.6 \text{ GHz}$ входными антеннами 2, 4, 5 длиной $80 \mu\text{m}$ и шириной $20 \mu\text{m}$, расположенными в вершинах прямоугольника с размерами сторон $a = 376 \mu\text{m}$ и $b = 337 \mu\text{m}$, под углами $\varphi = \pm 55^\circ$ по отношению к полю $H = 1.5 \text{ kOe}$; *c* — распределение m_z -компоненты СВЧ намагниченности в фиксированный момент времени.

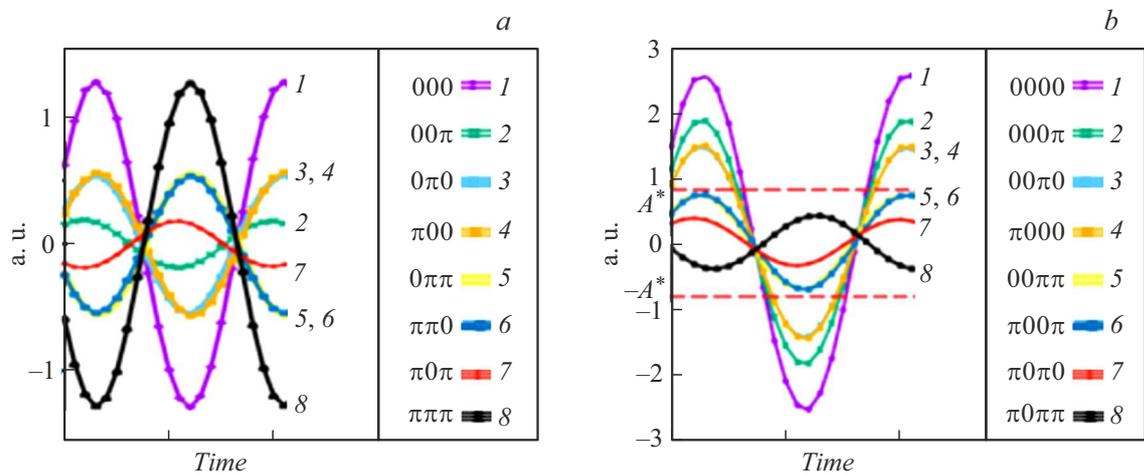


Рис. 2. Зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне в мажоритарном ключе на основе пленки ЖИГ с параметрами, отвечающими рис. 1, в случае трех (*a*) и четырех (*b*) входных преобразователей. Горизонтальные пунктирные линии показывают пороговый уровень A^* для выходного сигнала, выше которого фазы большинства входных сигналов совпадают с фазой опорного сигнала.

большинства входных сигналов. При этом сигнал с выхода *b* должен обрабатываться фазочувствительным детектором [28].

Если в работе мажоритарного ключа задействованы четыре входных преобразователя, и при этом один из них возбуждает „опорный“ пучок СВ, фаза которого всегда постоянна и равна „0“ или „ π “, то о фазе большинства входных сигналов можно судить по превышению амплитудой выходного сигнала некоторой пороговой величины A^* , задаваемой опорным сигналом. Сказанное поясняет рис. 2, *b*, где приведены зависимости $m_z(t)$ с выхода *b* при разных комбинациях фаз четырех входных сигналов. Преобразователь 3 создает „опорный“ пучок СВ, фаза которого равна „0“, а его амплитуда составляла $h_z = 15 \text{ Oe}$, что в 3 раза выше амплитуд сигналов на остальных входах. Можно видеть, что все сигналы с амплитудой выше некоторого уровня A^* имеют фазу, совпадающую с фазой опорного сигнала.

1.2. Случай пленок ЖИГ нанометровых толщин

Чтобы показать возможность масштабирования предлагаемого подхода построения логического ключа „большинства“, рассмотрим случай пленки ЖИГ толщиной $d = 50 \text{ nm}$, плоскостными размерами $10 \times 10 \mu\text{m}$ и при значениях остальных параметров, идентичных рассмотренному выше случаю. Отметим, что плоскостные размеры задаются с учетом времени микромагнитного моделирования, которое напрямую определяется соотношением размеров пленки и элементарной ячейки численной сетки, которая для данного случая бралась равной $10 \times 10 \times 10 \text{ nm}$. На рис. 3 и 4 приведены результаты микромагнитного моделирования ключа большинства на основе волновых пучков существенно обменных СВ ($\lambda \approx 330\text{--}210 \text{ nm}$), распространяющихся на частоте $f = 7 \text{ GHz}$. Выбранная частота больше частоты $f_s = \gamma(H + 2\pi M) = 6.65 \text{ GHz}$, отвечающей корот-

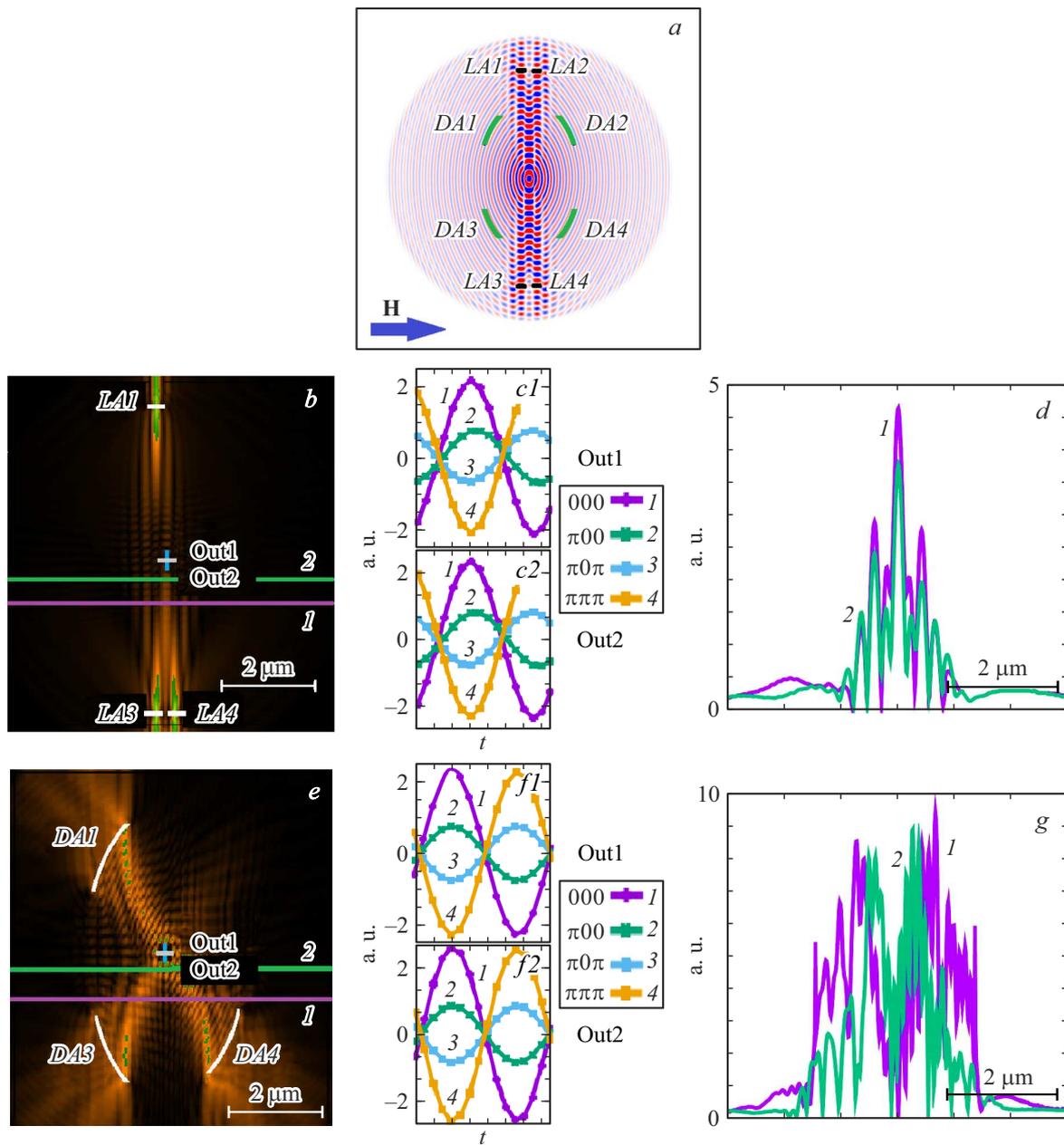


Рис. 3. *a* — распределение $m_z(x, y)$ в фиксированный момент времени в пленке ЖИГ толщиной 50 nm и плоскостными размерами $10 \times 10 \mu\text{m}$ при возбуждении точечным источником на частоте $f = 7 \text{ GHz}$. Обозначения $LA1-LA4$ и $DA1-DA4$ отвечают соответственно прямолинейным и арочным антеннам; *b, e* — распределение интенсивности волновых пучков СВ в ключе „большинства“ с использованием соответствующего типа антенн; *c1, c2, f1, f2* — зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне Out1 и Out2 в мажоритарном ключе, отвечающем рис. *b* либо *e* соответственно; *d, g* — профили волновых пучков в сечениях 1 (зеленая линия (в онлайн версии)) и 2 (фиолетовая линия (в онлайн версии)), показанных на рис. *b* и *e*.

коволновой границе спектра дипольных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) Дэймона–Эшбаха.

В качестве первого шага определялись параметры входных преобразователей СВ и их положение на поверхности ЖИГ, при которых формируются каустики либо сфокусированные волновые пучки, сходящиеся к центру пленки. С этой целью аналогично работам [18,32] на выбранной частоте $f = 7 \text{ GHz}$ рассчитывалось волновое поле от помещенного в центр пленки точечного

источника, в качестве которого бралась элементарная ячейка численной сетки. Для уменьшения влияния отражений от границ пленки потери в ЖИГ вне окружности радиусом $4 \mu\text{m}$ линейно увеличивались от значений $\alpha = 0.001$ до 1. На рис. 3, *a* приведены результаты расчета волнового поля от точечного источника в момент времени $t = 10 \text{ ns}$ после начала возбуждения. Из-за влияния обменного взаимодействия характер изочастотных линий $f(k_x, k_y) = \text{const}$ становится существенно отлич-

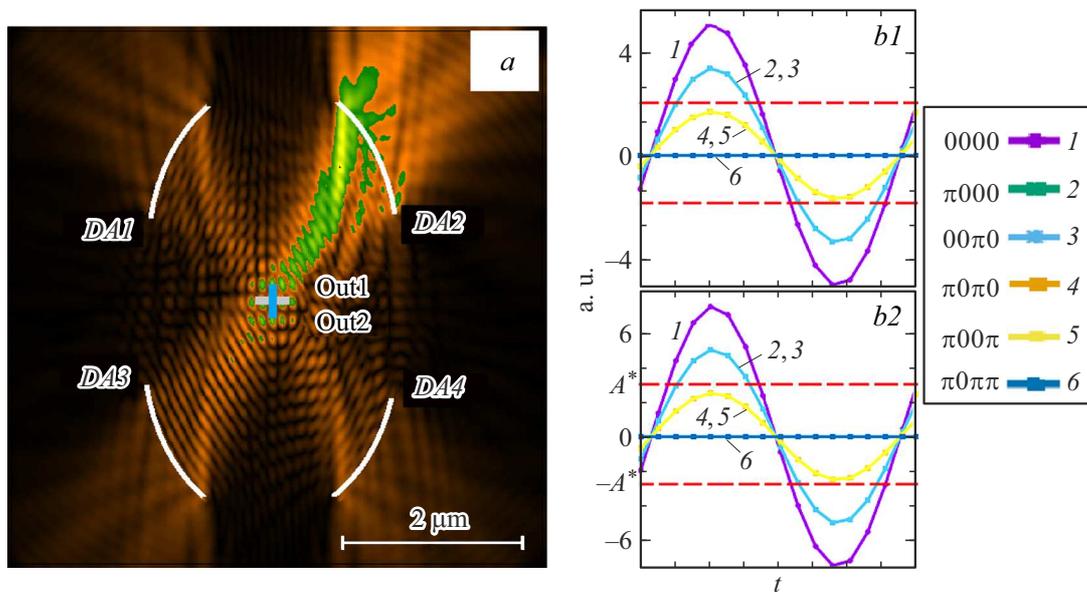


Рис. 4. *a* — распределение интенсивности волновых пучков в ключе „большинства“ с использованием опорного сигнала от антенны *DA2* с начальной фазой „0“ и амплитудой $h_z = 0.3$ Ое. Все остальные параметры отвечают рис. 3, *e*; *b1, b2* — зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне *Out1* и *Out2* соответственно в мажоритарном ключе с использованием опорного сигнала (*a*).

ным от случая преимущественно дипольных СВ [33]. В результате на частоте $f = 7$ GHz в пленке могут распространяться СВ как перпендикулярно (геометрия поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) с длиной волны $\lambda \approx 310$ nm), так и вдоль магнитного поля с $\lambda \approx 220$ nm. При этом волновой фронт точечного источника в рассматриваемом случае в основном близок к эллипсоидальной форме. Вместе с тем из рис. 3, *a* можно видеть, что в волновом поле присутствуют несколько ярко выраженных лучей, по направлениям близких к направлению оси Oy , которые можно отождествить с каустиками СВ. При этом на их формирование в рассматриваемом случае, по-видимому, оказывает влияние неоднородность основного состояния пленки седлового типа, обусловленная полями размагничивания [34].

С учетом сказанного для моделирования ключа „большинства“ на основе пленки с выбранными параметрами при магнитном поле $H = 1.5$ кОе, направленном вдоль оси Ox , и $f = 7$ GHz рассматривались два типа входных преобразователей. В качестве первого брались прямолинейные антенны (*LA1–LA4*) длиной 140 nm и шириной 10 nm, расположенные в вершинах прямоугольника с размерами $a = 6400$ nm, $b = 500$ nm и ориентированные параллельно волновому фронту СВ в направленных вдоль оси Oy лучах, который в выбранных точках оказывался практически параллелен оси Ox (рис. 3, *a*). Антенны второго типа брались по форме совпадающими с частью эллипсоидального волнового фронта, и имели арочную форму (*DA1–DA4*) (рис. 3, *a*). Антенны *DA* апертурой 1500 nm и шириной 10 nm располагались в вершинах прямоугольника с размерами $a = 3300$ nm и $b = 2200$ nm. При этом ожидалось, что арочная форма входных антенн *DA* позволит возбуждать сфокусирован-

ные волновые пучки, сходящиеся в центре пленки, где помещалась выходная антенна. Считалось, что выходная антенна длиной 140 nm и шириной 10 nm может ориентироваться как по оси Ox (*Out1*), так и по оси Oy (*Out2*).

На рис. 3, *b, e* приведены карты интенсивности волновых пучков СВ, возбуждаемых соответственно входными прямолинейными (*LA1, LA3, LA4*) и арочными (*DA1, DA3, DA4*) антеннами при подаче на вход сигнала с частотой $f = 7$ GHz и амплитудой $h_z = 0.1$ Ое. Зависимости $m_z(t)$ с выходной антенны, ориентированной по оси Ox (*Out1*) или оси Oy (*Out2*), на рис. 3, *c1, c2, f1, f2* соответствуют мажоритарным ключам на рис. 3, *b, e*. Можно видеть, что в обоих случаях фаза выходного сигнала совпадает с фазой большинства на входных антеннах. Из сравнения амплитуд $m_z(t)$ на рис. 3, *c, f* следует, что в случае мажоритарного ключа с линейными антеннами (*LA*) ориентация выходного преобразователя слабо влияет на амплитуду выходного сигнала. Наоборот, для интерференции волновых пучков, возбуждаемых антеннами арочной формы (*DA*), предпочтительной является ориентация приемной антенны перпендикулярно направлению магнитного поля.

Пространственное распределение интенсивности волновых пучков для рассматриваемых мажоритарных ключей характеризуют рис. 3, *d* и *g*, где приведены профили волновых пучков для сечений 1 и 2, положение которых показано соответствующими горизонтальными линиями на рис. 3, *b, e*. Можно видеть, что волновые пучки при распространении сохраняют форму и пространственно ограничены.

На рис. 4 приведены результаты микромагнитного моделирования ключа „большинства“ на основе арочных фокусирующих преобразователей *DA* на поверхности

пленки ЖИГ толщиной 50 nm с использованием опорного сигнала. Расчеты выполнялись для случая, когда на входные антенны $DA1$, $DA3$, $DA4$ подаются сигналы с фазой „0“ или „ π “ и одинаковой амплитудой $h_z = 0.1$ Oe, а на антенну $DA2$ подается опорный сигнал с амплитудой $h_z = 0.3$ Oe и фазой „0“. На рис. 4, $b1$, $b2$ приведены зависимости $m_z(t)$ с выходной антенны, ориентированной по оси Ox (Out1) и оси Oy (Out2) соответственно. Видно, что ориентация выходной антенны вдоль апертуры входных преобразователей увеличивает выходной сигнал в 1.5 раза.

1.3. Случай пленки пермаллоя

Представляет также интерес рассмотреть возможность предлагаемого подхода для случая пленок ферромагнитного металла, поскольку их, по сравнению с пленками ЖИГ, проще совместить с используемыми КМОП технологиями. На рис. 5 приведены результаты микромагнитного моделирования логического ключа большинства с использованием опорного сигнала на основе каустик СВ в пленке пермаллоя (Py) с размерами $150 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}$. Магнитные параметры брались

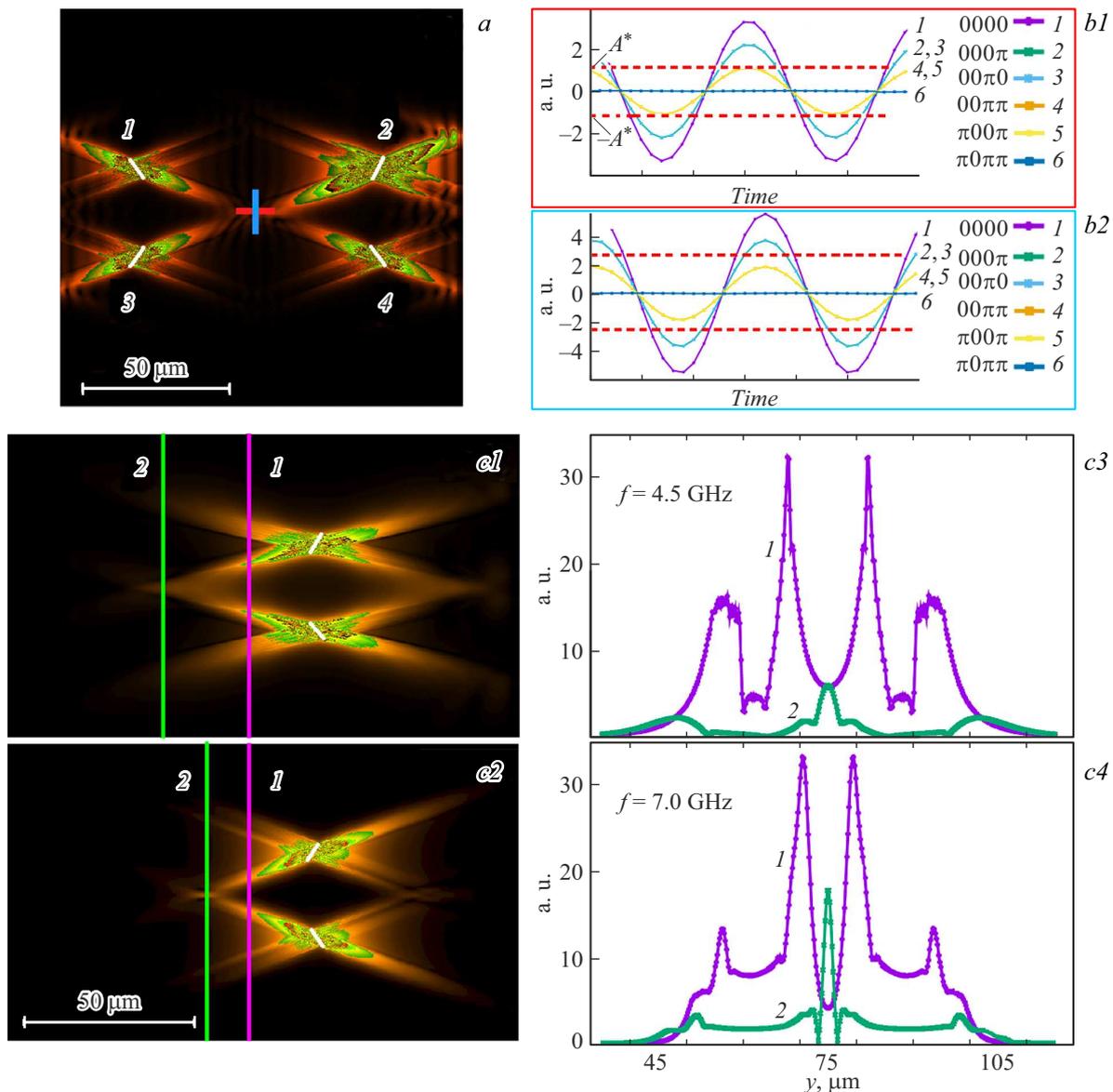


Рис. 5. Результаты микромагнитного моделирования мажоритарного ключа на основе пленки пермаллоя. a — распределение интенсивности волновых пучков в мажоритарном ключе на основе интерференции СВ частотой $f = 6$ GHz, возбуждаемых сигнальными антеннами 1, 3, 4 с „опорным“ волновым сигналом, возбуждаемым входной антенной 2; $b1$, $b2$ — зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне для различных комбинаций начальных фаз входных сигналов при ориентации выходной антенны перпендикулярно и параллельно направлению поля H соответственно; c — зависимость от частоты f положения точки пересечения волновых пучков (показана вертикальной зеленой линией 2) и распределение интенсивности волновых пучков вдоль сечений 1 и 2, проходящих вблизи входных антенн (вертикальная сиреневая линия 1) и через точку пересечения волновых пучков; $c1$, $c3$ — отвечают частоте $f = 4.5$ GHz, для рис. $c2$, $c4$, $f = 7$ GHz.

равными $4\pi M = 10807 \text{ G}$, $\alpha = 10^{-2}$, $A = 13 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$. Магнитное поле $H = 150 \text{ Oe}$ направлено по оси Oy . Размер элементарной ячейки равнялся $200 \times 200 \times 20 \text{ nm}$. Входные антенны длиной $10 \mu\text{m}$ и шириной $1 \mu\text{m}$ размещены в вершинах прямоугольника $30 \times 80 \mu\text{m}$ под углом $\varphi = \pm 35^\circ$ по отношению к полю H . Считалось, что на входные антенны поступает сигнал на частоте $f = 6 \text{ GHz}$, отвечающий полосе частот ПМСВ. При этом амплитуда возбуждающего поля h_z на антеннах $1, 3, 4$ равна 0.1 Oe , а начальные фазы могут принимать значения „0“ или „ π “. На антенну 2 подается опорный сигнал с фазой „0“ и амплитудой $h_z = 0.3 \text{ Oe}$. Выходная антенна такой же длины и ширины, как и входные, располагается в центре пленки и ориентируется либо по оси Ox , либо по Oy .

На рис. 5, *b1, b2* приведены зависимости $m_z(t)$ выходных сигналов при ориентации выходной антенны соответственно перпендикулярно или параллельно полю H . Видно, что выходные сигналы с амплитудой, выше порогового уровня A^* , имеют фазу, совпадающую с фазой опорного сигнала. Сравнения амплитуд сигналов на рис. 5, *b1* и *b2* показывает, что выходной сигнал оказывается заметно больше в случае, когда перекрытие апертур входных и выходного преобразователей максимально. Рис. 5, *c* на примере двух входных антенн иллюстрирует характер пространственного распределения интенсивности волновых пучков в зависимости от частоты. Можно видеть, что волновые пучки пространственно хорошо ограничены. В месте пересечения каустик ширина пучков по уровню $1/2$ не превышает $5 \mu\text{m}$, что в рассматриваемом случае меньше апертуры приемной антенны (рис. 5, *c3, c4*). Из сравнения результатов на рис. 5, *c1* и *c2* видно, что с ростом частоты место пересечения каустик СВ, которое можно рассматривать как положение фокуса оптической системы, образованной входными антеннами, смещается в сторону входных антенн. Такое поведение фокуса отражает хроматическую aberrацию фокусирующих преобразователей ПМСВ в касательно намагниченных пленках [15–18]. Отметим также, что смещение фокуса ближе к входным антеннам сопровождается ростом амплитуды сигнала в точке пересечения каустик, (рис. 5, *c3, c4*).

Заключение

Таким образом, с помощью метода микромагнитного моделирования рассмотрены распространение и интерференция каустик спиновых волн в пленках ЖИГ и пермаллоя. Показано, что на основе эффектов интерференции каустик и сфокусированных волновых пучков СВ может быть реализован логический ключ „большинства“. Особенностью предлагаемого подхода к построению ключа большинства является одинаковая удаленность всех входных антенн спиновых волн от выходного преобразователя, что потенциально позволяет исключить необходимость использования аттенуаторов для

выравнивания амплитуд СВ, интерферирующих на выходной антенне. Кроме того, показано, что использование дополнительного опорного сигнала с фиксированной фазой („0“ или „ π “) и амплитудой в 3 раза выше, чем амплитуда информационных сигналов, позволяет преобразовать фазу выходного сигнала ключа „большинства“ в амплитуду. Этот метод преобразования обещает более удобное считывание магнитной фазы, чем ранее предложенный подход за счет локальной неадиабатической параллельной параметрической накачки [26].

Добавим, что с точки зрения реализации предлагаемого подхода необходимо учитывать, что приемный преобразователь, размещенный в области пересечения каустик, должен иметь подводящие линии и контактные площадки для подключения микрозондов. Понятно, что эти участки выходной антенны СВ будут принимать периферийные части каустик, которые будут вносить паразитный вклад в результат интерференции на приемной антенне. Мы полагаем, что снизить вклад периферийных областей каустик в суммарный сигнал можно с помощью подхода, предложенного в [35], сделав ширину подводящих линий существенно больше как ширины приемной антенны, так и длины λ спиновой волны.

Финансирование работы

Работа поддержана проектом РНФ № 17-19-01673.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43** (26), 264005 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005
- [2] A. Mahmoud, F. Ciubotaru, F. Vanderveken, A.V. Chumak, S. Hamdaoui, C. Adelmann, S. Cotofana. *J. Appl. Phys.*, **128** (16), 161101 (2020). DOI: 10.1063/5.0019328
- [3] A. Kozhevnikov, F. Gertz, G. Dudko, Y. Filimonov, A. Khitun. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (14), 142409 (2015). DOI: 10.1063/1.4917507
- [4] Y. Khivintsev, M. Ranjbar, D. Gutierrez, H. Chiang, A. Kozhevnikov, Y. Filimonov, A. Khitun. *J. Appl. Phys.*, **120** (12), 123901 (2016). DOI: 10.1063/1.4962740
- [5] M. Balinsky, D. Gutierrez, H. Chiang, A. Kozhevnikov, G. Dudko, Y. Filimonov, A.A. Balandin, A. Khitun. *Scientific Reports*, **7**, 11539 (2017).
- [6] Ю.В. Хивинцев, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов, А. Khitun. *ЖТФ*, **89** (11), 1712 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48333.118-19
- [7] M. Balinsky, A. Kozhevnikov, Y. Khivintsev, T. Bhowmick, D. Gutierrez, H. Chiang, G. Dudko, Y. Filimonov, G. Liu, C. Jiang, A.A. Balandin, R.E. Lake, A. Khitun. *J. Appl. Phys.*, **121** (2), 024504 (2017). DOI: 10.1063/1.4973115

- [8] B. Heinz, T. Brächer, M. Schneider, Q. Wang, B. Lägel, A.M. Friedel, D. Breitbach, S. Steinert, T. Meyer, M. Kewenig, C. Dubs, P. Pirro, A.V. Chumak. *Nano Lett.*, **20** (6), 4220 (2020). DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c00657
- [9] Y.V. Khivintsev, A.V. Kozhevnikov, G.M. Dudko, V.K. Sakharov, Y.A. Filimonov, A.G. Khitun. *Phys. Metals and Metallography*, **120** (13), 76 (2019). DOI: 10.18500/1817-3020-2021-21-3-249-263
- [10] Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, F. Kohl, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägel, F. Ciubotaru, C. Adelman, C. Dubs, S.D. Cotozana, O.V. Dobrovolskiy, T. Brächer, P. Pirro, A.V. Chumak. *Nature Electron.*, **3**, 765 (2020). DOI: 10.48550/arXiv.1905.12353
- [11] A.V. Sadvnikov, C.S. Davies, S.V. Grishin, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (19), 192406 (2015). DOI: 10.1063/1.4921206
- [12] Q. Wang, B. Heinz, R. Verba, M. Kewenig, P. Pirro, M. Schneider, T. Meyer, B. Lägel, C. Dubs, T. Brächer, A.V. Chumak. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 247202 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.247202
- [13] Y.V. Khivintsev, V.K. Sakharov, A.V. Kozhevnikov, G.M. Dudko, Y.A. Filimonov, A. Khitun. *J. Magn. Magn. Mater.*, **545**, 168754 (2022). DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168754
- [14] Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов, А.Г. Хитун, С.А. Никитов. *Радиотехника и электроника*, **63** (10), 1105 (2018). DOI: 10.1134/S0033849418100091
- [15] А.В. Вашковский, А.В. Стальмахов, Д.Г. Шахназарян. *Известия вузов. Физика*, **31** (11), 67 (1988).
- [16] Э.Г. Локк. *Радиотехника и электроника*, **60** (1), 102 (2015). DOI: 10.7868/S0033849415010106
- [17] A.Yu. Annenkov, S.V. Gerus, E.H. Lock. *Europhys. Lett.*, **123** (4), 44003 (2018). DOI: 10.1209/0295-5075/123/44003
- [18] M. Madami, Y. Khivintsev, G. Gubbiotti, G. Dudko, A. Kozhevnikov, V. Sakharov, A. Stal'makhov, A. Khitun, Y. Filimonov. *Appl. Phys. Lett.*, **113** (15), 152403 (2018). DOI: 10.1063/1.5050347
- [19] D. Hampel, R.O. Winder. *IEEE Spectr.*, **8** (5), 32 (1971).
- [20] A. Khitun, K.L. Wang. *J. Appl. Phys.*, **110** (3), 034306 (2011). DOI: 10.1063/1.3609062
- [21] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *IEEE Trans. Magn.*, **44** (9), 2141 (2008). DOI: 10.1109/TMAG.2008.2000812
- [22] A. Khitun. *J. Appl. Phys.*, **111** (5), 054307 (2012). DOI: 10.1063/1.3689011
- [23] S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, A.V. Chumak. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (15), 152410 (2014). DOI: 10.1063/1.4898042
- [24] S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, A.V. Chumak. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (21), 212406 (2015). DOI: 10.1063/1.4921850
- [25] A. Mahmoud, F. Vanderveken, C. Adelman, F. Ciubotaru, S. Hamdioui, S. Cotozana. *AIP Adv.*, **10** (3), 035119 (2020). DOI: 10.1063/1.5134690
- [26] T. Brächer, F. Heussner, P. Pirro, T. Meyer, T. Fischer, M. Geilen, B. Heinz, B. Lägel, A.A. Serga, B. Hillebrands. *Sci. Rep.*, **6**, 38235 (2016). DOI: 10.1038/srep38235
- [27] N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A.B. Granovsky, C.A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, M. Inoue. *Sci. Rep.*, **7**, 7898 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-08114-7
- [28] T. Fischer, M. Kewenig, D.A. Bozhko, A.A. Serga, I.I. Syvorotka, F. Ciubotaru, C. Adelman, B. Hillebrands, A.V. Chumak. *Appl. Phys. Lett.*, **110** (15), 152401 (2017). DOI: 10.1063/1.4979840
- [29] G. Talmelli, T. Devolder, N. Träger, J. Förster, S. Wintz, M. Weigand, H. Stoll, M. Heyns, G. Schütz, I.P. Radu, J. Gräfe, F. Ciubotaru, C. Adelman. *Sci. Adv.*, **6** (51), abb4042 (2020). DOI: 10.1126/sciadv.abb4042
- [30] M.J. Donahue, D.G. Porter. *OOMMF user's Guide. Interagency Report* (NIST 6376, 1999). DOI: 10.6028/NIST.IR.6376
- [31] M. Dvornik, Y.Au, V. Kruglyak, in *Magnonics, Topics in Applied Physics*, ed. by S.O. Demokritov, A.N. Slavin (Springer-Berlin, Heidelberg, 2013), v. 125, p. 101.
- [32] Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, А.В. Стальмахов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика*, **18** (2), 92 (2018). DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-2-92-102
- [33] V. Veerakumar, R.E. Camley. *Phys. Rev. B*, **74** (21), 214401 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.214401
- [34] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. *Магнитостатические волны в неоднородных полях*. (Физматлит, М., 2016), DOI: 10.1201/9781003046226
- [35] P. Gruszecki, M. Kasprzak, A.E. Serebryannikov, M. Krawczyk, W. Śmigaj. *Sci. Rep.*, **6**, 22367 (2016). DOI: 10.1038/srep22367